



## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ТЕПЛООБМЕНА В КОМПАКТНОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ

Целью настоящей главы является описание математической модели расчёта локальной теплопередачи в перекрестно-точном компактном теплообменнике, а также результатов численного исследования механизма теплопередачи в теплообменнике, охлаждаемом двухфазным потоком. Кроме того, преследовалась чисто практическая задача: расчет и исследование работы конкретного теплообменника в перспективной системе кондиционирования, разрабатываемой в настоящее время в промышленности для пассажирских самолетов нового поколения Ту-204, Ту-214, Ту-334 [55...64].

### 1. ОПИСАНИЕ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

#### 1.1. ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В КОМПАКТНОМ ТЕПЛООБМЕННИКЕ С ДВУХФАЗНЫМ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕМ

##### СХЕМА И ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ТЕПЛООБМЕННИКА-КОНДЕНСАТОРА

**Схема и параметры работы.** Экспериментальный теплообменник-конденсатор (рис. 3.1.1, *а*), представляет собой обычный КПРТ в виде трехмерной конструкции из поперечно расположенных оребренных пакетов для холодного 2 и горячего 3 воздуха. В теплообменник встроен специальный обводной канал по холодному тракту, разделяющий теплообменную секцию на две симметричные половины. Данный КПРТ предназначен для конденсации влаги из влажного воздуха за счет охлаждения воздухом, выбрасываемым из турбохолодильника СКВ. На рабочем режиме горячий теплоноситель имеет температуру 20 ... 40 °С, давление 0,3 ... 0,5 МПа, влагосодержание до 20 г/кг с.в. Наиболее характерны параметры холодного теплоносителя: температура -50 ... -20 °С, давление 0,07 ... 0,1 МПа, влагосодержание 5 ... 20 г/кг с.в. Иными словами, в обоих трактах используются двухфазные теплоносители, причём один из них имеет низкие отрицательные температуры.

**Особенности работы.** Перекрёстно-точная схема движения теплоносителей (рис. 1.1, *б*) приводит к следующим особенностям полей температур в КПРТ (рис. 1.1, *в*). Во-первых, по мере движения теплоносителей наблюдается расслоение температур, поэтому на выходе тракта их температуры имеют достаточно широкий диапазон значений. Во-вторых, компактные размеры КПРТ создают такие условия, что значительная доля теплообменной поверхности приходится на участки тепловой стабилизации  $l/d < 50$ , т.е. наблюдается резко нелинейный закон изменения коэффициентов теплоотдачи по длине как горячих, так и холодных каналов. В итоге температура теплообменной поверхности КПРТ имеет двухмерное распределение в самом широком диапазоне значений: от резко отрицательных (холодный угол 1-4) на входном фронте холодного теплоносителя до положительных (горячий угол 2) на



входном фронте горячего теплоносителя. Совмещение представленных полей температур с особенностями тепломассообмена в теплоносителях и на теплообменной поверхности ещё больше усложняет процесс теплопередачи в теплообменнике-конденсаторе.

**Особенности тепломассообмена в конденсаторе.** Первые результаты исследований тепломассообмена в конденсаторе [55 – 64], выполненные на кафедре Технической теплофизики НГТУ, показали крайне сложную картину этих процессов. В холодном тракте теплообменника (патрубки 4 – 6) движется трехфазный поток водного аэрозоля, в котором происходят процессы тепломассообмена при воздушно-испарительном охлаждении. В горячем тракте теплообменника (патрубки 5 – 7) движется влажный воздух, причем наблюдаются процессы тепломассообмена при капельной конденсации в каналах. Наиболее сложная картина тепломассообменных процессов наблюдается в холодном углу 1-4 теплообменной поверхности, находящейся при отрицательной температуре. В холодном тракте на входных кромках теплообменной секции происходит намерзание снега и льда, а в горячем тракте в выходных сечениях каналов – замерзание сконденсировавшейся жидкости (подробно описано в главе 5).

## ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ПРОЦЕССА ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ

Число работ в литературе по исследованию теплопередачи в теплообменниках, охлаждаемых двухфазным воздушно-водяным потоком, в литературе ограничено [22] и сводится к установлению факта увеличения теплообмена на десятки процентов. Однако механизм этого явления остается неопределенным и малоизученным.

При математическом моделировании такой задачи возникает ряд проблем, связанных с восстановлением наиболее точной картины теплообмена. К ним относятся: учет в модели начального участка в теплообменных каналах; учет неравномерности эпюры скоростей по фронту теплообменника; учет теплопроводности стенок теплообменника и целый ряд более частных проблем. Исследованию этих вопросов посвящено много работ, выполненных для однофазных сред.

Попытка смоделировать все эти условия одновременно с расчетом тепломассообмена, кроме математических сложностей, затруднит, как это ни странно, понимание физических особенностей теплообмена и того вклада, который вносит двухфазность теплоносителя.

Закономерным подходом поэтому является расчленение и отдельное изучение влияния тепломассообмена на работу теплообменника. При разработке физической и математической модели и был использован данный принцип, упростивший задачу. Кроме того, это дало возможность разработать упрощенную инженерную методику расчета, позволившую ответить на ряд конкретных практических вопросов.

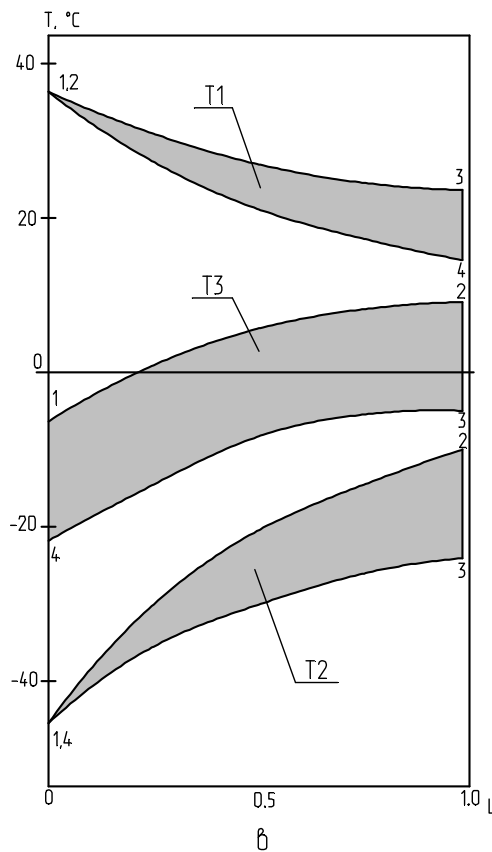
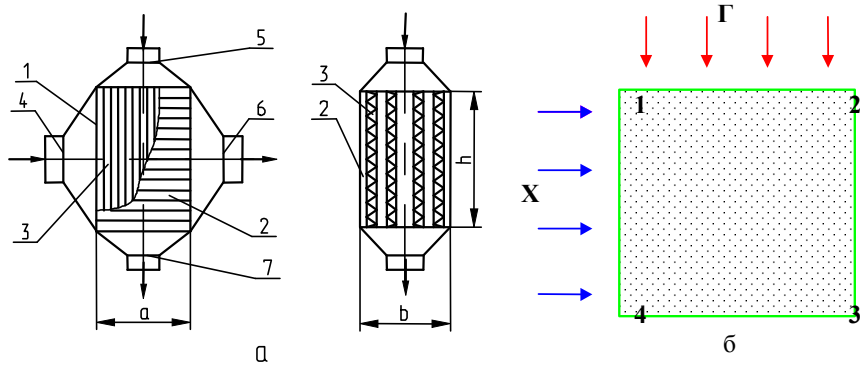


Рис. 1.1 Конструкция и схема полей температур в теплообменнике-конденсаторе: *a* – конструкция: 1 – теплообменная секция; 2 – оребренные пакеты горячего тракта; 3 – оребренные пакеты холодного тракта; 4, 6 – входной и выходной патрубки для холодного теплоносителя; 5, 7 – входной и выходной патрубки для горячего теплоносителя; *a*, *b*, *h* – габаритные размеры теплообменной секции; *б* – координатная сетка; *в* – поля температур:  $T_1$  – температура горячего теплоносителя,  $T_2$  – температура холодного теплоносителя,  $T_3$  – температура пластины; 1-4 – номера углов пластины в координатной сетке

## ПРИМЕНЯЕМАЯ ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ДОПУЩЕНИЯ

Моделировать трехмерную картину полей температур в теплообменнике нецелесообразно. Для практических нужд, при хорошей достоверности, достаточно выбрать одну пару оребренных пакетов: горячего и холодного (рис. 1.2) – и решить для них плоскую задачу. Этого достаточно даже для изучения влияния неоднородностей распределения воздуха поперек пакета, а в случае необходимости такой подход позволяет изучить любую пару пакетов из всего набора, составляющего теплообменник.

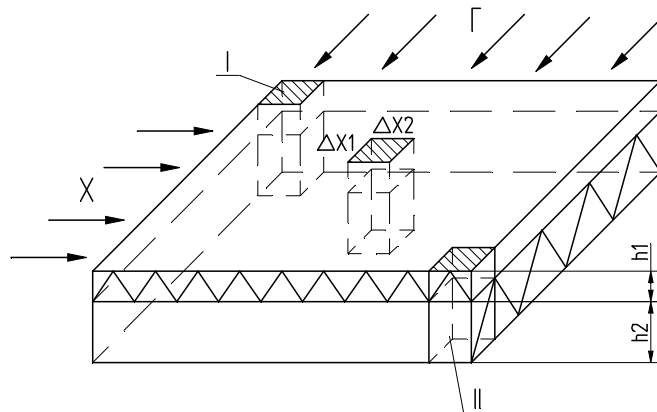


Рис. 1.2 Двухмерная модель для расчета локальной теплопередачи:  $h_1$  – оребренный пакет для горячего теплоносителя;  $h_2$  – оребренный пакет для холодного теплоносителя;  $\Delta x_1 \Delta x_2$  – расчетный теплопередающий элемент; I – первый расчетный элемент, II – последний расчетный элемент

При моделировании теплопередачи принята следующая физическая картина теплообмена. В "холодный" пакет поступает двухфазный поток водного аэрозоля. Физическая модель и методика расчета тепломассообмена для него описаны в разделе 2. В "горячем" пакете движется влажный воздух, процессы тепломассообмена в котором рассчитываются по аналогичной методике.

Суть дифференциальной методики расчета теплообменника состоит в составлении и решении системы уравнений теплопередачи для элементарного участка теплообменной поверхности (рис. 1.2). С целью упрощения системы были приняты следующие допущения:

- рассматривается стационарный процесс теплопередачи;
- не учитываются теплопроводность вдоль пластины;
- считаются известными критериальные зависимости, описывающие теплоотдачу от пластины к потоку теплоносителя;
- интенсивность теплоотдачи изменяется на начальном участке пластины по логарифмическому закону;



– принимается, что массообмен при фазовых переходах (конденсации или испарения), ввиду малой концентрации водяных паров в воздухе (менее 3 %), не влияет на интенсивность теплоотдачи от пластины.

## ПРОБЛЕМЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ ТЕПЛОМАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

**Особенности расчётного элемента.** Выбранный расчётный элемент обладает следующим набором особенностей. Во-первых, он имеет переменную по длине интенсивность теплоотдачи, вызванную спецификой развития *стеснённого пограничного слоя* в каналах малого эквивалентного диаметра. Во-вторых, наличие оребрения приводит к необходимости учитывать *неоднородность температуры по высоте* ребра. В третьих, перекрёстная схема движения горячего и холодного теплоносителей требует учитывать *неоднородность температурных напоров* в процессах теплоотдачи, как внутри расчётного элемента, так и при переходе от одного элемента к другому по длине и ширине пластины. Другими словами модель расчёта должна учитывать пространственную неоднородность тепловых процессов.

**Особенности тепломассообменных процессов.** Дополнительные требования привносят в модель тепломассообменные процессы в теплоносителях. Во-первых, в горячем тракте протекает процесс *конденсации водяного пара* из влажного воздуха. Во-вторых, в холодном тракте происходит процесс *испарения капель воды* в воздух. В третьих, интенсивность фазовых переходов существенным образом зависит как от величины температуры теплообменной поверхности, так и от перепадов температур и влажности поперёк пограничного слоя. Иными словами, модель расчёта должна учитывать пространственную неоднородность тепломассообменных процессов.

**Общие подходы к выбору модели расчёта.** Учитывая приведённые особенности можно заключить, что наиболее подходящей для данного случая может быть система уравнений энергии для двухфазного пограничного слоя с фазовыми превращениями в теплоносителях. В следующих пунктах последовательно описана методология формирования выбранной модели расчёта. Во-первых, представлены возможные формы уравнений энергии для пограничного слоя. Во-вторых, дано описание одного из вариантов интегрального решения системы уравнений. В третьих, даны известные описания для параметра энтальпии, используемые в данных уравнениях энергии. В четвёртых, представлены формы записи теплоёмкости для многофазных сред, в том числе с учётом фазовых превращений в теплоносителях. В заключение раздела представлена общая форма выбранной системы уравнений, составленная для описания процесса теплопередачи в расчётном элементе.

### 1.2. ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ УРАВНЕНИЯ ЭНЕРГИИ

При расчёте пограничных слоёв используются три формы системы уравнений энергии: для несжимаемого газа, для сжимаемого газа и для теп-



носителей с фазовыми и химическими превращениями. Ниже дано сравнительное описание каждого из трёх вариантов, позволяющее выделить характерные особенности настоящей задачи.

#### ДЛЯ НЕСЖИМАЕМОГО ГАЗА

В этом случае основные уравнения получаются из уравнений Навье – Стокса для случая теплопроводного газа. Уравнения движения и неразрывности в безразмерной форме для плоского течения будут иметь вид:

$$\rho w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial w_x}{\partial y} \right), \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} = 0. \quad (1.2)$$

Уравнение распространения теплоты в стационарном, однородном плоском пограничном слое имеет вид

$$\rho w_x \frac{\partial i}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial i}{\partial y} = -\frac{\partial q}{\partial y} + q_V + \mu \left( \frac{\partial w_x}{\partial y} \right)^2 + w_x \frac{\partial P}{\partial x}. \quad (1.3)$$

Здесь  $q$  – плотность теплового потока в направлении оси  $Y$ , обусловленная молекулярным и турбулентным переносом теплоты;  $q_V$  – объемная плотность всех источников и стоков энергии в данной точке за исключением тепловыделения, обусловленного работой потока.

В ламинарном пограничном слое

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y}. \quad (1.4)$$

в турбулентном пограничном слое

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial y} - c_p \rho v_y \overline{\theta} (1 - \tilde{\beta}_T), \quad (1.5)$$

где  $\tilde{\beta}_T = \beta(w_y \overline{\theta}^2 + v_y \overline{\theta}^2) / v_y \overline{\theta}$  – тепловой аналог коэффициента  $\tilde{\beta}$ .

#### ДЛЯ СЖИМАЕМОГО ГАЗА (БОЛЬШИХ СКОРОСТЕЙ ТЕЧЕНИЯ)

По сравнению с системой пограничного слоя для несжимаемой жидкости, в этом случае к уравнениям движения (3.1.1) и неразрывности (1.2) добавляются еще уравнение энергии (1.6) и уравнение состояния (1.7), а также задается зависимость коэффициента вязкости  $\mu$  от энтальпии (температуры).

$$\rho w_x \frac{\partial i}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial i}{\partial y} = (k-1) M_\infty^2 \left[ w_x \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left( \frac{\partial w_x}{\partial x} \right)^2 \right] + \frac{1}{Pr} \frac{\partial}{\partial y} \left( \mu \frac{\partial i}{\partial y} \right), \quad (1.6)$$





$$p = \rho i / (k M_\infty^2), \quad \mu = f(i). \quad (1.7)$$

В уравнениях (1.6), (1.7) введены следующие обозначения:  $k = c_p / c_v$  – отношение коэффициентов теплоемкостей газа при постоянном давлении и постоянном объеме;  $M_\infty = U_\infty / a_\infty$  – число Маха, характеризующее отношение скорости набегающего потока  $U_\infty$  к скорости звука в нем  $a_\infty$ ;  $Pr = \mu c_p / \lambda$  – число Прандтля ( $\lambda$  – коэффициент теплопроводности).

Для некоторых задач удобно представить уравнение распространения теплоты (1.6) в форме М.Ф. Широкова:

$$\rho w_x \frac{\partial i^*}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial i^*}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial}{\partial y} \left[ i^* + (Pr - 1) \frac{w_x^2}{2} \right] \right\} + q_v, \quad (1.8)$$

или при  $c_p = \text{const}$ :

$$c_p \rho w_x \frac{\partial T^*}{\partial x} + c_p \rho w_y \frac{\partial T^*}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \lambda \frac{\partial}{\partial y} \left[ T^* + (Pr - 1) \frac{w_x^2}{2} \right] \right\} + q_v. \quad (1.9)$$

Здесь

$$i^* = i + \frac{w_x^2}{2}, \quad T^* = T + \frac{w_x^2}{2c_p}. \quad (1.10)$$

$i^*$  – энтальпия торможения;  $T^*$  – температура торможения.

## ДЛЯ ТЕЧЕНИЯ С ФАЗОВЫМ ПРЕВРАЩЕНИЕМ

Учет неоднородности химического состава, находящегося в пограничном слое, необходим в тех случаях, когда течение газа сопровождается различными физико-химическими процессами, которые, в свою очередь, могут оказывать влияние на энергетические и переносные свойства течения. Примерами таких течений являются течения высокотемпературного воздуха вблизи поверхности обтекаемого тела, входящего в атмосферу Земли с большой скоростью; течения смеси реагирующих газов в различных агрегатах, используемых в химико-технологических процессах, или течения многокомпонентных сред с фазовыми превращениями.

Пусть смесь газов состоит из  $L$  компонентов. Массовую (весовую) концентрацию  $i$ -го компонента обозначим через  $C_i$ :

$$C_i = \rho_i / \rho,$$

где  $\rho_i$  – плотность  $i$ -го компонента,  $\rho$  – плотность смеси.

Введем обозначения для чисел Прандтля, Шмидта и Льюиса:



$$\overline{\text{Pr}} = \frac{\mu \bar{c}_p}{\lambda}, \quad \text{Sc}_i = \frac{\mu}{\rho D_i}, \quad \overline{\text{Le}}_i = \frac{\rho \bar{c}_p D_i}{\lambda}, \quad (\text{Sc}_i \overline{\text{Le}}_i = \overline{\text{Pr}}), \quad (1.11)$$

где  $\bar{c}_p$  – условный коэффициент теплоемкости при постоянном давлении:

$$\bar{c}_p = \sum_{i=1}^j c_i c_{pi},$$

а  $c_{pi}$  – коэффициент теплоемкости при постоянном давлении  $i$ -го компонента. Тогда уравнение неразрывности для  $i$ -го компонента ( $i=1, 2, \dots$ ) и уравнение энергии могут быть записаны в виде:

$$\rho w_x \frac{\partial c_i}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial c_i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{\text{Sc}_i} \frac{\partial c_i}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( D_i^T \frac{\rho c_i}{T} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + m_i, \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} \rho w_x \frac{\partial \bar{i}_0}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial \bar{i}_0}{\partial y} = & \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{\mu}{\text{Pr}} \frac{\partial \bar{i}_0}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \left( 1 - \frac{1}{\text{Pr}} \right) \mu \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{w_x^2}{2} \right) \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \sum_{i=1}^n \rho D_i \left( 1 - \frac{1}{\text{Le}_i} \right) (i_i - i_i^*) \frac{\partial c_i}{\partial y} + \sum_{i=1}^n D_i^T \frac{\rho c_i}{T} (i_i - i_i^*) \frac{\partial T}{\partial y} \right]. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Здесь  $\bar{i}_0 = \bar{i} + \frac{w_y^2}{2}$ ,  $\bar{i} = \sum_{i=1}^n c_i (i_i - i_i^*)$ ,  $i_i$  – энтальпия  $i$ -го компонента;  $m_i$  – мас-

совая скорость образования  $i$ -го компонента;  $i_i^*$  – постоянная, характеризующая для  $i$ -го компонента смеси “скрытую” теплоту образования этого компонента (секундное количество выделяемого тепла равно  $m_i i_i^*$ );  $T$  – абсолютная температура;  $D_i$  – коэффициент массодиффузии (или просто диффузии);  $D_i^T$  – коэффициент термодиффузии (в силу того, что давление поперек пограничного слоя постоянно, бародиффузией пренебрегаем).

Граничные условия для систем (3.1.12), (3.1.13) на поверхности тела могут, например, быть заданы условиями прилипания, уравнениями баланса химических компонентов и уравнением баланса энергии, в которых могут присутствовать члены, характеризующие источники массы и энергии, определяемые конкретными условиями задачи. На внешней границе пограничного слоя должны быть заданы условия, определяемые из решения соответствующей задачи невязкого обтекания.

Для турбулентного пограничного слоя сжимаемого газа при наличии химических реакций уравнение энергии удобно записать в следующем виде:





$$\begin{aligned} \rho w_x \frac{\partial i_{\Sigma}^*}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial i_{\Sigma}^*}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (q_{\Sigma}) + q_V + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left[ \frac{\lambda}{c_p} (Le - 1) + \frac{\lambda_T}{c_p} (Le_T - 1) \right] \sum_i^n i_i \frac{\partial c_i}{\partial y} \right\} + \\ + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \left[ \mu \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right) + \mu_T \left( 1 - \frac{1}{Pr_T} \right) \right] \frac{1}{2} \frac{\partial w_x^2}{\partial y} \right\} \end{aligned} \quad (1.14)$$

или для случая  $Pr = Pr_T = Le = Le_T = 1$ :

$$\rho w_x \frac{\partial i_{\Sigma}^*}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial i_{\Sigma}^*}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} (q_{\Sigma}) + q_V, \quad (1.15)$$

где  $q_{\Sigma} = \left( \frac{\mu}{Pr} + \frac{\mu_T}{Pr_T} \right) \frac{\partial i_{\Sigma}^*}{\partial y}$ ;  $i_{\Sigma}^* = i_{\Sigma} + \frac{w_x^2}{2}$ ;  $i_{\Sigma} = \sum_i^n c_i i_i$ ;  $i_i = \int_0^T c_{pi} dT + i_i^0$ . (1.16)

С учетом уравнений (3.1.16) имеем:

$$q_{\Sigma} = q_{\Sigma_{\text{л}}} + q_{\Sigma_{\text{т}}}, \quad (1.17)$$

где  $q_{\Sigma_{\text{л}}} = -\frac{\lambda}{\bar{c}_p} \frac{\partial i_{\Sigma}^*}{\partial y}$ ,  $q_{\Sigma_{\text{т}}} = \frac{\rho l^2 \frac{\partial w_x}{\partial y}}{Pr_T} \frac{\partial i_{\Sigma}^*}{\partial y} (1 - \tilde{\beta}_T)$ ; (1.18)

здесь  $\bar{c}_p = \sum_{i=1}^n c_{pi} c_i$ .

### 1.3. ОБЩИЕ ПОДХОДЫ К РЕШЕНИЮ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ

#### ПОДОБИЕ ПОЛЕЙ ЭНТАЛЬПИЙ, КОНЦЕНТРАЦИЙ И СКОРОСТЕЙ

Как следует из уравнений (1.1), (1.12) и (1.13), при выполнении условий  $Pr = Sc = Pr_T = Sc_T = 1$ , а также при  $f = 0$ ;  $i_{\Sigma 0}^* = \text{const}$ ;  $\bar{c}_{i0} = \text{const}$ ;  $i_{\text{ст}} = \text{const}$ ;  $c_{i,\text{ст}} = \text{const}$ ;  $q_V = 0$  должно существовать подобие в распределении скоростей, полных энтальпий и концентраций химических элементов:

$$\omega = \frac{i_{\Sigma_{\text{ст}}} - i_{\Sigma}^*}{i_{\Sigma_{\text{ст}}} - i_{\Sigma 0}^*} = \frac{\bar{c}_i - \bar{c}_{i,\text{ст}}}{\bar{c}_{i0} - \bar{c}_{i,\text{ст}}}. \quad (1.19)$$

При  $q_V = 0$ ,  $\bar{c}_p = \text{const}$ ,  $c_i = 0$ ,  $M_0 \ll 1$  и отсутствии химических реакций из уравнения (3.1.19) следует:

$$\omega = \frac{T_{\text{ст}} - T}{T_{\text{ст}} - T_0} = \frac{c - c_{\text{ст}}}{c_0 - c_{\text{ст}}}. \quad (1.20)$$

Следовательно, для рассматриваемых условий выполняется тройная аналогия Рейнольдса:

$$\frac{\tau_{\text{ст}}}{\rho_0 w_0^2} = \frac{q_{\Sigma_{\text{ст}}}}{\rho_0 w_0 (i_{\Sigma 0}^* - i_{\Sigma_{\text{ст}}})} = \frac{j_{i,\text{ст}}}{\rho_0 w_0 (\bar{c}_{i0} - \bar{c}_{i,\text{ст}})}, \quad (1.21)$$



где 
$$\frac{\tau_{ст}}{\rho_0 w_0^2} = \frac{c_f}{2}, \quad \frac{q_{\Sigma ст}}{\rho_0 w_0 (i_{\Sigma 0}^* - i_{\Sigma ст})} = St_{\Sigma}, \quad \frac{j_{icт}}{\rho_0 w_0 (\bar{c}_{i0} - \bar{c}_{icт})} = St_D.$$

При отсутствии химических реакций в пограничном слое:

$$St_{\Sigma} = \frac{q_{ст}}{\rho_0 w_0 (i_0^* - i_{ст})} = St_D = \frac{j_{icт}}{\rho_0 w_0 (\bar{c}_{i0} - \bar{c}_{icт})} \quad (1.22)$$

и при постоянном значении теплоемкости:

$$St_{\Sigma} = \frac{q_{ст}}{c_p \rho_0 w_0 (T_0^* - T_{ст})}. \quad (1.23)$$

Если  $Pr \neq 1$ , то в формулы (3.1.21) и (3.1.22) в первом приближении вместо  $i_{\Sigma 0}^*$  следует подставлять величину  $i_{\Sigma ст}^*$  (равновесную энтальпию) и в формулу (3.1.23) вместо  $T_0^*$  – величину  $T_{ст}^*$  (равновесную температуру стенки). Таким образом,  $i_{ст}^*$  и  $T_{ст}^*$  – значения энтальпии и температуры на теплоизолированной поверхности тела.

Известно, что:

$$i_{ст}^* = i_0 + r \frac{w_0^2}{2}, \quad (1.24)$$

для случая  $c_p = \text{const}$ :

$$T_{ст}^* = T_0 + r \frac{w_0^2}{2c_p}, \quad (1.25)$$

где  $r$  – коэффициент восстановления энтальпии (или температуры) торможения. В общем случае коэффициент восстановления  $r$  зависит от многих факторов. Для непроницаемой пластины при ламинарном пограничном слое:

$$r \approx Pr^{1/2}, \quad (1.26)$$

и при турбулентном пограничном слое:

$$r = Pr^{1/3}. \quad (1.27)$$

При  $Pr \neq Sc \neq 1$  в тройную аналогию (3.1.21) следует ввести корректирующий фактор  $K$ :

$$St_{\Sigma} = St_D = \frac{c_f}{2} K. \quad (1.28)$$

Для газов при  $Pr_t = Sc_t = 1$  этот факт достаточно хорошо аппроксимируется формулой:

$$K \approx Pr^{-2/3} \approx Sc^{-2/3}. \quad (1.29)$$



## ИНТЕГРАЛЬНЫЕ СООТНОШЕНИЯ ЭНЕРГИИ И ДИФФУЗИИ

Интегрируя уравнение (1.13) по координате  $y$  в пределах толщины пограничного слоя с учетом уравнения неразрывности (1.2), получаем интегральное соотношение энергии для двухмерного пограничного слоя:

$$\frac{\partial \delta_i^{**}}{\partial x} + \frac{\delta_i^{**}}{w_0 \Delta i_{\Sigma}^*} \frac{\partial}{\partial x} (w_0 \Delta i_{\Sigma}^*) + \frac{\delta_i^{**}}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dx} + \frac{q_V \delta_T}{\rho_0 w_0 \Delta i_{\Sigma}^*} - \bar{j}_{\text{ст}} = \frac{q_{\text{ст}}}{\rho_0 w_0 \Delta i_{\Sigma}^*}, \quad (1.30)$$

где  $\Delta i_{\Sigma}^* = i_{\Sigma}^* - i_{\text{ст}}$  – разность полных энтальпий и

$$\delta_i^{**} = \int_0^{\delta_T} \tilde{\rho} w \left( 1 - \frac{i_{\Sigma}^* - i_{\text{ст}}}{i_{\text{ст}}^* - i_{\text{ст}}} \right) dy \quad (1.31)$$

– толщина полной потери энергии, аналогичная по своим свойствам толщине потери импульса  $\delta^{**}$ .

При  $c_p = \text{const}$  и отсутствии химических реакций из (3.1.30) следует:

$$\frac{d\delta_T^{**}}{dx} + \frac{\delta_T^{**}}{w_0 \Delta T} \frac{d}{dx} (w_0 \Delta T) + \frac{\delta_T^{**}}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dx} + \frac{q_V \delta_T}{c_p \rho_0 w_0 \Delta T} - \bar{j}_{\text{ст}} = \frac{q_{\text{ст}}}{c_p \rho_0 w_0 \Delta T}, \quad (3.1.32)$$

где

$$\Delta T = T_{\text{ст}}^* - T_{\text{ст}}; \quad \delta_T^{**} = \int_0^{\delta_T} \tilde{\rho} w \left( 1 - \frac{T^* - T_{\text{ст}}}{T_{\text{ст}}^* - T_{\text{ст}}} \right) dy.$$

Введем следующие обозначения:

$$\text{Re}_{i\Sigma}^{**} = \frac{\rho_0 w_0 \delta_i^{**}}{\mu^*}; \quad f_i = \frac{1}{\Delta i_{\Sigma}^*} \frac{d(\Delta i_{\Sigma}^*)}{d\bar{x}}; \quad \tilde{q}_V = \frac{q_V \delta_T}{\rho_0 w_0 \Delta i_{\Sigma}^*}; \quad \text{Re}_L = \frac{\rho_0 w_0 L}{\mu^*} \quad (1.33)$$

Тогда получим:

$$\frac{d\text{Re}_{i\Sigma}^{**}}{d\bar{x}} + \text{Re}_{i\Sigma}^{**} f_i + (\tilde{q}_V - \bar{j}_{\text{ст}}) \text{Re}_L = \text{St}_{\Sigma} \text{Re}_L. \quad (1.34)$$

### 1.4. ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ

При расчёте пограничных слоёв используются три разных формы записи параметра энтальпии и связанного с ней определения теплоёмкости. Ниже дано сравнительное описание каждого из трёх вариантов, демонстрирующее специфические особенности систем уравнений для несжимаемого газа, для сжимаемого газа и для теплоносителей с фазовыми и химическими превращениями.

#### ТЕПЛОЕМКОСТЬ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

Как и для всякого тела, теплоемкость парогазовой смеси зависит от характера процесса. В большой степени она зависит от того, проявляется или не проявляется массовое воздействие, и от его интенсивности. С началом



массового воздействия, т.е. с появлением фазового перехода, теплоемкость резко возрастает и приобретает некоторые особенности.

Рассмотрим сначала теплоемкость смесей в процессах без массового воздействия. Так как фазовые переходы в таких процессах не совершаются, теплоемкость, как средняя, так и истинная, определяется по обычным формулам для смеси идеальных газов.

Изохорная и изобарная теплоемкости парогазовой смеси, отнесенные к 1 кг сухого газа, соответственно равны:

$$c_V = c_{v\Gamma} + d_{\Pi} c_{v\Pi}, \frac{\text{ккал}}{\text{кг.сух.газ.град}}; \quad (1.35)$$

$$c_P = c_{p\Gamma} + d_{\Pi} c_{p\Pi}, \frac{\text{ккал}}{\text{кг.сух.газ.град}}. \quad (1.36)$$

Удельная изохорная и удельная изобарная теплоемкости парогазовой смеси определяются по известным формулам:

$$c_V = g_{\Gamma} c_{v\Gamma} + g_{\Pi} c_{v\Pi}, \frac{\text{ккал}}{\text{кг.град}}, \quad (1.37)$$

$$c_P = g_{\Gamma} c_{p\Gamma} + g_{\Pi} c_{p\Pi}, \frac{\text{ккал}}{\text{кг.град}}, \quad (1.38)$$

где  $c_{v\Gamma}, c_{p\Gamma}, c_{v\Pi}$  и  $c_{p\Pi}$  – удельные изохорные и изобарные теплоемкости соответственно газа и пара. Числовые значения их находятся по соответствующим таблицам средних или истинных теплоемкостей.

Средняя теплоемкость для заданного интервала температур определяется по формуле

$$c_m = \frac{c_{m2}t_2 - c_{m1}t_1}{t_2 - t_1}. \quad (1.39)$$

Удельная теплоемкость и теплоемкость, отнесенная к 1 кг сухого воздуха, связаны зависимостью

$$C = \frac{c}{1 - g_{\Pi}} \text{ или } c = \frac{C}{1 + d_{\Pi}}. \quad (1.40)$$

## ЭНТАЛЬПИЯ И ТЕМПЕРАТУРА ТОРМОЖЕНИЯ

$$\text{div}(\lambda \text{ grad } T) + q_V + L_V + \frac{Dp}{dt} - \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{dt} = \rho \frac{Di}{dt} + \rho \frac{Dw^2/2}{dt}. \quad (1.41)$$

Запишем сумму дифференциальных операторов в правой части уравнения (1.41) как

$$\frac{D}{dt} \left( i + \frac{w^2}{2} \right) = \frac{Di^*}{dt}. \quad (1.42)$$



Величина

$$i^* = i + w^2/2 \quad (1.43)$$

имеет размерность энтальпии и, очевидно, является некоторой специфической характеристикой энергетического состояния потока.

Для газов в довольно широком интервале температур удельную теплоемкость можно считать постоянной и

$$T^* = T + w^2/2c_p . \quad (1.44)$$

Физический смысл этой величины может быть выяснен из следующих соображений. Полная энергия потока складывается из его энтальпии и кинетической энергии, т.е. равна  $i^*$ . При изоэнтропическом торможении полная энергия потока не изменяется, т.е.

$$i_{w=0} = i^* = \text{const} . \quad (1.45)$$

В связи с этим величина  $i^*$  называется энтальпией торможения, а величина  $T^*$  – температурой торможения. Эти величины играют важную роль при исследовании теплообмена в потоках, движущихся с большими скоростями.

### ТЕПЛОЕМКОСТЬ ПРОЦЕССА С ФАЗОВЫМ ПЕРЕХОДОМ

Иначе должна определяться теплоемкость в процессах, сопровождающихся массовым воздействием. В случае, например, пересыщенного газа всякое равновесное изменение состояния неизбежно влечет за собой фазовый переход. В этом случае влажный газ нельзя рассматривать как механическую смесь газа, пара и жидкости и выражать для него теплоемкость, как это принято для смесей, суммой произведений веса (или весовой доли) каждой составляющей на ее удельную теплоемкость. Выраженная таким образом теплоемкость не отвечала бы физическому смыслу этого понятия, так как при этом не учитывалось бы тепло фазового перехода.

Рассмотрим общий случай. Совершается произвольный процесс изменения состояния некоторого количества парогазовой смеси, в которую постепенно вводится (или удаляется) влага в жидкой фазе при температуре, равной нулю, как это принято в случае обособленного массового воздействия.

По первому закону термодинамики для смеси, содержащей 1кг сухого газа:

$$dQ_{yz} = dU_{yz} + A(pdV)_{yz} ,$$

где  $y$  и  $z$  обозначают любую пару параметров, которые приняты неизменными в процессе.

Так как  $U = u_r + d_n u_n$ , то



$$dU_{yz} = c_{v,\Gamma} dT + u_{\Pi} \left( \frac{\partial u_{\Pi}}{\partial T} \right)_{yz} dT + d_{\Pi} \left( \frac{\partial u_{\Pi}}{\partial T} \right)_{yz} dT. \quad (1.46)$$

Производная  $\frac{\partial u_{\Pi}}{\partial T}$  не зависит от характера процесса и может быть принята равной изохорной теплоемкости пара  $c_{v,\Pi}$ . Возникающая при этом погрешность незначительна.

Теплоемкость рассматриваемого процесса:

$$c_{yz} = \frac{dQ_{yz}}{dT} = c_v + u_{\Pi} \left( \frac{\partial d_{\Pi}}{\partial T} \right)_{yz} + Ap \left( \frac{\partial V}{\partial T} \right)_{yz}. \quad (1.47)$$

Аналогично:

$$dQ_{yz} = dI_{yz} - A(Vdp)_{yz},$$
$$c_{yz} = \frac{dQ_{yz}}{dT} = c_p + i_{\Pi} \left( \frac{\partial d_{\Pi}}{\partial T} \right)_{yz} - AV \left( \frac{\partial p}{\partial T} \right)_{yz}, \quad (1.48)$$

где  $c_v, c_p$  – теплоемкость по формулам (1.35), (1.36);  $u_{\Pi}$  и  $i_{\Pi}$  – соответственно внутренняя энергия и энтальпия пара, находящиеся в смеси (отсчитанные от  $0^{\circ}\text{C}$ ).

Знак производной от паросодержания по температуре зависит от характера процесса. При испарении с повышением температуры и при конденсации с понижением температуры смеси  $\frac{\partial d_{\Pi}}{\partial T} > 0$ ; при испарении с понижением температуры и при конденсации с повышением температуры смеси  $\frac{\partial d_{\Pi}}{\partial T} < 0$ .

Применяя уравнение (1.47) к частному случаю изохорного процесса ( $y = V = \text{const}$  и  $z = \text{const}$ ), а уравнение (1.48) к частному случаю изобарного процесса, получаем выражение для истинной изохорной и изобарной теплоемкостей парогазовой смеси, отнесенных к 1 кг сухого газа:

$$c_{Vz} = c_V + u_{\Pi} \left( \frac{\partial d_{\Pi}}{\partial T} \right)_{Vz}; \quad (1.49)$$

$$c_{pz} = c_p + i_{\Pi} \left( \frac{\partial d_{\Pi}}{\partial T} \right)_{pz}. \quad (1.50)$$

Частные производные  $\left( \frac{\partial d_{\Pi}}{\partial T} \right)_{Vz}$  и  $\left( \frac{\partial d_{\Pi}}{\partial T} \right)_{pz}$ , характеризующие интенсивность фазового перехода, зависят не только от условия  $V = \text{const}$  или  $p = \text{const}$ , но еще и от того, какой второй параметр  $z$  остается неизменным (например  $\varphi$ ). Благодаря этому в общем случае как изохорная, так и изобарная теплоемко-





сти (в противоположность чисто газовой смеси) будут функциями процесса. Так, например, можно говорить о изохорно-изобарической, изохорно-адиабатной теплоемкости и так далее. В частности, как в изохорно-изотермическом процессе значения указанных производных стремятся к  $\infty$ .

По смыслу вывода формулы (3.1.47):

$$\left(\frac{\partial U}{\partial T}\right)_{yz} = (c_u)_{yz} = c_V + u_{\Pi} \left(\frac{\partial d_{\Pi}}{\partial T}\right)_{yz}. \quad (1.51)$$

В частном случае изохорного процесса:

$$(c_u)_{Vz} = c_{Vz}.$$

Таким образом, теплоемкость, определяющая приращение внутренней энергии в произвольном процессе изменения состояния парогазовой смеси, отнесенная к 1 кг сухого газа, вычисляется по формуле (3.1.51). Аналогично:

$$\left(\frac{\partial I}{\partial T}\right)_{yz} = (c_i)_{yz} = c_p + i_{\Pi} \left(\frac{\partial d_{\Pi}}{\partial T}\right)_{yz}, \quad (1.52)$$

в частном случае изобарного процесса:  $(c_i)_{pz} = c_{pz}$ .

Теплоемкость, определяющая приращение энтальпии на 1 кг сухого газа, вычисляется по формуле (3.1.52). Из формул (3.1.51) и (3.1.52) легко найти выражение, аналогичное формуле Майера:

$$c_i - c_u = AR + Ap_{\Pi} v_{\Pi} \left(\frac{\partial d_{\Pi}}{\partial T}\right)_{yz}. \quad (1.53)$$

В процессах пересыщенного газа жидкость находится в смеси и, следовательно, в тепловом равновесии с паром. При этом фазовый переход совершается равновесно, а на нагрев жидкости и перегрев пара теплота не затрачивается. Такой процесс удобно рассматривать как процесс двухфазной системы: парогазовая смесь – жидкость. В этом случае теплоемкость по формулам (1.52) и (1.53) несколько изменятся.

## ПРИРАЩЕНИЕ КАЛОРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СОСТОЯНИЯ

При определении приращения калорических параметров за единицу количества смеси примем вес смеси, приходящийся на 1 кг сухого газа.

Приращение внутренней энергии и приращение энтальпии рассмотрим для общего случая, когда в парогазовой смеси содержится влага в жидкой фазе:

$$U_2 - U_1 = c_{V1}(t_2 - t_1) + (u_{n2} - u_{n1})\Delta d, \quad (1.54)$$



где  $c_{V1} = c_{Vr} + d_{п1}c_{Vп} + d_{ж1}c_{ж}$ ,  $\frac{\text{ккал}}{\text{кг.сух.возд.град}}$  – теплоемкость парогазовой смеси, отнесенная к 1 кг сухого газа;  $u_{п2}$  – внутренняя энергия пара по состоянию его в смеси в конце процесса;  $u_{ж}$  – внутренняя энергия жидкости при температуре в конце процесса. Аналогично находим выражение для приращения энтальпии смеси:

$$I_2 - I_1 = c_{p1}(t_2 - t_1) + (i_{п2} - i_{ж2})\Delta d. \quad (1.55)$$

### 1.5. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ПРОЦЕССА ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

В итоге система дифференциальных уравнений примет вид:

$$\rho_1 \left( w_{x1} \frac{\partial i_1}{\partial x_1} + w_{y1} \frac{\partial i_1}{\partial y_1} \right) = \frac{\partial}{\partial y_1} \left( \frac{\lambda_1}{c_{p1}} \frac{\partial i_1}{\partial y_1} \right), \quad (1.56)$$

$$\rho_2 \left( w_{x2} \frac{\partial i_2}{\partial x_2} + w_{y2} \frac{\partial i_2}{\partial y_2} \right) = \frac{\partial}{\partial y_2} \left( \frac{\lambda_2}{c_{p2}} \frac{\partial i_2}{\partial y_2} \right), \quad (1.57)$$

$$-\frac{\lambda_1}{c_{p1}} \frac{\partial i_1}{\partial y_1} = -\frac{\lambda_2}{c_{p2}} \frac{\partial i_2}{\partial y_2}, \quad (1.58)$$

где индекс 1 относится к горячему, а 2 – к холодному теплоносителям. Физический смысл первых двух уравнений: количество тепла, отданное теплоносителем (левая часть), равно количеству тепла, поступившему в процессе теплоотдачи на пластину (правая часть). Смысл третьего уравнения: тепловой поток от горячего теплоносителя к пластине (левая часть) равен тепловому потоку, поступающему от пластины к холодному теплоносителю. Наличие оребрения учитывается специальным коэффициентом оребрения  $\phi$ , характеризующим площадь ребер, приходящуюся на единицу площади пластины.

Особенность, приводящая уравнения к очень простому виду, состоит в том, что все тепломассообменные процессы в теплоносителях включены в параметр энтальпии  $i$  и входят поэтому под знак производной. Это означает, что на каждом элементарном участке помимо указанной системы уравнений теплопередачи необходимо составить и решить систему уравнений, описывающую тепломассообмен в теплоносителях. Особо необходимо подчеркнуть тот факт, что фактически система уравнений (1.56) – (1.58) описывает трёхмерную задачу: координаты  $x_1$  и  $x_2$  описывают распределения энтальпии (температуры) по длине и ширине оребренных пакетов, а координаты  $y_1$  и  $y_2$  –

изменение энтальпии в пределах пограничного слоя теплоносителей, т.е. в поперечном сечении теплообменных каналов.

Ввиду разнородности массообменных процессов и их нелинейности аналитическое решение такой задачи невозможно. Наиболее целесообразным способом решения системы уравнений (1.56) – (1.58) является численный. Для этого необходимо вместо бесконечно малых  $dx$ ,  $dy$  использовать конечные разности  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ , а также заменить непрерывные функции и их производные на сеточные (дискретные) уравнения.

С целью максимального упрощения алгоритма вычислений необходимо разделить площадь пластины на элементарные участки  $\Delta x_1 \Delta x_2$  (рис. 1.3, б) с равномерным шагом по каждой координате. Минимальный объем вычислений при его высокой точности обеспечивает равномерная сетка  $10 \times 10$  узлов [26]. Более мелкое деление резко увеличивает объем вычислений, и целесообразно только для мощных ЭВМ либо при проведении специфических более точных исследований. В частности, при решении задачи о теплопередаче в теплообменнике с учетом начального участка использовалась сетка  $40 \times 40$  узлов. Подробное описание преобразований содержится в [34]. Далее приводятся сеточные уравнения после преобразований.

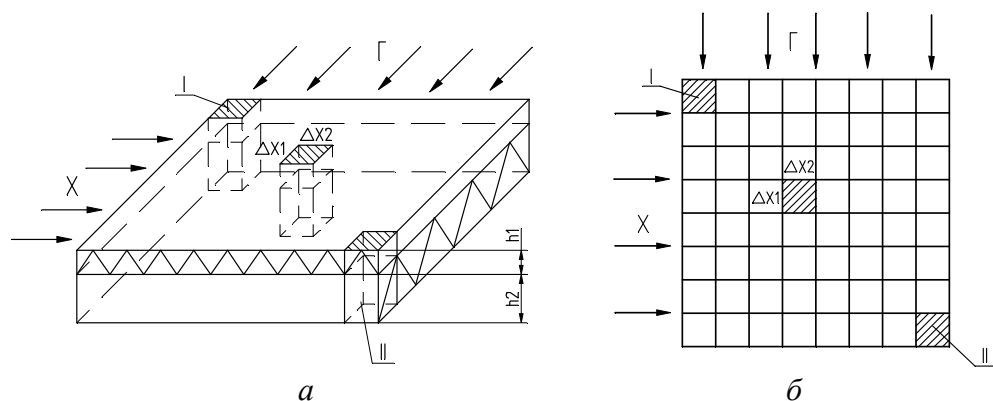


Рис. 1.3. Двухмерная модель для расчета локальной теплопередачи: а – расчетный элемент, б – расчётная схема;  $h_1$  – оребренный пакет для горячего теплоносителя;  $h_2$  – оребренный пакет для холодного теплоносителя;  $\Delta x_1 \Delta x_2$  – расчетный теплопередающий элемент; I – первый расчётный элемент, II – последний расчётный элемент

### РАСЧЕТ ТЕПЛОТДАЧИ В ГОРЯЧЕМ ТРАКТЕ

Совместное уравнение теплоотдачи и теплового баланса для горячего теплоносителя (3.1.56) в сеточном варианте примет вид:

$$\rho_{1i,j} w_{1i,j} c_{p\phi 1i,j} (T_{1i-1,j} - T_{1i,j}) \Delta x_1 h_1 = \alpha_{1i,j} \phi_{1i,j} \frac{c_{p\phi 1i,j}}{c_{p1}} (\bar{T}_{1i,j} - T_{3i,j}) \Delta x_1 \Delta x_2 \quad (1.59)$$

Для замкнутости этого уравнения к нему необходимо добавить условия однозначности, связанные с расчетом тепломассообмена в теплоносителе, а



также учесть влияние высокого давления воздуха на интенсивность теплоотдачи от стенки канала.

**Особенности расчета тепломассообмена.** Сложный характер процессов конденсации в каналах налагает ряд ограничений на расчет теплоемкости  $c_{p\phi}$  в левой и правой частях уравнения. В связи с тем, что довольно сложно определить начальное сечение процесса конденсации, наиболее простым выходом является введение условия: до момента достижения ядром потока точки росы  $c_{p\phi}$  в обеих частях уравнения определяется без учета фазового перехода. При снижении температуры в ядре потока ниже "точки росы", когда возникает избыточное влагосодержание пограничного слоя,  $c_{p\phi}$  в обеих частях уравнения рассчитывается с учетом теплоты фазового перехода. Аналогичные ограничения целесообразно ввести и относительно второго фазового перехода "точки замерзания", когда теплота плавления начинает учитываться при снижении температуры в ядре теплоносителя ниже нуля градусов.

**Особенности расчета теплоотдачи.** В качестве критериальной зависимости по расчету интенсивности теплоотдачи использовано уравнение:  $Nu = 0,016Re^{0,8}$ . Оно описывает значение коэффициента теплоотдачи на участке стабилизированного теплообмена при использовании в качестве теплоносителя воздуха для конкретного типа оребрения Гп-4-4, применённого в экспериментальном теплообменнике (см. разд. 3.3).

## РАСЧЕТ ТЕПЛОТДАЧИ В ХОЛОДНОМ ТРАКТЕ

Совместное уравнение теплоотдачи и теплового баланса холодного теплоносителя (3.1.57) в сеточном варианте примет вид:

$$\rho_{2i,j} w_{2i,j} c_{p\phi 2i,j} (T_{2i,j} - T_{2i,j-1}) \Delta x_2 h_2 = \alpha_{2i,j} \Phi_{2i,j} \frac{c_{p\phi 2i,j}}{c_{p2}} (T_{3i,j} - \bar{T}_{2i,j}) \Delta x_1 \Delta x_2. \quad (1.60)$$

Аналогично горячему тракту это уравнение необходимо замкнуть соответствующими условиями однозначности.

**Особенности расчета тепломассообмена.** Однородная структура холодного теплоносителя (мелкодисперсный туман) и особенности испарения аэрозольных частиц приводят к следующим ограничениям при расчете теплоемкости  $c_{p\phi}$ . В связи с тем, что испарение аэрозоля зависит исключительно от температуры окружающего частицу воздуха, теплоемкость  $c_{p\phi}$  в обеих частях уравнения необходимо определять с учетом фазового перехода во всех тех сечениях, где температура теплоносителя ниже точки росы. В области отрицательных температур и переохлажденного состояния аэрозоля использована кинетика замерзания частиц [19]. До температуры воздуха выше  $-15^\circ\text{C}$  теплота плавления не учитывается, в диапазоне  $-15 \dots -40^\circ\text{C}$  добавляется пропорционально снижению температуры с коэффициентом  $A$  от нуля до единицы, а в области ниже  $-40^\circ\text{C}$  коэффициент  $A$  всегда равен единице.



**Особенности расчета теплоотдачи.** В качестве критериальной зависимости по расчету интенсивности теплоотдачи использовано уравнение:  $Nu = 0,016Re^{0,8}$ , так как в холодном тракте установлено аналогичное оребрение Гп-4-4.

## 2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕПЛОМАССООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ

### 2.1. ОСОБЕННОСТИ ФИЗИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

#### ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССА ТЕПЛООТДАЧИ

В ходе ранее выполненного экспериментального изучения теплоотдачи [40] установлены следующие закономерности тепломассообмена при течении водного аэрозоля в каналах компактных теплообменников. Теплоотдача к двухфазному потоку существенно отличается от однофазного течения и распадается на несколько связанных процессов. Определяющей является конвективная теплоотдача от стенок канала к потоку, которая зависит от гидродинамики течения. Тепломассообменные процессы, вызванные наличием водных частиц, протекают, собственно, в самом двухфазном потоке. Экспериментально установлено, что массообменные процессы не влияют на интенсивность конвективной теплоотдачи в исследованном диапазоне параметров.

Результаты анализа локальной теплоотдачи позволяют выделить два взаимосвязанных тепломассообменных процесса в потоке. Один из них протекает в пределах пограничного слоя, второй – в ядре потока. Механизм этих процессов одинаков и определяется испарением воды с поверхности частиц. Отличия их состоят во влиянии, которое они оказывают на параметры протекающих процессов. В частности, испарение частиц в пределах пограничного слоя значительно изменяет температуру стенок канала и определяет то количество тепла, которое передается в ядро потока. Испарение в ядре потока существенно изменяет характер распределения температуры по потоку и косвенно влияет на температуру стенок. Наиболее важным результатом при этом является то, что взаимосвязь тепломассообменных процессов существенно нелинейная как вдоль, так и поперек потока.

Недостающая информация по механизму испарения аэрозольных частиц получена из анализа литературы. Состав частиц в потоке полидисперсный: основная масса капель имеет диаметр 1...2 мкм, присутствует некоторая часть более крупных капель 5...10 мкм. Взаимодействие частиц с несущим потоком протекает несколько различно: мелкие частицы отслеживают все эволюции потока, вплоть до турбулентных пульсаций; крупные – практически не реагируют на пульсации, но от несущего потока не отстают. Таким образом, во всем диапазоне диаметров скольжения фаз не наблюдается и,



кроме того, оседания частиц на поверхность под действием поля тяжести не происходит. Для испарения с поверхности аэрозольных частиц характерно две особенности: превышение парциального давления пара на поверхности капли в сравнении с давлением паров около плоской поверхности и дополнительный фазовый процесс кристаллизации в области отрицательной температуры.

Полученная информация позволяет предложить в качестве гипотезы следующую модель процесса теплоотдачи к потоку водного аэрозоля. Размер частиц аэрозоля значительно меньше толщины пограничного слоя ( $1...2 \text{ мкм} \ll 100 \text{ мкм}$ ), поперечной миграцией частиц можно пренебречь, скорости фаз одинаковы, следовательно, двухфазный поток можно с высокой степенью достоверности заменить гомогенной средой с новыми теплофизическими свойствами. Если задаться интенсивностью конвективной теплоотдачи и межфазным тепломассообменом, то теплоотдача к двухфазному дисперсному потоку может быть представлена как процесс передачи тепла гомогенной среде со "стоком" (поглощением) части тепла сначала в пределах пограничного слоя, а затем в ядре потока.

#### ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОМАССОБМЕНА АЭРОЗОЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

**Парциальное давление пара около аэрозольной частицы.** На поверхности аэрозольной частицы в жидкости возникает дополнительное давление  $\Delta P_{\text{ж}}$ , обусловленное силами поверхностного натяжения и описываемое уравнением Лапласа:

$$\Delta P_{\text{ж}} = \frac{2\sigma}{r_{\text{к}}}. \quad (2.1)$$

Данное явление приводит к росту давления жидкости  $P_{\text{ж}}$  и давлению пара около капли  $P_{\text{п}}$  в сравнении со случаем плоской поверхности. В соответствии с уравнением Пойтинга (с учетом соотношения  $v_{\text{п}} \gg v_{\text{ж}}$  – удельный объем жидкости незначителен) они описываются выражениями:

$$P_{\text{ж}} = P_0 + \frac{v_{\text{п}}}{v_{\text{п}} - v_{\text{ж}}} \frac{2\sigma}{r_{\text{к}}} = P_0 + \frac{2\sigma}{r_{\text{к}}}, \quad (2.2)$$

$$P_{\text{п}} = P_0 + \frac{v_{\text{ж}}}{v_{\text{п}} - v_{\text{ж}}} \frac{2\sigma}{r_{\text{к}}} = P_0 + \frac{v_{\text{ж}}}{v_{\text{п}}} \frac{2\sigma}{r_{\text{к}}}. \quad (2.3)$$

После замены  $v_{\text{п}} = \frac{R_{\text{п}} T_0}{P_{\text{п}}}$  и преобразования (2.3) имеем:

$$P_{\text{п}} = \frac{P_0}{1 - \frac{v_{\text{ж}}}{R_{\text{п}} T_0} \frac{2\sigma}{r_{\text{к}}}}, \quad (2.4)$$





где  $P_0$  – давление насыщения при температуре  $T_0$ ,  $P_ж$  – давление в жидкости на поверхности капли,  $P_п$  – давление пара у поверхности капли,  $r_к$  – радиус капли,  $\nu_ж$ ,  $\nu_п$  – удельные объемы жидкости и пара,  $R_п$  – универсальная газовая постоянная для водяного пара,  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения.

Подставляя в (2.2), (2.4) значения:  $\sigma = 0,0679$  н/м,  $\nu_ж = 0,001$  м<sup>3</sup>/кг,  $\nu_п = 20$  м<sup>3</sup>/кг,  $R_п = 461,3$  кДж/кг,  $T_0 = 300$  °С, имеем следующие значения  $\Delta P_ж$  и  $\Delta P_п$  (см. табл. 2.1).

Таблица 2.1

Давление жидкости и пара у поверхности аэрозольной частицы.

$D$ , мкм	0,01	0,1	1	10	100	1000
$\Delta P_ж$ , кПа	27200,0	2720,0	272,0	27,2	2,72	0,272
$\Delta P_п/P_0$ , %	27,0	2,17	0,217	0,0217	0,00217	0,000217

Из табл. 3.2.1 следует, что при диаметре аэрозоля меньше 1 мкм давление пара около поверхности частицы начинает заметно отличаться от такового у жидкой плоской поверхности при идентичных условиях.

**Температура аэрозольной частицы.** Запишем систему уравнений теплового, материального балансов и перепада температур около капли:

$$\alpha = \frac{Nu\lambda_п}{d_к}, \quad Nu = 2 + 0,6Re^{0,5} Pr^{0,33}, \quad \lambda_п = 0,023, \quad (2.5)$$

$$F_к = \pi d_к^2 N \equiv \frac{6m_к}{\rho_к d_к}, \quad N = \frac{m_к}{\rho_к \pi d_к^3 / 6}, \quad m_к = \rho_к \frac{\pi d_к^3}{6}, \quad (2.6)$$

$$\Delta T_{конв} = \frac{Q}{\alpha F_к}. \quad (2.7)$$

Подставляя в нее  $Q = 500$  Вт,  $m_к = 0,01$ ,  $\rho_к = 1000$  кг/м<sup>3</sup>, имеем (см. табл. 2.2).

Таблица 2.2

Параметры теплоотдачи у поверхности аэрозольной частицы.

$D$ , мкм	0,01	0,1	1	10	100	1000
$m_к$ , кг	$0,524 \cdot 10^{-21}$	$0,524 \cdot 10^{-18}$	$0,524 \cdot 10^{-15}$	$0,524 \cdot 10^{-12}$	$0,524 \cdot 10^{-9}$	$0,524 \cdot 10^{-6}$
$N$	$1,91 \cdot 10^{19}$	$1,91 \cdot 10^{16}$	$1,91 \cdot 10^{13}$	$1,91 \cdot 10^{10}$	$1,91 \cdot 10^7$	$1,91 \cdot 10^4$
$F_к$ , м <sup>2</sup>	$6,0 \cdot 10^3$	600	60	6	0,6	0,06
$\alpha$ , Вт/(м <sup>2</sup> К)	$4,6 \cdot 10^6$	$4,6 \cdot 10^5$	$4,6 \cdot 10^4$	$4,6 \cdot 10^3$	$4,6 \cdot 10^2$	$4,6 \cdot 10^1$
$\Delta T_{конв}$ , °С	$1,81 \cdot 10^{-8}$	$1,81 \cdot 10^{-6}$	$1,81 \cdot 10^{-4}$	$1,81 \cdot 10^{-2}$	1,81	181,0



Расчеты для диапазона диаметров частиц  $d_k = 0,01 \dots 1000$  мкм показали, что отличие температуры капли и воздуха в диапазоне  $d_k = 0,01 \dots 10$  мкм составляет менее  $0,01$  °С. Заметная разница (десятые доли градуса) появляется для частиц с диаметром более 30 мкм. Таким образом, перепад температур между несущей средой и аэрозольной частицей в интересующем диапазоне диаметров частиц практически нулевой.

**Применимость равновесной модели.** Расчетные оценки показывают, что при характерных для данной задачи режимных условиях, ( $d_k = 1 \dots 2$  мкм,  $V = 5 \dots 50$  м/с,  $q = 0,5 \dots 5,0$  кВт/м<sup>2</sup>) температуры частицы и парогазовой среды практически не отличаются от условий насыщения. Более того, парциальное давление паров на поверхности частиц значительно превышает давление водяного пара в окружающем ее воздухе, что создает градиент концентрации, способствующий ускорению процесса испарения водного аэрозоля. Дополнительным достоинством этой модели в исследуемой задаче служит физическая однородность среды: диаметр частиц почти на два порядка меньше характерного размера – толщины пограничного слоя; поверхность раздела фаз при диаметрах частиц  $1 \dots 10$  мкм в десятки и сотни раз превышает площадь поверхности стенок канала.

Из сказанного можно предположить, что интенсивность массоотдачи при испарении аэрозоля определяется только температурой воздуха, окружающего частицу: при её изменении разность парциальных давлений увеличивается, осуществляя перенос пара с капли в поток. Более того, с высокой степенью достоверности можно сделать предположение о равновесности самого процесса испарения, причем направление процесса постоянно увеличивает разность парциального давления "поверхность – пар". Справедливость этих гипотез ограничена диаметром частиц  $5 \dots 10$  мкм, поскольку при больших диаметрах резко уменьшается площадь межфазной поверхности; отсутствует разность парциального давления "поверхность – пар", вызванная искривлением поверхности; появляется разность температур между каплей и воздухом. Кроме того, ограниченная межфазная поверхность приводит к необходимости учитывать скорость процесса испарения при температурах потока более  $50 \dots 60$  °С, так как возможны проявления неравновесности процесса.

На основании этого можно сделать вывод о возможности применения к низкотемпературному потоку водного аэрозоля равновесной модели тепло-массообмена.

## **ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИ**

Анализ теоретических работ по моделированию двухфазных дисперсных потоков показывает, что наиболее подходящей моделью для выдвинутой выше гипотезы является двухслойная гомогенная модель, применяемая при расчетах закризисного теплообмена. Для замыкания гомогенной двухслойной



модели необходимо решить следующие подзадачи. Во-первых, иметь уравнение для описания интенсивности теплоотдачи от стенки канала. Во-вторых, получить уравнения или их систему, учитывающие межфазный тепломассообмен на границе раздела фаз. В-третьих, внести дополнительное условие сопряжения на границе между пограничным слоем и ядром потока.

Наиболее сложна и трудоемка вторая подзадача. Имеющиеся данные и возможность применения равновесной модели позволяют упростить задачу в этом случае, поскольку позволяют проводить расчет тепломассообмена между частицами и воздухом по температуре насыщения.

Решению подзадач на основе принятых допущений посвящен данный раздел. Для удобства условно принято следующее деление и порядок решения. Первоначально составлена и решена система уравнений для теплоемкости гомогенной среды, основной целью при этом было описание межфазного тепломассообмена. На втором шаге решена система уравнений для двухфазного пограничного слоя и исследовано влияние процесса испарения ("стоков" тепла) на эпюры температур в пристенном слое. На последнем шаге произведена оценка достоверности модели. Для этого выполнены: 1) расчет теплоотдачи от плоской пластины при граничных условиях I рода и сравнение с известной экспериментальной работой [24]; 2) моделирование теплоотдачи в теплообменном канале для граничных условий II рода в диапазоне параметров, описанных в [28-31] для собственных экспериментальных данных. В заключение главы проведено комплексное численное исследование теплоотдачи в канале.

## 2.2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТЕПЛОМАСОБМЕНА В ТРЁХФАЗНОМ ПОТОКЕ ВОДНОГО АЭРОЗОЛЯ

### ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ

**Уравнение энтальпии.** Полученное уравнение энтальпии для трехфазной среды водного аэрозоля (см. уравнения (2.8) – (2.14) имеет очень простой вид. Несмотря на внешнюю простоту, его решение наталкивается на ряд трудностей. Наибольшую из них представляет нелинейная зависимость энтальпии двухфазного потока от большого количества параметров: температуры  $t$ , давления  $P$ , массовой концентрации влаги  $m$ , ее состояния (пар, жидкость или лёд), обмена энергией между фазами и, наконец, от самого протекающего процесса. Другая трудность – практически все перечисленные параметры, в свою очередь, нелинейно зависят от температуры. Поэтому в литературе в дальнейшем рекомендуется переход к  $i-d$ -диаграммам, модифицированным к тем или иным условиям. Решение уравнения при этом сводится к графическому определению величины энтальпии и последующий перевод в более необходимую первичную информацию  $t, P, d$ .



В настоящей работе предложено искать решение уравнения (3.2.11) методом замены переменной в виде произведения двух величин:

$$i = c_{pф} t_p, \quad (2.15)$$

где  $t_p$  – равновесная (адиабатная) температура [12], соответствующая относительной влажности 100 %;  $c_{pф}$  – теплоемкость в процессе с фазовым переходом [11, 17].

В этом случае температура теплоносителя задается в явном виде, а вся неопределенность, связанная с массообменом на границе раздела фаз и взаимным влиянием параметров, включена в некоторую функцию  $c_{pф}$ , зависящую от температуры, давления, влагосодержания и особенностей массообмена на границе фаз. Такой прием эквивалентен замене двухфазного неоднородного потока неким новым однородным веществом. Причем у этого вещества имеются свои теплофизические свойства, а все процессы тепломассообмена в нем протекают равновесно.

В основу принятой схемы решения заложены также следующие физические предпосылки, вытекающие из принятой модели и некоторых данных литературы. В работе [25] было показано, что для влажного воздуха это максимально упрощает математическое описание процессов с фазовыми переходами. Использование теплоемкости в процессах с фазовыми переходами (описанной в работе [17], которая является частным случаем более общего понятия эффективной теплоемкости системы при фазовых превращениях [11]) эквивалентно применению понятия "стоков тепла" при закритическом теплообмене.

Необходимо отметить следующие особенности уравнения (2.15): теплоемкость  $c_{pф}$ , как и сама температура  $t_p$ , является функцией протекающего процесса и зависит от  $t_p$ ,  $P$ ,  $d$ .

Решение уравнения проводилось следующим образом. Первоначально получена система трансцендентных уравнений, описывающих функцию  $c_{pф} = f(t_p, P, d)$  и учитывающих особенности межфазного тепломассообмена на поверхности аэрозольных частиц. На втором этапе уравнение (2.15) было представлено в дифференциальном виде, заменено консервативной конечно-разностной схемой и решено численно в области отрицательных температур.

## СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ТЕПЛОЕМКОСТИ

Полученные в работе [17] данные о  $c_{pф}$  охватывают диапазон температур от 10 до 100 °С. Поэтому основной проблемой при получении системы трансцендентных уравнений был расчет  $c_{pф}$  в области отрицательных температур.



При этом использовалась следующая модель, описываемая функцией  $A$ . Поскольку процесс кристаллизации технологического аэрозоля с  $d_k < 15$  мкм не происходит до температуры  $-15$  °С [18], принималось, что выделения тепла за счет кристаллизации капель нет. Весь имеющийся аэрозоль находится в переохлажденном состоянии, и процесс его нагрева сопровождается только испарением паров. В области температур  $-40 \dots -15$  °С концентрация замерзших частиц меняется по линейному закону, при этом пропорционально замерзшей доле влаги выделяется тепло. После замерзания всего взвешенного аэрозоля ( $t_p < -40$  °С) массообмен равен нулю, так как пара в воздухе практически нет. Аэрозоль в воздухе при этом равнозначен взвеси твердых частиц малой массовой концентрации ( $m < 2 \dots 3$  %). Принималась также обратимость массообменных процессов при нагреве.

Итоговая система уравнений имеет вид:

$$c_{p\phi} = c_p(t_p, d) + r_k(t_p) \frac{\Delta d_k}{\Delta t_p} + r_l(t_p) \frac{\Delta d_l}{\Delta t_p}, \quad (2.16)$$

$$d = f(t_p, P, \phi) = 0,622 \frac{\phi P_H}{P - \phi P_H}, \quad (2.17)$$

где 
$$P_H = 0,00611 \cdot 10^{\frac{7,5t_p}{t_p + 237,3}}, \text{ если } t_p > 0 \text{ } ^\circ\text{C}; \quad (2.18)$$

$$P_H = 0,00611 \cdot 10^{\frac{9,02t_p}{t_p + 253,0}}, \text{ если } t_p < 0 \text{ } ^\circ\text{C}; \quad (2.19)$$

$$r_k = f(t_p) = 2500 - 1,8068t_p, \quad (2.20)$$

$$r_l = f(t_p) = 334,944 - 2,0934t_p, \quad (2.21)$$

$$A_l = \begin{cases} 0, & t_p \geq 0 \\ 0, & t_p \geq (-15,0) \\ \frac{t_p(-0,04) - 0,06, (-40,0) \leq t_p \leq (-15,0)}{t_p(-0,04) - 0,06, (-40,0) \leq t_p \leq (-15,0)} \\ 1, & t_p \leq (-40,0) \end{cases} \quad (2.22)$$

Уравнение (3.2.16) представляет собой теплоемкость адиабатного процесса нагрева (охлаждения) смеси "воздух – водяной пар" от температуры  $t_p^{\text{нач}}$  до температуры  $t_p^{\text{кон}}$ . Первое слагаемое учитывает теплоемкость влажного воздуха, а второе и третье – приходящуюся на интервал температур  $\Delta t_p = t_p^{\text{нач}} - t_p^{\text{кон}}$  теплоту фазовых переходов конденсации (испарения) и замерзания (плавления), если они имеются. Выражения (3.2.17) – (3.2.19) описывают нахождение влагосодержания, соответствующего точке росы ( $\phi = 100$  %), в области положительных и отрицательных температур. Последние формулы (3.2.20) – (3.2.22) позволяют рассчитать удельную теплоту конденсации-испарения  $r_k$  и замерзания-плавления  $r_l$ . Значения теплоемкости  $c_{p\phi}$  в интере-



сующем диапазоне температур и давлений представлены на рис. 3.2.1 и изменяются в пределах 1...7 кДж/кг·К.

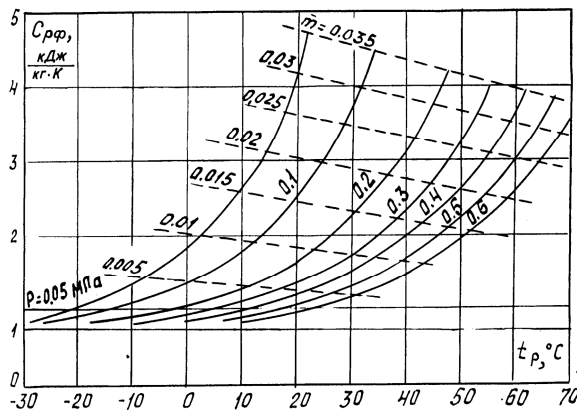


Рис. 3.2.1. Изменение теплоемкости двухфазной среды "воздух+водный аэрозоль",  $M=1$  кг,  $m=0...0.03$  в области околонулевых температур при различном давлении воздуха  $P$ , МПа, указанного у соответствующей кривой

Наиболее важное свойство теплоемкости в процессах с фазовыми превращениями состоит в том, что наличие теплообмена в теплоносителе эквивалентно увеличению значения  $c_{рф}$ . Причем теплоемкость тем выше, чем большее количество влаги участвует в фазовом переходе. В частности, для низкотемпературного потока водного аэрозоля из рис. 3.2.1 можно выделить три фактора, оказывающих наибольшее влияние на величину  $c_{рф}$ . *Первый – равновесная температура*, увели-

чение которой всего лишь на 10...30 °С способно увеличить  $c_{рф}$  на 200...400 %. *Второй – давление среды*: увеличение давления сопровождается резким снижением  $c_{рф}$  на 200...400 %. *Третий – кинетика фазового перехода*, создает на диаграмме  $c_{рф}$  характерные реперные точки (см. следующий пункт).

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАВНОВЕСНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВОДНОГО АЭРОЗОЛЯ В ОБЛАСТИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУР

Полученные для уравнений (2.15) – (2.22) конечно-разностные выражения решены совместно численным образом для интересующего интервала основных параметров: температура - -60...60 °С, массовая концентрация аэрозоля – 0...0.035, с точностью до 0,001 °С

На рис. 3.2.2 изображено изменение температуры трехфазного потока аэрозоля  $t_p^a$ , вызванное межфазным тепломассообменом. Расчеты выполнены для одного килограмма теплоносителя, одинакового количества подведенного тепла ( $Q = 1$  кВт) при различной массовой концентрации аэрозоля. Для сравнения там же нанесены кривые  $t_p^k$ , соответствующие закону замерзания воды при 0 °С (крупные капли с  $d_k > 50$  мкм). Выше 0 °С значения температур  $t_p^a$  и  $t_p^k$  совпадают. При 0 °С  $t_p^k$  имеет непротяженный горизонтальный участок, в то время как  $t_p^a$  падает. После кристаллизации всей влаги  $t_p^k$  начинает падать, причем с большим градиентом, и  $t_p^a$  сравнивается с  $t_p^k$  при -40 °С. Разница между значениями равновесных температур  $t_p^k$  в диапазоне -40...0 °С объясняется отличиями в кинетике замерзания крупнодисперсной влаги (около 0 °С) от фазовых переходов в водном аэрозоле. За границами



этого интервала характер изменения равновесной температуры смеси "воздух – водяные капли" одинаков.

С целью оценки достоверности модели проведена серия экспериментов по определению температуры потока водного аэрозоля на выходе турбохолодильника в области  $\pm 0,5$  °С. При плавном изменении мощности турбохолодильника наблюдалось линейное понижение и повышение температур за ним как в прямом, так и обратном ходе. Результаты экспериментов и расчетная кривая представлены на рис. 2.2. При этом получено не только качественное совпадение (отсутствие горизонтального участка), но и хорошее количественное согласие.

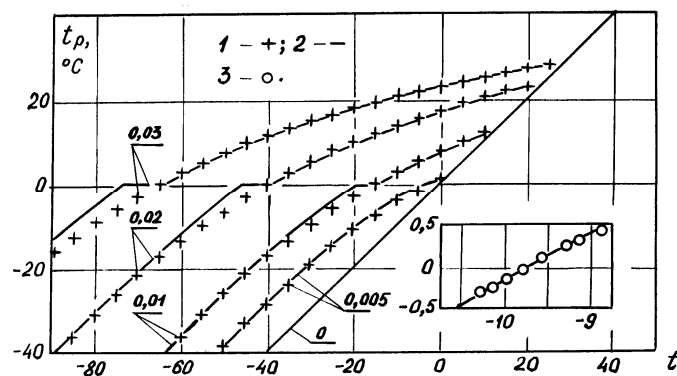


Рис. 2.2. Сравнение расчетных равновесных температур двухфазного потока "воздух–водные капли" – 2 и "воздух-водный аэрозоль" – 1 в области околонулевых температур при различном влагосодержании  $m$ :  $P_0 = 0.1$  МПа,  $M = 1$  кг,  $m = 0 \dots 0.03$ . На вставке рисунка сравнение экспериментальных (кружочки) и расчетных (сплошная линия) температур для двухфазного потока водного аэрозоля  $T - ^\circ\text{C}$

### 2.3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ТЕПЛОМАСООБМЕНА В ТРЕХФАЗНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

#### СХЕМА ТЕПЛОМАСООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ДВУХФАЗНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Схематически кинетику движения частиц в пристенном слое можно представить следующим образом (рис. 2.3). В силу особенностей движения малых аэрозольных частиц [15] предположим, что частицы при попадании в пограничный слой движутся на той же высоте от стенки, совершая лишь незначительные (в сравнении с толщиной пограничного слоя) колебания около траектории движения, вызванные пульсацией скорости во внешней части турбулентного пограничного слоя.

По мере продвижения частиц вдоль оси  $X$  за счет повышения температуры несущей среды происходит испарение воды с поверхности частиц. Причем чем ближе она к стенке, тем раньше и более интенсивно протекает ее испарение. Процесс испарения протекает адиабатически и определяется рав-

новесной температурой  $t_p$  воздуха, окружающего каплю. Начиная с некоторого расстояния  $l_0$ , на котором температура воздуха вблизи стенки становится выше температуры точки росы (для исходного давления и массовой концентрации влаги), частицы у стенки полностью испаряются.

На расстоянии, большем  $l_0$ , в пристенной части пограничного слоя аэрозоля нет (сухая парогазовая смесь), в то время как в оставшейся части пограничного слоя и в ядре потока присутствуют неиспарившиеся капли.

Начиная с некоторого расстояния  $l_1$ , когда температура ядра потока также достигает температуры точки росы, частицы аэрозоля отсутствуют по всему поперечному сечению канала.

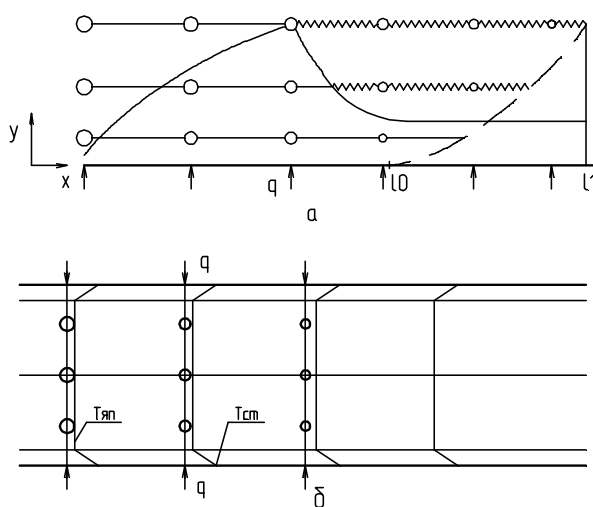


Рис. 2.3. Модель тепломассопереноса в двухфазном потоке (воздух + водный аэрозоль): *a* – для начального участка канала; *b* – для стабилизированного участка теплообмена в канале.  $T_{яп}$  – температура потока,  $T_{ст}$  – температура стенки. Изменение диаметра капля аэрозоля по длине канала схематически изображено кружками разного диаметра.  $l_0$  – граница "высыхания" пристенной части пограничного слоя,  $l_1$  – граница "высыхания" ядра потока

Учитывая кинетику аэрозоля и используя разработанную выше модель расчета тепломассообмена при испарении аэрозоля, становится возможным рассчитать влияние, которое оказывает межфазный тепломассообмен на параметры теплоносителя в пределах пограничного слоя. Для замкнутости задачи необходимо принять еще одно допущение.

Поскольку ранее экспериментально установлено, что интенсивность конвективной теплоотдачи к двухфазному потоку остается той же, что и к однофазному, предположим, что толщина теплового пограничного слоя в полных параметрах энтальпии, его структура и распределение плотности теплового потока в пределах пограничного слоя остаются неизменными и определяются только режимом течения.

### УРАВНЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ДВУХФАЗНОГО ПОГРАНИЧНОГО СЛОЯ

Уравнение энергии в двухфазном пограничном слое имеет вид:

$$\rho w_x \frac{\partial i}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial i}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left\{ \frac{\lambda}{c_p} \frac{\partial i}{\partial y} + \rho D \frac{1 - Le}{Le} \sum \frac{\partial K_i}{\partial y} i_i \right\}. \quad (2.23)$$



При указанных выше допущениях  $Le \rightarrow 1$  и для граничных условий второго рода уравнение (3.2.23) примет вид:

$$\rho \left( w_x \frac{\partial i}{\partial x} + w_y \frac{\partial i}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} (q) \quad (2.24)$$

и будет отличаться от уравнения для однофазного пограничного слоя включением под знак производной самого параметра энтальпии.

Примем допущение о неизменности плотности теплового потока в двухфазном пограничном  $q_{дв}$  в сравнении с однофазным  $q_0$ :  $q_{дв} = q_0$ . Добавляя к уравнению (3.2.24) граничные условия и аппроксимацию профиля тепловых потоков в виде кубической параболы:

$$\bar{q} = 1 - 3\bar{y}_T^2 + 2\bar{y}_T^3, \quad (2.25)$$

где  $\bar{q} = q/q_{ст}$ ,  $\bar{y} = y/\delta_T$ ,  $q_{ст} = \text{const}$ , получаем замкнутую систему дифференциальных уравнений, позволяющих выполнить расчет энтальпии и равновесной температуры в пределах двухфазного пограничного слоя.

Используя уравнение Ньютона-Рихмана

$$q_{cm} = \alpha_0 \int_{t_0}^{t_{cm}} \frac{c_{p\phi}}{c_p} dT = \alpha_0 \int_0^1 (1 + Ja^*) d\xi, \quad (2.26)$$

Выполним интегрирование уравнения в пределах толщины пограничного слоя:

$$\int_0^{\delta_T} \frac{\partial}{\partial y} (q) dy = \int_0^{\delta_T} \rho \left( w_x \frac{\partial i}{\partial x} + w_y \frac{\partial i}{\partial y} \right) dy. \quad (2.27)$$

Принятое допущение (2.25) означает, что интегралы от плотности теплового потока будут одинаковы для однофазного и двухфазного теплоносителя:

$$\int_0^{\delta_T} \frac{\partial i}{\partial y} (q_0) dy = \int_0^{\delta_T} \frac{\partial i}{\partial y} (q_{дв}) dy = \text{idem}. \quad (2.28)$$

Подставляя в уравнение (3.2.27) выражение для энтальпии в виде (3.2.15) и учитывая выражение (3.2.28), получаем:

$$c_p \int_0^{\delta_T} \frac{\partial t}{\partial y} dy = \int_0^{\delta_T} \frac{\partial (c_{p\phi} t_p)}{\partial y} dy = \text{idem}. \quad (2.29)$$

Из анализа уравнения (2.29) видно, что при равном количестве подведенного к потоку тепла перепад температуры поперек двухфазного пограничного

слоя уменьшится на величину  $\frac{c_{p\phi}}{c_p}$  в сравнении с перепадом температур в

однофазном пограничном слое. Данным обстоятельством и можно объяснить уменьшение разности температуры между стенкой и потоком, полученное в экспериментах.



Необходимо отметить также, что во всех приведенных рассуждениях не оговаривалось, какой тип пограничного слоя рассматривается – ламинарный или турбулентный. Поэтому можно считать выводы справедливыми для обоих случаев.

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ЛАМИНАРНОМ ДВУХФАЗНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

Для получения наглядного представления по предложенной модели были рассчитаны эпюры равновесной температуры в двухфазном ламинарном пограничном слое при различной массовой концентрации влаги. Результаты расчета в сравнении с однофазным пограничным слоем приведены на рис. 2.4 в координатах  $\Theta = f(\eta)$ , где  $\eta = y\sqrt{U_{\infty}/\nu}$ .

Анализ рисунков показывает следующее. При избыточном количестве аэрозоля (рис. 2.4, а), присутствующего во всех поперечных сечениях, наблюдается максимальное отличие профиля температур от однофазного. Начиная с некоторого значения  $m_3$ , при достижении точки росы происходит "высыхание" пристенной части пограничного слоя и восстановление за этим сечением градиентов температур, характерных для сухого воздуха. По мере дальнейшего уменьшения  $m_3$  точка росы перемещается дальше в ядро потока, и границы "сухого" пристенного слоя расширяются, и при  $m_3=0$  восстанавливается профиль температур однофазного пограничного слоя.

Представляет интерес также влияние равновесной температуры ядра потока на распределение безразмерной температуры в пределах ламинарного пограничного слоя (рис. 2.4, б). Расчеты выполнены при фиксированной предельной массовой концентрации аэрозоля  $m_3 = 0,05$  и переменной температуре ядра потока. Ввиду интенсификации межфазного теплообмена с ростом равновесной температуры происходит эквивалентный рост значения теплоемкости двухфазной гомогенной среды  $c_{pф}$ . Её увеличению в итоге приводит к большему относительному сжатию эпюры температуры теплоносителя в пределах двухфазного пограничного слоя.

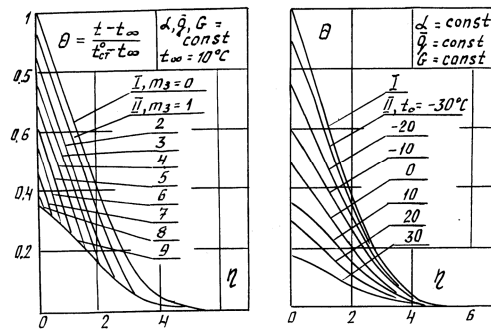


Рис.2.4. Распределение температуры в пределах ламинарного пограничного слоя: а – при увеличении количества взвешенного аэрозоля  $m_3$  и фиксированной температуре ядра потока  $t_\infty = 10^\circ\text{C}$ ; б – при увеличении температуры ядра двухфазного потока  $t_\infty$ . Остальные режимные параметры: скорость  $W$ , плотность теплового потока  $q$  и соответствующее им значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  неизменны.  $I$  – однофазный поток,  $II$  – двухфазный поток

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ В ТУРБУЛЕНТНОМ ДВУХФАЗНОМ ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ

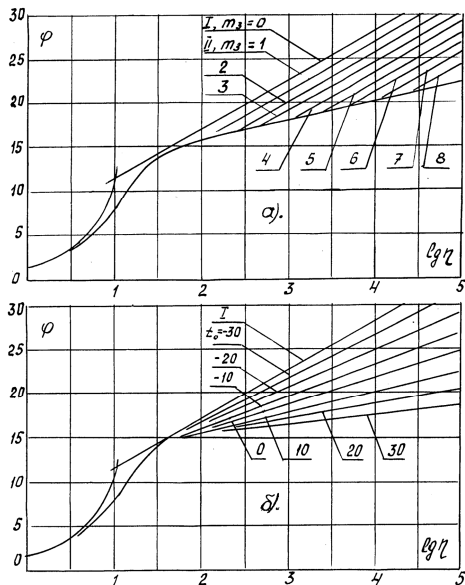


Рис. 2.5. Распределение температуры в пределах турбулентного пограничного слоя: а – при увеличении количества взвешенного аэрозоля  $m_3$  и фиксированной температуре ядра потока  $t_\infty = 10^\circ\text{C}$ ; б – при увеличении температуры ядра двухфазного потока  $t_\infty$ . Остальные режимные параметры: скорость  $W$ , плотность теплового потока  $q$  и соответствующее им значение коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  неизменны.  $I$  – однофазный поток,  $II$  – двухфазный поток

Аналогичный расчет выполнен и для равновесной температуры в двухфазном турбулентном пограничном слое при различной массовой концентрации влаги. Результаты расчета в сравнении с однофазным пограничным слоем приведены на рис. 2.5 в координатах  $\varphi = f(\eta)$ .

Анализ рисунков показывает следующее. При избыточном количестве аэрозоля, присутствующего во всех поперечных сечениях, наблюдается максимальное отличие профиля температур от однофазного. Начиная с некоторого значения  $m_3$  при достижении температуры насыщения происходит "высыхание" пристенной части пограничного слоя и восстановление в этом месте градиентов температур сухого воздуха. По мере дальнейшего уменьшения

$m_3$  границы этой части расширяются, и при  $m_3 = 0$  восстанавливается профиль температур однофазного пограничного слоя.



Влияние равновесной температуры ядра потока на профили температуры в пределах турбулентного пограничного слоя имеет подобный характер как, и для ламинарного. При её увеличении наблюдается большее относительное сжатие эпюры температуры теплоносителя в пределах двухфазного пограничного слоя. Однако величина "сжатия" турбулентного пограничного слоя носит меньшее количественное выражение при прочих равных условиях с ламинарным слоем. Это связано с тем, что распределение аэрозоля поперек пограничного слоя эквидистантно эпюре скорости. Таким образом, распределение концентрации аэрозоля в пределах ламинарного подслоя резко уменьшается к нулю, а его масса там незначительна. Поэтому даже при значительных массовых концентрациях аэрозоля в теплоносителе ламинарный подслой фактически остается однофазным ("сухим") и эффект "сжатия" профиля температуры приходится только на турбулентное ядро пограничного слоя.

### 3. ПРОВЕРКА ДОСТОВЕРНОСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

#### 3.1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАСЧЕТА ПРОЦЕССА ТЕПЛОТДАЧИ

##### СИСТЕМА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ТЕПЛОТДАЧИ

Система дифференциальных уравнений энергии (для ядра потока и пограничного слоя) для плоской стационарной задачи в обогреваемом канале при граничных условиях второго рода имеет вид

$$\rho_2 \left( w_{x2} \frac{\partial i_2}{\partial x_2} + w_{y2} \frac{\partial i_2}{\partial y_2} \right) = \frac{\partial}{\partial y_2} \left( \frac{\lambda_2}{c_{p2}} \frac{\partial i_2}{\partial y_2} \right). \quad (3.1)$$

Физический смысл уравнения: количество тепла, отданное теплоносителем (левая часть), равно количеству тепла, поступившему в процессе теплоотдачи на пластину (правая часть). Наличие оребрения учитывается специальным коэффициентом оребрения  $\phi_2$ , характеризующим площадь ребер, приходящуюся на единицу площади пластины.

Для замыкания уравнения необходимы: условие сопряжения на внешней границе пограничного слоя, заключающееся в равенстве температур  $t_{\delta_T} = t_{я.п}$  и тепловом балансе  $\bar{q}_0 = \bar{q}_\infty$ ; а также закон изменения плотности теплового потока по длине канала  $q = f(x)$ .

Аналитическое решение уравнения невозможно, поскольку параметр энтальпии  $i$  входит под знак производной и сам, в свою очередь, имеет крайне нелинейную зависимость. Последняя определяется изменением интенсивности массообменных процессов с температурой. Это означает, что на каждом элементарном участке помимо указанной системы уравнений теплоотда-





чи необходимо решать систему уравнений (3.2.15) – (3.2.22), описывающую тепломассообмен в теплоносителе.

Решение уравнений производилось численным методом. Для этого уравнение (3.3.1) было заменено с помощью консервативной конечно-разностной схемы на сеточное уравнение:

$$\rho_{2i,j} w_{2i,j} c_{p\phi 2i,j} (T_{2i,j} - T_{2i,j-1}) \Delta x_2 h_2 = \alpha_{2i,j} \Phi_{2i,j} \frac{c_{p\phi 2i,j}}{c_{p2}} (T_{3i,j} - \bar{T}_{2i,j}) \Delta x_1 \Delta x_2. \quad (3.2)$$

Число узлов составляло 10 x 10 (плоская задача по координатам  $x_1$  и  $x_2$ ), и 10 узлов по координате  $y$ . Вычисления в каждой элементарной ячейке с размерами  $\Delta X_1 \Delta X_2$  выполнялось по заданной в расчете точности 0,01 °С для температуры. В качестве искомого определялись температуры стенки и потока внутри канала в 1000 точках трехмерной задачи.

При решении системы приняты следующие допущения:

- потери тепла в окружающую среду равны нулю,
- теплопроводность стенки в направлении движения не учитывалась.

#### МЕТОДИКА ПРОВЕРКИ ДОСТОВЕРНОСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Нелинейность изменения энтальпии низкотемпературного потока водного аэрозоля приводит к сложному изменению  $i$  как по длине канала, так и в пределах самого пограничного слоя. Прямое инструментальное измерение параметров трехфазного пограничного слоя затруднено из-за сложности постановки экспериментов при указанных условиях. Поэтому проверка достоверности модели производилась путем численного моделирования известных экспериментов по локальной теплоотдаче и сравнения полученных результатов с экспериментальными.

Наличие тепломассообмена учитывалось с помощью специальной функции  $\Psi$  – относительного теплообмена, алгоритм вычисления которой описывается следующими уравнениями:

$$\Psi = \left( \frac{St_i}{St_0} \right)_{Re_i^\alpha} = \frac{q_{cti}}{q_{ct0}} = \frac{\int_0^1 \rho w_0 c_{p\phi} (T_0 - T) d\xi}{\int_0^1 \rho w_0 c_p (T_0 - T) d\xi} = \frac{\int_0^1 c_{p\phi} d\xi}{\int_0^1 c_p d\xi} = \int_0^1 (1 + Ja^*) d\xi = 1 + \int_0^1 Ja^* d\xi, \quad (3.3)$$

где 
$$Ja^* = \frac{rdm_3}{c_p dT} + \frac{rdm_4}{c_p dT}. \quad (3.4)$$

Физический смысл  $\Psi$  – насколько энтальпия низкотемпературного потока водного аэрозоля больше энтальпии сухого воздуха. В случае равенства энтальпий однофазного и трехфазного потока  $\Psi$  является мерой энергии, рас-



ходуемой на скрытую теплоту фазовых переходов, т.е. емкость "стоков тепла". Численный расчет (3.3.3) проводился по сеточному уравнению с равномерным числом узлов от 10 до 20 (в зависимости от задачи), в каждом сечении плоской задачи поперек пограничного слоя.

### 3.2. ЛОКАЛЬНАЯ ТЕПЛОТДАЧА ОКОЛО ПЛАСТИНЫ ПРИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ I РОДА

С целью проверки достоверности разрабатываемой модели было выполнено численное моделирование теплоотдачи от плоской пластины к туманообразному потоку, описанной в работе [24]. Эксперименты в этой работе выполнены при следующих условиях: размер пластины 100 x 300 мм; граничные условия по закону  $T_{ст} = \text{const}$  в диапазоне  $T_{ст} = 50...80$  °С; массовая концентрация влаги  $m = 0...2,3$  % с диаметром частиц 30...60 мкм. Аэродинамическая труба обеспечивала скорость набегающего потока 5,4...9,8 м/с. Исследования выполнены для ламинарного пограничного слоя в диапазоне  $Re_x = 4000...10^5$ , описываемого для сухого воздуха критериальным уравнением:

$$Nu_x = 0,332 Re_x^{0,5} Pr^{0,33} (1 - (x_0/x)^{0,75})^{-0,33}, \quad (3.5)$$

где  $x_0$  – длина необогреваемого участка.

Достоверность предлагаемой модели проверена путем численного моделирования теплоотдачи от пластины к туманообразному потоку. Выполненный расчет и обработка полученных данных в системе координат авторов работы [24]: в виде приведенных там зависимостей  $\frac{\alpha_\Sigma}{\alpha_0} = f(Re_x)$ . Результаты

обработки в виде  $\frac{\alpha_\Sigma}{\alpha_0} \Psi = f(Re_x)$  (с использованием относительной функции теплообмена  $\Psi$  согласно уравнению (3.1)) представлены на рис. 3.1.

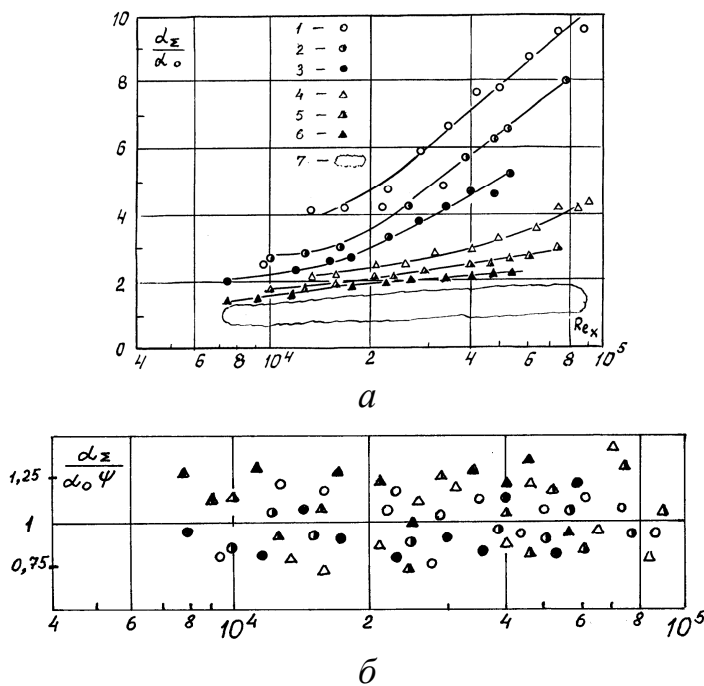


Рис.3.3.1. Зависимость степени интенсификации местной теплоотдачи в туманообразном потоке от числа Рейнольдса для  $t_{ст} = 50\text{ }^{\circ}\text{C}$  : 1 –  $V_0 = 9,8\text{ м/с}$ ,  $m_3 = 1,67\text{ \%}$ ; 2 –  $V_0 = 7,5\text{ м/с}$ ,  $m_3 = 1,58\text{ \%}$ ; 3 –  $V_0 = 5,4\text{ м/с}$ ,  $m_3 = 1,58\text{ \%}$ ; 4 –  $V_0 = 9,8\text{ м/с}$ ,  $m_3 = 0,64\text{ \%}$ ; 5 –  $V_0 = 7,5\text{ м/с}$ ,  $m_3 = 0,58\text{ \%}$ ; 6 –  $V_0 = 5,4\text{ м/с}$ ,  $m_3 = 0,53\text{ \%}$ ; 7 – те же данные при обработке в виде  $\alpha_{пр}/\alpha_0\Psi = f(Re_x)$

Предлагаемая в настоящей работе модель является гомогенной односкоростной и не учитывает данных физических особенностей работы.

### 3.3. ЛОКАЛЬНАЯ ТЕПЛОТДАЧА В КАНАЛЕ ПРИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ II РОДА

С целью проверки достоверности разрабатываемой модели выполнено численное моделирование теплоотдачи при граничных условиях II рода, соответствующих экспериментальной установке, описанной в [40]. В качестве геометрических размеров использовались характеристики оребрения экспериментального канала. Интенсивность теплоотдачи для однофазного режима рассчитывалась по уравнению:  $Nu = 0,016Re^{0,8}$ .

В качестве проверки численно повторены некоторые характерные режимы, взятые из экспериментальной выборки. Исходными в расчетах являлись экспериментальные значения теплового потока  $q$ , расход воздуха через канал  $G$  и температура потока на входе в элемент. Сравнение выполнялось по локальным значениям температуры стенки, которые непосредственно измерялись в опытах.

Имеющееся в работе расслоение  $\frac{\alpha_{\Sigma}}{\alpha_0} = f(Re_x)$  от 2 до 10 раз при обработке с  $\Psi$  уменьшилось практически на порядок. С одной стороны, это подтверждает удовлетворительную достоверность разрабатываемой модели и ее обоснованность. С другой стороны, остающееся некоторое количественное расслоение данных говорит о границах применимости модели. В работе [24] частицы воды имели диаметр 30...60 мкм, экспериментально фиксировалось скольжение фаз, имелась небольшая начальная разность температур между каплями и потоком. Предлагаемая в настоящей работе модель является гомогенной односкоростной и не учитывает данных физических особенностей работы.

Для проверки выбраны две группы режимов:

- \* с полным испарением влаги в каналах (рис. 3.2);
- \* с частичным испарением влаги в каналах (рис. 3.3).

Во всех случаях наблюдается хорошее количественное и качественное

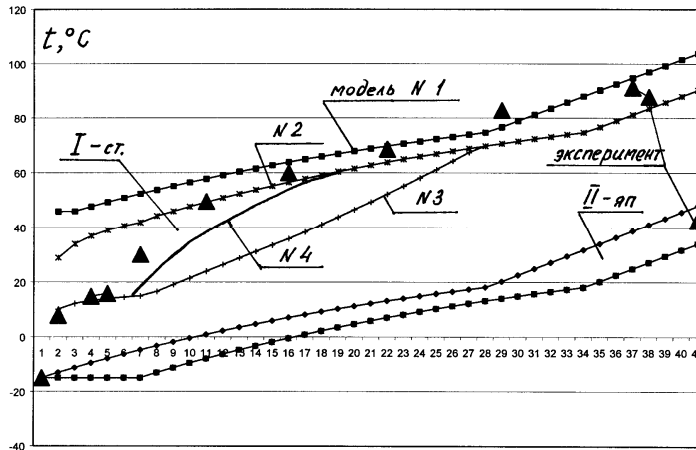


Рис. 3.2. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных об изменении температуры стенки по длине экспериментального канала для режимов с высыханием двухфазного потока.  $G = 0.425 \cdot 10^{-2}$  кг/с;  $t_0 = -15$  °С: 1 –  $q = 1.5$  кВт/м<sup>2</sup>; 2 – 1.2; 3 – 0.55; 4 – 0.35; 5 – расчет с НУ; 6 – расчет без НУ

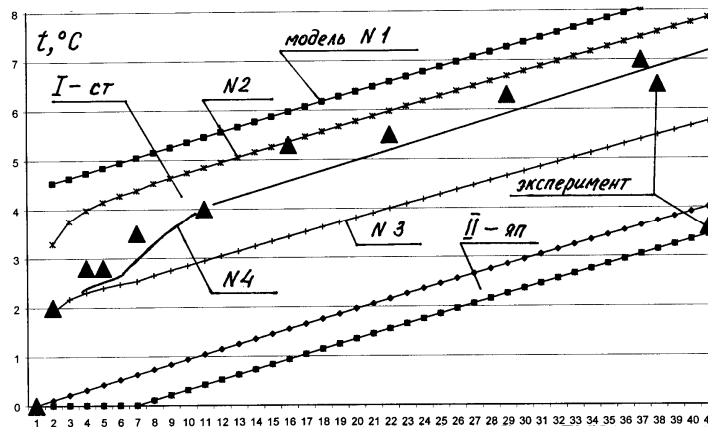


Рис. 3.3. Сопоставление экспериментальных и расчетных данных об изменении температуры стенки по длине экспериментального канала для режимов с двухфазным потоком на всей длине канала.  $q = 0.65$  кВт/м<sup>2</sup>,  $t_0 = 0$  °С: 1 –  $G = 0.194 \cdot 10^{-2}$  кг/с; 2 – 0.244; 3 – 0.392; 4 – 0.5; 5 – расчет с НУ; 6 – расчет без НУ

совпадение, несмотря на заложенные в модель допущения и погрешности измерений в опытах. Для всех двухфазных режимов получена качественная картина, имевшая место на сухом воздухе: первые 30 % длины экспериментальные точки ниже расчетных, на второй трети – приближаются к экспериментальным, и на последней трети – практически совпадают.

Анализ результатов расчетов показал наличие двух точек излома в распределении температуры стенки. Первая, обнаруженная экспериментально, соответствует моменту полного испарения аэрозоля в канале. Вторая соответствует моменту начала испарения аэрозоля в пристенной части пограничного слоя.

Сплошным линиям на рис. 3.2, 3.3 соответствует модель расчета с установленным тепловым пограничным слоем

$\alpha_0 = \alpha_\infty = \text{const}$ . Пунктирным линиям соответствует уточненная модель расчета, учитывающая одновременное развитие с начального сечения гидродинамического и теплового пограничных слоев. При этом изменение теплоотдачи на начальном участке канала представлено в виде



$$\frac{\alpha_x}{\alpha_\infty} = 1,38 \left( \frac{x}{d_3} \right)^{-0,12} . \quad (3.6)$$

Уравнение (3.6) взято из [7] и описывает изменение коэффициента теплоотдачи на начальном участке каналов.

В результате получено хорошее качественное и удовлетворительное количественное согласие. Последнее объясняется приближенностью представления  $\frac{\alpha_x}{\alpha_\infty}$  как степенной функцией.

Для выявления особенностей теплоотдачи к потоку водного аэрозоля на рисунках приведены расчеты по различным моделям. Модель № 1 (базовая без начального участка (НУ)) – начальный участок не рассчитывался, испарение аэрозоля рассчитывалось в ядре потока и не учитывалось в пределах пограничного слоя. Модель № 2 (базовая с НУ) отличается от первой учетом влияния начального участка в соответствии с уравнением (3.6). Модель № 3 (равновесная идеальная) отличается от модели № 2 учетом тепломассообмена при испарении аэрозоля в пределах пограничного слоя, причем закладывался "идеальный" закон распределения частиц аэрозоля поперек пограничного слоя по закону  $m_y = \text{const}$ . Модель № 4 (равновесная реальная) отличается от модели № 3 заменой "идеального" распределения частиц на "реальное":  $m_y = \text{var} = f(y)$ , причем последний задавался в виде степенной функции, соответствующей турбулентному режиму течения.

Базовая модель (соответствует интегральному балансовому расчету по  $i-d$  диаграмме) обладает наименьшей точностью как по расчету теплоносителя, так и по расчету температуры стенки. Модель № 2 дает хорошее совпадение по температуре теплоносителя и температуре стенки на участке тепловой стабилизации. Модель № 3 дает удовлетворительное соответствие по температуре стенки только на начальном участке. Модель № 4 дает удовлетворительное согласие с экспериментами как для теплоносителя, так и для стенки.

Анализ результатов позволяет выделить три наиболее характерных участка. Первый "мокрый" – располагается в большинстве случаев на начальном участке до достижения стенкой температуры точки росы. Второй "полусухой" – приходится на переходный участок и связан с "высыханием" пристенной части пограничного слоя. Третий "сухой" – соответствует стабилизированному участку и связан с отсутствием аэрозоля в ламинарном подслое турбулентного пограничного слоя.

### 3.4. ПРОВЕРКА ДОСТОВЕРНОСТИ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ ПРИ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЯХ III РОДА

**Моделируемый объект.** С целью проверки достоверности модели выполнено численное моделирование режимов работы реального теплообменника. Эксперименты проведены на кафедре ТТФ Ю.В. Дьяченко и А.А. Пешковым [32] и охватывают следующие диапазоны режимных параметров: начальная температура горячего воздуха 16...54 °С, начальная температура холодного воздуха – 48...8 °С, влагосодержание составляло от 2 до 15 г/кг с.в. Теплообменник устанавливался в "петле", охлаждался воздухом из турбохолодильника, т.е. работал в реальных условиях. Компоновка и размеры конденсатора представлены на рис. 3.4: теплообменник имеет две одинаковые теплообменные секции I, II и встроенный между ними обводной канал III. Каждая секция образована из 12 "горячих" и 11 "холодных" оребренных пластин с одинаковым оребрением: расстояние между пластинами 4 мм, шаг оребрения 2 мм.

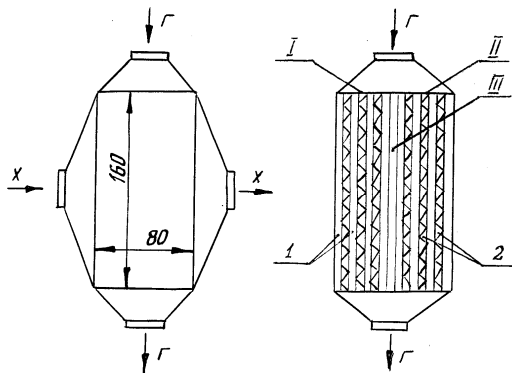


Рис. 3.4. Размеры и компоновка экспериментального конденсатора: I, II – теплообменные секции, III – обводной канал; 1 – горячий оребренный пакет, 2 – холодный оребренный пакет

помещены семь серий экспериментов и расчетов для них. В пределах каждой серии изменялся только расход воздуха через теплообменник, цифрами при этом обозначены следующие его значения, кг/с: 1 – 0,1719; 2 – 0,2272; 3 – 0,3472; 5 – 0,3888. Верхняя строка соответствует эксперименту, нижняя – расчету. В таблицу кроме входных температур горячего  $t_{\Gamma}^{\text{ВХ}}$  и холодного  $t_{\text{Х}}^{\text{ВХ}}$  воздуха помещены данные о значениях выходных температур горячего  $t_{\Gamma}^{\text{ВЫХ}}$  и холодного  $t_{\text{Х}}^{\text{ВЫХ}}$  воздуха, а также самая горячая  $t_{\text{СТ}}^{\text{max}}$ , самая холодная  $t_{\text{СТ}}^{\text{min}}$  температуры стенки и осредненное ее значение, вычисленное по всем термометрам  $\bar{t}_{\text{СТ}}$ .

Составленная система сеточных уравнений решалась численно на сетке с рекомендуемым для данного класса задач количеством узлов  $10 \times 10$ . Расчеты теплопередачи выполнялись для элементарной площадки  $\Delta x_1 \Delta x_2$  до получения с заданной точностью в 0,01 °С значений температур стенки, горячего и холодного теплоносителей.

**Сравнение первичных данных.** В табл. 3.1 представлены полные данные результатов двух опытов (на сухом и влажном воздухе), где





В табл. 3.1 первые четыре серии соответствуют сухим режимам (в воздухе присутствуют остаточная влага в количестве  $\sim 2$  г/кг с. в), а последние три серии получены для влажного воздуха (указано влагосодержание).

Таблица 3.1

**Сравнение экспериментальных и расчетных данных**

№ серии и режима	$t_{\Gamma}^{\text{ВХ}}$	$t_{\Gamma}^{\text{ВЫХ}}$	$t_{\text{СТ}}^{\text{max}}$	$\bar{t}_{\text{СТ}}$	$t_{\text{СТ}}^{\text{min}}$	$t_{\text{Х}}^{\text{ВЫХ}}$	$t_{\text{Х}}^{\text{ВХ}}$	$d$ , г/кг с.в.
1 1	16.8	6.3	9.6	0.64	-8.32	-13.8	-22.35	2.0
	--	6.38	6.22	0.17	- 6.35	- 12.97	--	--
3	18.45	3.15	8.0	- 6.96	-22.4	-28.5	-41.7	--
	--	3.87	- 0.11	- 8.05	- 14.94	- 27.40	--	--
4	19.2	2.1	7.04	- 9.54	-24.32	-33.03	-48.25	--
	--	3.39	- 2.07	- 10.18	- 17.23	- 32.64	--	--
2 1	24.9	10.35	17.27	6.48	- 4.8	-9.45	-20.85	--
	--	12.75	12.77	6.39	- 0.97	- 10.25	--	--
3	24.3	8.1	13.76	- 1.96	-17.6	-24.0	-37.65	--
	--	9.11	6.33	- 2.59	- 11.06	- 23.05	--	--
4	24.3	6.75	13.44	- 4.97	-23.04	-29.25	-43.5	--
	--	8.25	3.61	- 5.27	- 13.29	- 27.90	--	--
3 1	32.1	18.3	25.56	14.14	1.6	- 4.8	-15.45	--
	--	19.67	19.58	13.28	6.49	- 4.53	--	--
3	32.4	15.0	22.4	6.7	-7.36	-17.8	-31.8	--
	--	16.46	14.63	5.94	- 3.57	- 16.67	--	--
4	32.7	14.1	23.68	4.49	-14.4	-24.0	-40.2	--
	--	15.18	11.95	1.92	- 8.13	- 23.46	--	--
4 1	45.45	29.75	40.96	25.66	13.76	2.8	- 7.8	--
	--	32.0	32.24	25.24	17.79	6.77	--	--
3	45.57	26.7	35.2	18.35	0.0	-10.2	-25.35	--
	--	27.85	26.0	17.10	7.42	- 10.21	--	--
4	45.3	25.2	35.84	15.05	- 4.8	-16.5	-32.5	--
	--	26.30	23.59	13.72	2.67	- 15.37	--	--
5 1	53.85	43.5	53.8	51.84	46.4	22.95	19.8	12.92
	--	45.28	45.34	40.87	36.11	22.11	--	--
3	52.8	43.35	52.8	49.15	36.8	13.95	6.45	10.72
	--	40.90	38.35	28.11	19.49	12.01	--	--
4	53.75	37.2	44.8	36.97	25.6	3.9	- 3.9	7.32
	--	38.97	36.19	25.57	15.46	4.72	--	--
6 1	45.9	41.25	45.9	45.24	41.6	21.0	17.1	15.45
	--	38.76	36.75	29.65	23.98	19.65	--	--
3	48.0	40.95	48.0	44.28	33.92	12.9	4.95	12.9
	--	36.57	25.63	18.58	14.38	10.58	--	--
4	47.7	37.2	47.36	37.94	26.24	4.5	- 4.5	10.7
	--	34.09	21.84	14.30	9.80	3.66	--	--
7 1	39.9	33.75	39.9	37.88	33.28	13.8	8.85	11.6
	--	31.47	27.41	20.40	15.04	12.80	--	--



3	43.8 --	36.0 31.93	43.8 19.04	36.15 13.70	25.6 10.62	7.35 5.77	-1.05 --	12.07 --
4	39.75 --	29.99 27.01	39.7 15.58	29.58 9.52	14.4 4.67	-2.49 - 3.30	-12.45 --	9.58 --

Значения исходных температур горячего и холодного  $t_{\Gamma}^{\text{ВЫХ}}$ ,  $t_{\text{X}}^{\text{ВЫХ}}$  воздуха на "сухих" режимах совпадают с точностью 5...10 %. На "влажных" режимах отклонение незначительно увеличивается. Сравнение значений температур стенки показывает следующее. Средние величины в расчетах и экспериментах практически совпали, крайние же значения  $t_{\text{CT}}$ , полученные в экспериментах, "охватывают" расчетные их значения.

На "влажных" режимах наблюдается небольшое систематическое отклонение расчетных температур стенки от экспериментальных. Последнее можно объяснить приближенностью модели в отношении горячего воздуха. В расчетах он принимался сухим, а в экспериментах влагосодержание воздуха в некоторых сериях было достаточно для достижения точки росы и начала конденсации.

В заключение можно сделать вывод о том, что расчеты по предложенной модели хорошо отражают изменения в теплообмене, вызванные использованием двухфазного дисперсного теплоносителя в холодном тракте теплообменника. Это позволяет провести более полное численное исследование локального процесса теплопередачи. Экспериментальное решение такой задачи практически невыполнимо из-за сложности изготовления необходимого образца и трудоемкости измерений.

**Сравнение обобщенных данных.** Обработка экспериментальных и расчетных данных показана на рис. 3.5 в координатах  $\varepsilon$ - $NTU$ . Параметр термической эффективности  $\varepsilon$  вычисляется по формуле:

$$\varepsilon = \frac{W_1 \Delta T_1}{W_{\min} (T_1^{\text{ВХ}} - T_2^{\text{ВХ}})}, \quad (3.7)$$

где  $W = Gc_p$ . Параметр  $NTU$ , учитывающий эффективность теплопередачи, определялся по следующему соотношению:

$$NTU = \frac{kF}{W_{\min}},$$

где

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_2} + \frac{1}{\alpha_1} \frac{F_1}{F_2}}. \quad (3.8)$$



На рис. 3.5, *а* изображены экспериментальные данные, полученные на сухом и влажном воздухе, а также расчетная зависимость для однофазных теплоносителей.

Серия "сухих" режимов с погрешностью  $\pm 5..10$  °С укладывается около расчетной кривой. Серия "мокрых" режимов с туманом в холодном теплоносителе располагается выше расчетной кривой. Расхождение достигает 100 % и тем выше, чем большее количество влаги участвует в тепломассообмене. Таким образом, тепломассообмен в холодном воздухе оказывает на теплообменник влияние, равнозначное увеличению водяного эквивалента теплоносителя. Причем для достижения одинакового эффекта в первом случае достаточно добавить "туману" менее 3 % к весу воздуха, а во втором требуется многократно увеличить расход теплоносителя.

На рис. 3.5, *б* представлены те же данные в измененной обработке, когда вместо коэффициента теплопередачи согласно (3.8) использован приведенный коэффициент  $k_{\Sigma}$ :

$$k_{\Sigma} = \frac{1}{\frac{c_p}{c_{p\phi 2}} \frac{1}{\alpha_2} + \frac{c_p}{c_{p\phi 1}} \frac{1}{\alpha_1} \frac{F_1}{F_2}} \quad (3.9)$$

Последняя формула позволяет учесть возрастание коэффициента теплопередачи, вызванное тепломассообменом, происходящим в теплоносителях. Физический смысл  $k_{\Sigma}$  состоит в расчете степени повышения коэффициента теплопередачи путем введения поправки, оценивающей снижение термического сопротивления, возникающего за счет тепломассообмена в пристенном пограничном слое в обоих теплоносителях. Заменяя значение  $NTU$  в (3.8) на новое  $NTU^*$ , в которую включено новое значение коэффициента теплоотдачи  $k_{\Sigma}$ :

$$NTU^* = \frac{k_{\Sigma} F}{W_{\min}}, \quad (3.10)$$

можно провести обработку экспериментальных данных в новой системе координат  $\varepsilon$ - $NTU^*$ .

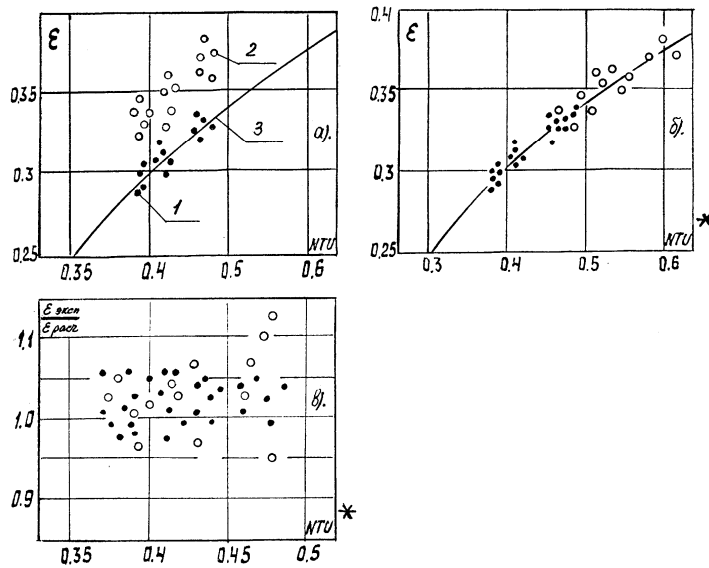


Рис. 3.5. Обобщение экспериментальных данных в конденсаторе: *а* – без учета тепломассообмена; *б* – с учетом тепломассообмена; *в* – сравнение экспериментов с расчетом: *1* – сухой воздух (эксперимент); *2* – влажный воздух (эксперимент); *3* – сухой воздух (расчет [9])

В результате новой обработки расслоение экспериментальных данных практически исчезло, и все серии – "сухие" и "мокрые" – расположились около расчетной кривой. Последнее означает, что интенсификация теплопередачи связана в основном со скрытой теплотой фазовых переходов, а не с изменением конвективной составляющей процессов теплоотдачи в горячем и холодном трактах.

Наиболее просто точность модели оценить по рис. 3.5, *в*, где представлены экспериментальные значения термической эффективности  $\varepsilon_{\text{экс}}$  в сравнении с полученной расчетным путем  $\varepsilon_{\text{расч}}$ . Разница между ними не превышает  $\pm 5...10\%$  как в "сухой", так и в "мокрой" серии.

Данные, представленные на рис. 3.5, *а*, *б*, *в*, свидетельствуют о достаточно высокой точности модели, несмотря на заложенные в нее упрощения.

#### 4. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В КПРТ ПРИ НАЛИЧИИ ТЕПЛОМАСОБМЕНА

##### 4.1 ВЛИЯНИЕ НА ТЕПЛОПЕРЕДАЧУ УЧАСТКА ТЕПЛОВОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ

###### ХАРАКТЕРИСТИКА МОДЕЛЕЙ РАСЧЕТА

Основной целью данного численного эксперимента было получение качественного и количественного представления о влиянии на теплообмен в теплообменнике процессов, протекающих на начальных участках теплообменных каналов. Конечная цель – изучить теплопередачу при совместном влиянии тепломассообмена и участков тепловой стабилизации.

Результатом расчетов являются двумерные поля температур горячего, холодного теплоносителей и температуры стенки. Изображение их трудоемко, поэтому при графическом представлении за температуры теплоносителей приняты их средние значения в направлении движения. В качестве характеристики поля температур стенки выбраны значения температур по



"главной" диагонали теплообменника, которой соответствует максимальный перепад и градиент температуры стенки.

**Описание моделей расчета.** Для расчета местных коэффициентов теплоотдачи на начальных участках в горячем и холодном теплообменных трактах использовано критериальное уравнение, учитывающее изменения интенсивности теплоотдачи на начальном участке, путем введения поправки  $\epsilon_1=1,38(x/d)^{-0,12}$ . Поправка  $\epsilon_1$  взята из [14] и учитывает увеличение коэффициента теплоотдачи на участке тепловой стабилизации ( $x/d < 50$ ) и справедлива для турбулентных режимов течения. Число ячеек для сеточных уравнений при этом было увеличено до 40 x 40.

С целью выявления действия различных факторов расчеты выполнены по трем моделям: **I модель – "базовая"** – без учета начального участка и "влажности" теплоносителей; **II модель – "сухая"** – с учетом начального участка, но на сухом воздухе; **III модель – "полная"** – с учетом начального участка и "влажности" теплоносителей.

#### ОСОБЕННОСТИ УЧАСТКА ТЕПЛОВОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ

**Сравнение моделей расчета.** Для оценки влияния начального участка произведен расчет полей температур в следующем режиме: температура горячего теплоносителя  $T_T = 60$  °С (45 °С), температура холодного теплоносителя  $T_x = 0$  °С (–15 °С), массовая концентрация влаги 0.03 (рис. 4.1).

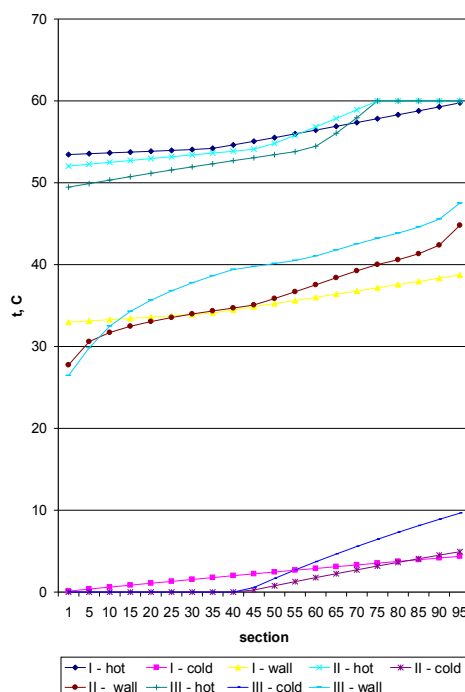


Рис. 4.1. Сравнение моделей расчёта полей температур в компактном теплообменнике: I модель – "базовая"; II модель – "сухая"; III модель – "полная"; 1 – горячий теплоноситель, 2 – холодный теплоноситель, 3 – теплообменная поверхность;  $G = 0,2272$  кг/с,  $d_1 = d_2 = 30$  г/кг с.в

сителя  $T_x = 0$  °С (–15 °С), массовая концентрация влаги 0.03 (рис. 4.1).

На основании полученных зависимостей можно сделать вывод о том, что расчет по модели с начальным участком вносит существенные изменения в распределение температур как теплоносителей, так и теплообменной поверхности, в частности:

– для горячего теплоносителя протяженность начального участка составила 22.5 % от полной длины канала: модель I иллюстрирует



допускаемую погрешность и дает линейное монотонное снижение  $T_r$ ; модель II имеет ярко выраженные признаки начального участка (начальную "площадку" и последующую "зону нелинейности"), причем степень охлаждения  $T_r$  большая, чем у модели I; модель III – при внешней схожести с предыдущей увеличивает нелинейность, расслоение поля температуры и дает еще большую степень охлаждения  $T_r$ ;

– для холодного теплоносителя протяженность начального участка составила 50 % от полной длины канала: модель I иллюстрирует допускаемую погрешность и дает линейное монотонное увеличение  $T_x$ ; модель II имеет ярко выраженные признаки начального участка (начальную "площадку" и последующую "зону нелинейности"), причем степень нагрева  $T_x$  большая, чем у модели I; модель III при внешней схожести с предыдущей увеличивает нелинейность, расслоение поля температуры и дает еще большую степень нагрева  $T_x$ .

– для стенки протяженность зон начальных участков составляет 50 % по "холодной" и 25 % по "горячей" сторонам (в итоге 3/4 поверхности): модель I иллюстрирует допускаемую погрешность и дает линейное монотонное увеличение  $T_{ст}$ ; модель II имеет ярко выраженные признаки начального участка: "провал"  $T_{ст}$  по "холодной" стороне, "всплеск"  $T_{ст}$  по "горячей", причем расслоение  $T_{ст}$  значительно большее, чем у модели I (наблюдалось и экспериментально); модель III при внешней схожести с предыдущей увеличивает нелинейность, расслоение поля температуры и дает "плоскопараллельное" смещение  $T_{ст}$  вверх или вниз.

В целом можно заключить, что расчет теплообменников без учета участков тепловой стабилизации и тепломассообмена практически не отражает реальной картины процессов теплопередачи в конденсаторе.

#### **4.2. ВЛИЯНИЕ НА ТЕПЛОПЕРЕДАЧУ ТЕПЛОМАССОБМЕНА В ТЕПЛОНОСИТЕЛЯХ**

Исследование влияния тепломассообмена в теплоносителях на теплопередачу выполнено для режима  $T_r=60$  °С,  $T_x=0$  °С при двух вариантах тепломассообмена в конденсаторе (расчет производился по модели III):

а) в первой серии исследовано влияние массовой концентрации влаги холодного теплоносителя, при "сухом" горячем (рис. 3.4.2);

б) во второй серии исследовано влияние массовой концентрации влаги горячего теплоносителя, при "сухом" холодном (рис. 3.4.3).



## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ХОЛОДНОМ ТРАКТЕ

**На распределение температур.** При отсутствии влаги (однофазный случай: верхние кривые для горячего, холодного теплоносителя и стенки на

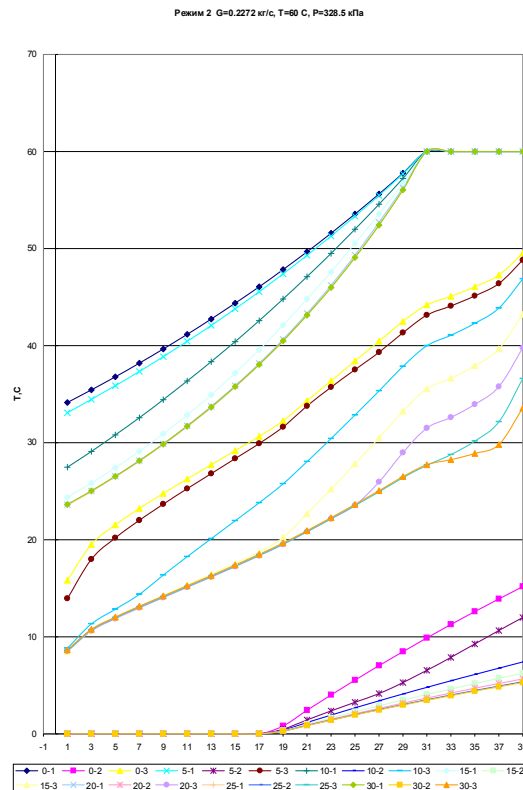


Рис. 4.2. Влияние теплообмена в холодном теплоносителе на распределение температур в компактном теплообменнике: 1 – горячий теплоноситель, 2 – холодный теплоноситель, 3 – теплообменная поверхность;  $G = 0,2272$  кг/с,  $d_1 = 0$ ,  $d_2 = 0$ ; 5; 10; 15; 20; 25; 30 г/кг с.в

рис. 4.2) распределение температур в КПРТ определяется двумя особенностями. Во-первых, тем, что термическое сопротивление с холодной стороны больше, чем с горячей ( $R_x > R_r$ ) почти в 2 раза: в итоге температура пластины "ближе" к горячему теплоносителю. Во-вторых, начальный участок по холодному тракту в два раза больше, чем по горячему, как следствие наблюдается более интенсивное охлаждение горячего воздуха (около 25 °С) в сравнении с холодным (около 15 °С).

Введение капельной влаги в холодный теплоноситель приводит к перераспределению температур в КПРТ.

**Холодный тракт.** Увеличение влагосодержания приводит: 1) к общему охлаждению воздуха на 5...10 °С; 2) резкому падению степени нагрева холодного воздуха с 15 до 6 °С, так как доля тепла, расходуемого на испарение капель, существенно больше той, которая приходится на нагрев воздуха. При влагосодержании более 20 г/кг влияние испарения практически прекращается, так как точка росы распространилась по всем сечениям холодного тракта.

**Пластина.** По мере увеличения влагосодержания наблюдается пропорциональное общее охлаждение пластины, наблюдаемое в виде снижения линий. Начиная с  $d = 20$  г/кг с.в. появляется характерный участок предельного охлаждения ("насыщения") пластины, связанный с достижением точки росы и прекращением дальнейшего испарения капель. Дальнейший рост влаго-



содержания расширяет зону "насыщения" по площади пластины и при  $d > 30$  г/кг достигается предельное состояние, когда в целом температура поверхности понижается на  $10...20$  °С (в зависимости от координаты сечения).

**Горячий тракт.** Охлаждение пластины приводит к увеличению температурного напора между ней и горячим теплоносителем. Пропорционально этому возрастает отвод тепла и снижается температура горячего теплоносителя, в предельном случае – на  $36$  °С.

**На теплопередачу.** Испарение капель интенсифицируют процесс теплоотдачи в холодном тракте за счёт перевода большей части теплового потока в скрытую теплоту фазового перехода (механизм "стока тепла"). Это явление сопровождается эквивалентным нелинейным (по сечениям) снижением термического сопротивления и увеличением водяного эквивалента с холодной стороны. Совместное действие указанных факторов сопровождается резким снижением температуры теплообменной поверхности. В итоге возрастают температурные напоры: 1) между горячим теплоносителем и пластиной в процессе теплоотдачи; 2) между горячим и холодным теплоносителями в процессе теплопередачи. Повышение эффективности теплопередачи в КПРТ фиксируется в виде роста степени охлаждения горячего теплоносителя на  $40$  % по сравнению с однофазным случаем.

#### ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ГОРЯЧЕМ ТРАКТЕ

**На распределение температур.** В случае однофазных теплоносителей (нижние кривые для горячего, холодного теплоносителя и стенки на рис. 4.3) распределение температур в КПРТ идентично предыдущему варианту. Введение капельной влаги в горячий теплоноситель приводит к перераспределению температур в КПРТ.

**Горячий тракт.** Увеличение влагосодержания приводит: 1) к общему повышению температуры воздуха на  $10...20$  °С; 2) резкому падению степени охлаждения горячего воздуха с  $25$  до  $8$  °С, так как доля тепла, расходуемого на процесс конденсации водяного пара, многократно превышает количество, приходящееся на охлаждение воздуха. При влагосодержании более  $30$  г/кг влияние конденсации прекращается, так как точка росы распространилась по всем сечениям горячего тракта.

**Пластина.** По мере увеличения влагосодержания происходит пропорциональный общий "нагрев" пластины, наблюдаемый в виде повышения линий. Зона предельного состояния - "насыщения" достигается при  $d > 30$  г/кг, и в целом температура поверхности повышается на  $20...30$  °С (в зависимости от координаты сечения).

**Холодный тракт.** "Нагрев" пластины приводит к увеличению температурного напора между ней и холодным теплоносителем с  $30$  до  $45$  °С. Пропорционально этому возрастает подвод тепла и повышается температура холодного теплоносителя в пределе на  $21$  °С.

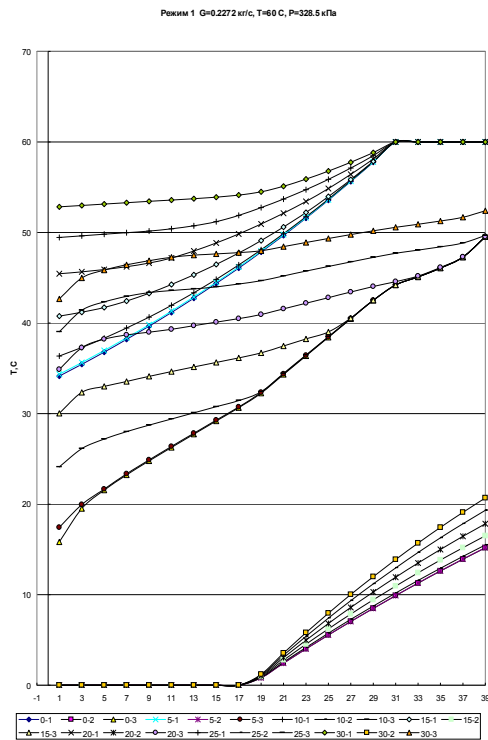


Рис. 4.3. Влияние тепломассообмена в горячем теплоносителе на распределение температур в компактном теплообменнике: 1 – горячий теплоноситель, 2 – холодный теплоноситель, 3 – теплообменная поверхность;  $G = 0,2272$  кг/с,  $d_1 = 0; 5; 10; 15; 20; 25; 30$  г/кг с.в.,  $d_2 = 0$

**На теплопередачу.** Конденсация водяного пара интенсифицируют процесс теплоотдачи в горячем тракте за счёт перевода большей части теплового потока в скрытую теплоту фазового перехода (механизм "стока тепла"). Данное явление сопровождается эквивалентным нелинейным (по сечениям) снижением термического сопротивления и увеличением водяного эквивалента с горячей стороны. Совместное действие указанных факторов сопровождается резким "повышением" температуры теплообменной поверхности. В итоге возрастают температурные напоры: 1) между холодным теплоносителем и пластиной в процессе теплоотдачи; 2) между горячим и холодным теплоносителями в процессе теплопередачи. Повышение эффективности теплопередачи в КПРТ фиксируется в виде роста степени нагрева холодного теплоносителя примерно на 40 % в сравнении с однофазным случаем.

### СОВМЕСТНОЕ ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАСОБМЕНА В ТЕПЛОНОСИТЕЛЯХ НА ТЕПЛОПЕРЕДАЧУ В КПРТ

Следующая серия расчетов выполнена для режима  $T_r=60$  °C и  $T_x=0$  °C при одновременном увеличении массовой концентрации влаги в обоих теплоносителях (и равных их значениях) в диапазоне  $m = 0...0,03$  с шагом 0,005. Полученные данные (расчет по модели III) представлены на рис. 4.4.

В результате установлена следующая закономерность. Совместный тепломассообмен в обоих трактах еще больше усложняет процесс теплопередачи. Это в основном связано с положением точек росы в холодном и горячем теплоносителях по мере "насыщения" теплоносителей капельной влагой. При этом можно выделить две характерные фазы:

**1. Фаза I "доминирования" холодного теплоносителя ( $m < 0,015$ ).** Холодный теплоноситель имеет более низкую температуру, а значит, и меньшую температуру точки росы. Пока горячий теплоноситель остается



"сухим", доминируют процессы со стороны холодного теплоносителя. В частности, наблюдается: рост степени охлаждения горячего теплоносителя; резкое "снижение" значений температуры поверхности; "снижение" степени нагрева холодного теплоносителя.

**2. Фаза II "доминирования" горячего теплоносителя теплоносителя ( $m > 0,015$ ).** Холодный теплоноситель "насыщается" капельной влагой по всей длине и его "влияние" останавливается. Горячий теплоноситель, имеющий более высокую температуру, достигает своей температуры точки росы. После этого процесс теплопередачи попадает под доминирующее "влияние" процессов со стороны горячего теплоносителя. В частности, наблюдается: рост степени нагрева холодного теплоносителя; резкое "повышение" значений температуры поверхности; "снижение" степени охлаждения горячего теплоносителя.

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ОБОИХ ТРАКТАХ

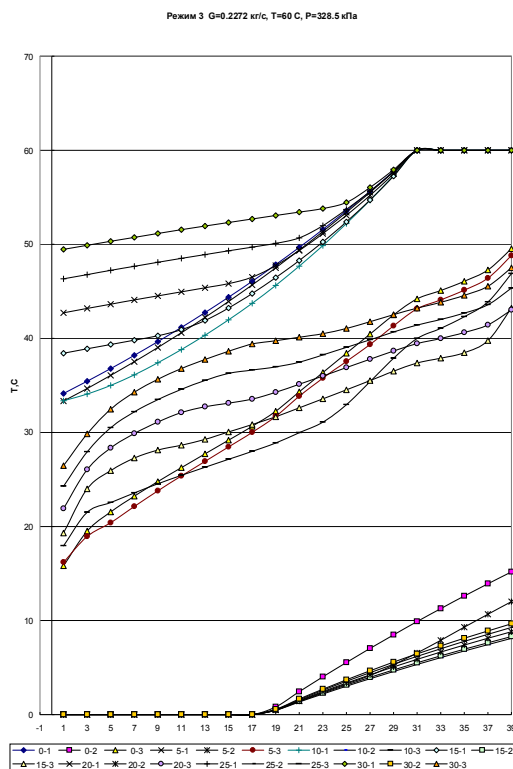


Рис. 4.4. Влияние тепломассообмена в горячем и холодном теплоносителях на распределение температур в компактном теплообменнике: 1 – горячий теплоноситель, 2 – холодный теплоноситель, 3 – теплообменная поверхность;  $G = 0,2272$  кг/с,  $d_1 = d_2 = 0$ ; 5; 10; 15; 20; 25; 30 г/кг с.в

нию степени охлаждения горячего воздуха с 27 до 30 °С. Фаза II ( $m > 0,015$ ). При влагосодержании более 15 г/кг начинается процесс конденсации в горя-

**На распределение температур.** В случае однофазных теплоносителей (рис. 4.4) распределение температур в КПРТ идентично предыдущим вариантам. Введение капельной влаги одновременно в горячий и холодный теплоноситель приводит к более сложному перераспределению температур в КПРТ. В частности, до влагосодержания 15 г/кг с.в. наблюдается фаза I (доминирование тепломассообмена в холодном теплоносителе), а выше 15 г/кг с.в. начинается процесс конденсации в горячем тракте и возникает фаза II (доминирование тепломассообмена в горячем теплоносителе).

**Горячий тракт. Фаза I ( $m < 0,015$ ).** Увеличение влагосодержания приводит к общему снижению температуры воздуха до 3 °С и небольшому увеличению степени охлаждения горячего воздуха с 27 до 30 °С.



чем теплоносителе, при этом: 1) повышается температуры воздуха на 10...15 °С; 2) степень охлаждения горячего воздуха падает с 25 до 11 °С.

**Пластина. Фаза I ( $m < 0,015$ ).** По мере увеличения влагосодержания наблюдается небольшое "охлаждение" пластины, наблюдаемое в виде смещения вправо верхней части линий. **Фаза II ( $m > 0,015$ ).** Наблюдается пропорциональный общий "нагрев" пластины на 10...15 °С для зоны предельного состояния - "насыщения".

**Холодный тракт. Фаза I ( $m < 0,015$ ).** Первоначально температура холодного воздуха заметно уменьшается (на 7...8 °С). **Фаза II ( $m > 0,015$ ).** Далее наблюдается незначительное повышение температура холодного теплоносителя (на 2...3 °С).

**На теплопередачу. Фаза I ( $m < 0,015$ ).** Испарение капель сопровождается эквивалентным незначительным снижением термического сопротивления, но заметным увеличением водяного эквивалента с холодной стороны. В итоге наблюдается частичное "снижение" температуры теплообменной поверхности и рост температурных напоров в процессе теплопередачи. Повышение эффективности теплопередачи в КПРТ фиксируется в виде роста степени охлаждения горячего теплоносителя примерно на 10...15 %. **Фаза II ( $m > 0,015$ ).** Конденсация водяного пара заметно снижает термическое сопротивление и увеличивает водяной эквивалент с горячей стороны. Это приводит к резкому "повышению" температуры теплообменной поверхности и росту температурных напоров в процессе теплопередачи. Повышение эффективности теплопередачи в КПРТ в явном виде практически незаметно, так как степень нагрева холодного теплоносителя мало изменяется. Вместе с тем при расчёте КПД теплообменника с учётом скрытой теплоты фазовых переходов (испарения и конденсации) его суммарное значение (явный и неявный тепловой поток) продолжает расти в сравнении с предыдущими вариантами. В частности, в холодном теплоносителе доля скрытой теплоты достигает 50 %, в горячем – более 60 %, а суммарное значение роста КПД превышает 100 %.

## ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТЕПЛОМАСООБМЕНА В ТЕПЛОНОСИТЕЛЯХ

В реальном теплообменнике процессы могут быть еще более усложнены. Например, точка росы в горячем теплоносителе появилась раньше, чем точка росы в холодном теплоносителе достигла выхода каналов. Теплопередача будет описываться на разных участках теплообменника разным сочетанием и весовым вкладом фаз I и II.



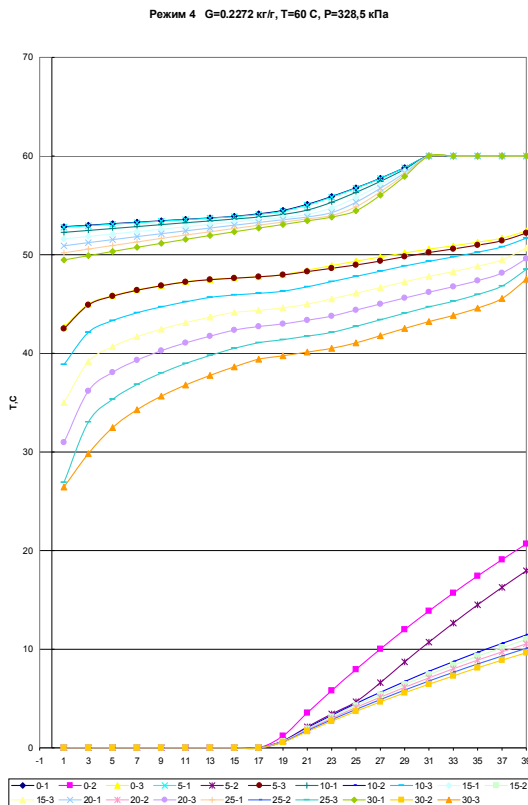


Рис. 3.4.5. Влияние тепломассообмена в горячем и холодном теплоносителях на распределение температур в компактном теплообменнике: 1 – горячий теплоноситель, 2 – холодный теплоноситель, 3 – теплообменная поверхность;  $G = 0,2272$  кг/с,  $d_1 = 30$ ;  $d_2 = 0$ ; 5; 10; 15; 20; 25; 30 г/кг с.в

ных условиях.

### 4.3. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ОБЛАСТИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУР

При увеличении температуры двухфазного теплоносителя возрастает интенсивность фазовых переходов как в холодном, так и горячем теплоносителях. Это приводит к более заметному влиянию тепломассообмена на параметры теплопередачи в КПРТ. Ниже представлены результаты расчетов для режима  $T_x=15$  °С,  $T_r=75$  °С, полученных при разных вариантах тепломассообмена в конденсаторе.

Следующая серия расчетов выполнена для режима  $T_r=60$  °С и  $T_x=0$  °С при фиксированной концентрации влаги в горячем теплоносителе  $m = 0,03$  и одновременном увеличении массовой концентрации влаги в холодном теплоносителе в диапазоне  $m = 0...0,03$  с шагом 0,005. Результаты этих исследований (расчет по модели III) представлены на рис. 4.5.

Наличие тепломассообмена в горячем тракте изначально формирует признаки фазы II. После достижения точки росы в холодном тракте ( $m > 0.05$ ) начинают проявляться особенности фазы I, тем существеннее, чем выше концентрация влаги. Сравнение с рис. 4.3, 4.4 показывает, что интенсивный тепломассообмен в горячем тракте резко "затухивает" (ослабляет) признаки фазы I при прочих идентичных условиях.



## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ХОЛОДНОМ ТРАКТЕ

**На распределение температур.** В случае однофазных теплоносителей (рис. 4.6) распределение температур в КПРТ идентично предыдущим вариантам, так как соотношение термических сопротивлений осталось неизменным. Введение капельной влаги в холодный теплоноситель на более высоких температурах ( $15\text{ }^{\circ}\text{C}$  вместо  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) привело к смещению точки росы вверх и расширению диапазона действия влагосодержания с 30 до  $50\text{ г/кг с.в.}$

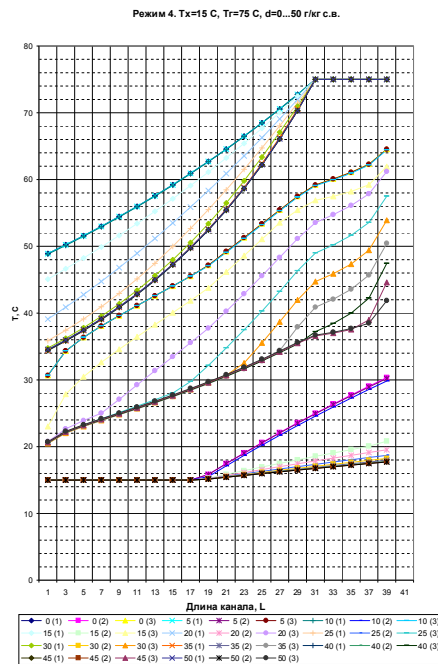


Рис. 4.6. Влияние теплообмена в холодном теплоносителе на распределение температур в компактном теплообменнике: 1 – горячий теплоноситель, 2 – холодный теплоноситель, 3 – теплообменная поверхность;  $G = 0,2272\text{ кг/с}$ ,  $d_1 = 0$ ,  $d_2 = 0; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 35; 40; 45; 50\text{ г/кг с.в}$

**На теплопередачу.** С ростом температуры теплоносителя испарение капель интенсифицируют процесс теплоотдачи в холодном тракте более заметно. Это приводит к более сильному снижению термического сопротивления и увеличению водяного эквивалента с холодной стороны. Совместное действие указанных факторов сопровождается более глубоким "снижением" (рост в 1,5 раза) температуры теплообменной поверхности. В итоге дополнительно возрастают температурные напоры в процессе теплопередачи. Эффективность теплопередачи в КПРТ повышается до 65 % по сравнению с однофазным случаем.

**Холодный тракт.** Увеличение влагосодержания приводит к более заметному: 1) общему охлаждению воздуха на  $10...12\text{ }^{\circ}\text{C}$ ; 2) падению степени нагрева холодного воздуха с  $15$  до  $3\text{ }^{\circ}\text{C}$ , так как доля тепла, расходуемого на испарение капель, с ростом температуры теплоносителя резко увеличилась. Состояние "насыщения" (когда точка росы распространилась по всем сечениям холодного тракта) сместилась выше  $30\text{ г/кг с.в.}$

**Пластина.** По мере увеличения влагосодержания наблюдается более заметное общее охлаждение пластины. Появление характерного участка предельного охлаждения ("насыщения") пластины смещается выше  $25\text{ г/кг с.в.}$  и продолжается в виде расширения зоны "насыщения" по площади пластины вплоть до  $d > 50\text{ г/кг}$ . В предельном состоянии достигается общее снижение температуры поверхности в целом на  $20...25\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

**Горячий тракт.** Пропорционально возрастает отвод тепла и снижается температура горячего теплоносителя, в предельном случае – на  $41\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ГОРЯЧЕМ ТРАКТЕ

**На распределение температур.** В случае однофазных теплоносителей (рис. 4.7) распределение температур в КПРТ идентично предыдущему варианту. Введение капельной влаги в горячий теплоноситель на более высоких температурах ( $T_T = 75 \text{ }^\circ\text{C}$  вместо  $60 \text{ }^\circ\text{C}$ ) привело к смещению точки росы вверх и расширению диапазона действия влагосодержания выше  $50 \text{ г/кг с.в.}$

**Горячий тракт.** Увеличение влагосодержания привело: 1) к общему повышению температуры воздуха на  $10 \dots 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ; 2) резкому падению степени охлаждения горячего воздуха с  $25$  до  $8 \text{ }^\circ\text{C}$ . Несмотря на одинаковый уровень изменений в сравнении со случаем  $T_T = 60 \text{ }^\circ\text{C}$ , доля тепла, расходуемого на процесс конденсации водяного пара, выросла. Количественно об этом можно судить по росту в два раза количества сконденсировавшегося пара.

**Пластина.** По мере увеличения влагосодержания наблюдается более заметный общий "нагрев" пластины. Зона предельного состояния – "насыщения" достигается при  $d > 50 \text{ г/кг}$ , и в целом температура поверхности повышается на  $30 \text{ }^\circ\text{C}$ .

**Холодный тракт.** "Нагрев" пластины приводит к увеличению температурного напора к холодному теплоносителю с  $30$  до  $45 \dots 50 \text{ }^\circ\text{C}$ . Пропорционально этому возрастает подвод тепла и повышается температура холодного теплоносителя в предельном случае до  $20 \text{ }^\circ\text{C}$ .

**На теплопередачу.** С ростом температуры конденсация водяного пара интенсифицирует процесс теплоотдачи в горячем тракте более заметно. Это приводит к более выраженному снижению термического сопротивления и увеличению водяного эквивалента с горячей стороны. Совместное действие указанных факторов сопровождается большим "повышением" температуры теплообменной поверхности (рост более чем в  $1,5$  раза). В итоге возрастают температурные напоры в процессе теплопередачи. Повышение эффективности теплопередачи в КПРТ фиксируется в виде роста степени нагрева холодного теплоносителя более чем на  $40 \%$  в сравнении с однофазным случаем.

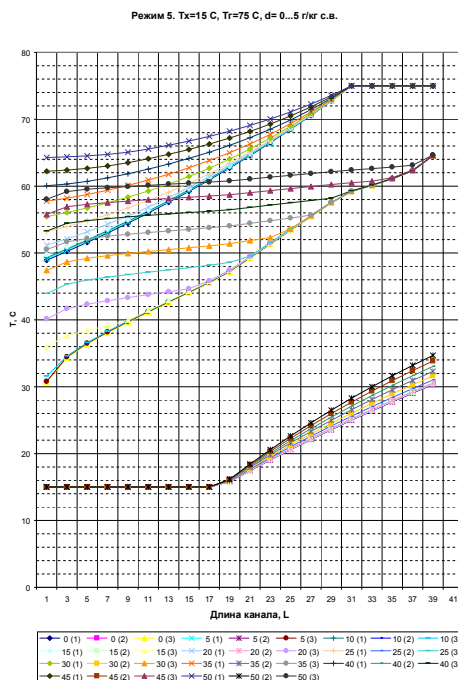


Рис. 4.7. Влияние теплообмена в горячем теплоносителе на распределение температур в компактном теплообменнике: 1 – горячий теплоноситель, 2 – холодный теплоноситель, 3 – теплообменная поверхность;  $G = 0,2272 \text{ кг/с}$ ,  $d_1 = 0$ ; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 35; 40; 45; 50  $\text{г/кг с.в.}$ ,  $d_2 = 0$

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАССОБМЕНА В ОБОИХ ТРАКТАХ

**На распределение температур.** В случае однофазных теплоносителей (рис. 4.8) распределение температур в КПРТ идентично предыдущим вариантам. Повышение температуры горячего и холодного теплоносителя привело к росту точек росы и смещению смены фаз доминирования с влагосодержания 15 г/кг с.в. выше 25 г/кг с.в.

**Горячий тракт. Фаза I ( $m < 0,025$ ).** Увеличение влагосодержания приводит к общему снижению температуры воздуха до 3 °С и небольшому увеличению степени охлаждения горячего воздуха с 27 до 31 °С. **Фаза II ( $m > 0,025$ ).** При влагосодержании более 25 г/кг начинается процесс конденсации в горячем теплоносителе, при этом: 1) повышается температура воздуха на 10...15 °С; 2) степень охлаждения горячего воздуха падает с 25 до 11 °С.

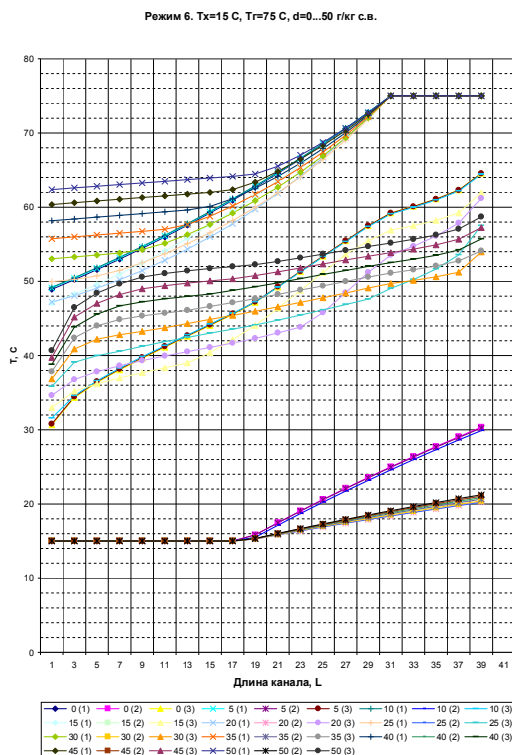


Рис. 4.8. Влияние теплообмена в горячем и холодном теплоносителях на распределение температур в компактном теплообменнике: 1 – горячий теплоноситель, 2 – холодный теплоноситель, 3 – теплообменная поверхность;  $G = 0,2272$  кг/с,  $d_1 = d_2 = 0; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 35; 40; 45; 50$  г/кг с.в.

эквиалента с холодной стороны. В итоге достигнуты большее "снижение" температуры теплообменной поверхности и рост температурных напоров в процессе теплопередачи. В итоге эффективность теплопередачи в КПРТ дополнительно возросла и превысила значения 40...50 %. **Фаза II ( $m > 0,025$ ).** Повышение температуры дало дополнительное снижение термического сопротивления и увеличение водяного эквивалента с горячей стороны. Это

**Пластина. Фаза I ( $m < 0,025$ ).** При переходе на большие температуры теплоносителей происходит большее "охлаждение" пластины, в виде смещения вправо и вниз верхней части линий. **Фаза II ( $m > 0,025$ ).** Наблюдается более заметный "нагрев" пластины и сокращение градиента температуры к горячему теплоносителю с 16 до 11...12 °С для зоны предельного состояния – "насыщения".

**Холодный тракт. Фаза I ( $m < 0,025$ ).** Температура холодного воздуха уменьшается на 10 °С (вместо 7...8 °С). **Фаза II ( $m > 0,025$ ).** Дополнительно сокращается степень нагрева холодного теплоносителя до 1,5 (вместо 2...3 °С).

**На теплопередачу. Фаза I ( $m < 0,025$ ).** Рост температуры и интенсивности испарения капель привёл к более значительному снижению термического сопротивления и увеличению водяного

приводит к росту температуры теплообменной поверхности и температурных напоров в процессе теплопередачи. Эффективность теплопередачи в КПРТ в явном виде упала, так как степень нагрева холодного теплоносителя понизилась. Однако при расчёте КПД теплообменника с учётом скрытой теплоты фазовых переходов его суммарное значение выросло. В частности, в холодном теплоносителе доля скрытой теплоты достигает 75 %, в горячем – более 70 %, а суммарное значение роста КПД повысилось почти до 150 %.

#### 4.4. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОПЕРЕДАЧИ В ОБЛАСТИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ТЕМПЕРАТУР

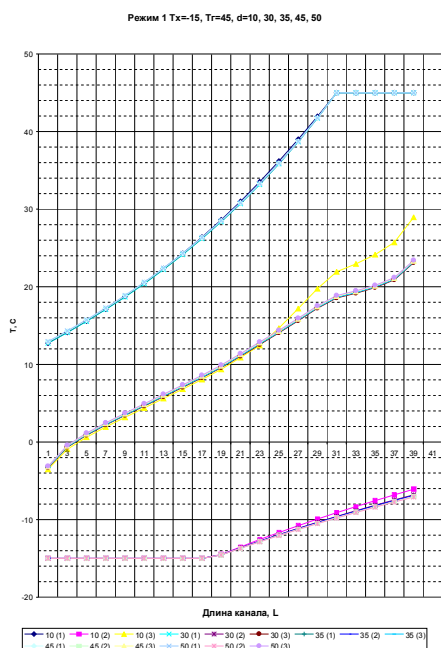


Рис. 4.9. Влияние теплообмена в холодном теплоносителе на распределение температур в компактном теплообменнике: 1 – горячий теплоноситель, 2 – холодный теплоноситель, 3 – теплообменная поверхность;  $G = 0,2272$  кг/с,  $d_1 = 0$ ,  $d_2 = 0$ ; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 35; 40; 45; 50 г/кг с.в

общему охлаждению воздуха на 5...6 °С; 2) падению степени нагрева холодного воздуха с 15 до 10 °С, так как доля тепла, расходуемого на испарение капель, резко упала. Состояние "насыщения" (когда точка росы распространилась по всем сечениям холодного тракта) сместилось ниже 15 г/кг с.в.

При снижении температуры двухфазного теплоносителя падает интенсивность фазовых переходов как в холодном, так и горячем теплоносителях. Это приводит к менее выраженному влиянию теплообмена на параметры теплопередачи в КПРТ. Ниже представлены результаты расчетов для режима  $T_x = -15$  °С,  $T_r = 45$  °С, полученных при разных вариантах теплообмена в конденсаторе.

#### ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАСООБМЕНА В ХОЛОДНОМ ТРАКТЕ

**На распределение температур.** В случае однофазных теплоносителей (рис. 4.9) распределение температур в КПРТ идентично предыдущим вариантам, так как соотношение термических сопротивлений осталось неизменным. Введение капельной влаги в холодный теплоноситель на более низких температурах (– 15 °С вместо 0 °С) привело к снижению точки росы вверх, сужению диапазона действия влагосодержания с 30 до 10...15 г/кг с.в.

**Холодный тракт.** Увеличение влагосодержания приводит к менее заметному: 1)



**Пластина.** По мере увеличения влагосодержания наблюдается незначительное общее охлаждение пластины. Появление характерного участка предельного охлаждения ("насыщения") пластины начинается с 5 г/кг с.в. и практически заканчивается по всей площади пластины до  $d < 15$  г/кг. В предельном состоянии достигается общее снижение температуры поверхности всего на 7...8 °С.

**Горячий тракт.** Пропорционально падает отвод тепла и снижение температуры горячего теплоносителя, в предельном случае – на 31 °С (при 26 °С в однофазном случае).

**На теплопередачу.** Падение температуры теплоносителя снижает скорость испарения капель и интенсификацию процесса теплоотдачи в холодном тракте. Это приводит к незначительному снижению термического сопротивления и увеличению водяного эквивалента с холодной стороны. Совместное действие указанных факторов сопровождается незначительным "снижением" температуры теплообменной поверхности (около 20 % от однофазного случая).

В итоге температурные напоры в процессе теплопередачи возрастают незначительно. Повышение эффективности теплопередачи в КПРТ составляет 30 % по сравнению с однофазным случаем.

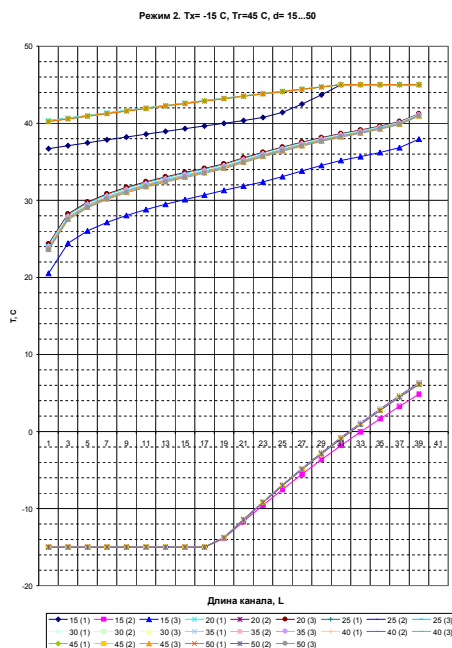


Рис. 4.10. Влияние тепломассообмена в горячем теплоносителе на распределение температур в компактном теплообменнике: 1 – горячий теплоноситель, 2 – холодный теплоноситель, 3 – теплообменная поверхность;  $G = 0,2272$  кг/с,  $d_1 = 0; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 35; 40; 45; 50$  г/кг с.в.,  $d_2 = 0$

### ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ГОРЯЧЕМ ТРАКТЕ

**На распределение температур.** В случае однофазных теплоносителей (рис. 3.4.10) распределение температур в КПРТ идентично предыдущему варианту. Введение капельной влаги в горячий теплоноситель на более низких температурах ( $T_r = 45$  °С вместо 60 °С) привело к смещению точки росы вниз и сжатию диапазона действия влагосодержания до 20 г/кг с.в.

**Горячий тракт.** Увеличение влагосодержания привело: 1) к общему повышению температуры воздуха на 15...20 °С; 2) резкому падению степени охлаждения горячего воздуха с 25 до 5 °С. Несмотря на одинаковый уровень изменений в сравнении со случаем  $T_r = 60$  °С, доля тепла, расходуемого на процесс конденсации водяного пара, немного сократилась. Количественно об этом



можно судить по снижению в полтора раза величины сконденсировавшегося пара.

**Пластина.** По мере увеличения влагосодержания наблюдается более заметный общий "нагрев" пластины. Зона предельного состояния – "насыщения" достигается при  $d < 20$  г/кг, и в целом температура поверхности повышается на 25 °С. **Холодный тракт.** "Нагрев" пластины приводит к увеличению температурного напора к холодному теплоносителю с 30 до 45 °С. Пропорционально этому возрастает подвод тепла и повышается температура холодного теплоносителя в предельном случае до 20 °С.

**На теплопередачу.** С падением температуры интенсификация процесса теплоотдачи в горячем тракте практически не изменилась. Такой результат получен за счёт близкого по значению снижения термического сопротивления и небольшого увеличением водяного эквивалента с горячей стороны. Совместное действие указанных факторов сопровождается соизмеримым "повышением" температуры теплообменной поверхности и ростом температурных напоров в процессе теплопередачи. Повышение эффективности теплопередачи в КПРТ составляет 30 % в сравнении с однофазным случаем.

## ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАССООБМЕНА В ОБОИХ ТРАКТАХ

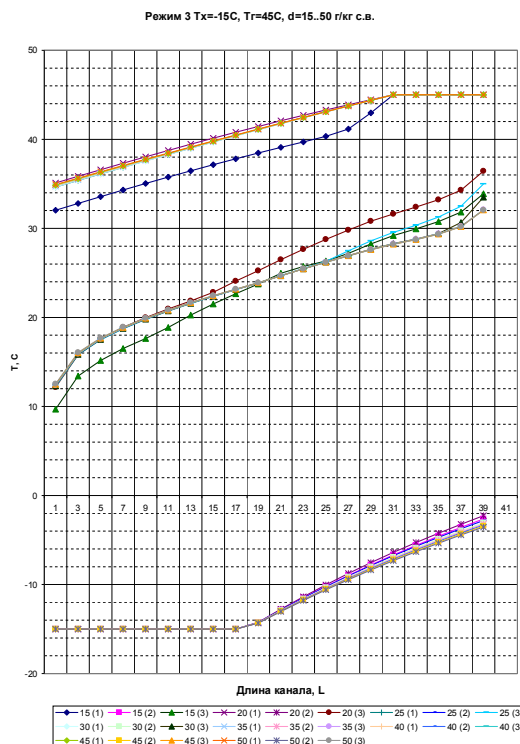


Рис. 4.11. Влияние теплообмена в горячем и холодном теплоносителях на распределение температур в компактном теплообменнике: 1 – горячий теплоноситель, 2 – холодный теплоноситель, 3 – теплообменная поверхность;  $G = 0,2272$  кг/с,  $d_1 = d_2 = 0; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 35; 40; 45; 50$  г/кг с.в

**На распределение температур.** В случае однофазных теплоносителей (рис. 4.11) распределение температур в КПРТ идентично предыдущим вариантам. Снижение температуры горячего и холодного теплоносителя сместило область смены фаз доминирования на влагосодержание 5...10 г/кг с.в., количественно и качественно повлияло на распределение температур в КПРТ.

**Горячий тракт.** Фаза I ( $m < 0,005$ ). Общего снижения температуры воздуха и увеличения степени охлаждения горячего воздуха практически не наблюдается. Фаза II ( $m >$





0,005). При влагосодержании более 5 г/кг начинается процесс конденсации в горячем теплоносителе, при этом: 1) повышается температура воздуха на 10...15 °С; 2) степень охлаждения горячего воздуха падает с 25 до 10 °С.

**Пластина. Фаза I ( $m < 0,015$ ).** При переходе на низкие температуры теплоносителей происходит незначительное "охлаждение" пластины, в виде смещения вправо самой верхней части линий. **Фаза II ( $m > 0,015$ ).** Наблюдается "насыщение" "нагрева" пластины в холодной части пластины и некоторое продолжение её "охлаждения" в горячей части пластины. Градиент температуры к горячему теплоносителю незначительно увеличивается с 16 до 18 °С для зоны предельного состояния – "насыщения".

**Холодный тракт. Фаза I ( $m < 0,015$ ).** Температура холодного воздуха уменьшается на 4 °С (вместо 7...8 °С). **Фаза II ( $m > 0,015$ ).** Степень нагрева холодного теплоносителя становится близкой к однофазному случаю.

**На теплопередачу. Фаза I ( $m < 0,015$ ).** Снижение температуры и интенсивности испарения капель практически не повлияло на термическое сопротивление и водяной эквивалент с холодной стороны. В итоге достигнуто некоторое "снижение" температуры части теплообменной поверхности. В итоге эффективность теплопередачи в КПРТ возросла незначительно и составила не более 20 %. **Фаза II ( $m > 0,025$ ).** Повышение температуры дало дополнительное снижение термического сопротивления и увеличение водяной эквивалент с горячей стороны более значимое, чем с холодной стороны. Это частично повысило температуры теплообменной поверхности и привело к росту температурных напоров в процессе теплопередачи. Эффективность теплопередачи в КПРТ в явном виде возросла незначительно, так как степень нагрева холодного теплоносителя повысилась на 10...15 %. При расчёте КПД теплообменника с учётом скрытой теплоты фазовых переходов его суммарное значение возросло умеренно. В частности, в холодном теплоносителе доля скрытой теплоты составила 20 %, в горячем – менее 50 %, а суммарное значение роста КПД в итоге получилось около 70 % по сравнению с однофазным случаем.

## ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ВЛИЯНИЯ ТЕПЛОМАССООБМЕНА НА ЭФФЕКТИВНОСТЬ РАБОТЫ КПРТ

1. Наличие тепломассообмена в холодном тракте эквивалентно одновременному нелинейному снижению термического сопротивления и увеличению водяного эквивалента с холодной стороны. При этом наблюдается: рост степени охлаждения горячего теплоносителя; резкое "снижение" значений температуры поверхности; "снижение" степени нагрева холодного теплоносителя (точнее, перевод в скрытую теплоту фазового перехода – "сток тепла" при испарении капель воды).

2. Наличие тепломассообмена в горячем тракте приводит к нелинейному снижению термического сопротивления и увеличению водяного эквива-



лента с горячей стороны. При этом наблюдается: рост степени нагрева холодного теплоносителя; резкое "повышение" значений температуры поверхности; "снижение" степени охлаждения горячего теплоносителя (точнее, перевод в скрытую теплоту фазового перехода – "сток тепла" при конденсации паров воды).

3. Совместное влияние тепломассообмена в горячем и холодном теплоносителе приводит к возникновению дополнительного нелинейного эффекта, связанного с положением точек росы в теплоносителях и появлением фаз доминирования. При этом наблюдается инверсия в соотношении термических сопротивлений (водяных эквивалентов) со стороны горячего и холодного теплоносителя.

4. Рост температуры теплоносителей приводит к дополнительному нелинейному эффекту, связанному с тем, что соотношение термических сопротивлений между теплоносителями дополнительно меняется пропорционально соотношению интенсивности процессов испарения в холодном и конденсации в горячем трактах.

5. Влияние начального участка наиболее сильно проявляется на "сухих" режимах, и при повышении влажности заметно "затушевывается" действием тепломассообмена.

6. Рост массовой концентрации влаги усиливает описанные эффекты только до определенных значений  $m$ , соответствующих полному "увлажнению" теплоносителя во всех сечениях каналов.

7. Несмотря на сокращение явного КПД процесса теплопередачи в случае двухфазного теплоносителя (за счёт падения степени нагрева-охлаждения теплоносителей), полный КПД процесса теплопередачи (с добавлением скрытой теплоты фазовых переходов) возрастает пропорционально температуре теплоносителей и массовой концентрации влаги. Полученный эффект достигается за счёт абсолютного и относительного роста доли скрытой теплоты фазового перехода по сравнению с явной – конвективной составляющей. При одновременном наличии тепломассообмена в теплоносителях также происходит дополнительное перераспределение повышения КПД КПРТ за счёт изменения вкладов процессов тепломассообмена конденсации в горячем и испарения в холодном теплоносителях.

#### **4.5. ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАСОБМЕНА В ТЕПЛОНОСИТЕЛЯХ НА КПД В КПРТ**

##### **МЕТОДИКА ОЦЕНКИ КПД ТЕПЛООБМЕННИКА**

В заключение представлены результаты сравнительной оценки КПД теплообменника для различного соотношения процессов тепломассообмена в нем. Массовая концентрация влаги изменялась в пределах  $m = 0 \dots 0,03$ , начальный перепад между теплоносителями сохранялся одинаковым –  $(T_{\Gamma} - T_{\times})$



= 60 °С. Расчеты сделаны по модели II и III для трех режимов работы теплообменника:

- 1) температура горячего теплоносителя  $T_r = 75$  °С, температура холодного теплоносителя  $T_x = 15$  °С,;
- 2)  $T_r = 60$  °С,  $T_x = 0$  °С;
- 3)  $T_r = 45$  °С,  $T_x = -15$  °С;

На рис. 4.6 представлены результаты расчетов КПД теплообменника в зависимости от массовой концентрации влаги и модели расчета. Термический КПД теплообменника вычислялся по формулам:

$$\varepsilon_{\text{ТО}} = \frac{G_1 c_{p1} (T_1' - T_1'')}{G_{\min} c_{p2} (T_1' - T_2')} , \quad (4.1)$$

$$\varepsilon^*_{\text{ТО}} = \frac{G_1 c_{p1} (T_1' - T_1'') + r(d_{1к}'' - d_{1к}')}{G_{\min} c_{p2} (T_1' - T_2')} , \quad (4.2)$$

где индексы 1 относятся к горячему, а 2 – к холодному теплоносителю; индексы ' , '' – ко входному и выходному сечениям;  $G_{\min} = G_1$ ;  $\varepsilon_{\text{ТО}}$  – КПД, без учета скрытой теплоты фазового перехода, а  $\varepsilon^*_{\text{ТО}}$  – с ее учетом.

### ВЛИЯНИЕ ТЕПЛОМАССОБМЕНА НА КПД ТЕПЛООБМЕННИКА

Согласно полученным результатам можно сделать следующие обобщенные выводы:

- 1) наличие тепломассообмена при всех случаях увеличивает КПД теплообменника почти в два раза по сравнению с "сухим" расчетом;
- 2) при массовых концентрациях влаги, соответствующих фазе I, наблюдается реальное (видимое) увеличение КПД, так как фазовые процессы в горячем теплоносителе отсутствуют;
- 3) при массовых концентрациях влаги, соответствующих фазе II, наблюдается реальное увеличение КПД при "видимом" (мнимом) его падении. Данный эффект связан с тем, что в формуле (4.1) в числителе стоит "явный" тепловой поток охлаждения воздуха и отсутствует "скрытый" тепловой поток на фазовые превращения в теплоносителе. "Провал" как раз и происходит на величину "стоков тепла" в теплоносителе.

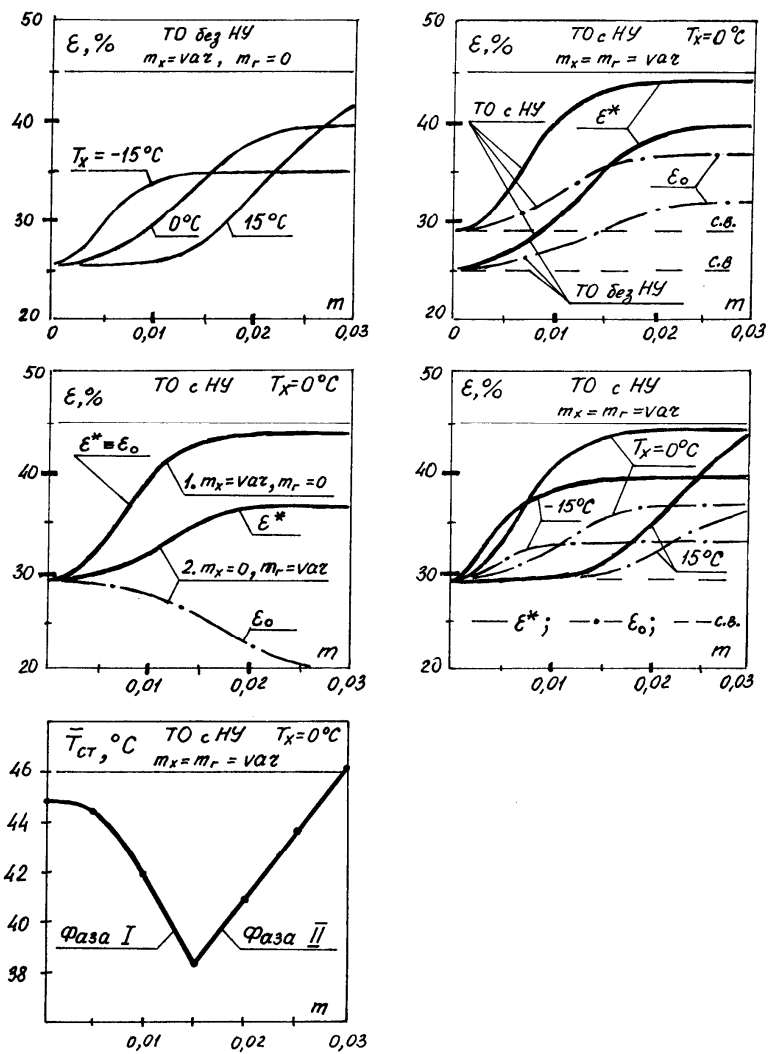


Рис. 4.6. Влияние тепломассообмена в конденсаторе на термическую эффективность теплообменника