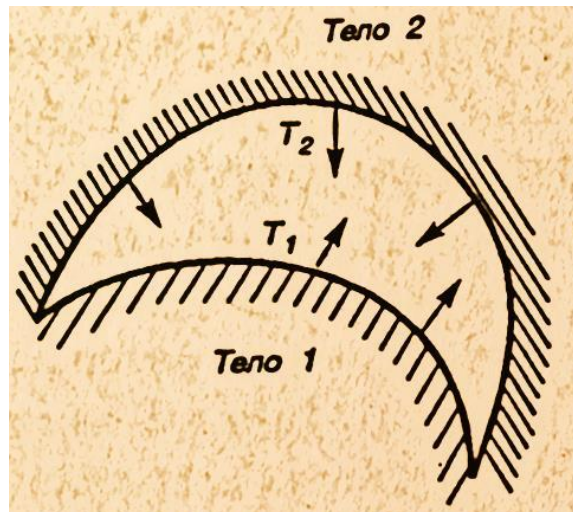


Лекция 17. *ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛОБМЕН МЕЖДУ ТВЕРДЫМИ ТЕЛАМИ*

ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛОБМЕН МЕЖДУ ТЕЛАМИ, ОБРАЗУЮЩИМИ ЗАМКНУТУЮ СИСТЕМУ



T_1 , A_1 и ε_1 — температура, поверхность и степень черноты более нагретого тела, T_2 , A_2 и ε_2 — менее нагретого тела.

Допущение: степень черноты тел не зависит от температуры, а среда между телами абсолютно диатермична (прозрачна). При этом на тело попадать только часть лучистого потока, излучаемого другим телом.

ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ТЕЛАМИ, ОБРАЗУЮЩИМИ ЗАМКНУТУЮ СИСТЕМУ

Для этого используют коэффициент облученности φ .

Для тела 1 $\varphi_{12} = Q_{12}/Q_1$ — есть отношение лучистого потока Q_{12} , попадающего на тело 2, к полному лучистому потоку Q_1 , излучаемому телом 1.

Для тела 2 $\varphi_{21} = Q_{21}/Q_2$ — есть отношение лучистого потока Q_{21} , попадающего на тело 1, к полному лучистому потоку Q_2 , излучаемому телом 2.

Уравнение для лучистого потока, отдаваемого более нагретым телом менее нагретому телу в системе из двух замкнутых серых тел:

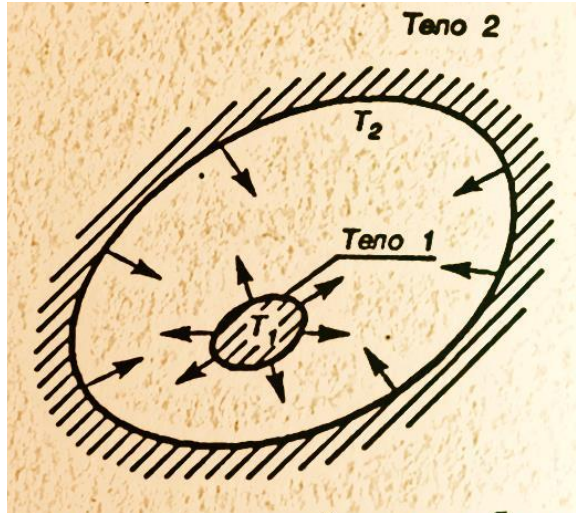
$$Q = \varepsilon_{np} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] A_{np} \quad (1)$$

где ε_{np} — приведенная степень черноты замкнутой системы тел

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{1 + \varphi_{12} \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) + \varphi_{21} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)} \quad (2)$$

$A_{np} = \varphi_{12} A_1 = \varphi_{21} A_2$ — взаимная поверхность замкнутой системы тел.

ИЗЛУЧАЮЩЕЕ ТЕЛО В ЗАМКНУТОЙ ОБОЛОЧКЕ



В случае, когда **тело 2** располагается в виде замкнутой оболочки вокруг **тела 1** (излучателя), весь лучистый поток излучателя попадает на **тело 2**, $\varphi_{12} = 1$ (тело 1 не имеет вогнутостей).

Тогда $A_{np} = A_1$ и $\varphi_{21} = A_1/A_2$. Производя необходимые подстановки в уравнения (1) и (2) получим:

$$Q = \varepsilon_{np} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] A_1 \quad (3)$$

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{A_1}{A_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)} \quad (4)$$

ИЗЛУЧЕНИЕ НАГРЕТОГО ТЕЛА В ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ

Тело 1 (излучатель) находится в окружающей среде ($A_2 \rightarrow \infty$). Тогда $\varepsilon_{np} = \varepsilon_1$ и из уравнения (3) получим:

$$Q = \varepsilon_1 C_0 \left[\left(\frac{T_w}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 \right] A_1 \quad (5)$$

где T_f и T_w – температура окружающей среды и поверхности тела (излучателя) соответственно.

ТЕПЛООБМЕН ИЗЛУЧЕНИЕМ МЕЖДУ ДВУМЯ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ПЛАСТИНАМИ

Рассмотрим две неограниченные пластины, для которых $A+R=1$, $D=0$, а потери лучистой энергии отсутствуют.

В этом случае $A_{np} = A_1 = A_2 = A$, $\varphi_{12} = \varphi_{21} = 1$.

Тогда из (1) и (2) получим:

$$E = \varepsilon_{np} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \quad (6)$$

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \quad (7)$$



ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВ

Справочно: Излучение газов происходит в результате изменения энергии отдельных (наиболее активных и обладающих наибольшей кинетической энергией) молекул при их столкновениях в процессе теплового движения.

В результате таких столкновений может изменяться энергия:

- ✓ вращательного движения молекул,
- ✓ колебательного движения атомов (вибрация атомов в молекуле),
- ✓ изменение орбит электронов и т.д.

Эти изменения энергии сопровождаются лучеиспусканием определенных порций (квантов) энергии.

Справочно: Излучение газов носит объемный характер и характеризуется линейчатым спектром. Это означает, что излучение (поглощение) электромагнитных волн происходит лишь в отдельных участках спектра, соответствующих энергии «разрешенного» (квантового) перехода и зависящих от рода газа.

ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВ

При практических расчетах используют интегральную степень черноты ε_r излучающего газового объема. Тогда плотность потока излучения газа E можно подсчитать по уравнению Стефана-Больцмана:

$$E = C_0 \varepsilon_r (T/100)^4$$

Излучаемая газом энергия зависит от толщины газового слоя и концентрации излучающих молекул. Концентрацию молекул можно оценить парциальным давлением газа p_i . Так как толщина газового слоя и парциальное давление газа в одинаковой мере влияют на количество излучающих молекул, то степень черноты газа выбирают в зависимости от параметра $p l_{\text{эр}}$, где $l_{\text{эр}}$ — средняя длина луча в пределах газового слоя.

Величину $l_{\text{эр}}$ можно оценить по соотношению:

$$l_{\text{эр}} = 3,6V/A$$

где A — поверхность, ограничивающая объем V .



ОСОБЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ГАЗОВ

Справочно: Для технических расчетов важно излучение газов, входящих в состав продуктов сгорания – CO_2 , H_2O , CO , пары углеводородов и т.п.

Интегральная степень черноты существенно изменяется с температурой, поэтому общая зависимость $E=f(T)$ может отличаться от закона 4-ой степени.

Так, полное излучение CO_2 пропорционально $\sim T^{3,5}$, а излучение водяного пара пропорционально примерно $\sim T^3$.

Для смеси CO_2 и H_2O степень черноты определяют по соотношению:

$$\varepsilon_{\Gamma} = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \varepsilon_{\text{CO}_2} \cdot \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}$$

Последний член в этой формуле представляет собой эффект взаимопоглощения в результате частичного совпадения полос излучения и поглощения в спектрах CO_2 и H_2O .



ТЕПЛООБМЕН МЕЖДУ ГАЗОМ И ОБОЛОЧКОЙ

Плотность лучистого потока от излучающего газового объема к окружающей его поверхности (стенке) при $T_f > T_w$ определяют по формуле:

$$E = \frac{\varepsilon_w C_0}{1 - (1 - \varepsilon_w)(1 - \varepsilon_{\Gamma w})} \left[\varepsilon_{\Gamma} \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 - \varepsilon_{\Gamma w} \left(\frac{T_w}{100} \right)^4 \right]$$

где T_f и T_w – температура газа и стенки, ε_w – степень черноты стенки при $T=T_w$, ε_{Γ} и $\varepsilon_{\Gamma w}$ – степень черноты газа при $T=T_f$ и при $T=T_w$

Вводя эффективную степень черноты стенки ε_w , получим:

$$E = \varepsilon_w C_0 \left[\varepsilon_{\Gamma} \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 - \varepsilon_{\Gamma w} \left(\frac{T_w}{100} \right)^4 \right]$$

где $\varepsilon_w = \varepsilon_w / [1 - (1 - \varepsilon_w)(1 - \varepsilon_{\Gamma w})]$

Величину $\varepsilon_{\Gamma w}$ находят по соотношению $\varepsilon_{\Gamma w} = \varepsilon_{\Gamma} (T_f / T_w)^{0,5}$

При достаточно больших значениях ε_w приближенно принимают $\varepsilon_w = (1 + \varepsilon_w)/2$

СЛОЖНЫЙ ТЕПЛОБМЕН

Сложный теплообмен включает в себя наряду с теплопроводностью и конвекцией также лучистый теплообмен.

В зависимости от взаимной интенсивности этих процессов переноса существуют различные виды сложного теплообмена.

Справочно: Наиболее часто имеет место *радиационно-конвективный* теплообмен, когда радиационный теплообмен протекает одновременно с конвективным.

Плотность потока излучения можно выразить зависимостью, аналогичной уравнению конвективной теплоотдачи:

$$E = \alpha_l [T_w - T_f]$$

где $\alpha_l = \epsilon_{\text{пр}} \sigma_0 [T_w^4 - T_f^4] / [T_w - T_f]$, $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$

Суммарная плотность теплового потока: $q = (\alpha + \alpha_l)(T_w - T_f)$

При близких значениях T_w и T_f приближенно:

$$(T_w^4 - T_f^4) / (T_w - T_f) = (T_w + T_f)^3 / 2$$

Замечание: Если температура тел, определяющих радиационный и конвективный теплообмен, неодинакова, то общий тепловой поток находится как сумма отдельно подсчитанных радиационного и конвективного тепловых потоков.

ЛЕКЦИЯ 18. МАССООБМЕН

ДИФфуЗИЯ С ПОВЕРХНОСТИ

Массовый поток компонента. Рассмотрим массовый поток компонента (пара) с поверхности в окружающую среду (воздух). Концентрация пара у поверхности $\rho_{\text{пв}}$, в воздухе – $\rho_{\text{п}\infty}$, $\rho_{\text{пв}} > \rho_{\text{п}\infty}$.

Массовый поток пара направлен от поверхности (по нормали к поверхности). Около поверхности образуется паровоздушная смесь, в которой на любом расстоянии от поверхности сумма относительных концентраций компонента пара $g_{\text{п}}$ и среды (воздуха) $g_{\text{в}}$ равна единице:

$$g_{\text{п}} + g_{\text{в}} = 1$$

Граничные условия при испарении с поверхности имеют вид:

На поверхности $y(\text{расстояние от поверхности})=0$, $g_{\text{пв}} = 1$, $g_{\text{в}} = 0$

Вдали от поверхности $y \rightarrow \infty$, $g_{\text{п}\infty} \rightarrow 0$, $g_{\text{в}} \rightarrow 1$

Плотность массового потока пара $[\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{с}]$ выражается уравнением:

$$m = -D \frac{\partial \rho_{\text{п}}}{\partial y} = -D \rho \frac{\partial g_{\text{п}}}{\partial y} \quad (8)$$

где $\rho_{\text{п}} = M_{\text{п}}/V$ – абсолютная концентрация пара в смеси, $g_{\text{п}} = M_{\text{п}}/M = \rho_{\text{п}}/\rho$ – относительная концентрация компонента (пара) в смеси, ρ и T – плотность и температура смеси.

ДИФфуЗИЯ С ПОВЕРХНОСТИ

Массовый поток среды. Относительная концентрация воздуха в смеси g_v будет возрастать по мере удаления от поверхности. В результате возникает массовый поток воздуха, направленный в сторону уменьшения градиента $\partial g_v / \partial y$, т.е. к поверхности.

С учетом равенства: $g_n + g_v = 1$

$$\frac{\partial g_v}{\partial y} = -\frac{\partial g_n}{\partial y} \quad (9)$$

И из уравнения (8) следует:

$$m = \rho \frac{\partial g_n}{\partial y} \quad (10)$$

Стефановский поток. Поток m_v направлен к поверхности, которая непроницаема, так что перенос воздуха к поверхности должен отсутствовать. Это приводит к возникновению конвективного потока воздуха, направленного от поверхности и компенсирующего поток m_v по уравнению (10), т.е. суммарный перенос воздуха равен нулю.

ДИФфуЗИЯ С ПОВЕРХНОСТИ

Обозначив скорость конвективного потока w^* , получим:

$$D\rho \frac{\partial g_n}{\partial y} + w^* \rho g_e = 0 \quad (11)$$

Отсюда скорость конвективного течения воздуха от поверхности равна:

$$w^* = -D \frac{\partial g_n}{\partial y} / g_e \quad (12)$$

Справочно: Конвективный поток воздуха (среды), вызванный массообменом, называют Стефановским потоком.

Суммарный поток на поверхности. Стефановский поток воздуха, направленный от поверхности, накладывается на массовый поток пара в воздухе $\dot{m}$. В результате плотность полного потока пара от поверхности будет представлять сумму молекулярной и конвективной составляющих:

$$\dot{m} = -D\rho \frac{1}{1 - \frac{g_n}{\mu_n} (\mu_n - \mu_e)} \frac{p}{p - p_n} \frac{\partial g_n}{\partial y} \quad (13)$$

где μ_n , μ_e – молярная масса пара, воздуха; r_n , r_e – объемные доли пара, воздуха; p_n , p_e – парциальные давления пара, воздуха.

ДИФФУЗИЯ С ПОВЕРХНОСТИ

Уравнение Стефана для массового потока. В уравнении (13) учитывается различие молярных масс компонентов, что при значительных концентрациях пара, усложняет решение уравнения (13). Поэтому в практических расчетах (испарение воды в воздух и т.п.) поправкой обычно пренебрегают.

$$1 - \frac{g_n}{\mu_n} (\mu_n - \mu_v)$$

Тогда:

$$\dot{m} = -D\rho \frac{p}{p - p_n} \frac{\partial g_n}{\partial y}$$

Заменяя градиент относительных концентраций $\partial g_n / \partial y$ через градиент парциальных давлений $\partial p_n / \partial y$, получим:

$$\dot{m} = -\frac{D}{R_n T} \frac{p}{p - p_n} \frac{\partial p_n}{\partial y} \quad \text{- Уравнение Стефана} \quad (14)$$

Интегрируя (14) при $m = \text{const}$, $T = \text{const}$ в пределах $y=0$, $p_n = p_{nw}$, $y=l$, $p_n = p_{n\infty}$, получим:

$$\dot{m} = -\frac{D}{l R_n T} \ln \frac{p - p_{n\infty}}{p - p_{nw}} \quad (15)$$

где p_{nw} , $p_{n\infty}$ – парциальные давления пара у поверхности и на расстоянии l от поверхности, R_n – газовая постоянная паров компонента.

ДИФфуЗИЯ С ПОВЕРХНОСТИ

Массовый поток при небольших концентрациях компонента. Если $p_{nw} \ll p$, то уравнение (15) можно упростить:

$$\dot{m} = -\frac{D}{lR_n T} (p_{nw} - p_{n\infty}) \quad (16)$$

Записывая плотность массового потока пара через коэффициент конвективной массоотдачи (аналогично коэффициенту конвективной теплоотдачи α), получим:

$$\dot{m} = \frac{\beta}{R_n T} (p_{nw} - p_{n\infty}) = \beta_p (p_{nw} - p_{n\infty}) \quad (17)$$

где $\beta = D/l$, $\beta_p = \beta/R_n T$ – коэффициент массоотдачи, отнесенный к разности парциальных давлений.

Уравнение конвективной массоотдачи, записанное через разность концентраций, имеет вид:

$$\dot{m} = \beta (p_{nw} - p_{n\infty}) \quad (18)$$

Диффузионный поток теплоты

Вследствие потока массы возникает дополнительный тепловой поток плотностью $\mathbf{q} = \mathbf{m} \mathbf{c}_{pn} \cdot \mathbf{T}$, который имеет место и в изотермической среде с $T = \text{const}$. В неизотермической среде суммарная плотность теплового потока $\mathbf{q}$ есть сумма молекулярной и конвективной составляющих:

$$q = -\lambda \frac{dT}{dy} + \bar{m} c_{pn} \cdot T \quad (19)$$

Выразим конвективную составляющую $\mathbf{m} \mathbf{c}_{pn} \cdot \mathbf{T}$ через скорость Стефановского потока для случая бинарной диффузии:

$$D\rho \frac{\partial g_n}{\partial y} = -w^* \rho g_e = -w^* \rho (1 - g_n)$$

$$\bar{m} = -D\rho \frac{\partial g_n}{\partial y} + w^* \rho g_n = -w^* \rho (1 - g_n) + w^* \rho g_n = w^* \rho$$

Подставляем последнее выражение в (19):

$$q = -\lambda \frac{dT}{dy} + c_{pn} \cdot T \rho w^*$$



СООТНОШЕНИЕ МЕЖДУ КОЭФФИЦИЕНТАМИ КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛООТДАЧИ И МАССООТДАЧИ

Если принять коэффициенты температуропроводности среды **a** и диффузии компонента в этой среде **D** равными, то безразмерные критерии **Pr=v/a** и **Sc=v/D** будут равны.

Исходя из аналогии процессов переноса теплоты и вещества:

$$Nu = C Re^n Pr^m$$

$$Nu_M = C Re^n Sc^m$$

где C, n, m имеют одинаковые значения, получим при равенстве чисел **Pr=Sc**:

$$Nu = Nu_M, \quad \frac{\alpha L}{\lambda} = \frac{\beta L}{D}, \quad \beta = \alpha \frac{D}{\lambda}$$

Если **Pr ≈ 1**, то $v/\lambda \approx D/\lambda \approx \rho_v \cdot c_p$

$$\beta = \frac{\alpha}{\rho_v \cdot c_p}$$



ТЕМПЕРАТУРА ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ИСПАРЕНИИ

Испарение представляет собой процесс парообразования с поверхности, протекающий при любых температурах и, как правило, одновременно с процессом **теплообмена**. Поверхность испарения может уменьшаться (например, при испарении капель), что будет оказывать влияние на скорость **массообмена**.

Взаимодействие потоков теплоты и массы в общем случае будет влиять на их интенсивность при одновременном протекании.

При испарении жидкости с поверхности необходимо различать:

- испарение со свободной поверхности жидкости (испарение воды с поверхности водоемов, испарении топлив при транспортировке и т.п.);
- испарение тонких пленок и капель жидкости с нагретой поверхности.

При испарении поток паров уносит с поверхности теплоту, необходимую для его образования. В этом случае может иметь место охлаждение поверхности (адиабатическое испарение) и достижение поверхностью некоторой равновесной температуры T_p . Эта температура будет соответствовать равенству тепловых потоков:

- подводимого к поверхности от окружающей среды с температурой t_v ;
- уносимого с потоком паров.



ТЕМПЕРАТУРА ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ИСПАРЕНИИ

Приравнивая теплоту, подводимую к поверхности за счет конвективной теплоотдачи, $q = \alpha(t_s - t_p)$ и теплоту, уносимую массовым потоком паров, получим для плотности тепловых потоков:

$$\alpha(t_s - t_p) = \dot{m}r$$

$$t_p = t_s - \frac{\dot{m}r}{\alpha}$$

где r — скрытая теплота парообразования.

Если концентрация паров компонента мала и можно приближенно предположить $\rho \approx \rho_v$, то:

$$t_p = t_s - \frac{r}{c_p}(g_{nw} - g_{n\infty})$$

Справочно: При анализе процессов с влажным воздухом температуры t_s и t_p называют, соответственно, температурами «сухого» и «мокрого» термометров.

Лекция 19. ИСПАРЕНИЕ ВОДЫ В ВОЗДУХ

ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

Влажный воздух представляет собой механическую смесь сухого воздуха и паров воды.

Процессы с влажным воздухом рассчитывают:

- по уравнениям состояния идеальных газов (вследствие малых парциальных давлений пары воды считают идеальным газом)
- в условиях термодинамического равновесия (температура паров воды, сухого воздуха, влажного воздуха принимается одинаковой).

Уравнение состояния сухого воздуха:

$$p_v = \rho_v R_v T = 8314 \rho_v T / \mu_v$$

Уравнение состояния паров воды:

$$p_n = \rho_n R_n T = 8314 \rho_n T / \mu_n$$

Здесь:

$$M_{вл} = M_v + M_n, \quad p = p_v + p_n$$
$$\rho_v = \frac{M_v}{V}, \quad \rho_n = \frac{M_n}{V}, \quad \rho = \frac{M_{вл}}{V} = \rho_v + \rho_n$$

где M_n , M_v , $M_{вл}$ – масса паров воды, сухого воздуха, влажного воздуха; V – объем влажного воздуха; ρ_n , ρ_v – абсолютная влажность (плотность) паров воды, плотность воздуха; μ_n , μ_v – молярные массы воды, воздуха

ВЛАЖНЫЙ ВОЗДУХ

Парциальное давление паров воды является важной характеристикой влажного воздуха, т.к. состояние влажного воздуха определяется соотношением парциального давления паров воды p_n и давлением насыщенных паров воды p_s при температуре влажного воздуха.

Давление насыщенных паров жидкости p_s определяется по уравнению Клапейрона-Клазиуса.

Состояние насыщения (кипения жидкости) наступает, если при данной температуре давление насыщенных паров p_s равно давлению окружающей среды p .

- В неограниченном объеме $p = p_v$;
- В замкнутом объеме $p = p_n + p_v$

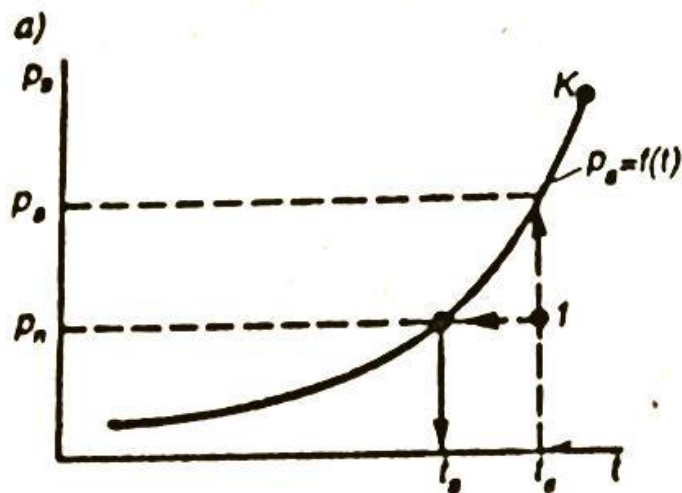
Давление насыщенных паров воды в интервале $20^\circ \dots 100^\circ \text{C}$ можно определить по эмпирической зависимости:

$$\lg p_s = 5,9778 - \frac{2224,4}{T} \text{ бар} \quad (20)$$

Состояние влажного воздуха

В зависимости от соотношения p_n и p_s выделяют следующие состояния влажного воздуха:

Ненасыщенный влажный воздух. Парциальное давление паров воды p_n меньше давления насыщения p_s при данной температуре, $p_n < p_s$ (т.1 на рисунке).



Температура паров воды (влажного воздуха) больше температуры насыщения (кипения) воды при данном давлении, $t_b > t_s$.

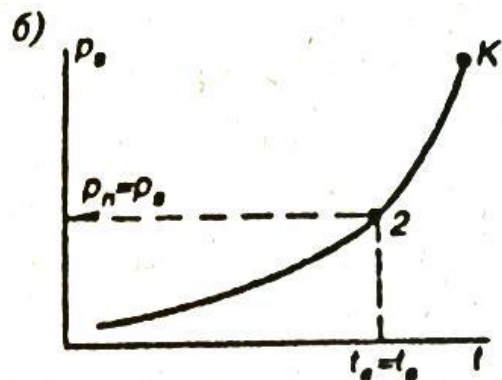
Пары находятся в перегретом состоянии относительно температуры насыщения.

Состояние влажного воздуха.

К — критическая точка;

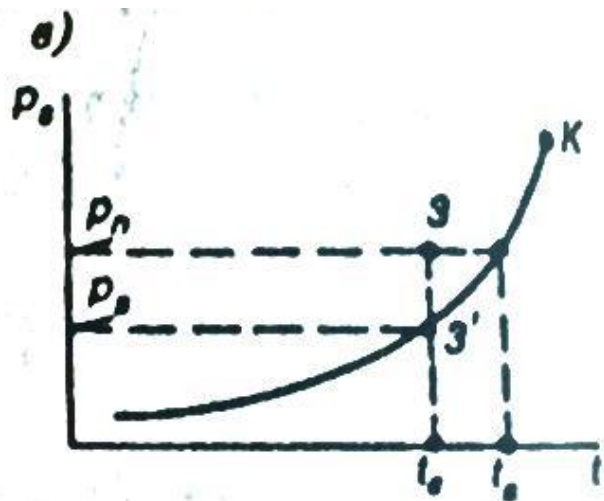
Состояние влажного воздуха

Насыщенный влажный воздух. Парциальное давление паров воды равно давлению насыщения при данной температуре воздуха, $p_n = p_s$ (т.2 на рисунке).



Температура влажного воздуха равна температуре насыщения воды при данном давлении, $t_v = t_s$.

Пересыщенный влажный воздух. Парциальное давление паров воды p_n больше давления насыщения p_s при данной температуре, $p_n > p_s$ (т.3 на рисунке).



Температура влажного воздуха меньше температуры насыщения воды при давлении p_n , $t_v < t_s$. Происходит конденсация части паров, процесс 3-3' или пары (при отсутствии центров конденсации) остаются в термодинамически неустойчивом (перенасыщенном) состоянии

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

Все расчеты влажного воздуха ведут на 1 кг сухого воздуха.

- ✓ *Абсолютная влажность p_n* – количество паров воды в 1 м³ влажного воздуха.
- ✓ *Относительная влажность ϕ* – отношение парциального давления паров воды p_n к давлению насыщенных паров воды p_s при температуре воздуха t_v : $\phi = p_n / p_s$
- ✓ *Удельное влагосодержание d* – есть количество паров воды на 1 кг сухого воздуха

$$d = \frac{M_n}{M_v} = \frac{\rho_n}{\rho_v} = \frac{p_n \mu_n}{p_v \mu_v} = 0,622 \frac{p_n}{p - p_n} = 0,622 \frac{\phi p_s}{p - \phi p_s} \quad (21)$$

- ✓ *Молярное влагосодержание d_μ* – отношение количества киломолей водяного пара N_n к количеству киломолей сухого воздуха N_v .

$$d_\mu = \frac{N_n}{N_v} = \frac{M_n / \mu_n}{M_v / \mu_v} = 1,608 \cdot d = \frac{\phi p_s}{p - \phi p_s}$$

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

- ✓ *Относительное влагосодержание*

$$\Psi = \frac{d}{d_s} = \frac{\varphi p_s (p - p_s)}{(p - \varphi p_s) p_s} = \varphi \frac{p - p_s}{p - \varphi p_s}$$

При малой относительной влажности $\varphi \ll 1$, $\Psi \approx \varphi$

- ✓ *Плотность влажного воздуха $\rho_{вп} = \rho_n + \rho_v$. Выражая ρ_n и ρ_v через их парциальные давления, получим:*

$$\rho_{вп} = \frac{3,48 \cdot 10^{-3}}{T} (p - 0,378 p_s \varphi)$$

- ✓ *Кажущаяся молярная масса $\mu_{вп}$ и газовая постоянная $R_{вп}$ влажного воздуха.*

$$\mu_{вп} = \mu_n r_n + \mu_v (1 - r_n) = 28,95 - 10,93 \frac{\varphi p_s}{p}$$

Газовая постоянная:

$$R_{вп} = \frac{8314}{\mu_{вп}} = \frac{8314}{28,95 - 10,93 \varphi p_s / p}$$



ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

- ✓ Энтальпия сухого воздуха h_v , кДж/кг. При невысоких температурах и теплоемкости воздуха $c_{pv} = 1$ кДж/(кг·К) равна:

$$h_v = c_{pv} t_v \approx t_v$$

- ✓ Удельная энтальпия водяного пара h_n , кДж/кг. При температуре влажного воздуха t_v равна:

$$h_n = r_o + c_{pn} t_v$$

где r_o — скрытая теплота парообразования воды при $t=0^\circ\text{C}$; c_{pn} — теплоемкость паров воды. Обычно принимается $r_o = 2501$ кДж/кг, $c_{pn} = 1,97$ кДж/(кг·К)

Для зависимости скрытой теплоты парообразования воды r , кДж/кг, от температуры t используется эмпирическое соотношение:

$$r = 2501 - 2,43t \quad (22)$$

ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

- ✓ Удельная энтальпия влажного воздуха $h_{\text{вн}}$, кДж/кг. Рассчитывается на 1 кг сухого воздуха и равна сумме энтальпии 1 кг сухого воздуха $h_{\text{в}}$ и энтальпии d кг водяного пара $h_n d$

$$h_{\text{вн}} = h_{\text{в}} + h_n d = t_{\text{в}} + d(2501 + 1,97t_{\text{в}}) \quad (23)$$

- ✓ Энтальпия насыщенного влажного воздуха ($d=d_s$)

$$h_{\text{вн},s} = t_{\text{в}} + d_s(2501 + 1,97t_{\text{в}})$$

- ✓ Энтальпия пересыщенного влажного воздуха ($d>d_s$) с каплями воды (туманом)

$$h_{\text{вн}} = t_{\text{в}} + d_s(2501 + 1,97t_{\text{в}}) + 4,19(d - d_s) \quad (24)$$

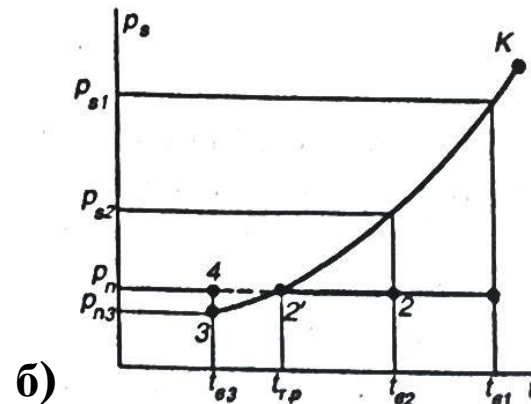
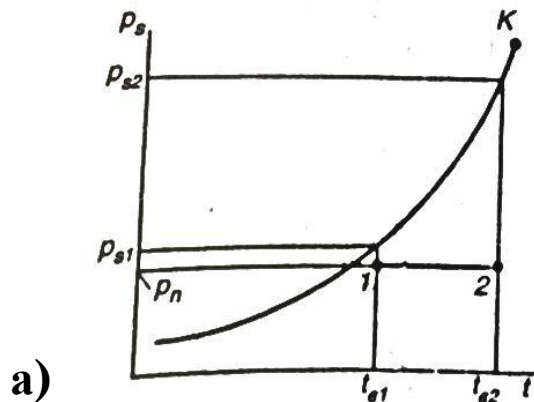
- ✓ Энтальпия пересыщенного влажного воздуха ($d>d_s$) с кристаллами льда

$$h_{\text{вн}} = t_{\text{в}} + d_s(2501 + 1,97t_{\text{в}}) + h_{\text{л}}(d - d_s) \quad (25)$$

Энтальпия льда $h_{\text{л}} = -r_{\text{л}} + c_{\text{л}}t \approx -335 + 2,1t$

ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ С ВЛАЖНЫМ ВОЗДУХОМ

- ✓ *Нагревание влажного воздуха* при постоянном удельном влагосодержании **$d=\text{const}$** и постоянном давлении **p** . Так как с увеличением температуры воздуха t_e растет давление насыщенных паров p_s , то относительная влажность воздуха $\phi = p_n/p_s$ уменьшается (Рис. а).
- ✓ *Охлаждение влажного воздуха* при постоянном давлении (**$p_n=\text{const}$**) и постоянном удельном влагосодержании **$d=\text{const}$** ; при понижении температуры воздуха уменьшается давление насыщенных паров p_s и увеличивается относительная влажность воздуха (Рис. б). При достижении температуры точки росы ($t. 2'$), когда давление p_s станет равным p_n , относительная влажность будет равна $\phi=100\%$. Дальнейшее уменьшение температуры будет происходить при условии $\phi=100\%=\text{const}$ с конденсацией паров воды, т.3 (или приведет к термодинамически неустойчивому состоянию пересыщенного влажного воздуха, т.4)



ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ С ВЛАЖНЫМ ВОЗДУХОМ

- ✓ Увлажнение воздуха при впрыскивании воды. В ограниченный объем V влажного воздуха температурой t_{e1} , парциальным давлением паров p_{n1} и влагосодержанием d_1 подается $M_{ж}$ воды при температуре $t_{ж}$ с энтальпией $h_{ж}$. В результате полного парообразования воды влажный воздух характеризуется температурой t_{e2} , парциальным давлением паров p_{n2} и удельным влагосодержанием d_2 .

В идеальном случае энтальпия воздуха, затраченная на испарение воды, полностью возвращается с парами воды в воздух, поэтому процесс можно рассматривать при условии

$$h_{en1} + h_{ж} = h_{en2} = \text{const.}$$

При расчетах может быть задано количество воды $M_{ж}$ или конечное удельное влагосодержание d_2 .

В последнем случае принимают $h_{ж} = 0$, $h_{en1} = h_{en2} = \text{const.}$

В общем случае:

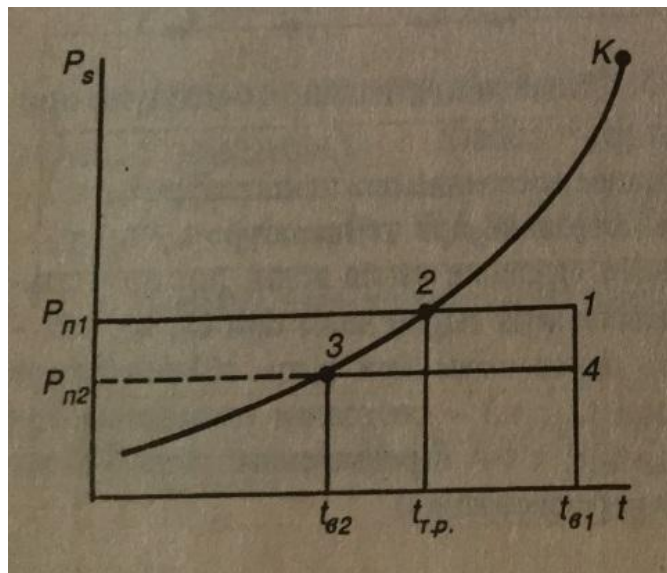
$$d_2 = d_1 + \frac{M_{ж} \cdot 287 t_{e1}}{V(p - p_{n1})} \quad (26)$$

ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ С ВЛАЖНЫМ ВОЗДУХОМ

Из условия $h_{вн1} + h_{ж} = h_{вн2}$ получаем:

$$t_{в2} = \frac{t_{в1}(1 + 1,97d_1) - 2501(d_2 - d_1) + 4,19t_{ж}}{1 + 1,97d_2} \quad (27)$$

✓ Уменьшение влажности воздуха (сушка) может происходить за счет следующих термодинамических процессов:



охлаждение ненасыщенного влажного воздуха в ограниченном объеме V с температурой $t_{в1}$, с $d_1 < d_2$, при $d_1 = \text{const}$ до температуры точки росы $t_{т.р.}$, процесс 1-2;

охлаждение насыщенного влажного воздуха до $t_{в2} < t_{т.р.}$. С выпадением конденсата и уменьшением влажности до $d_2 < d_1$ и удалением конденсата $M_{ж}$, процесс 2-3;

нагревание воздуха с температурой $t_{в2}$ при $d_2 = \text{const}$ до заданной температуры $t_{в3}$, процесс 3-4.

ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ С ВЛАЖНЫМ ВОЗДУХОМ

В результате указанных процессов получают ненасыщенный влажный воздух с заданной температурой t_{e1} и $d_2 < d_1$.

Баланс энтальпий можно записать в виде (если $t_{e3} \neq t_{e1}$):

$$h_{en1} - h_{ж} = h_{en3}.$$

В общем случае указанные процессы описывают уравнениями:

$$d_2 = d_1 - \frac{M_{жс} \cdot 287 t_{e1}}{V(p - p_{n1})} \quad (28)$$

$$d_2 = \frac{t_{e1} - t_{e3} + d_1(2501 + 1,97 t_{e1}) - 4,19 t_{жс}}{2501 + 1,97 t_{e1}} \quad (29)$$

при $t_{e1} = t_{e3} = \text{const}$

$$d_2 = d_1 - \frac{4,19 t_{жс}}{2501 + 1,97 t_{e1}} \quad (30)$$

ОСНОВНЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ С ВЛАЖНЫМ ВОЗДУХОМ

- ✓ Смешение двух объемов влажного воздуха, имеющих различные температуры $t_{\epsilon 1}$ и $t_{\epsilon 2}$ и влагосодержания d_1 и d_2 . уравнения баланса энтальпий и масс приведены в таблице (параметры влажного воздуха после смешения приведены без индексов).

Параметр	Объем V_1	Объем V_2	Влажный воздух после смешения
Масса сухого воздуха	$M_{\epsilon 1}$	$M_{\epsilon 2}$	$M_{\epsilon 1} + M_{\epsilon 2}$
Масса паров воды	$M_{\epsilon 1} d_{\epsilon 1}$	$M_{\epsilon 2} d_{\epsilon 2}$	$d(M_{\epsilon 1} + M_{\epsilon 2})$
Влагосодержание	d_1	d_2	$d = \frac{M_{\epsilon 1} d_1 + M_{\epsilon 2} d_2}{M_{\epsilon 1} + M_{\epsilon 2}}$
Баланс энтальпий	$h_1 M_{\epsilon 1}$	$h_2 M_{\epsilon 2}$	$h_1 M_{\epsilon 1} + h_2 M_{\epsilon 2}$
Энтальпия	h_1	h_2	$h = \frac{M_{\epsilon 1} h_1 + M_{\epsilon 2} h_2}{M_{\epsilon 1} + M_{\epsilon 2}}$
Температура	$t_{\epsilon 1}$	$t_{\epsilon 2}$	$t = \frac{h - 2501d}{1 + 1,97d}$
Относительная влажность	φ_1	φ_2	$\varphi = \frac{1,608d}{1 + 1,608d} \cdot \frac{p}{p_s}$

Лекция 20. СТАЦИОНАРНОЕ ИСПАРЕНИЕ КАПЛИ

ИСПАРЕНИЕ НЕПОДВИЖНОЙ КАПЛИ

Скорость испарения. Испарение капли представляет собой диффузию паров вещества капли с ее поверхности в окружающую среду. Плотность массового потока пара может быть подсчитана по уравнению:

$$m = -D \frac{\partial \rho}{\partial R}$$

Скорость испарения капли (изменение массы пара в единицу времени):

$$G = \frac{\partial M}{\partial \tau} = -DA \frac{\partial \rho}{\partial R} = -4\pi R^2 D \frac{\partial \rho}{\partial R} \quad (31)$$

где ρ - абсолютная концентрация пара.

На поверхности капли ($R=R_0$) концентрация пара ρ_s соответствует условиям насыщения при температуре поверхности, а в окружающей среде ($R \rightarrow \infty$) концентрация пара ρ_∞ (в частном случае $\rho_\infty = 0$). Интегрируя уравнение (31) в указанных пределах, для стационарного испарения (при $G = \text{const}$):

$$\frac{dM}{d\tau} = G = 4\pi D(\rho_s - \rho_\infty)R_0 \quad (32)$$

Скорость испарения капли прямо пропорциональна радиусу капли, коэффициенту диффузии паров и перепаду концентраций.

ИСПАРЕНИЕ НЕПОДВИЖНОЙ КАПЛИ

Константа испарения. Так как в процессе испарения капли происходит уменьшение ее радиуса, скорость испарения является переменной величиной (уменьшается в процессе испарения). Поэтому при строгом подходе испарение капли надо рассматривать как нестационарное.

Замечание: Если плотность жидкости значительно больше концентрации пара у поверхности капли, то можно испарение считать квазистационарным, т.е. в каждый момент времени подчиняющимся уравнению (32).

Поэтому для произвольного момента времени уравнение (32) можно записать через текущий радиус капли R :

$$G = 4\pi D(\rho_s - \rho_\infty)R \quad (33)$$

Скорость испарения капли представляет собой скорость убывания ее массы во времени:

$$G = -\frac{dM_{\text{жс}}}{d\tau} = -4\pi R^2 \rho_{\text{жс}} \frac{dR}{d\tau}$$

где $\rho_{\text{жс}}$ — плотность вещества капли.

ИСПАРЕНИЕ НЕПОДВИЖНОЙ КАПЛИ

Если приравнять два последних уравнения и проинтегрировать при $\rho_s = \text{const}$ (испарение капли при постоянной температуре поверхности) и $\rho_\infty = \text{const}$:

$$R_0^2 - R^2 = K_V \tau \quad (34)$$

где K_V — константа испарения, которая при данных допущениях не меняется в процессе испарения, м²/с.

$$K_V = \frac{2D(\rho_s - \rho_\infty)}{\rho_{жс}} \quad (35)$$

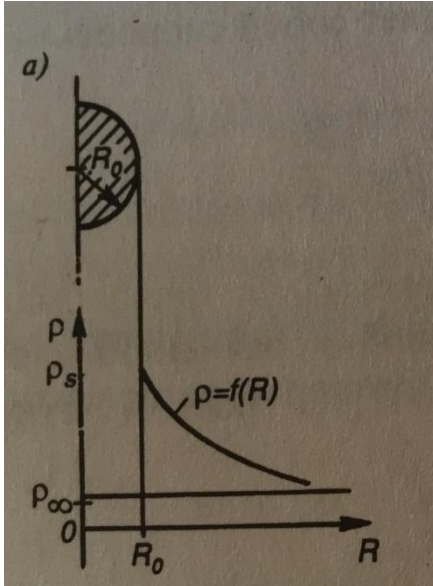
Из уравнения (35) следует, что при испарении неподвижной капли ее поверхность меняется во времени линейно (закон Срезневского). Время испарения капли при $R=0$:

$$\tau_\kappa = \frac{R_0^2}{K_V}$$



ИСПАРЕНИЕ НЕПОДВИЖНОЙ КАПЛИ

Концентрация паров меняется от ρ_s у поверхности капли до ρ_∞ в окружающей среде (Рис. а):



$$\frac{\rho - \rho_\infty}{\rho_s - \rho_\infty} = \frac{R_0}{R} \quad (36)$$

где ρ — концентрация паров на радиусе R .

При учете Стефановского потока константу испарения в уравнении (34) считают по соотношению:

$$K_V^* = K_V \frac{p}{p^*} \quad (37)$$

где поправка p/p^* равна:

$$\frac{p}{p^*} = \frac{\lg \frac{p - p_{n,\infty}}{p - p_s}}{\lg \frac{p_s - p_{n,\infty}}{p_s - p_{n,\infty}}} \quad (38)$$

Чем больше величина p_s/p , тем больше p/p^* и соответственно скорость испарения. При малых значениях p_s/p , $p/p^* \rightarrow 1$.

ИСПАРЕНИЕ НЕПОДВИЖНОЙ КАПЛИ

Константа испарения при температуре равновесного испарения. При квазистационарном испарении поверхность капли имеет равновесную температуру T_p , которая является температурой «мокрого» термометра. При температуре T_p имеет место равенство тепловых потоков, выражаемое уравнением:

$$4\pi R^2 \alpha (T_g - T_p) = Gr$$

Принимая для неподвижной капли $\alpha = \lambda_f / R$, константу испарения можно получить в виде:

$$K_V = \frac{2\lambda_f (T_g - T_p)}{\rho_{жс} r} \quad (39)$$

В случае значительного перепада температур ($T_g - T_p$) и интенсивного испарения массовый поток пара G через скорость стефановского течения среды $G/(A\rho_g)$ будет оказывать влияние на тепловой поток к капле (т.к. поток теплоты и поток паров имеют встречные направления).



ИСПАРЕНИЕ НЕПОДВИЖНОЙ КАПЛИ

В этом случае в величину константы испарения по уравнению (39) вводят поправку:

$$K_v^* = \frac{2\lambda_f(T_v - T_p)}{\rho_{ж}r} \Phi \quad (40)$$

где

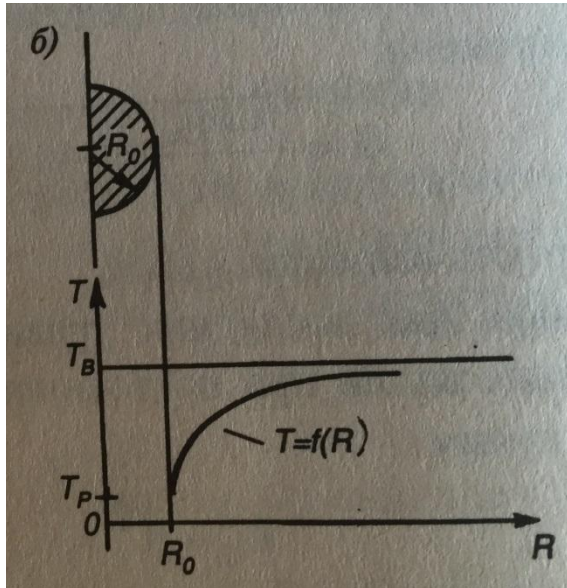
$$\Phi = \frac{\ln \left[1 + \frac{c_{p,n}}{r} (T_v - T_p) \right]}{\frac{c_{p,n}}{r} (T_v - T_p)} \quad (41)$$

Поправка Φ учитывает влияние испарения на теплообмен. Если изменение энтальпии пара $c_{p,n}(T_v - T_p)$ мало по сравнению со скрытой теплотой парообразования r , то $\Phi \rightarrow 1$. С ростом отношения $c_{p,n}(T_v - T_p)/r$ величина Φ уменьшается.



ИСПАРЕНИЕ НЕПОДВИЖНОЙ КАПЛИ

Изменение температуры паров около поверхности капли радиусом R_0 описывается уравнением (Рис. 6):



$$\frac{T - T_p}{T_B - T_p} = 1 - \frac{R_0}{R} \quad (42)$$

С увеличением температуры среды температура T_p также повышается, асимптотически приближаясь температуре кипения при данном давлении. Температура T_p практически не зависит от относительной скорости и диаметра капли, так как с изменением этих величин тепловой и массовый потоки меняются в одинаковой мере.

С увеличением давления насыщенных паров диффузионный поток вещества от поверхности растет, вследствие чего разность температур ($T_B - T_p$) возрастает, а температура стационарного испарения уменьшается.

ИСПАРЕНИЕ НЕПОДВИЖНОЙ КАПЛИ

Справочно: При выборе теплофизических констант, входящих в уравнения (35), (39) рекомендуется: теплоту парообразования r , давление насыщенного пара p_s брать при температуре поверхности T_p ; коэффициенты диффузии D , температуропроводности a , кинематической вязкости ν , теплоемкости паров $c_{p,n}$ — при температуре $(T_v + T_p)/2$; коэффициент теплопроводности среды λ_f — при температуре среды T_v .

Если капля лежит на плоской стенке и имеет форму полушария, то поля концентрации и температуры пара около ее поверхности не меняются (т.к. не нарушается сферическая симметрия), а в уравнение для скорости испарения надо ввести множитель 0,5.

Исследования равновесного режима испарения несферических капель показали, что квадрат диаметра равнообъемной сферы меняется линейно во времени, что позволяет использовать закон Срезневского и для несферических капель.

ИСПАРЕНИЕ КАПЛИ ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

В условиях вынужденной конвекции могут иметь место два режима испарения капель:

1. Когда скорость обтекания капли постоянна и в процессе испарения меняются только размеры капли.
2. Испарение летящей капли, когда одновременно меняются и размеры, и скорость движения капли.

Обдуваемая капля. В этом случае достаточно в выражения для скорости и константы испарения ввести поправки, учитывающие увеличение коэффициентов теплообмена.

Используя уравнения для скорости испарения с поправками на влияние Стефановского потока и взаимное влияние теплообмена, получается:

$$G = 2\pi RD(\rho_s - \rho_\infty)Nu_M \frac{p}{p_*} \quad (43)$$

$$G = \frac{2\pi R\lambda_f}{r} (T_s - T_p)Nu\Phi \quad (44)$$

При описании процессов массообмена обычно в первом приближении принимают равенство теплового и диффузионного чисел Нуссельта, $Nu_M = Nu$

ИСПАРЕНИЕ КАПЛИ ПРИ ВЫНУЖДЕННОЙ КОНВЕКЦИИ

Летящая капля. В процессе испарения летящей капли меняются одновременно ее размеры и скорость, а кроме того, форма и условия испарения по поверхности капли.

При расчете необходимо учитывать силы аэродинамического сопротивления и тяжести и реактивную силу, возникающую при оттоке паров.

Если капля совершает криволинейное движение, то необходимо учитывать массовые силы. Приближенное выражение испарения капли имеет вид:

$$1 - \bar{R}^{1,5} = \frac{K_V / R_0^2}{\frac{2w_0 q_w}{Nu_{M0}}} \ln(1 + w_0 q_w \tau) \quad (45)$$

где $q_w = \frac{3c_f}{2R_0} \frac{\rho_v}{\rho_{ж}}$; w_0 — начальная скорость капли;

Nu_{M0} — диффузионное число Нуссельта, подсчитанное по w_0 ; c_f — коэффициент сопротивления движению капли.