

А. Т. КУЛОЯН, А. С. ОГАНЕСЯН, К. Н. АДАМЯН

К ИНТЕНСИФИКАЦИИ ПРОЦЕССА СУШКИ ТОНКИХ ПРОНИЦАЕМЫХ ТЕЛ В ПОЛЕ ГРАДИЕНТНОГО ТЕЧЕНИЯ

Анализ работ, посвященных исследованию тепло- и массообмена при сушке тонких капиллярно-пористых (проницаемых) тел, показывает, что пока мало внимания обращается на исследование гидродинамической обстановки, при которой происходят эти процессы. Известно, что именно гидродинамическая обстановка определяет интенсивность обменных процессов. Интенсивность этих процессов можно существенно увеличить путем создания в потоке таких неоднородностей по давлению, которые приводили бы к непрерывному обмену между пограничным слоем и основным потоком.

Неоднородности по давлению могут интенсифицировать обменные процессы, если их осуществление приводит:

к генерированию в вязком подслое повышенного уровня турбулентности;

к утончению вязкого подслоя;

к увеличению действительной поверхности испарения;

к разрушению пограничного слоя за счет всасывания или вдувания последнего.

Все эти процессы в той или иной мере можно осуществить в каналах переменного поперечного сечения (рис. 1).



Рис. 1.



Рис. 2.

В канале, образованном между тканью и плоским листом, давление по длине убывает, а в канале между тканью и синусоидальным листом давление последовательно увеличивается (в диффузорной части) и уменьшается (в конфузорной части).

Таким образом, по длине второго канала создается знакопеременный продольный градиент давления. Изменение давления по длине этого канала, в свою очередь, приводит к появлению знакопеременного поперечного градиента давления. Течение газа через диффузорную часть

канала сопровождается генерацией повышенного уровня турбулентности в пограничном слое. Результирующая интенсивность обменных процессов при малых положительных градиентах давления и безотрывном течении обусловлена двумя противоположными факторами: а) увеличением сопротивления тепло- и массообмена из-за увеличения толщины турбулентного пограничного слоя; б) уменьшением сопротивления тепло- и массообмена из-за увеличения уровня турбулентности в пограничном слое. Однако в случае обтекания пролищаемого тонкого тела (например, ткани) постепенное повышение давления приводит к появлению поперечного градиента давления. Создаваемая таким путем благоприятная гидродинамическая обстановка должна приводить к непрерывному массообмену через полотно ткани. Таким образом, ламинарный под-слой из диффузорной части канала будет выдавливаться в канал постоянного поперечного сечения, что приводит к дополнительной турбулизации пограничного слоя в этом канале. В результате всего этого можно ожидать существенное повышение интенсивности обменных процессов на этом участке.

При течении газа через конфузорию часть канала интенсивность обменных процессов уменьшается вследствие вырождения турбулентности. Однако, интенсивность обменных процессов и в этом случае (т. е. при течении в поле небольших отрицательных градиентов давления по длине) можно существенно повысить за счет придания потоку достаточно больших ускорений, приводящих наряду с ламинаризацией пограничных слоев к их утонению. В конфузориальной части давление становится ниже, чем в канале постоянного поперечного сечения, и за счет возникающего поперечного градиента поток направляется от этого канала в конфузориальную часть, что приводит к дополнительной турбулизации пограничных слоев и увеличению интенсивности обменных процессов в этом канале. Такая гидродинамическая обстановка не только интенсифицирует процесс сушки, но и делает ее более равномерной.

Интенсивность обменных процессов можно еще более усилить путем применения синусоидальных листов с обеих сторон. Естественно, что в таких каналах возникающие поперечные градиенты давления будут более значительными. При правильном конструировании таких каналов повышение гидродинамического сопротивления должно быть не очень большим.

На основании изложенного представляется целесообразным организовать сушку тонких пролищаемых тел в поле продольного знакопеременного градиента давления, возникающего в канале, выполненном в виде последовательно чередующихся диффузоров и конфузоров.

Возможность аналитического решения задачи по существу сводится к использованию теории пограничного слоя конечной толщины. Уравнения количества движения, теплового пограничного слоя и диф-

фузионного пограничного слоя при испарении от свободной поверхности соответственно записываются:

$$\varphi \frac{d}{dx} \int_0^h (W_s - W) W dy - \rho W_s W_s = \mu \left(\frac{dW}{dy} \right)_s + h \frac{dP}{dx}, \quad (1)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^h (T_s - T) W dy - \alpha \left(\frac{dT}{dy} \right)_s = (T_s - T_s) W_s, \quad (2)$$

$$\frac{d}{dx} \int_0^h (B_s - B) W dy = \tau \left(\frac{dB}{dy} \right)_s + W_s (B_s - B_s). \quad (3)$$

В этих уравнениях:

W — продольная составляющая скорости среды, м/сек;

W_s — поперечная составляющая скорости на поверхности, м/сек;

P — давление среды, кг/м²;

T — температура, град;

B — парциальное давление, кг/м²;

ρ — плотность, кг/м³;

μ — коэффициент кинематической вязкости, кг/сек · м;

α — коэффициент температуропроводности, м²/сек;

τ — коэффициент диффузии, м²/сек.

Индексами s и w обозначены значения соответствующих величин в конце пограничного слоя и непосредственно на поверхности. Так как в этих уравнениях величина W_s отражает результирующее влияние двух различных факторов, ее удобно представить в виде суммы

$$W_s = W_{w1} + W_{w2},$$

где W_{w1} обусловлено скоростью сушки, а W_{w2} — возникающим поперечным градиентом давления, причем, последний зависит как от величины этих градиентов, так и воздухопроницаемости сушеного материала.

Упрощение, как и некоторое уточнение этих уравнений для их последующего решения является важной задачей. О значениях возникающих поперечных градиентов давления и скорости можно судить, исходя из следующих соображений. При непроницаемой стенке движение среды можно описать системой уравнений Бернулли и неразрывности и закона, характеризующего изменения поперечного сечения канала

$$\left. \begin{aligned} \frac{dp}{\rho} + \frac{dw^2}{2} &= dl, = 0 \\ \frac{d\varphi}{\varphi} + \frac{dw}{W} + \frac{dF}{F} &= 0 \\ \frac{P}{\rho} &= RT \\ F &= F(x) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Граничные условия: для правого по течению канала, при $x = 0$, $P = P_0$, $W = W_0$, $F = F_0 = (1 - a)h$.

Здесь $\frac{dp}{\rho}$ — потенциальная энергия; $\frac{dw^2}{2}$ — кинетическая энергия; dl_f — работа трения; h — высота канала, м. Значения остальных величин видны из рис. 2.

Для идеальной несжимаемой жидкости систему уравнений можно представить в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{P - P_0}{\rho} + \frac{W^2 - W_0^2}{2} &= 0 \\ W \cdot F - W_0 F_0 &= 0 \\ F &= F(x) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Для правого по течению канала имеем:

$$F = h \left| 1 - a \cos \frac{2\pi}{T} x \right|.$$

Решая системы уравнений (4) и (5), получаем закон изменения давления в канале:

$$P_{pr} = P_0 + \frac{\rho W^2}{2} - \frac{\rho W_0^2}{2} \cdot \frac{(1 - a)^2}{\left(1 - a \cos \frac{2\pi}{T} x\right)^2} \quad (6)$$

Аналогично, для левого по течению канала при одинаковых расходах и начального давления P_1 получаем:

$$P_1 = P_0 + \frac{\rho W^2}{2} - \frac{\rho W_0^2}{2} \cdot \frac{(1 - a)^2}{\left(1 + a \cos \frac{2\pi}{T} x\right)^2} \quad (7)$$

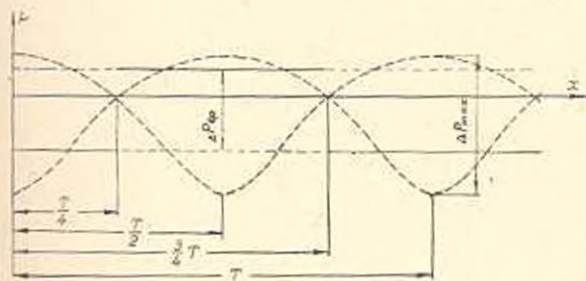
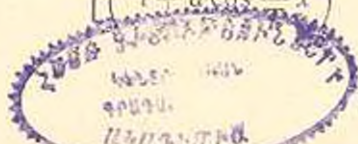


Рис. 3.

Зависимости (6) и (7) графически можно представить в виде кривых, представленных на рис. 3. Локальное значение разности давления:

$$\Delta P = P_1 - P_{pr} = \frac{\rho W_0^2 (1 - a)^2}{2} \left[\frac{1}{\left(1 + a \cos \frac{2\pi}{T} x\right)^2} - \frac{1}{\left(1 - a \cos \frac{2\pi}{T} x\right)^2} \right]$$



$$-\frac{1}{\left(l - a \cos \frac{2\pi}{T} x\right)^2} \Bigg|, \quad (8)$$

То же самое значение для ΔP мы получим для реальной жидкости, если приближенно принять, что работа трения для конфузорной части равняется работе трения диффузорной части. Закономерность изменения разности давления по длине всего канала можно найти следующим образом:

$$\frac{d(\Delta p)}{dx} = \frac{2\rho W_0^2(l-a)^2 a \pi \sin \frac{2\pi}{T} x}{T} \left[\frac{1}{\left(l + a \cos \frac{2\pi}{T} x\right)^3} - \frac{1}{\left(l - a \cos \frac{2\pi}{T} x\right)^3} \right], \quad (9)$$

Среднее значение ΔP определяется по выражению:

$$\Delta P_{cp} = \frac{\rho W_0^2(l-a)^2}{2(x_2 - x_1)} \int_{x_1}^{x_2} \left[\frac{1}{\left(l + a \cos \frac{2\pi}{T} x\right)^2} - \frac{1}{\left(l - a \cos \frac{2\pi}{T} x\right)^2} \right] dx. \quad (10)$$

Интегрируя (10), получаем:

$$\begin{aligned} \Delta P_{cp} = & \frac{\rho W_0^2}{2} \cdot \frac{T}{(x_1 - x_2)} \cdot \frac{l-a}{l+a} \left[\frac{l}{\sqrt{l^2 - a^2}} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{2a \operatorname{tg} \frac{\pi}{T} x}{\sqrt{l^2 - a^2} \left(1 + \operatorname{tg}^2 \frac{2\pi}{T} x\right)} + \right. \\ & \left. + \frac{al \sin \frac{2\pi}{T} x}{l^2 - a^2 \cos^2 \frac{2\pi}{T} x} \right] \Bigg|_{x_1}^{x_2}. \quad (11) \end{aligned}$$

Определенный интерес представляет значение средней разности давления в интервале $\frac{1}{4} T \leq x \leq \frac{3}{4} T$. Для этого интервала из выражения (11) получаем:

$$\Delta P_{cp} = \frac{2\rho W_0^2}{\pi} \cdot \frac{l-a}{l+a} \left(\frac{l}{\sqrt{l^2 - a^2}} \operatorname{arc} \operatorname{tg} \frac{a}{\sqrt{l^2 - a^2}} - \frac{a}{l} \right). \quad (12)$$

Обозначим $\frac{l}{a} = k$ и $\frac{\Delta P_{cp}}{W^2} = \Delta P_{cp}$, тогда выражение (12) принимает вид:

$$\Delta P_{cp} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{k-1}{k+1} \left(\frac{k}{k^2-1} \arctg \frac{1}{\sqrt{k^2-1}} - \frac{1}{k} \right). \quad (13)$$

Таким образом, безразмерная средняя разность давления (ΔP_{cp}) зависит только от безразмерного расстояния сушимого тела от оси синусоиды (k). Вид этой зависимости графически изображен на рис. 4. Из рис. 4 видно, что средняя разность давления достигает максималь-

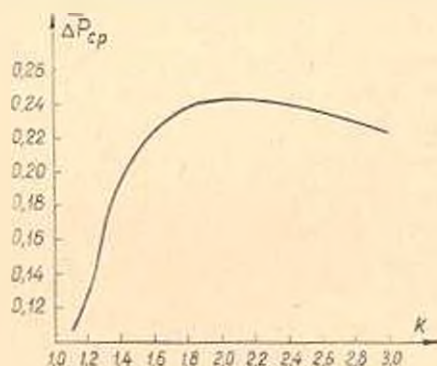


Рис. 4.

ной величины при $k = 2,1$. Таким образом, при оптимальном расположении синусоидальных листов даже при умеренных скоростях ($W = 8 - 10$ м/сек) можно на поверхности ткани обеспечить необходимую среднюю разность давления порядка 10 кг/м^2 .

Как уже было сказано, поперечная составляющая скорости $W_{\perp 2}$ обусловлена возникающим поперечным градиентом давления и коэффициентом воздухопроницаемости. Величина коэффициента воздухопроницаемости зависит как от параметров воздушного потока, протекающего через ткань, так и от структуры (внутреннего строения) самой ткани. Существенные в настоящее время зависимости дают в основном связь между перепадом давления ΔP и коэффициентом воздухопроницаемости $B\Delta p$. Наиболее известна формула проф. Х. А. Рахматуллина:

$$\Delta P = b W_{\perp 2} - d W_{\perp 2}^2, \quad (14)$$

где b и d — экспериментально определяемые коэффициенты, значения которых различны для различных тканей.

При малых скоростях (малых ΔP) для плотной толстой ткани обычно вторым членом пренебрегают, и формула (14) переходит в формулу

$$\Delta P = b W_{\perp 2}. \quad (15)$$

При больших скоростях (больших ΔP) для малоплотных тканей, наоборот, пренебрегают первым членом, и формула (14) переходит в формулу

$$\Delta P = d W_{\perp 2}^2. \quad (16)$$

С аэродинамической точки зрения можно сказать, что формула (15) соответствует ламинарному движению воздуха в ткани, а формула (16) — турбулентному. Общему случаю соответствует соотношение (14). Для нашей задачи силы вязкостного трения при сравнительно малых скоростях движения воздуха через влажную ткань преобладают над силами инерции, и связи с чем с достаточной точностью можно принимать зависимость (15). Используя зависимости (15), (8), (9) и (13), можно приближенно оценить значение поперечной составляющей скорости. Для тканей средней воздухопроницаемости они достигают величины порядка $2-3$ м/сек. При таких значениях поперечной скорости воздуха следует ожидать достаточной высокой интенсификации сушки.

Несмотря на логичность приведенных рассуждений, обстоятельное изучение полей давления, необходимое для организации эффективного обмена может быть осуществлено только экспериментальным путем. Поэтому нами были выполнены экспериментальные исследования для определения в предлагаемых каналах полей давления и гидродинамического сопротивления. Результаты экспериментальных исследований в целом подтверждают эти выводы, они будут опубликованы отдельно.

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

Поступило 23.IV.1970.

Լ. Տ. ԳՐԱԽԱՆԱ, Է. Ս. ԶՈՂԵԱՆՈՒՅԱՆ, Կ. Ն. ԿՐԱՍՆԱՆ

ԴՐԱԴԻՆԱՄԻԱԿԱՆ ԶՈՍՄԱՆ ԳԱՇՏՈՒՄ ԲԱՐԱՆ ԲԱՓԱՆՑԻԿ ԳԱՐՄԱՆԻՐ ԶՈՐԱՅԻՄԱՆ ԳՐՈՑՆՈՒ ԻՆՏԵՆՍԻՎԱՑԻՄԱՆ ՇՈՒՐՋԻ

Ո. Մ. Կ. Ո. Ո. Ո. Ո.

Բարակ թափանցիկ մարմինների շորացման պրոցեսին վերաբերվող աշխատանքների ուսումնասիրությունը պույց է տալիս, որ դեռևս քիչ է ուշադրության դարձվում այդ պրոցեսի ինտենսիֆիկացիան պայմանավորող հիմնական գործոնին՝ հիդրոդինամիկական խտվիճակին։ Չորացման պրոցեսը ավելի արդյունավետ դարձնելու համար առաջարկվում է այն կազմակերպել փոփոխական ճնշման դաշտում։ Այդպիսի դաշտ կարելի է ստեղծել փոփոխական կտրվածքի ախոսների օգնությամբ, որոնք կապվում են հորթի և սինուսոիդալ ձև ունեցող թիթիղներով։ Մարմնի մակերևույթի վրա առաջացող ճնշումների տարբերության շնորհիվ ստեղծվում է լայնական հոսք անմիջապես շորացվող մարմինների միջով, որի հետևանքով պետք է սպասել շորացման խիստ ինտենսիֆիկացում։ Այդ պրոցեսի տեսական անալիզի օգնությամբ հստակացվում ապացուցվում է, որ նույնիսկ չափավոր արագությունների դեպքում (10 մ/րկ) կարելի է շորացվող մարմինների մակերևույթի վրա ճնշումների զգալի տարբերություն ստեղծել ($10-15$ կգ/մ²), որի պայմաններում արագության լայնական բաղադրիչի մեծությունը միջին թափանցելիության մարմինների մոտ կարող է հասնել $2-3$ մ.վրկ-ի։