

УДК 667.27-913.3:66.021.3

**ПРОЦЕССЫ МАССООБМЕНА И ИХ ИНТЕНСИФИКАЦИЯ
ПРИ ОБРАБОТКЕ ТЕКСТИЛЬНЫХ
МАТЕРИАЛОВ В ЖИДКОСТИ**

И.П. КОРНЮХИН, Л.И. ЖМАКИН, И.В. КОЗЫРЕВ

(Московский государственный текстильный университет им. А.Н. Косыгина)

Большинство из физико-химических процессов обработки материалов в жидкости можно свести к двум группам – пропитке ткани некоторым компонентом, содержащимся в растворе, либо удалению содержащихся в ткани веществ (промывка), которые имеют одинаковую природу и должны одинаково описываться математически.

Массовые доли некоторого компонента в растворе ω и ткани c определяются как

$$\omega = M_k/M_p, \quad c = M_k/M_{\text{Тк}}, \quad (1)$$

где M_k , M_p , $M_{\text{Тк}}$ – массы рассматриваемого компонента, раствора и ткани соответственно.

При малых значениях ω и c их величины в состоянии равновесия связаны через коэффициент распределения K законом Бертло и Юнгфлейша [1]:

$$\omega = Kc. \quad (2)$$

Упомянутые физико-химические процессы можно рассматривать как диффузию. При движении ткани в жидкости на ее поверхности образуется диффузионный пограничный слой.

Рассмотрим ткань как плоский слой толщиной 2δ продольно обтекаемый жидкостью, раствором. Плотность массового потока j реагента через диффузионный погранслой можно представить законом массоотдачи:

$$j = \beta (\omega_\infty - \omega_n), \quad (3)$$

где β – коэффициент массоотдачи; ω_∞ и ω_n – массовые доли реагента в растворе и на поверхности ткани.

Величину плотности потока массы, подводимой изнутри ткани к его поверхности, можно описать с помощью закона диффузии Фика:

$$j = -\rho D_3 \left. \frac{\partial c}{\partial x} \right|_{x=\delta}, \quad (4)$$

где D_3 – эффективный коэффициент диффузии реагента в ткани; ρ – плотность раствора; x – координата, отсчитываемая от середины слоя; δ – полутолщина слоя.

Формулы (3) и (4) дают уравнение массоотдачи:

$$-\rho D_3 \left. \frac{\partial c}{\partial x} \right|_{x=\delta} = \beta (\omega_\infty - \omega|_{x=\delta}). \quad (5)$$

Уравнение нестационарной диффузии в ткани можно представить как [2]:

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} = D_3 \frac{\partial^2 c}{\partial x^2}. \quad (6)$$

Решение уравнения (6) с учетом (2) преобразуется к виду

$$-\rho D_3 \left. \frac{\partial c}{\partial x} \right|_{x=\delta} = \beta K (c_\infty - c|_{x=\delta}), \quad (7)$$

причем величина c_∞ представляет собой равновесную молярную долю реагента в

ткани, которая достигается при $\tau \rightarrow \infty$. Ее значение можно найти из уравнения

$$c_\infty = \omega_\infty / K. \quad (8)$$

В качестве второго граничного условия можно использовать соотношение, обусловленное симметрией относительно середины слоя, из чего следует условие экстремума:

$$\left. \frac{\partial c}{\partial x} \right|_{x=0} = 0. \quad (9)$$

В начальный момент времени массовая доля реагента в ткани задана и равна $c|_{\tau=0} = c_0$.

Введем безразмерные переменные:

$$C = (c - c_\infty) / (c_0 - c_\infty); \quad X = x / \delta, \quad (10)$$

после чего уравнение (6) с граничными и начальными условиями преобразуется к виду

$$\frac{\partial C}{\partial Fo_m} = \frac{\partial^2 C}{\partial X^2}, \quad (11)$$

$$-\left. \frac{\partial C}{\partial X} \right|_{X=1} = Bi_m C|_{X=1}; \quad (12)$$

$$\left. \frac{\partial C}{\partial X} \right|_{X=0} = 0; \quad C|_{Fo=0} = 1,$$

где введены массообменные числа Фурье Fo_m и Bi_m , определяемые соотношениями

$$Fo_m = \frac{D_3 \tau}{\delta^2}; \quad Bi_m = \frac{K \beta \delta}{\rho D_3}.$$

Система уравнений (11) ÷ (12) полностью аналогична системе уравнений нестационарной теплопроводности, приведенной и решенной в [3]. Так как существует тепломассообменная аналогия, решение поставленной задачи в соответствии с [3] можно записать:

$$C = 2 \sum_{i=0}^{\infty} \frac{\sin \mu_i}{\mu_i + \sin \mu_i \cos \mu_i} \cos(\mu_i X) \exp(-\mu_i^2 Fo_M), \quad (13)$$

где μ_i – корни характеристического уравнения $\text{ctg} \mu = \mu / Bi_M$, значения которых приведены в [3].

Для достаточно большой продолжительности процесса, когда $Fo_M > 0,4$ можно пренебречь всеми членами ряда (13), кроме первого:

$$c - c_{\infty} = (c_0 - c_{\infty}) \frac{2 \sin \mu_1}{\mu_1 + \sin \mu_1 \cos \mu_1} \cos(\mu_1 X) \exp(-\mu_1^2 Fo_M). \quad (14)$$

Рассчитанные поля массовых долей c в плоском слое в различные моменты времени τ_i показаны на рис. 1, причем на гра-

фике рис. 1-а показаны поля при удалении реагента, на рис. 1-б – при пропитке ткани.

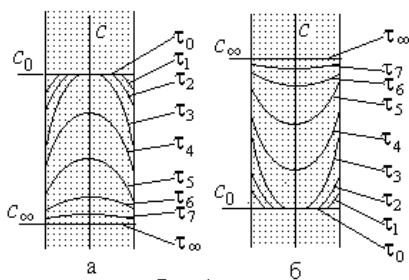


Рис. 1

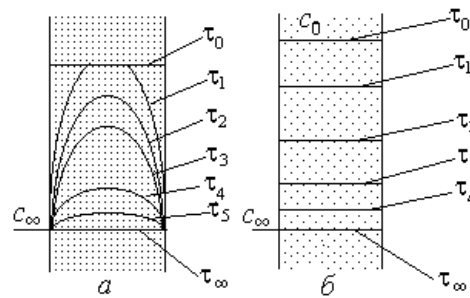


Рис. 2

Описание кривых в моменты времени с номерами от 0 до 3 требует использования более чем одного члена ряда (уравнение 13), а с номерами от 4 до ∞ достаточно одного члена ряда (уравнение 14).

При $c_0 > c_{\infty}$ массовая доля реагента в ткани c уменьшается, стремясь к c_{∞} , поэтому для наиболее полного удаления реагента желательно, чтобы его массовая доля в растворе c_{∞} была минимально возможной.

При пропитке $c_{\infty} > c_0$, и реагент диффундирует внутрь ткани, так что значение c_{∞} достигается лишь при $\tau \rightarrow \infty$. Вследствие этого, чтобы сделать время процесса ограниченным, необходимо, чтобы конечное значение средней массовой доли c_k было меньше c_{∞} .

Ход кривых изменения массовой доли зависит от значения массообменного числа Bi_M . Рассмотрим предельные случаи. Ход кривых для двух предельных случаев представлен на рис. 2. Первый из них (рис. 2-а) характерен для значений $Bi_M \rightarrow \infty$. В

этом случае при высокой интенсивности массоотдачи коэффициент диффузии в ткани мал, и на поверхности практически сразу же устанавливается равновесное значение массовой доли c_{∞} , в то время как в середине значение c может быть достаточно высоким.

В другом предельном случае, для которого поля массовой доли представлены на рис. 2-б, величина $Bi_M \rightarrow 0$ (случай $Bi_M = 0$ исключается из рассмотрения, так как это означало бы полное прекращение массообмена). В такой ситуации при малой интенсивности массоотдачи коэффициент диффузии в ткани настолько велик, что практически исчезает неоднородность полей массовой доли.

Рассмотрим изменение средней (среднеинтегральной) безразмерной величины массовой доли \bar{C} в зависимости от безразмерного времени – числа Фурье Fo_M . Для этого достаточно проинтегрировать выражение (13) по X в пределах от 0 до 1:

$$\bar{C} = 2 \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\sin^2 \mu_i}{(\mu_i + \sin \mu_i \cos \mu_i) \mu_i} \exp(-\mu_i^2 Fo_M). \quad (15)$$

График зависимости безразмерной массовой доли от безразмерного времени – числа Фурье Fo_M при различных значениях массообменного числа Био Bi_M показан на рис. 3.

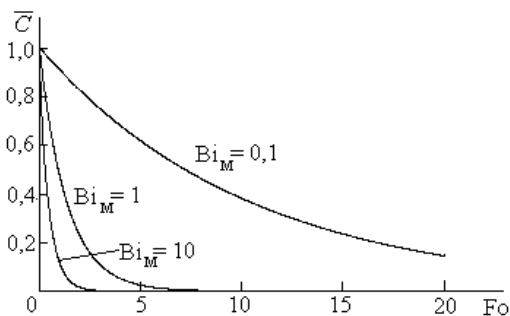


Рис. 3.

Рис. 3

Очевидно, что тот же характер зависимостей сохранится, если в качестве аргумента будет использоваться время τ , а числа Bi_M будут отличаться только значениями коэффициентов массоотдачи β (при $Bi_M=0,1$ величина β наименьшая, а при $Bi_M=10$ – наибольшая). Вряд ли следует обсуждать, что уменьшение толщины ткани δ и увеличение эффективного коэффициента диффузии D_3 в ткани способствует сокращению продолжительности процесса.

Рассмотрим раннюю стадию проникновения реагента в ткань. Для математического описания такого процесса можно воспользоваться тепломассообменной аналогией между прогревом полуограниченного массива, описанным в [3], и диффузией реагента в ткань.

Согласно такой аналогии поток массы можно представить как

$$J = 2F(c_n - c_0)\rho \sqrt{\frac{D_3}{\pi\tau}}, \quad (16)$$

где c_0 – концентрация реагента в материале на ранней стадии процесса; F – площадь поверхности массообмена.

Запишем уравнение для потока массы $J=jF$, предварительно осуществив в нем замену переменных:

$$J = K\beta(c_\infty - c_n). \quad (17)$$

Исключая из этих двух уравнений величину c_n , получим:

$$J = \frac{c_\infty - c_0}{\frac{1}{K\beta} + \frac{1}{2\rho} \sqrt{\frac{\pi\tau}{D_3}}} F. \quad (18)$$

По аналогии с теплообменом можно ввести коэффициент массопередачи:

$$k_m = \frac{1}{\frac{1}{K\beta} + \frac{1}{2\rho} \sqrt{\frac{\pi\tau}{D_3}}}. \quad (19)$$

Этот приближенный анализ может быть полезен при рассмотрении закономерностей массообмена и способов его интенсификации. Так, например, увеличение скорости движения ткани, что аналогично увеличению скорости потока жидкости, приводит к увеличению коэффициента массоотдачи β . Предложено множество способов воздействия на пограничный слой – на его утонение и разрушение. Как можно судить по приведенной в [4] информации, эти способы интенсифицируют массопередачу на величины порядка 10÷20%.

К эффектам такого же порядка приводит и просасывание (продавливание) жидкости через межнитевые поры ткани. Здесь, правда, может сказываться и эффект увеличения общей поверхности массообмена F .

В целом можно сделать вывод, что внешнее сопротивление массообмену, учитываемое коэффициентом β , не является преобладающим. По-видимому, доминирующую роль в общем сопротивлении массопередаче играет второе слагаемое в знаменателях формул (18) и (19), обусловленное диффузией в межволоконных порах и самих волокнах, и характер распре-

деления компонента в ткани близок к показанному на рис. 2-а.

Ультразвук высоких частот ($10^7 \div 10^9$ Гц) с длиной волны в воде $1,5 \div 150$ мкм (порядка размеров межволоконных пор и самих волокон) дает существенную интенсификацию, обеспечивая практически в два раза более высокую скорость процессов массообмена. Мощность, переносимая ультразвуком, пропорциональна квадрату амплитуды. В жидкости прохождение ультразвука сопровождается кавитацией – образованием и быстрым схлопыванием парогазовых пузырьков. Эти последние эффекты могут воздействовать на ткань, нарушая ее структуру, поэтому интенсификация ультразвуком применяется сравнительно редко.

Другой подход, определяемый формулой (18), состоит в создании достаточно больших объемов внутри той или иной машины, что позволит сформировать в них достаточно большую площадь поверхности ткани F.

Сам коэффициент диффузии зависит от природы растворителя, растворенного вещества и вида волокон и температуры. Увеличение коэффициента диффузии с ростом температуры интенсифицирует массообмен. Более быстрое протекание процессов в среде с повышенной температурой хорошо известно и давно используется на практике.

Применение некоторых видов органических растворителей также может способствовать увеличению коэффициента диффузии. Причем некоторые из них могут иметь меньшую теплоемкость и меньшую теплоту парообразования по сравнению с водой, что могло бы способствовать некоторой экономии энергии.

ВЫВОДЫ

Разработана математическая модель процессов пропитки и промывки, описывающая закономерности изменения концентрации компонента в ткани. Введено представление о коэффициенте массопередачи на начальных стадиях этих процессов. Дан анализ эффективности мероприятий по интенсификации процессов массообмена.

ЛИТЕРАТУРА

1. Курс физической химии / Под ред. Я.И. Герасимова. – Т.1. – М.-Л.: Химия, 1964.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. – М.: Наука, 1982.
3. Корнюхин И.П. Тепломассообмен в теплотехнике текстильных производств. – М.: МГТУ им. А.Н.Косыгина, 2005.
4. Бельцов В.М. Оборудование текстильных отделочных предприятий. – СПб: СПГУТД, 2001.

Рекомендована кафедрой промышленной теплоэнергетики. Поступила 02.04.08.