

УДК 541.64:532.72

ДИФФУЗИЯ В ПОРИСТЫХ ДЕФОРМИРУЕМЫХ ПОЛИМЕРНЫХ СРЕДАХ

Гандельсман М. И., Матвеенко Р. В., Будтов В. П.

Получено диффузионное уравнение, описывающее транспорт низкомолекулярной примеси в деформируемой полимерной среде. Вычислена зависимость эффективного макроскопического коэффициента диффузии для газонаполненных полимеров с полиэтической структурой от структурных параметров, определяемых деформацией. Рассчитаны скорости диффузионного ухода вспенивающего агента из гранул вспениваемого ПС и скорости натекания в гранулы водяного пара из окружающей атмосферы.

Явления массопереноса в многокомпонентных полимерных системах во многих важных технологических процессах сопровождаются деформацией среды и изменением ее микроструктуры. К системам, в которых существенны подобные явления, относятся, например, полимерные гели, содержащие лекарственные соединения, выделяемые с контролируемой скоростью в окружающую среду [1], некоторые полимерные сорбенты и мембранны [2]. Другим примером процесса, в котором диффузионный массоперенос развивается на фоне деформации, является вспенивание — основной этап в технологии получения газонаполненных полимеров [3]. Как известно [4], для получения вспененного ПС сферические гранулы ПС, насыщенные легкокипящей жидкостью (пентаном, изопентаном в количестве 3–7 вес. %), нагреваются до $\sim T_c$ полимера, т. е. 90–120°. При этом легкокипящая жидкость, называемая вспенивающим агентом, образует газовую fazу, что приводит к порообразованию (рис. 1, а). Под давлением вспенивающего агента поры расширяются и радиус гранулы $R(t)$ растет.

На начальном этапе вспенивания, пока объемное содержание пор $\phi < 65\%$, пористая среда может рассматриваться как матричный композит со сферическими включениями — порами ($\phi = 0,65$ -объемная доля, соответствующая плотной упаковке нерегулярно распределенных в объеме твердых шаров [5]). При дальнейшем увеличении ϕ происходит формирование полиэтической структуры полимерной пены, для которой характерны ячейки в форме неправильных многогранников, разделенные тонкими стенками матричного полимера (так называемая закрытоячеистая структура (рис. 1, б)). Важнейшими процессами, определяющими конечную структуру и свойства вспененного ПС, являются диффузионный уход газа из гранулы и компенсирующий приток в нее воздуха или водяного пара из окружающей атмосферы [4]. Аналогичные процессы переноса играют существенную роль и при вспенивании других полимерных материалов [3]. В данной работе предложена математическая модель, описывающая эти процессы.

Уравнение диффузии в деформируемой среде. Пусть $\mathbf{x}(t)$ — радиус-вектор, определяющий положение выбранной точки деформируемой полимерной среды в момент времени t ; \mathbf{x}_0 — ее радиус-вектор в исходном недеформированном состоянии; $c(\mathbf{x}, t)$ — концентрация примеси в этой точке; $D(\mathbf{x}, t)$ — коэффициент диффузии примеси, зависящий в общем случае от локальной деформации. Уравнение материального баланса

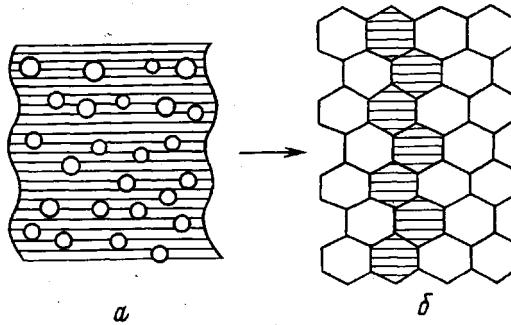


Рис. 1. Схема перехода от структуры матричного композита (а) к структуре закрытоячеистой полимерной пены (б). На рис. б заштрихованы ячейки, образующие один из слоев пены

должно учитывать перемещение молекул вместе со средой и их диффузионный транспорт относительно нее [6]

$$\frac{\partial c}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x_i} (c v_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(D \frac{\partial c}{\partial x_i} \right), \quad (1)$$

где $v_i(x, t)$ — поле скоростей перемещения точек среды; $i=1, 2, 3$ (по повторяющимся индексам, как обычно, производится суммирование). Будем рассматривать c и D как функции исходного положения точек среды: $c(x_0, t) = c(x(x_0, t), t)$, $D(x_0, t) = D(x(x_0, t), t)$ и проведем в уравнении (1) замену переменных $x \rightarrow x_0$. Имеем

$$\frac{\partial c(x, t)}{\partial t} + v_i \frac{\partial c(x, t)}{\partial x_i} = \frac{\partial c(x_0, t)}{\partial t}, \quad \frac{\partial v_i}{\partial x_i} = \frac{\partial \ln J}{\partial t}, \quad (2)$$

где $J(x_0, t)$ — якобиан преобразования $x=x(x_0, t)$. Из уравнений (1) и (2) следует

$$\frac{\partial c(x_0, t)}{\partial t} = \beta_{ij} \frac{\partial}{\partial x_{0j}} \left[D(x_0, t) \beta_{ik} \frac{\partial c(x_0, t)}{\partial x_{0k}} \right] - c(x_0, t) \frac{\partial \ln J}{\partial t}, \quad (3)$$

где $\beta_{ij}(x_0, t)$ — матрица, обратная $\alpha_{ik}(x_0, t) = \partial x_i / \partial x_{0k}$. Соотношение (3) представляет собой уравнение диффузии для деформируемой среды, записанное в лагранжевой системе координат. При этом граничные условия для полученного уравнения также должны быть приведены к лагранжевым координатам. Второй член в правой части уравнения (3) описывает изменение концентрации, связанное с локальной объемной деформацией среды.

Если деформация однородна, причем среда в недеформированном состоянии также была однородной, то коэффициент диффузии $D(t)$ в уравнении (3) не зависит от координат. Рассмотрим случай, когда направления главных осей деформации со временем не изменяются. Тогда в матрице β_{ij} отличны от нуля лишь диагональные элементы $\beta_{ii}(t) = x_{0i}/x_i(t)$. В этом случае уравнение (3) приобретает следующий вид:

$$\frac{\partial c(x_0, t)}{\partial t} = D(t) \beta_{ii}^2 \frac{\partial^2 c(x_0, t)}{\partial x_{0i}^2} + c(x_0, t) \frac{\partial \ln (\beta_1 \beta_2 \beta_3)}{\partial t} \quad (4)$$

Решение диффузионной задачи для однородно расширяющегося шара. Рассмотрим массоперенос примеси через границу однородно расширяющегося шара с начальным радиусом R_0 , который в процессе деформации меняется со временем по заданному закону $R(t)$. Тогда $\beta_1 = \beta_2 = \beta_3 = R_0/R(t)$. Если начальное распределение примеси $c_0(r)$ обладает сферической симметрией, то в дальнейшем эта симметрия сохранится. Поэтому удобно переписать уравнение (4) в сферической системе координат

$$\frac{\partial c}{\partial t} = 3c \frac{1}{R(t)} \frac{dR(t)}{dt} = \frac{D(t) R_0^2}{R^2(t)} \left(\frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right), \quad (5)$$

где c – функция начальных координат: $0 \leq r \leq R_0$. Подстановками

$$\xi(t) = \frac{R_0^2}{D_0} \int_0^t R^{-2}(\tau) D(\tau) d\tau, \quad c_1(r, \xi(t)) = \frac{R^3(t) rc(r, t)}{R_0^3} \quad (6)$$

($D_0 = D(0)$ – коэффициент диффузии в недеформированной среде) уравнение (5) приводится к стандартному виду

$$\frac{\partial c_1}{\partial \xi} = D_0 \frac{\partial^2 c_1}{\partial r^2} \quad (7)$$

с начальным условием $c_1(r, 0) = rc_0(r)$. Таким образом, решение диффузионного уравнения для движущейся среды с изменяющейся микроструктурой сводится к известному решению одномерной задачи диффузии для неподвижной среды.

Пусть задана зависимость концентрации на границе шара от времени, определяемая в лагранжевых координатах функцией $c(R_0, t)$ (граничное условие первого рода). Тогда, согласно уравнению (6),

$$c_1(R_0, \xi(t)) = R^3(t) c(R_0, t) / R_0^2 \quad (8)$$

Решение уравнения (7) с граничным условием (8) может быть записано в следующем виде [7]:

$$c_1(r, \xi) = \frac{2}{R_0} \sum_1^{\infty} e^{-D_0 \frac{\pi^2 n^2}{R_0^2} \xi} \sin\left(\frac{\pi n r}{R_0}\right) \int_0^{R_0} r c_0(r) \sin\left(\frac{\pi n r}{R_0}\right) dr + \\ + \frac{\partial}{\partial \xi} \int_0^{\xi} \left(\frac{r}{R_0} - \frac{2}{\pi} \sum_1^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n} \sin\left(\frac{\pi n r}{R_0}\right) e^{-D_0 \frac{\pi^2 n^2}{R_0^2} (\xi - \tau)} \right) c_1(R_0, \tau) d\tau \quad (9)$$

Радиальный диффузионный поток, выраженный в лагранжевых координатах, составит

$$i(r, t) = -D(t) \left(\frac{R_0}{R(t)} \right) \frac{\partial c(r, t)}{\partial r} \quad (10)$$

Суммарное количество примеси, протекшее за время t через границу шара, согласно уравнениям (6) и (9), определяется как

$$I(t) = \int_0^t 4\pi R^2(\tau) i(R_0, \tau) d\tau = -4\pi D_0 R_0^2 \int_0^{\xi(t)} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{c_1(r, \eta)}{r} \right]_{r=R_0} d\eta \quad (11)$$

Вычислим $I(t)$ в случае, когда примесь в исходном состоянии была распределена равномерно в объеме шара ($c_0(r) = c_0$), а ее концентрация на границе шара равна 0. Подставляя решение одномерной задачи диффузии (9) в соотношение (11), получим

$$I^-(t) = N_0 \left[1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_1^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left(-D_0 \frac{\pi^2 n^2}{R_0^2} \xi(t)\right) \right] \quad (12)$$

Надстрочный индекс «минус» $I^-(t)$ соответствует выходу примеси из шара; $N_0 = 4\pi R_0^3 c_0 / 3$ – исходное количество примеси внутри шара. Аналогично находим величину $I^+(t)$ в случае, когда примесь диффундирует внутрь шара из окружающей среды, причем ее начальная концентрация $c_0(r) = 0$. Подставляя соотношение (9) в формулу (11), получаем

$$I^+(t) = 8\pi D_0 \int_0^{\xi(t)} dt c_1(R_0, \tau) \sum_1^{\infty} \exp\left[-D_0 \frac{\pi^2 n^2}{R_0^2} (\xi(t) - \tau)\right], \quad (13)$$

где $c_1(R_0, \xi)$ определяется из граничного условия (8).

Эффективный коэффициент диффузии вспениваемых полимерных материалов. Как показывает изучение микроструктуры гранул вспениваемого ПС, деформацию при вспенивании можно приближенно считать однородной, а общее количество пор в грануле неизменяющимся [4]. При объемном содержании пор $\varphi(t) = 1 - (R_0/R(t))^3 < 0,65$, т. е. при $R(t)/R_0 \leq$

$\leq 1,41$ коэффициент диффузии пористого материала $D(\phi)$ может быть рассчитан как эффективный коэффициент диффузии композита со сферическими включениями газовой фазы, стохастически распределенными в матрице (рис. 1, а). В дальнейшем предполагается, что скорость диффузии в матрице много меньше скорости растворения [3]. Поэтому при заданной концентрации примеси в порах $c_{\text{п}}$ равновесная концентрация примеси в матрице $c_{\text{м}} = \gamma c_{\text{п}}$, причем коэффициент γ не зависит от $c_{\text{п}}$ и $c_{\text{м}}$. Отсюда усредненная равновесная концентрация примеси в композите

$$\bar{c} = [\phi + (1 - \phi) \gamma] c_{\text{п}} \quad (14)$$

Пусть в среде существует малый градиент усредненной концентрации $\nabla \bar{c}$ и соответствующий макроскопический диффузионный поток \vec{j} . Тогда эффективный коэффициент диффузии определяется соотношением $\vec{j} = -D(\phi) \nabla \bar{c}$. Расчет $D(\phi)$ для рассматриваемого типа композитов был выполнен в рамках метода самосогласованного поля в работе¹ [8]

$$D(\phi) = \frac{\gamma}{\phi + (1 - \phi) \gamma} \left(\frac{1 + 2\phi}{1 - \phi} \right) D_0 \quad (15)$$

Здесь D_0 — коэффициент диффузии примеси в матрице.

Вычислим далее $D(\phi)$ при $\phi > 0,65$, т. е. для материала с закрытоячестой структурой. Выделим в материале куб единичного объема, одно из ребер которого ориентировано параллельно вектору макроскопически однородного потока \vec{j} . Считаем, что все ячейки полимерной пены представляют собой многогранники с мало отличающимися от средних значений характеристиками, а их концентрация в объеме равна ω . Тогда единичный куб разбивается на $\omega^{1/3}$ слоев, перпендикулярных направлению потока, в каждом из которых содержится $\omega^{2/3}$ ячеек (рис. 1, б). Толщину пленок, разделяющих соседние ячейки h , и средний диаметр ячеек d можно оценить, заменив их эквивалентными сферами, из соотношений

$$\frac{\pi d^3}{6} \omega \approx \phi, \quad \frac{\pi d^2 h}{2} \omega \approx 1 - \phi \quad (16)$$

Пусть z — среднее число граней ячеек (для вспениваемого ПС $z \approx 11$ [3]), а z_+ — число граней ячейки, общих с ячейками соседнего слоя. Тогда общая площадь поверхности, разделяющей два соседних слоя

$$S_* \approx \pi d^2 \frac{z_+}{z} \omega^{2/3} \quad (17)$$

Среднее расстояние между слоями $\omega^{-1/3}$. Из формулы (14) следует, что разность концентраций примеси в ячейках двух соседних слоев

$$\delta c_{\text{п}} = \frac{\omega^{-1/3} \nabla \bar{c}}{\phi + (1 - \phi) \gamma} \quad (18)$$

Следовательно, градиент концентрации примеси в пленке, разделяющей соседние ячейки, составит $\gamma (\delta c_{\text{п}})/h$, а поток через поверхность, разделяющую соседние слои, равен $(-\gamma S_* (\delta c_{\text{п}}) D_0)/h$. Последнее выражение определяет тем самым плотность макроскопического диффузионного потока $\vec{j} = -D(\phi) \nabla \bar{c}$, что позволяет вычислить $D(\phi)$. Подставляя значения d , h , S_* , $\delta c_{\text{п}}$, следующие из соотношений (16)–(18), получим

$$D(\phi) = \frac{\gamma S_* (\delta c_{\text{п}})}{h \nabla \bar{c}} D_0 = \frac{2^{1/3} \pi^{2/3} 3^{1/3} \gamma \phi^{1/3} z_+}{[\phi + (1 - \phi) \gamma] (1 - \phi) z} D_0 \quad (19)$$

Так как в изложенном выше выводе был использован ряд упрощающих предположений, в частности игнорировалось распределение ячеек по размерам и по форме, численный коэффициент в формуле (19) следует считать определенным правильно лишь по порядку величины. Поэтому параметр z_+/z также достаточно оценить лишь по порядку величины. От-

¹ В этой работе формула (15) была получена в частном случае $\gamma = 1$. Здесь приводится ее обобщение для произвольных γ .

метим, что первое координационное число для ячеистой структуры ($z \approx 11$) и для гексагональной упаковки шаров ($z \approx 12$) близки между собой. При этом для гексагональной упаковки $z_+/z = 0,25$. Считая, что ячеистая структура по своим топологическим характеристикам приближенно аналогична гексагональной упаковке, естественно использовать для нее то же значение z_+/z . Можно оценить z_+/z и другим способом, исходя из предположения, что формулы (15) и (19) дают близкие значения $D(\varphi)$ в промежуточном случае $\varphi = 0,65$ (условие «сшивания»). Приравнивая их, найдем $z_+/z = 0,35$. В дальнейшем будем использовать именно эту оценку. Объединяя формулы (15) и (19) и выражая φ через $R(t)$, получим в итоге

$$D(t) = \begin{cases} \frac{\gamma R^3(t)}{R^3(t) + (\gamma - 1) R_0^3} \left(3 \frac{R^3(t)}{R_0^3} - 2 \right) D_0 & \text{при } \frac{R(t)}{R_0} \leq 1,41 \\ \frac{4,08 \gamma R^3(t)}{R^3(t) + (\gamma - 1) R_0^3} \left(1 - \frac{R_0^3}{R^3(t)} \right)^{1/3} \frac{R^3(t)}{R_0^3} D_0 & \text{при } \frac{R(t)}{R_0} \geq 1,41 \end{cases} \quad (20)$$

Диффузионный массоперенос при вспенивании ПС-гранул. Рассмотрим два одновременно протекающих при вспенивании ПС-гранул диффузионных процесса — выход вспенивающего агента из гранул и диффузию молекул окружающего газа внутрь их (в зависимости от технологических целей вспенивание может производиться в разных средах: на воздухе, в парах воды, в различных газовых смесях [4]). В дальнейшем предполагается, что потоки натекающего газа и вытекающего вещества не взаимодействуют между собой и коэффициенты диффузии газа и вспенивающего агента в полимере не зависят от концентрации. Будем считать также, что в примыкающем к поверхности сферической гранулы тонком слое материала мгновенно устанавливаются равновесные концентрации. Это означает, что в порах, находящихся вблизи поверхности, концентрация натекающего газа c_* равна его концентрации в атмосфере c_* , а в полимерной матрице у поверхности γc_* . Согласно соотношениям (6) и (14), граничное условие (8) приобретает следующий вид:

$$c_1(R_0, \xi(t)) = \frac{1}{R_0^2} [R^3(t) + (\gamma - 1) R_0^3] c_* \quad (21)$$

Концентрацию вспенивающего агента у поверхности гранулы можно считать равной нулю, так как его диффузия в атмосфере происходит значительно быстрее, чем в пористой среде. Таким образом, количества вытекшего из гранулы вещества и натекшего в нее атмосферного газа описываются полученными выше формулами (12) и (13) соответственно, причем $\xi(t)$ вычисляется по формуле (6), в которую необходимо подставить $D(t)$ из соотношения (20).

Зависимость размеров гранулы от времени при вспенивании в различных технологических режимах может быть аппроксимирована выражением вида

$$R(t)/R_0 = 1 + (t/t_0)^\alpha, \quad (22)$$

где обычно $t_0 \sim 30-60$ с, $\alpha \sim 0,5-1$. Время, в течение которого проводится вспенивание, составляет 5–10 мин, а типичные величины коэффициентов диффузии вспенивающего агента и газов в ПС при $90-120^\circ$ имеют порядок $10^{-11}-10^{-14}$ м²/с [9–11]. Оценка показывает, что для используемых на практике гранул размера 0,5–1 мм в процессе вспенивания выполняется условие $D_0 \xi(t)/R_0^2 \ll 1$. Используя асимптотическую формулу Эйлера – Маклорена [12] для сумм, входящих в формулы (12), (13) и подставляя в формулу (13) граничное условие (21), получим

$$I^-(t) = \frac{6N_0}{R_0} \sqrt{D_{BA}\xi(t)/\pi} \quad (23)$$

$$I^+(t) = \left(\frac{4}{3} \pi R_0^3 c_* \right) \frac{6}{R_0} \sqrt{\frac{D_{r\xi}(t)}{\pi}} \left[\gamma - 1 + \frac{1}{2 \sqrt{\xi(t)} R_0^3} \int_0^{\xi(t)} \frac{R^3(\xi(t) - \eta)}{\sqrt{\eta}} d\eta \right], \quad (24)$$

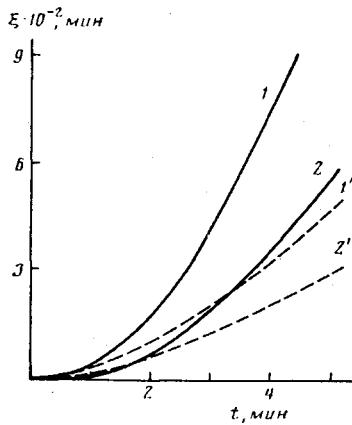


Рис. 2

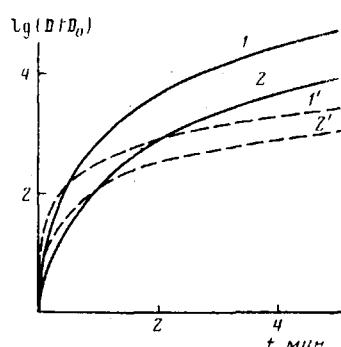


Рис. 4

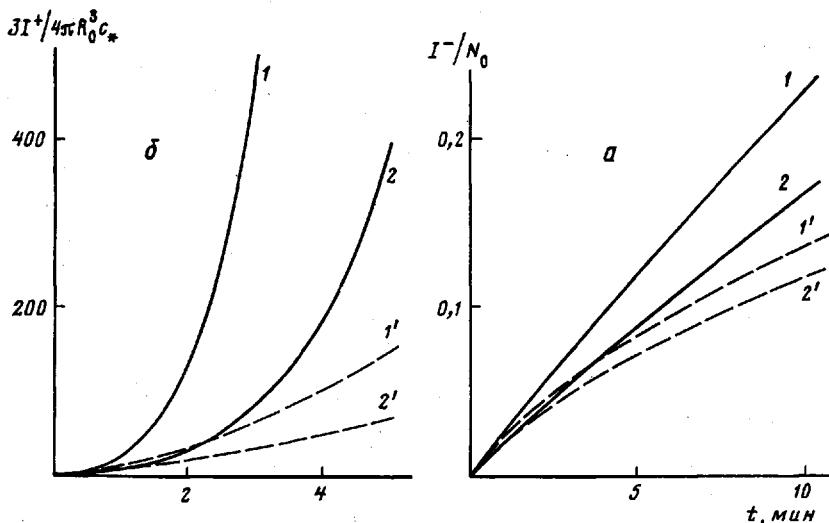


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость эффективного времени ξ от реального времени t для $\alpha=1$ (1, 2) и $0,5$ ($1'$, $2'$) при $t_0=30$ (1, $1'$) и 60 с (2, $2'$)

Рис. 3. Зависимость относительного количества вышедшего из гранулы вспенивающего агента (a) и натекшего в гранулу атмосферного газа ($б$) от времени для $\alpha=1$ (1, 2) и $0,5$ ($1'$, $2'$) при $t_0=30$ (1, $1'$) и 60 с (2, $2'$)

Рис. 4. Зависимость приведенного эффективного коэффициента диффузии вспениваемого материала от времени для $\alpha=1$ (1, 2) и $0,5$ ($1'$, $2'$) при $t_0=30$ (1, $1'$) и 60 с (2, $2'$)

где $D_0=D_{\text{вн}}$ (коэффициент диффузии вспенивающего агента) для формулы (23) и $D_0=D_r$ (коэффициент диффузии внешнего газа) для выражения (24). $R(\mu)=R[t(\mu)]$, причем $t(\mu)$ вычисляется путем обращения зависимости (6), определяющей приведенное время, а $R[t(\mu)]$ — подстановкой $t(\mu)$ в формулу (22).

На рис. 2 представлена зависимость приведенного времени ξ от времени t , вычисленная при $\gamma=10$ по уравнению (6); $D(t)$ определяли из соотношения (20), а $R(t)$ — из (22). Расчет проводили при $\alpha=0,5$ и 1 и при $t_0=30$ и 60 с. Величина γ для вспениваемого агента принималась равной единице, а для атмосферного газа $\gamma=10$, что соответствует условиям вспенивания в атмосфере водяного пара [11]. На рис. 3 представлены зависимости от времени относительного количества вышедшего из гранулы вещества ($I^-(t)/N_0$) и натекшего в гранулу водяного пара ($3I^+(t)/(4\pi R_0^3 c_*)$). В расчетах принимали $R_0=0,75$ мм и использовали следующие значения коэффициентов диффузии для водяного пара $D_r=10^{-11}$ м²/с и

для *n*-пентана $D_{\text{BA}} = 10^{-13} \text{ м}^2/\text{с}$ в ПС при температурах вспенивания $\sim 105\text{--}110^\circ$ [9–11].

На рис. 4 представлены зависимости приведенного коэффициента диффузии $D(t)/D_0$ от времени вспенивания гранулы, рассчитанные при $\gamma = -10$ по формуле (20). Из полученных результатов следует, что с увеличением пористости системы скорость диффузии газа быстро возрастает. Практически вкладом от начального этапа вспенивания ($\phi < 0,65$) в величину потерь вспенивающего агента можно пренебречь. Вычисленное количество уходящего из гранулы ПС *n*-пентана в процессе вспенивания по порядку величины соответствует имеющимся экспериментальным данным [13]. Однако для детального количественного сопоставления расчетных и экспериментальных результатов необходимо уточнение численных значений определяющих параметров γ , D_{BA} , D_g для конкретных систем полимер – газ.

В процессе формирования полиэтиллической структуры происходит двусная ориентация полимерных пленок, служащих стенками ячеек, причем в них могут возникать внутренние и сквозные микропоры [3]. Поэтому коэффициент диффузии газа в стенках, который в предложенной модели считался постоянным, в действительности может несколько изменяться со временем. Однако этот эффект проявится лишь в характере зависимости приведенного времени ξ от реального времени, а структура решений уравнений (23) и (24) останется неизменной. Это позволяет решать обратную задачу – оценивать зависимость коэффициента диффузии вспенивающего агента или натекающего газа в полимерной пены от ее деформации по известной кинетике процессов массопереноса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Langer R., Peppas N. // J. Macromolec. Sci. C. 1983. V. 23. № 1. P. 61.
2. Gurny R., Doelker E. // Biomaterials. 1982. V. 3. № 1. P. 27.
3. Берлин А. А., Шугов Ф. А. Химия и технология газонаполненных высокополимеров. М., 1980. С. 503.
4. Павлов В. А. Пеноизополистирол. М., 1973. С. 239.
5. Шкаловский Б. И., Эффрос А. Л. Электронные свойства легированных полупроводников. М., 1979. С. 416.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., 1954. С. 795.
7. Карслоу Г., Егер Д. Теплопроводность твердых тел. М., 1964. С. 487.
8. Kerner E. H. // Proc. Phys. Soc. B. 1956. V. 69. № 435. P. 802.
9. Vrentas J. S., Duda J. L. // J. Appl. Polymer Sci. 1977. V. 21. № 6. P. 1715.
10. Vrenas J. S., Liu H. T., Duda J. L. // J. Appl. Polymer Sci. 1980. V. 25. № 7. P. 1297.
11. Михайлов М. М. Влагопроницаемость органических диэлектриков. Л., 1960. С. 162.
12. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М., 1970. С. 720.
13. Иванов В. М., Шельтмайстер И. Э., Сажин Б. И. // Пласт. массы. 1984. № 10. С. 20.

Охтинское научно-производственное
объединение «Пластполимер»

Поступила в редакцию
24.XII.1985

DIFFUSION IN POROUS STRAINED POLYMER MEDIA

Gandel'sman M. I., Matveenko R. V., Budtov V. P.

Summary

The diffusion equation describing the transport of low-molecular impurity in strained polymer medium has been derived. The dependence of the effective macroscopic coefficient of diffusion for the gas-filled polymers having the polyhedron structure on structural parameters related with deformation was calculated. The rates of diffusional exit of the foaming agent from the granules of foamed PS and rates of flow of the aqueous vapor from the surroundings into granules were determined.