

УДК 541.183

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ АППРОКСИМИРУЮЩИХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ НЕРАВНОВЕСНОЙ ДИНАМИКИ ИОННОГО ОБМЕНА И ОСАЖДЕНИЯ

А. С. КАМЕНЕВ

(Кафедра прикладной атомной физики и радиохимии)

При выпуклой изотерме сорбции, как известно [1], в течение более или менее длительного периода времени устанавливается режим параллельного переноса фронта сорбируемого вещества, причем размытие этого фронта обуславливается неравновесными факторами кинетического характера (β) и эффектами, связанными с продольным массопереносом D^* .

Переход к координатам, движущимся со скоростью v стационарного фронта $z = x - vt$, позволяет свести уравнение динамики при начальных и граничных условиях, соответствующих фронтальной хроматографии с учетом продольных эффектов, к следующему уравнению:

$$\frac{D^*h}{v} \cdot \frac{d\varphi}{dz} = \varphi - \vartheta; \quad v = \frac{uh}{1+h};$$

$$\frac{d\vartheta}{dz} = \Psi(\beta, \varphi, \vartheta), \quad (1)$$

где ϑ и φ — безразмерная концентрация сорбируемого вещества соответственно в неподвижной и подвижной фазах; h — распределительное отношение; u — скорость потока; Ψ — символ кинетической функции.

Правильный выбор кинетической функции является самостоятельной проблемой, но для многих случаев ионного обмена и осаждения ионов удовлетворительные результаты дает феноменологическое приближенное уравнение внешнедиффузионного типа, которое в тех же координатах $z = x - vt$ имеет вид

$$\frac{d\vartheta}{dz} = \beta_1 [F(\vartheta) - \varphi], \quad (2)$$

где $\varphi_p = F(\vartheta)$ — уравнение изотермы (статически) сорбции.

Исключение dz из выражений (1) и (2) приводит к дифференциальному уравнению, не имеющему решения в квадратурах

$$G \frac{d\varphi}{d\vartheta} = \frac{\varphi - \vartheta}{F(\vartheta) - \varphi}; \quad G = \frac{D^*\beta_1(1+h)^2}{u^2}, \quad (3)$$

где G — безразмерный динамический параметр.

Точное решение этого уравнения в аналитическом виде невозможно вследствие неразделяемости переменных [7]. Искомое соотношение концентраций во фронте находится между соотношением Зельдовича $\varphi = \vartheta$ при $G \rightarrow 0$ и уравнением изотермы $\varphi = F(\vartheta)$ при $G \rightarrow \infty$. Качественный анализ его был предпринят в [1].

Предлагаемый нами прием состоит в построении некоторой функции, с необходимой точностью аппроксимирующей решение уравнения (3) в интервале изменения аргументов φ и ϑ ($0 \div 1$). Запишем эту функцию в следующей форме:

$$\varphi = \frac{1}{1+G} \{ \vartheta + GF[\vartheta, q(\vartheta, q_0)] \}, \quad (4)$$

где F — уравнение изотермы, но с переменным параметром крутизны q , зависящим от ϑ и статического параметра крутизны q_0 .

Тогда уравнение стационарного фронта примет вид

$$z(\vartheta) = \frac{D^*(h+1)}{uG} \int \frac{1+GF\vartheta}{F(\vartheta) - \vartheta} d\vartheta + \text{const}, \quad (5)$$

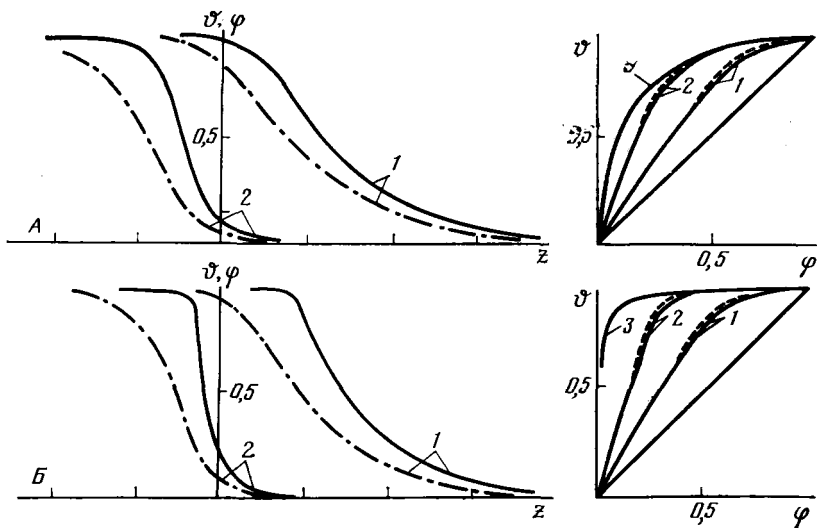


Рис. 1. Профили стационарного фронта и соотношения концентраций в динамическом режиме для ленгмюровской изотермы (7) при $a=10$ (А) и $a=100$ (Б) для различных значений G : 1,0 (1); 10 (2) и ∞ (3).

Сплошная линия — для твердой фазы z (v), штрих-пунктир — для жидкой z (ϕ), пунктир — точное численное решение.

где F'_ϕ — производная аппроксимирующей функции.

Рассмотрим изотерму ионного обмена Б. П. Никольского, которая для двух обменивающихся ионов Z_1 и Z_2 в безразмерных концентрациях может быть представлена

$$\frac{1-\phi}{\phi^\lambda} = B \frac{1-\varphi}{\varphi^\lambda}; \quad B = K_{1,2}^{Z_1} h^{1-\lambda}; \quad \lambda = \frac{Z_1}{Z_2}, \quad (6)$$

где $K_{1,2}$ — константа ионообменного равновесия. Рассмотрим случай выпуклых изотерм, когда $B < 1$. Тогда при $\lambda=1$ (равнозарядные ионы) возможен переход (6) к изотерме ленгмюровского типа

$$\varphi = \frac{\phi}{a-b\phi}, \quad a-b=1; \quad a=B^{-1}. \quad (7)$$

В этом случае функция F из (4) выглядит так:

$$F(\phi) = \frac{\phi}{A(\phi) - \phi A(\phi) + \phi}, \quad A(\phi) = \frac{A_0 k}{k - \phi}, \quad (8)$$

где k — некоторая константа, зависящая от G (3) и статической характеристики a (7), $A_0 = A(0)$. Подставляя теперь (8) и (7) в (3) и выполняя необходимые операции, получим

$$\frac{(A_0 k - A_0 k \phi + k \phi - \phi^2)^2 + A_0 k G (k - 2\phi + \phi^2)}{(1+G)(A_0 k - A_0 k \phi + k \phi - \phi^2)^2} = \frac{(a-b\phi)(k-\phi-A_0 k)}{A_0 k [G-b(1-\phi)] - (k-\phi)(b\phi+aG)}, \quad (9)$$

откуда при $\phi=0$ находим A_0 :

$$A_0 = \frac{[3aG + a - G(1+G)] + \sqrt{[3aG + a - G(1-G)]^2 + 4aG^2(1+G+aG)}}{2(1+G+aG)}, \quad (10)$$

а при $\phi=1$ определяем значение k

$$k = \frac{M}{2L} \left[1 + \left(1 - \frac{4LN}{M^2} \right)^{1/2} \right], \quad (11)$$

где

$$M = A_0(1+G)(aG-1) + 2[a(1+G) + 2+G], \\ L = A_0[(1+G)aG - A_0G^2 - 3G - 1] + G + a(1+G), \\ N = a + G + aG.$$

Сравнение аппроксимирующего выражения (8) с учетом (10), (11) и результатов точного численного решения уравнения (3) на ЭВМ показало вполне удовлетворительное их соответствие при различных значениях G даже для весьма выпуклых изотерм (рис. 1). Описанная ранее аппроксимация [4] давала ошибку и тем большую, чем круче была изотерма, особенно для значительных значений G .

Подставляя в (5) соотношение (8) и выполняя интегрирование, можно получить уравнение стационарного фронта для ленгмюровской изотермы при действии кинетики внешнедиффузного типа в явном виде

$$z(\theta) = \frac{D^*(1+h)}{u} \times \left\{ -\ln \left[1 + \frac{(k-1)(2A_0-1) - A_0^2 k}{A_0(A_0 k - k + 1)} \theta \right] - \right.$$

$$-\frac{G+A_0}{G(A_0-1)} \ln \vartheta + \left[1 + \frac{(1+G)(k-1)}{G(A_0k-k+1)} \right] \ln(1-\vartheta) + \text{const.} \quad (12)$$

Из выражения (12) следуют известные предельные случаи:

$$\text{при } G \rightarrow 0: A_0 \rightarrow a, k \rightarrow \infty (\varphi = \vartheta)$$

имеем

$$z(\vartheta) = \frac{u}{\beta b(1+h)} \ln \frac{1-\vartheta}{\vartheta^a} + \text{const.}, \quad (13)$$

$$\text{при } G \rightarrow \infty: A_0 \rightarrow a, k \rightarrow -\infty (\varphi = F(\vartheta))$$

имеем

$$z(\vartheta) = \frac{D^*(1+h)}{ub} \left[\ln \frac{(1-\vartheta)^\alpha}{\vartheta} - b \ln(a-b\vartheta) \right] + \text{const.} \quad (14)$$

На рис. 1 показаны также профили стационарного фронта, рассчитанные по (12), причем, используя графики соотношения концентраций, по имеющемуся профилю $z(\vartheta)$ для фазы ионита легко построить профиль концентрации в растворе $z(\varphi)$ и таким образом избежать затруднений при определении постоянной интегрирования из уравнения (14).

Из рис. 1 видно, что профиль концентрации в жидкой фазе как бы отстает от профиля в твердой, что является следствием выпуклости кривых динамического соотношения концентраций (4). Наличие довольно длинного прямолинейного участка функции $F[\vartheta, q(\vartheta)]$ позволяет легко определить значение производной F'_ϑ графическим способом, что важно при обработке экспериментальных данных.

Следует отметить, что при фиксированных значениях G параметр a (крутизна изотермы) мало влияет на выпуклость кривых динамического соотношения концентраций, наблюдается лишь больший изгиб кривой в точке $F'_\vartheta = 1$. Эта тенденция прослеживается и на кривых профиля стационарного фронта.

Отсюда ясно, что следует считать предельно выпуклой изотермой. Видимо, это изотерма с таким параметром крутизны a (7), подстановка которого в (8) при данном значении G позволяет получить соотношение, отличающееся от такового при $a = \infty$ не более чем на некоторое заданное значение в области концентраций ϑ , таких, при которых $F'_\vartheta \approx 1$.

При ионном обмене с $\lambda \neq 1$ изотерму (6) можно преобразовать, введя равновесный концентрационный параметр $s = \varphi/\vartheta$, тогда

$$\vartheta = \frac{1 - Ds^\lambda}{s(1 - Ds^{\lambda-1})}, \quad \varphi = \frac{1 - Ds^\lambda}{1 - Ds^{\lambda-1}}; \quad D = B^{-1}, \quad (15)$$

а уравнение (3) примет следующий вид:

$$G \frac{d\varphi}{d\vartheta} = \frac{\xi - 1}{s - \xi}, \quad (16)$$

где $\xi = \varphi_{\text{н}}/\vartheta$ — неравновесный параметр.

Оказалось, что аппроксимирующая функция (4) может применяться в форме (8), где переменный параметр крутизны A_λ^0 находится из (10) при подстановке $a = D^{1/\lambda}$, а k_λ из соотношения

$$k_\lambda = \frac{A_1(D, G)}{A_1(D, G) - A_\lambda^0(D^{1/\lambda}, G)}, \quad (17)$$

где $A_1(D, G)$ определяется из (8) с учетом (11) при $a = D$ и соответствует точке $\vartheta = 1$.

Данная аппроксимация несколько хуже совпадает с точным численным решением при $\lambda \neq 1$, особенно при больших G , однако при $0 \leq G \leq 2$, что наиболее часто встречается в практике ионного обмена, соответствие предлагаемой аппроксимации точному решению уравнения (16) вполне удовлетворительно ($\sim 10\%$) в точках максимального отклонения. Уравнение стационарного фронта ионного обмена при $\lambda \neq 1$ запишется в виде, аналогичном (12) с учетом сделанных выше замечаний.

Рассмотрим случай фронтального динамического осаждения ионов при действии внешнедиффузионной кинетики и изотермы вида [8]

$$\vartheta = 1 - P/\varphi^{1/\lambda}; \quad \varphi = \left(\frac{P}{1-\vartheta} \right)^\lambda; \quad \lambda = \frac{Z_1}{Z_2}, \quad (18)$$

для которой ранее нами были получены решения при $D^* = 0$ и $P \ll 1$ [3].

В общем случае с учетом продольных эффектов, который необходим при рассмотрении осаждения на крупнозернистых ионитах, заряженных осадителем, возьмем аппроксимирующую функцию в форме (4), которая для конкретного вида изотермы (18) записывается ($\lambda = 1$)

$$\varphi = \frac{1}{1+G} \left\{ \vartheta + G \frac{Q(\vartheta)}{1-\vartheta} \right\}; \quad Q(\vartheta) = Q_0(K\vartheta - K\vartheta^2 + 1), \quad (19)$$

где $Q_0 = Q(0)$; K — дополнительный параметр, который определяется из выражения, аналогичного (9), и может быть представлен при $P \ll \vartheta_{\text{min}}$ (допущение естественное для осадочной хроматографии) следующим образом:

$$K \approx \frac{\alpha(1+G) - 1}{GQ_0} - 1; \quad Q_0 = \frac{\alpha(1+G) + P}{1 + \alpha G}; \quad \alpha = \frac{\sqrt{4G+1} - 1}{2G}. \quad (20)$$

Тогда уравнение стационарного фронта динамического осаждения можно получить из (5) в виде

$$z(\vartheta) = \frac{D^*(1+h)}{u} \cdot \frac{\sqrt{4G+1} - 1}{2G - \sqrt{4G+1} + 1} \times$$

$$\times \ln \phi + \text{const}, \quad (21)$$

что совпадает с (12) при $a \rightarrow \infty$.

Проверка разработанной нами модели осуществлялась на примере ионного обмена меченых ионов цезия и йода соответственно на сильном полистирольном катионите Bio-Rad AG-50 \times 12 (12% ДВБ) в Н-форме и аналогичном анионите Bio-Rad AG-1 \times 10 (10% ДВБ) в формах OH, Cl и NO₃ методами радиохроматографии. Это позволило вести процесс, статика которого может быть описана изотермой (7) с различными параметрами крутизны a , зависящими от обменной пары.

Поскольку радиусы гидратированных ионов цезия и йода практически одинаковы $r_{\text{Cs}} = 2,42 \text{ \AA}$, $r_{\text{I}} = 2,38 \text{ \AA}$ [6], диффузионные

характеристики их также будут идентичны, что позволит сравнить результаты измерений динамических параметров при одинаковых значениях скорости потока u и зернения ионита d и разной крутизне изотермы. Кроме этого, динамические параметры определяли для каждой изотермы при различных значениях u и d . Концентрация растворов для катионного обмена была $c_0 = 0,05 \text{ н}$, а для анионного $c_0 = 0,03 \text{ н}$, что при различных обменной емкости смол $S_{0, i}$ и доли свободного пространства в приготовленных колонках κ ; давало в пределах ошибки одинаковые значения ионного (распределительного) отношения $h = 0,0085 (\pm 5 \%)$.

Эксперимент был организован следующим образом. Образцы смол вводили в виде водной суспензии в колонку поперечным сечением $0,77 \text{ см}^2$ на вибростенде для получения возможно более плотной и равномерной упаковки. Условие $d \ll d_{\text{кол}}$ соблюдалось для самой крупнозернистой смолы.

Подготовленная полностью колонка с ионитом укреплялась строго вертикально по отношению к двум плоскостям. Исследуемый раствор поступал с постоянной фиксированной скоростью под действием гидростатического давления. Скорость движения раствора u контролировалась в процессе измерений по объему вытекающей из колонки жидкости.

Сначала получали первичную фронтальную хроматограмму, соответствующую распределению обменивающегося иона в фазе ионита. Для этого после установления режима стационарного переноса вытесняли по-

движную фазу противотоком нейтральной жидкости (10%-ный раствор сахарозы) и получали колоночную кривую, измеряя активность метки вдоль колонки с помощью перемещающегося коллимированного скинтилляционного детектора, который регистрирует гамма-излучение от нуклидов ¹³⁴Cs и ¹²⁵I с достаточной эффективностью, даже при весьма жестком коллимировании потока.

Полученную кривую (для примера взята обмен $\text{I}^- \rightleftharpoons \text{Cl}^-$ переводили в безразмерные координаты и строили график $z_0(\phi)$ (рис. 2). Затем продолжали фильтрацию исходного раствора и, измеряя активность

$$z = V \frac{h}{(1+h) \pi r^2 \kappa} \quad (22)$$

проб равного объема на выходе из колонки, получали выходную кривую, соответствующую распределению обменивающегося иона в жидкой фазе. Переходя от объемных координат к линейным безразмерным, по формуле (22) строили график $z_0(\phi)$, совмещая его с кривой $z_0(\phi)$ так, чтобы нулевые точки совпадали.

Неопределенность такого метода уменьшается при большом числе повторностей (в нашем случае 5). Затем по имеющимся экспериментальным профилям стационарного фронта находили соотношение концентраций (рис. 2) в координатах ϕ и ϕ' . Достаточно прямолинейный участок этой кривой при начальных значениях концентраций позволяет без особых затруднений определить производную $\Phi'_{z, 0}$ в точке $\phi, \phi' = 0$ и получить значение безразмерного динамического параметра по следующей формуле:

$$G = \frac{a(1 - \Phi'_{z, 0})}{\Phi'_{z, 0}(a\Phi'_{z, 0} - 1)} = \frac{a(\Phi'_{z, 0} - 1)\Phi'_{z, 0}}{a - \Phi'_{z, 0}} \quad (23)$$

Дальнейшую обработку результатов производим по формулам (8), (10), (11) и (12) и вычисляем коэффициент продольного массопереноса из (12), что в символическом виде можно записать

$$D^* = \frac{uL}{(1+h)[z(\phi_i) - z(1-\phi_i)]}, \quad (24)$$

где L — экспериментально измеренная ширина фронта; ϕ_i — минимальная, надежно индуцируемая концентрация. Зная D^* и G (3), нетрудно рассчитать коэффициент внешнедиффузионного массообмена β_1 .

Экспериментальные данные и результаты расчетов представлены в табл. 1, 2, 3. Относительную ошибку $\pm \Delta \%$ определяли для 68% доверительного интервала.

Анализ данных табл. 2 и графическая их обработка позволили выявить некоторые закономерности, которые могут быть описаны полуэмпирическими формулами, пригодными для предвзвешенной оценки динамических и кинетических параметров, которые зависят от конкретных условий экспериментов, а именно от скорости подвижной фазы, зернения ионита и выпуклости изотермы сорбции. Так, безразмерный динамический параметр приближенно можно выразить

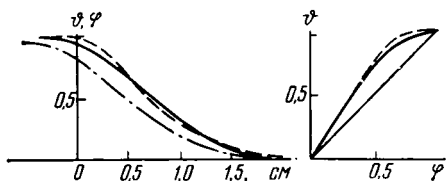


Рис. 2. Экспериментальные профили стационарного фронта и соотношения концентраций при обмене I^- на Cl^- по изотерме (7) для $a=33$. $G=0,92$; $L=1,6 \text{ см}$; $u=0,025 \text{ см/с}$; $D^*=0,0070 \text{ см}^2/\text{с}$; $\beta=0,0827 \text{ с}^{-1}$.

Остальные обозначения те же, что на рис. 1.

Константы ионообменного равновесия по изотерме (7)
для обмена равнозарядных ионов ($\lambda=1$)

Z_1	Z_2				
	H^+	H^+	OH^-	Cl^-	NO_3^-
Cs^+ I^-	3,5 (± 5) —	200 (± 5) —	— 84 (± 5)	— 33 (± 5)	— 10 (± 5)

Примечание. Здесь и в последующих таблицах в скобках дана относительная погрешность ($\Delta\%$) для одного стандартного отклонения. Обмен на H^+ (вторая колонка) из раствора $CsOH$ идет по уравнению $Cs^+ + RH \rightleftharpoons RCs + H_2O$ и в силу очень малой степени диссоциации воды описывается практически предельно выпуклой изотермой ($a=200$).

следующей зависимостью

$$G \approx \frac{0,0035}{\sqrt{ud}}, \quad (25)$$

где числовой коэффициент получен с точностью $\pm 9\%$. Анализ зависимости D^* от скорости потока и зернения смолы привел к такому приближенному выражению, где числовой коэффициент вычислен с точностью $\pm 17\%$.

$$D^* \approx 5,05 ud, \quad (26)$$

что в пределах ошибки совпадает с результатом, представленным в [2]. Тогда согласно выражению для G (3) находим оценочное соотношение для коэффициента внешнедиффузионного массообмена

$$\beta_1 \approx \frac{0,0064 \sqrt{u}}{d^{1,5}}, \quad (27)$$

где числовая константа получена с точностью 21% . Формула (27) аналогична соотношению, приводимому в [5, 9]. В рассматриваемом случае крутизна изотермы обмена не оказывала заметного влияния на кинетические и динамические параметры.

И, наконец, была проанализирована зависимость размытия фронта L от условий эксперимента (табл. 3). В результате графической обработки данных с применением аппроксимирующих функций удалось получить полуэмпирическое соотношение для оценки степени размытия фронта

$$L \approx \frac{2600 \sqrt{ud}^{1,5}}{\ln a}, \quad (28)$$

где числовой коэффициент вычислен с точностью $\pm 25\%$.

На рис. 2 видно, что экспериментальные данные вполне удовлетворительно совпадают с результатами расчетов по формулам, полученным из нашей модели. Некоторый завал фронта в области высоких относительных концентраций можно объяснить как проявление внутريدиффузионных эффектов, так и погрешности, вызванной недостаточной жесткой коллимацией излучения. Однако использование очень узких щелей уменьшает эффективность регистрации и требует

Т а б л и ц а 2

Значения кинетических и динамических параметров, усредненные по всему ионообменному эксперименту ($h = 0,0085 \pm 5\%$, $\Phi_i = 0,05$, изотерма (7), $\lambda = 1$)

d , см	u , см/с	G	D^* , см ² /с	β_1 , с ⁻¹
0,06 (± 50)	0,025 ($\pm 2,1$)	0,98 (± 6)	0,007 ($\pm 7,5$)	0,089 (± 9)
	0,1 ($\pm 1,8$)	0,357 ($\pm 8,5$)	0,033 (± 11)	0,111 (± 14)
	0,31 ($\pm 1,9$)	0,235 (± 8)	0,127 (± 12)	0,181 (± 15)
	0,025 ($\pm 1,6$)	1,59 ($\pm 7,5$)	0,00237 (± 8)	0,444 (± 17)
0,02 (± 20)	0,1 ($\pm 1,8$)	0,852 (± 9)	0,01 (± 11)	0,848 (± 15)
	0,31 ($\pm 2,2$)	0,415 ($\pm 13,5$)	0,0324 (± 14)	1,226 (± 18)
	0,025 ($\pm 2,0$)	2,1 (± 24)	0,0015 (± 29)	0,912 (± 34)
	0,1 ($\pm 1,6$)	1,156 (± 15)	0,0051 (± 17)	2,348 (± 21)
0,005 (± 20)	0,31 ($\pm 1,9$)	0,82 (± 17)	0,0192 (± 21)	3,99 (± 26)
	0,025 (± 2)	3,1 (± 34)	0,00072 (± 38)	2,64 (± 51)
	0,1 ($\pm 2,2$)	1,495 (± 28)	0,0032 (± 41)	4,69 (± 59)
	0,31 ($\pm 2,1$)	0,946 (± 22)	0,0071 (± 25)	12,31 (± 32)

использования слишком больших активностей меченого вещества, что противоречит правилам техники радиационной безопасности.

Заключение

Получено аналитическое выражение, весьма удовлетворительно аппроксимирующее точное решение задачи неравновесной динамики сорбции с учетом продольных эффек-

Изменение L (см) в зависимости от значений a , u и d

d , см	u , см/с	a				
		3,5	10	33	84	200
0,06 (± 50 %)	0,025	3,7	2,1	1,7	1,3	1,3
		(± 5)	(± 4)	(± 3)	(± 5)	(± 4)
	0,1	9,1	4,9	4	3,4	3,0
		(± 3)	(± 3)	(± 4)	(± 4)	(± 3)
	0,31	16	9,3	6,9	6,6	4,3
		(± 1)	(± 2)	(± 2)	(± 2)	(± 2)
0,02 (± 20)	0,025	1,2	0,6	0,4	0,3	0,3
		(± 6)	(± 5)	(± 6)	(± 7)	(± 8)
	0,1	1,8	0,8	0,6	0,55	0,5
		(± 4)	(± 6)	(± 5)	(± 7)	(± 7)
	0,31	3,2	1,3	0,9	1,0	1,0
		(± 4)	(± 5)	(± 6)	(± 6)	(± 5)
0,01 (± 20 %)	0,025	0,4	0,3	—	—	—
		(± 10)	(± 8)	—	—	—
	0,1	0,6	0,45	0,2	0,2	0,2
		(± 8)	(± 7)	(± 7)	(± 10)	(± 10)
	0,31	0,8	0,6	0,4	0,3	0,3
		(± 8)	(± 6)	(± 8)	(± 7)	(± 8)
0,005 (± 20 %)	0,025	0,2	—	—	—	—
		(± 10)	—	—	—	—
	0,1	0,25	0,2	—	—	—
		(± 10)	(± 10)	—	—	—
	0,31	0,3	0,15	0,15	0,13	0,1
		(± 8)	(± 10)	(± 10)	(± 10)	(10)

тов на асимптотической стадии при действии внешнедиффузионной кинетики для ленгмюровских изотерм любой крутизны, в частности ионообмена.

Найдено аналитическое решение для динамического осаждения ионов.

Экспериментально на примере ионного обмена равновалентных ионов показана адекватность описания динамического процесса

модельными уравнениями и выведены полуэмпирические соотношения для оценки динамических и кинетических параметров.

Показано, что практически для всех случаев динамики ионного обмена безразмерный параметр размытия больше нуля (25), откуда следует более или менее сильное нарушение соотношения Зельдовича.

ЛИТЕРАТУРА

1. Биксон Я. М. К оценке длины работающего слоя в динамике сорбции на реальном зернистом адсорбенте. — Журн. физ. химии, 1953, т. 27, № 10, с. 1530—1534.
2. Вернидуб В. Д. Исследование динамики ионообмена при переменном коэффициенте массопередачи. — Автореф. канд. дис. Новочеркасск, 1974.
3. Каменев А. С., Рачинский В. В. Уравнение стационарного фронта динамического осаждения разновалентных ионов. — Изв. ТСХА, 1977, вып. 3, с. 207—210.
4. Краманович В. Ф., Вернидуб В. Д., Комаровский А. А. — В сб.: Кинетика и динамика физической адсорбции. М.: Наука, 1973, с. 158—159.
5. Никашина В. А., Рубинштейн Р. Н. Определение внешнедиффузионного кинетического коэффициента из динамического опыта. — Журн. физ. химии, 1971, т. 45, № 11, с. 2842—2844.
6. Полинг Л. Общая химия. М.: Мир, 1974.
7. Рачинский В. В. Введение в общую теорию динамики сорбции и хроматографии. М.: Наука, 1964.
8. Рачинский В. В., Лурье А. А. Изотерма осаждения. — Докл. АН СССР, 1963, т. 152, № 6, с. 1365—1368.
9. Сенявин М. М., Рубинштейн Р. Н., Веницианов Е. В., Галкина Н. К., Комарова И. В., Никашина В. А. Основы расчета и оптимизации ионообменных процессов. М.: Наука, 1972.

Статья поступила 20 ноября 1980 г.

SUMMARY

An asymptotic solution of non-linear dynamic equations of the ion-exchange and sediment chromatography for the film kinetics is obtained, in view of axial diffusion. The radiochromatographic experiment showed an adequate description of the asymptotic chromatography by our model.

Semi-empirical equations for evaluating the dynamic and kinetic parameters that connect velocity of the liquid phase and grain-size of ionite are obtained.