

П. И. ОЖЕГОВ, А. В. МЕРЗЛЯКОВ, Л. Л. КУНИН

**К ТЕОРИИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА КЛАУЗИНГА**

(Представлено академиком А. П. Виноградовым 21 XII 1970)

При обработке экспериментальных данных эффузионных измерений вероятности преодоления молекулами прямых круговых цилиндрических каналов (коэффициенты Клаузинга) рассчитывают, как правило, по приближенным формулам Кеннарда (1):

$$K = \begin{cases} \frac{1}{1 + 0,5(H/R)} & \text{при } 0 \leq H/R < 1,5, \\ \frac{1 + 0,4 H/R}{1 + 0,95H/R + 0,15 (H/R)^2} & \text{при } H/R \geq 1,5, \end{cases} \quad (1)$$

где  $H$  и  $R$  — высота (длина) и радиус канала соответственно.

В работе (2) приведены коэффициенты Клаузинга для каналов цилиндрической и конической формы, когда в вершине конуса находится точечный источник излучения. При этом цилиндрический канал рассматривается как предельный случай конического канала.

В настоящей работе задача о влиянии геометрических параметров системы на вероятности преодоления молекулами прямого кругового цилиндрического канала решена методом математического эксперимента с учетом многократного отражения молекул от стенки цилиндра при следующих основных допущениях: 1) средний свободный пробег молекул значительно больше поперечных размеров канала; 2) стенки канала индифферентны к молекулам пара (газа); 3) угловое распределение молекул, входящих в канал через нижнее сечение, а также отражение молекул от стенки канала подчиняется закону косинусов Кнудсена.

Обозначим через  $N$  количество молекул, поступающих в канал через нижнее сечение за единицу времени. Тогда выраженная в единицах  $N/\pi R^2$  интенсивность молекулярного потока в цилиндрическом канале может быть описана системой интегральных уравнений Фредгольма второго рода:

$$n(r_1) = \frac{NH^2}{\pi^2 R^2} \int_0^R r_2 dr_2 \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{(H^2 + r_1^2 + r_2^2 - 2r_1 r_2 \cos \varphi)^2} + \\ + \frac{R}{\pi} \int_0^H n(h_1) (H - h_1) dh_1 \int_0^{2\pi} \frac{R - r_1 \cos \varphi}{[R^2 + r_1^2 + (H - h_1)^2 - 2Rr_1 \cos \varphi]^2} d\varphi; \quad (2)$$

$$n(h) = \frac{Nh}{\pi^2 R^2} \int_0^R r_2 dr_2 \int_0^{2\pi} \frac{R - r_2 \cos \varphi}{(R^2 + r_2^2 + h^2 - 2Rr_2 \cos \varphi)^2} d\varphi + \\ + \frac{4R^3}{\pi} \int_0^H n(h_1) dh_1 \int_0^{2\pi} \frac{\sin^4 \varphi / 2}{[(h - h_1)^2 + 4R^2 \sin^2 \varphi / 2]^2} d\varphi; \quad (3)$$

$$n(r_2) = \frac{R}{\pi} \int_0^H n(h_1) h_1 dh_1 \int_0^{2\pi} \frac{R - r_2 \cos \varphi}{(R^2 + r_2^2 + h_1^2 - 2Rr_2 \cos \varphi)^2} d\varphi, \quad (4)$$

диаметра волокна до и после нанесения на него жидкости, путем сопоставления отношения диаметра к длине волокна между метками, откуда определялась толщина устойчивого жидкого слоя. Предварительно на волокно наносились метки или использовались микро неоднородности на поверхности волокна.

Названный метод использован для определения толщины жидких слоев на волокнах из перхлорвинила — ФПП, диаметром от 0,068 до 2,56  $\mu$  и стекла диаметром от 0,34 до 18,5  $\mu$ . Так как измерение толщины жидкого слоя проводилось при помощи ЭМ, использовалось силиконовое масло ВКЖ-94 с упругостью пара  $10^{-6}$  мм рт. ст. при вакууме  $10^{-4}$  мм рт. ст. На рис. 1а точки являются средними из 3—8 измерений для волокон диаметром до 5  $\mu$ , а для волокон диаметром более 5  $\mu$  — единичные замеры; на рис. 1б средние величины из 3 замеров.

Полученные результаты показывают, что толщина слоя жидкости на толстых волокнах диаметром больше 5  $\mu$ , очевидно, не зависит от диаметра волокна и соизмерима с толщиной пленок на плоской поверхности. Устойчивые слои на субмикронных волокнах тоньше, чем на плоских поверхностях, и величина их является функцией диаметра волокна. Вероятно, причину этих закономерностей следует искать в том факте, что во взаимодействии между молекулами жидкости и твердого тела участвуют не только наружные слои молекул волокна, но и лежащие более глубоко. Отсюда кривизна поверхности твердого тела должна существенно влиять на силу этого взаимодействия. Зависимость толщины слоя жидкости на волокне от диаметра волокна может служить мерой действия межмолекулярных сил взаимодействия между жидкостью и материалом волокна.

Все сказанное выше относится к системе туман — волокно, если материал волокна смачивается веществом тумана. При фильтрации высокодисперсных туманов, несмачивающих материал волокна, на волокнах диаметром меньше 0,2  $\mu$  всегда образуется жидкий устойчивый слой. Для более толстых волокон, как показали предварительные опыты в газовой камере ГУ-2 электронного микроскопа УЭМВ-100К<sup>(4)</sup>, в зависимости от диаметра волокна может наблюдаться как полное, так и неполное смачивание. Опыты проводились для системы перхлорвиниловые волокна ФПП — 75% водный раствор глицерина, в макросостоянии не смачивающий волокна, на волокнах диаметром от 0,012 до 0,45  $\mu$ .

Результаты наблюдений показали, что для случая несмачивающихся волокон существует, видимо, переходная область с диаметром волокна 0,2  $\mu$ , ниже которой всегда наблюдается смачивание — равномерное растекание жидкости по волокну и образование вторичных капель в форме ундулоида, как и для смачивающихся волокон.

На волокнах ФПП, диаметр которых превышает диаметр волокон переходной области, не всегда наблюдается сплошной равномерный слой жидкости из-за отсутствия смачивания поверхности волокна. Образующиеся вторичные крутые капли несимметричны относительно волокна, неустойчивы и легко скатываются с него. При непрерывной подаче тумана на фильтр и большем количестве жидкости в фильтре волокна могут быть полностью смочены жидкостью.

Физико-химический институт  
им. Л. Я. Карпова  
Москва

Поступило  
8 II 1971

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> И. В. Петрянов, Н. Д. Розенблюм, ДАН, 11, № 4 (1948). <sup>2</sup> В. С. Бондаренко, Тр. Грозненск. нефт. инст., сборн. № 4, 195 (1948). <sup>3</sup> G. L. Fairs, Trans. Inst. Chem. London, 36, 475 (1958). <sup>4</sup> Б. Ф. Садовский, Г. И. Баберкина и др., Зав. лаб., 35, № 4 (1969). <sup>5</sup> И. Г. Стоянова, Изв. АН СССР, сер. физич., 23, № 4, 490 (1959).