

# ВРЕМЕННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ МАССОПЕРЕНОСА ПРИ ЭЛЕКТРОСЕПАРАЦИИ

Ф.П. Гросу, М.К. Болога, В.И. Леу, Ал.М. Болога

*Институт прикладной физики АН Молдовы,  
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, [mbologa@phys.asm.md](mailto:mbologa@phys.asm.md)*

Сформулирована одномерная задача массопереноса при электрической сепарации в электрическом фильтре с учетом его конструктивных особенностей. Окончательной целью работы является нахождение концентрации на выходе из электрофильтра как функции времени, то есть характеристики, используемой при практической эксплуатации электрофильтров, а также в экспериментальных исследованиях. Для этого пространство электрофильтра разделено на две зоны: эмиттера (очистки) и коллектора. Задача решается методом усреднения по всему объему электрофильтра и указанным областям. В результате она свелась к аппроксимации концентрации и ее производной по координате в пограничной плоскости, разделяющей зоны эмиттера и коллектора. При этом концентрация аппроксимирована введением усредняющего параметра, а производная – на основе идей пограничного слоя. Благодаря решению полученного дифференциального уравнения приведены частные решения, которые согласуются с опытными данными.

УДК 665:37.014

## ВВЕДЕНИЕ

В работе [1] приведены результаты экспериментальных исследований процесса электрической очистки (ЭО) подсолнечного масла от высокоомных восковых частиц. При этом установлено, что частицы оседают на поверхностях ловушек электрического фильтра (ЭФ) в виде сплошного слоя зарядом противоположного знака коллектора. Аналогичные исследования проводились [2] по ЭО трансформаторного масла от полупроводящих (окись хрома  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ) или проводящих частиц (угольные), и очистка оказалась достаточно эффективной. В общих чертах разница между приведенными примерами состоит в том, что частицы во втором случае оседают в фильтрующий элемент (коллектор) не в виде прилипшего слоя, а в форме облака частиц, рассеянного по всему элементу. Это различие свидетельствует о том, что высокоомные частицы воска являются носителями гетерозаряда по отношению к коллектору и захватываются им. Полупроводящие и проводящие частицы также выполняют функцию носителей гетерозарядов, иначе бы не двигались к очистительному элементу (коллектору), однако, дойдя до электродов-ловушек, в силу их проводящей природы, отдают заряд и перезаряжаются, превращаясь в гомозаряды. Следовательно, после перезарядки они создадут противоположный поток массы точно так же, как обычная диффузия. Авторами [3] рассмотрен данный эффект и введена поправка к обычному коэффициенту диффузии в виде добавки, названной «электрическим» коэффициентом диффузии, который согласно числовым оценкам может значительно превысить обычный коэффициент диффузии. Таким образом, в случае высокоомных частиц (восковых) диффузионные процессы практически не проявляются, в то время как для полупроводящих или проводящих они существенны, особенно электродиффузионные.

Кроме электродиффузионных явлений, в [3] рассмотрено стационарное распределение концентрации в межэлектродном пространстве ЭФ. Причем распределение относится к одному циклу ЭО, то есть к одному объему рабочей ячейки в гидростатических условиях, при которых рабочая среда (смесь) не вводится и не выводится из ячейки. Полученное решение, помимо зависимости концентрации от координаты  $z$ , путем интегрирования по ней позволяет найти остаточную (теоретически при  $t \rightarrow \infty$ ) концентрацию дисперсных частиц. Вместе с тем важной характеристикой любого электрофильтра является *время очистки*, его нельзя найти на основе стационарных решений задачи. Кроме того, экспериментальные данные по электрической фильтрации обычно приводятся в виде зависимостей концентрации на *выходе* ЭФ от времени (рис. 1). Для теоретической интерпретации этих зависимостей необходим поиск нестационарных характеристик. В этой связи данная работа, являясь в определенной степени продолжением [3], преследует цель ответить на эти вопросы. С учетом сложности решения нестационарных задач ищались приближенные подходы, доступные для инженерных расчетов по оптимизации и созданию электрических фильтров. Поскольку при дальнейшем рассмотрении большое значение имеют конструктивные особенности фильтра и принцип его действия, приведем краткое его описание согласно [1].

## КОНСТРУКТИВНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА

Схематически экспериментальный электрофильтр представлен на рис. 1. На верхний электрод 1, представляющий медную проволоку с перфорированной изоляцией, подавалось отрицательное напряжение. По аналогии с газами перфорации играли роль коронирующих игл, и при достаточном напряжении на них возникал «коронный» разряд, сопровождаемый «электрическим ветром» (ЭВ).

Этот электрод с насечками (перфорациями) 3 является эмиттером (инжектором зарядов). Противоположным электродом служила заземленная пластина 2, вблизи которой смонтирована система металлических пластинок 4, электрически заизолированных от электродов 1 и 2. Пластины принимали потенциалы окружающей среды («плавающие» потенциалы). Такая система играла роль электрических ловушек примесных частиц. Разделение фаз происходит за счет того, что дисперсная составляющая в поле коронного разряда (эмиттера) заряжается (в нашем случае – отрицательно) и под действием кулоновских сил  $q \cdot E$  отталкивается вниз к противоположному электроду, где частицы и попадают в ловушки. Поэтому противоположный электрод вместе с ловушками играет роль коллектора частиц, о чем уже упоминалось. Заметим, что при указанном на рис. 1 расположении ЭФ частицы оседают в коллектор и за счет сил тяжести  $m_0 \cdot g$ , где  $m_0$  – масса частиц. Более того, электрический ветер также благоприятствует конвективному переносу частиц в коллектор с некоторой эффективной скоростью  $v$ . Роль ЭВ состоит и в выравнивании концентрации по объему электрофильтра.

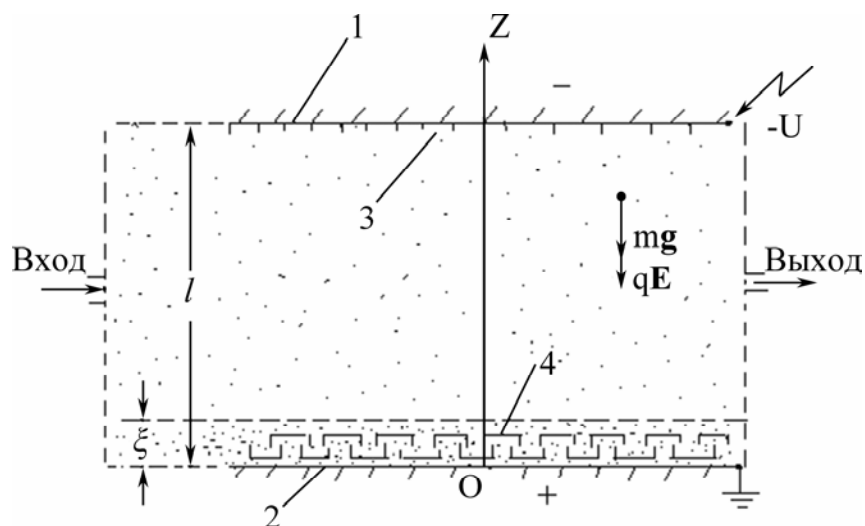


Рис. 1. Принципиальная конструкция электрофильтра

В дальнейшем полагаем, что коллектор занимает пространство шириной  $\xi$ , а остальное пространство шириной  $l - \xi$ , где  $l$  – расстояние между электродами, назовем зоной эмиттера, или очистки (рис. 1).

### МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эти вопросы детально рассмотрены в работе [1], здесь же коснемся их для понимания существа постановки задачи и ее решения. Прежде всего, заметим, что ЭО можно провести в двух режимах: статическом и динамическом. В первом – рабочая ячейка заполняется исследуемой смесью, затем в отсутствие подачи и эвакуации жидкости включается электрическое поле и начинается разделение фаз – дисперсные частицы перемещаются вниз (рис. 1), покидая зону очистки и одновременно заполняя коллекторную. Через определенные промежутки времени (5 мин) из зоны очистки через эвакуационный вентиль брались незначительные по объему пробы для определения концентрации в них.

Во втором случае рабочая среда подается и отводится из рабочей ячейки непрерывно. Естественно, чем больше расход, тем менее эффективна очистка, ибо не вся поступающая в ячейку жидкость успевает пройти обработку. При весьма малых расходах жидкости качество очистки приближается к статической. В дальнейшем при теоретических анализах будем ограничиваться рассмотрением статической очистки, то есть «одноразовой» сепарации, при которой общая масса примесей отделяется от замкнутой фазы к фронтальному входу в коллектор, оставаясь постоянной по всему объему рабочей ячейки в любой момент времени. Решив статическую задачу, можно приступить к динамической – проточной очистке.

Типичные результаты [2] приведены на рис. 2 – относительные концентрации  $\varphi/\varphi_0 \equiv \varphi^*(t)$  в массовых процентах в зависимости от времени  $t$ . Кривые 1, 2 соответствуют постоянному расходу жидкости при различных напряжениях  $U$  на электрофильтре. С повышением  $U$  глубина очистки увеличивается. Кривая 3 свидетельствует о том, что высокую эффективность очистки можно достичь и при больших расходах  $Q$  путем увеличения напряжения на электрофильтре.

Просматривается экспоненциальный характер уменьшения относительной концентрации  $\varphi/\varphi_0 \equiv \varphi^*(t)$  со временем  $t$ , и по истечении 15–20 мин очистка практически прекращается. Причем прекращается ли процесс асимптотически или внезапно, трудно сказать, поскольку по физическим соображениям возможны оба случая. Аналогичные экспериментальные результаты относительно прекращения очистки наблюдаются и в случае непроводящих микронных восковых частиц [1], то есть высокоомных в подсолнечном масле, которые объяснены двояко [4]: экранировкой поля объемным гетерозарядом слоя частиц, осевших на поверхности коллектора, либо электрическим сопротивлением этого слоя.

Однако для полупроводящих и проводящих частиц такое объяснение непригодно из-за перезарядки частиц на коллекторе, ввиду их достаточно большой электропроводности. Как отмечалось, частицы образуют не прилипший слой, а рассеянное по пространству коллектора облако (см. рис. 1). Поэтому в этих задачах массопереноса существенную роль должна играть диффузия, которая рассмотрена ранее [3], и показано, что следует также учесть упомянутую «электрическую» диффузию. В связи с изложенным рассмотрим задачу о нестационарном массопереносе.

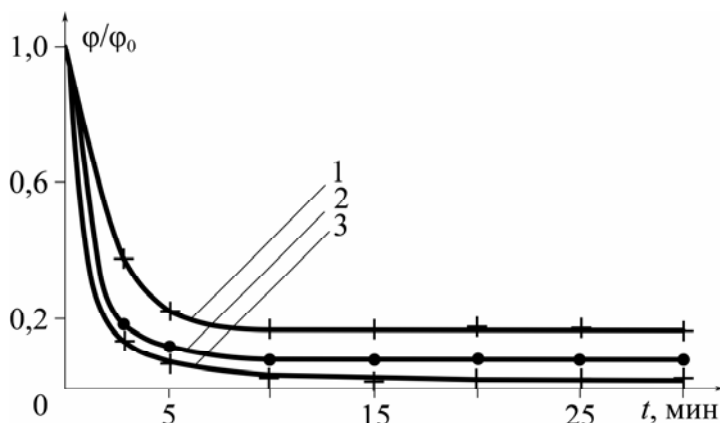


Рис. 2. Зависимость остаточной концентрации примеси частиц  $Cr_2O_3$  в трансформаторном масле от времени.  $\varphi_0 = 0,05\%$ ,  $U, 10^3 B$ : 1 – 6; 2 – 9; 3 – 15;  $Q, ml/min$ : 1, 2 – 7,0; 3 – 10,0

### ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В условиях экспериментальной ситуации (рис. 1) предстоит теоретически интерпретировать кривые, представленные на рис. 2, но первоначально следует уточнить, о какой концентрации идет речь. Поскольку пробы для измерений брались из зоны очистки « $l-\xi$ », то на вертикальной оси рис. 2 отложены средние концентрации из этой зоны (см. «Выход» на рис. 1). Таким образом, ставится задача о нахождении средней концентрации примесей в зоне очистки как функции времени. Обозначив зону коллектора цифрой «1», зону эмиттера – цифрой «2», соответственно средние концентрации в этих областях – как функции от времени  $\bar{\varphi}_1(t)$  и  $\bar{\varphi}_2(t)$ , находим  $\bar{\varphi}_2(t)$ .

Для этого исходим из общих уравнений конвективной диффузии [5], модифицированных в [3]:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} = D_* \cdot \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + w \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad 0 < z < l, \quad (1)$$

где  $l$  – расстояние между электродами (рис. 1), и введено обозначение

$$w \equiv \frac{b|q|j}{\sigma} + v + m_0 g b$$

– величина суммарной эффективной скорости; первое слагаемое представляет сквозную скорость, обусловленную кулоновской силой;  $b$  – подвижность частиц;  $q$  – электрический заряд;  $E = j/\sigma$ ;

$j$  – плотность тока разряда;  $\sigma$  – удельная электропроводность;  $v$  – «эффективная» скорость электрического ветра, которая может быть оценена согласно [6]:

$$v = c \cdot \frac{v}{d} \cdot \left( \frac{j d^3}{k \gamma v^2} \right)^{1 \rightarrow 0,5},$$

где  $v = \eta/\gamma$  – кинематическая вязкость;  $\kappa$  – подвижность ионов знака коронирующего электрода;  $d$  – характерный размер коронирующего электрода;  $c$  – коэффициент пропорциональности,  $c \sim 1$ . Показатель степени уменьшается от 1 до 0,5 по мере развития ЭВ от ламинарного режима до турбулентного. Для общности и сравнений учтена и скорость, обусловленная силой тяжести частиц, – последнее слагаемое.

В уравнении (1) под  $D_*$  следует подразумевать обобщенный коэффициент диффузии [3]:

$$D_* \equiv D + \frac{b m_0 \cdot j^2}{\gamma \cdot \sigma} \cdot \left| \frac{d\tau}{d\varphi} \right|. \quad (2)$$

Второму слагаемому в (2) можно придать смысл «электрического» коэффициента диффузии, обозначив

$$D_e \equiv \frac{b m_0 \cdot j^2}{\gamma \cdot \sigma} \cdot \left| \frac{d\tau}{d\varphi} \right|, \quad (3)$$

где  $\tau = \varepsilon/\sigma$  – время электрической релаксации, а подвижность частиц определяется из формулы Стокса [5]

$$b = 1/(6\pi\eta r), \quad (4)$$

причем, зная эту величину, обычный коэффициент диффузии можно найти по формуле Эйнштейна:

$$D = kT b = kT/(6\pi\eta r), \quad (5)$$

где  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – абсолютная температура.

К уравнению (1) следует привести начальные и граничные условия. Считаем, что концентрация в начальный момент времени  $t = 0$  постоянна, равная  $\varphi_0$ , по всему объему экспериментальной ячейки. Кроме того, положим, что на твердой непроницаемой поверхности коллектора (при  $z = 0$ ) и на верхнем электроде (при  $z = l$ ) плотности потоков массы, даваемые формулой

$$i = D_* \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial z} + w \cdot \varphi,$$

равны нулю. Таким образом, краевые условия гласят:

$$\varphi(z, t)|_{t=0} = \varphi_0 = \text{const}; \left( D_* \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial z} + w \cdot \varphi \right) \Big|_{z=0; l} = 0. \quad (6)$$

В работе [3] решена стационарная задача ( $\partial \varphi / \partial t = 0$ ), когда плотность потока массы равна нулю при любых  $z$ . Далее рассмотрим нестационарное уравнение (1) под аспектом задачи о нахождении средней во времени концентрации в зоне очистки, то есть функции  $\overline{\varphi_2}(t)$ . Строго говоря, решение требует знания полного распределения  $\varphi(z, t)$ , которое, однако, найти весьма сложно. Поэтому будем искать приближенное решение, пригодное для физической трактовки экспериментальных данных и в конечном счете – для инженерных расчетов.

#### РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Как уже отмечалось, пространство внутри фильтра разбивается на две области. Пусть распределение концентрации в какой-то момент времени  $\varphi(z, t)$  имеет вид согласно рис. 3. Равенство  $z = \xi$

есть уравнение плоскости, разделяющей эти две области. Площадь, ограниченная сверху кривой  $\varphi(z, t)$ , снизу – отрезком оси абсцисс  $0 \leq z \leq l$ , на основе теоремы о среднем равна:

$$S_0 = \int_0^l \varphi(z, t) \cdot dz = l \cdot \bar{\varphi}, \quad (7)$$

где черта означает среднее значение. Покажем, что оно равно начальной концентрации:  $\bar{\varphi} = \varphi_0$ . Действительно, поскольку вся масса по объему ячейки в процессе разделения может лишь перераспределяться, оставаясь в целом постоянной, то будем иметь:

$$m = \int_{(m)} dm = \gamma \int_0^l \varphi \cdot S \cdot dz = \gamma \cdot S \cdot \int_0^l \varphi \cdot dz = \gamma \cdot S \cdot l \cdot \bar{\varphi} = \gamma \cdot V \cdot \bar{\varphi} = \gamma \cdot V \cdot \varphi_0 \Rightarrow \bar{\varphi} = \varphi_0 \quad (8)$$

– требуемое равенство. Здесь  $S$  – площадь поперечного (рабочего) сечения ЭФ.

С другой стороны, интеграл (7) можно разбить на сумму двух (см. рис. 3):

$$S_0 = S_1 + S_2 = \int_0^{\xi} \varphi(z, t) \cdot dz + \int_{\xi}^l \varphi(z, t) \cdot dz \Rightarrow l \cdot \varphi_0 = \xi \cdot \bar{\varphi}_1(t) + (l - \xi) \cdot \bar{\varphi}_2(t) = \text{const}, \quad (9)$$

где  $S_1$  и  $S_2$  – площади под кривой  $\varphi(z, t)$  над отрезками  $[0; \xi]$  и  $[\xi; l]$  соответственно. Точки  $\xi_1$  и  $\xi_2$  – центры кривых  $\varphi_1(z, t)$  и  $\varphi_2(z, t)$  над указанными отрезками. При получении равенств (8), (9), как и (7), использована теорема о среднем.

Прямое определение величины  $\bar{\varphi}_2(t)$  получается интегрированием уравнения (1) по переменной  $z$  в пределах  $\xi \leq z \leq l$  (см. рис. 1, 3):

$$\int_{\xi}^l \frac{\partial \varphi}{\partial t} dz = \int_{\xi}^l \frac{\partial}{\partial z} \left( D_* \frac{\partial \varphi}{\partial z} + w \cdot \varphi \right) \cdot dz \Rightarrow (l - \xi) \cdot \frac{d\bar{\varphi}_2(t)}{dt} = -D_* \cdot \frac{\partial \varphi(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=\xi} - w \cdot \varphi(z, t) \Big|_{z=\xi}, \quad (10)$$

где в крайнем интеграле слева был изменен порядок дифференцирования и интегрирования, а справа – учтено второе из граничных условий (6). Последнее уравнение и есть основное дифференциальное уравнение, из которого предстоит найти искомую функцию  $\bar{\varphi}_2(t)$ .

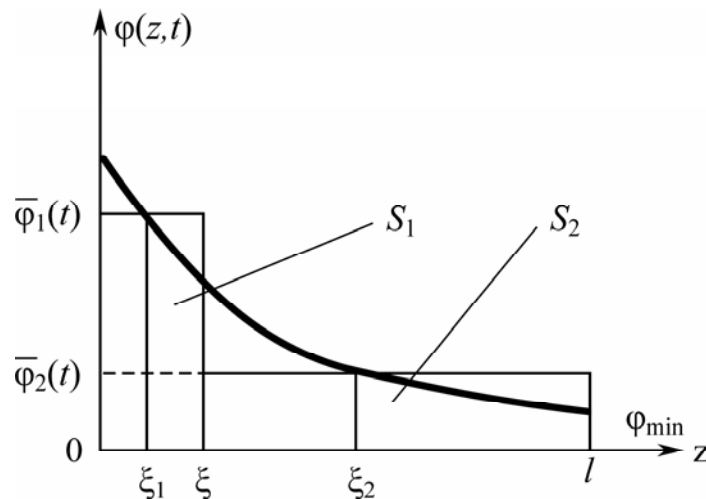


Рис. 3. Распределение  $\varphi(z, t)$  по зонам

Как следует из правой части (10), для этого необходимо знание концентрации  $\varphi(\xi, t)$  на границе раздела рассматриваемых областей  $z = \xi$ , как функции времени  $t$ , а также соответствующей производной  $\frac{\partial \varphi(\xi, t)}{\partial z}$  на той же границе. Поскольку речь идет о приближенном решении, то указанные функции будем аппроксимировать посредством искомой  $\bar{\varphi}_2(t)$ , относительно которой составлено дифференциальное уравнение (10).

Начнем с последнего слагаемого (10), главного фактора очистки, пренебрегая для начала диффузионным переносом (первым слагаемым справа (10)). В этом случае ( $D_* = 0$ ) в нулевом приближении можем просто положить  $\varphi(\xi, t) = \overline{\varphi_2(t)}$ , и тогда уравнение (10) даст

$$(l - \zeta) \cdot \frac{d\overline{\varphi_2(t)}}{dt} = -w \cdot \overline{\varphi_2(t)} \quad (11)$$

с решением

$$\overline{\varphi_2(t)} = \varphi_0 \cdot \exp[-wt/(l - \xi)], \quad (12)$$

которое вполне подходит для нулевого приближения, в общем согласуясь и с опытными данными.

Однако есть возможность дальнейшего уточнения решения, заметив согласно рис. 3, что аппроксимируемая величина удовлетворяет неравенству  $\overline{\varphi_2(t)} \leq \varphi(\xi, t) \leq \overline{\varphi_1(t)}$ , а это означает, что, введя усредняющий параметр  $0 \leq \mu \leq 1$ , можно написать

$$\varphi(\xi, t) = \overline{\varphi_2(t)} + \mu \cdot [\overline{\varphi_1(t)} - \overline{\varphi_2(t)}], \quad (13)$$

где при  $\mu = 0$  получаем нижний предел для аппроксимирующей величины  $\varphi(\xi, t) = \overline{\varphi_2(t)}$ , а при  $\mu = 1$  – верхний  $\varphi(\xi, t) = \overline{\varphi_1(t)}$ . При остальных допустимых значениях  $0 < \mu < 1$  функция  $\varphi(\xi, t)$  покрывает все возможные свои значения. Учитывая, что функции  $\overline{\varphi_1(t)}$  и  $\overline{\varphi_2(t)}$  взаимосвязаны соотношением (9), из которого следует

$$\overline{\varphi_1(t)} = \overline{\varphi_2(t)} + \frac{l}{\xi} \cdot [\varphi_0 - \overline{\varphi_2(t)}], \quad (14)$$

значения  $\varphi(\xi, t)$  согласно (13) можно выразить целиком только через искомую функцию  $\overline{\varphi_2(t)}$  и известную начальную концентрацию  $\varphi_0$ :

$$\varphi(\xi, t) = \overline{\varphi_2(t)} + \frac{\mu l}{\xi} \cdot [\varphi_0 - \overline{\varphi_2(t)}]. \quad (15)$$

Параметр  $\mu$  подлежит уточнению, апостериори, путем сравнения опытных данных с теоретическими. Для оценок и инженерных расчетов можно руководствоваться таблицей, в которой приводятся некоторые частные значения  $\mu$  и  $\varphi(\xi, t)$ . Уточнить их можно экспериментальным путем по степени прозрачности среды или определив концентрацию на входе в коллектор непосредственно.

$\mu$	0	1/2	3/4	$\xi/l$	1
$\varphi(\xi, t)$	$\overline{\varphi_2(t)}$	$[\overline{\varphi_1(t)} + \overline{\varphi_2(t)}]/2$	$[3\overline{\varphi_1(t)} + \overline{\varphi_2(t)}]/4$	$\varphi_0$	$\overline{\varphi_1(t)}$

Уравнение (10) для аппроксимирующей функции (15) имеет вид

$$(l - \xi) \cdot \frac{d\overline{\varphi_2(t)}}{dt} = -w \cdot \left[ \overline{\varphi_2(t)} \cdot \left( 1 - \frac{\mu l}{\xi} \right) + \frac{\mu l}{\xi} \cdot \varphi_0 \right], \quad (16)$$

и его легко интегрировать. Однако перейдем к обобщению путем учета диффузии, и (16) будет вытекать как частный случай.

Учет первого члена правой части уравнения (10) произведем исходя из аналогии с теплообменом между двумя слоями различной температуры, когда тепловой поток от одного слоя к другому определяется законом Ньютона, то есть он прямо пропорционален разности температур. В случае массообмена роль температур играют концентрации [7]. При этом процедура сводится к аппроксимации производной отношением разности температур в случае теплообмена или концентраций в случае массообмена к толщине пограничного слоя  $\delta$ . Поэтому для первого слагаемого правой части (10), то есть для диффузионного потока  $i_D$ , напомним аппроксимацию:

$$i_D \equiv -D_* \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{z=\xi} = -D_* \cdot \frac{\overline{\varphi_1(t)} - \overline{\varphi_2(t)}}{\delta} = -\alpha \cdot [\overline{\varphi_1(t)} - \overline{\varphi_2(t)}], \quad (17)$$

где  $\alpha \equiv D_* / \delta$  – коэффициент массообмена;  $\delta$  – толщина пограничного слоя в окрестности плоскости  $z = \xi$ . Дополнительным доводом в пользу концепции пограничного слоя может служить и тот факт, что в пределах рассматриваемых зон концентрации выравниваются за счет электроконвективных явлений. Кроме того, как показывают оценки, в процессе электрической сепарации доминирующим является миграционный поток, и диффузией в расчетных целях (если отвлечься от электрической диффузии в случае полупроводящих и проводящих частиц) вообще можно пренебречь. Тем не менее для получения более адекватных результатов диффузию все же будем учитывать посредством формулы (17).

Подставив (15), (17) в (10), с учетом (14) получим окончательное уравнение для искомой функции  $\overline{\varphi}_2(t)$ :

$$(l - \xi) \cdot \frac{d\overline{\varphi}_2(t)}{dt} = -A \cdot \overline{\varphi}_2(t) + B \cdot \varphi_0, \quad (18)$$

где

$$A \equiv w + B; \quad B \equiv (\alpha - \mu \cdot w) \cdot (l / \xi). \quad (19)$$

Это и есть рабочее уравнение в общем виде, а (11) и (16) получаются как частные случаи при  $B = 0$  (и  $\alpha = 0$ , и  $\mu = 0$ ) и  $\alpha = 0$ ,  $\mu \neq 0$  соответственно.

Уравнение содержит два основных параметра:  $\alpha \equiv D_* / \delta$  и  $\mu$ , которыми определяются практически все особенности процесса электрической сепарации. При этом  $\mu$  определяет режимы очистки, а  $\alpha$  характеризует препятствующую роль диффузии в рассматриваемом процессе. Несмотря на простоту уравнения (18), в силу того что коэффициенты  $A$  и  $B$  могут принимать различные положительные и отрицательные значения, возможно большое количество вариантов решений, охватывающих практически все случаи электроочистки, к рассмотрению которых и переходим.

#### АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Будем исходить из решения уравнения (18) в общем виде:

$$|\overline{\varphi}_2 - (B/A) \cdot \varphi_0| = \varphi_0 \cdot |1 - (B/A)| \cdot \exp[-At/(l - \xi)], \quad (20)$$

которое после деления на начальную концентрацию  $\varphi_0$  перепишем:

$$|\overline{\varphi}^* - (B/A)| = |1 - (B/A)| \cdot \exp[-At/(l - \xi)], \quad (21)$$

где  $\overline{\varphi}^*(t) \equiv \overline{\varphi}_2(t) / \varphi_0$  и для простоты опущен индекс «2».

В зависимости от знака  $B$  рассмотрим следующие случаи.

**I.  $B=0 \Rightarrow A>0$ .**

Из (21) получим рассмотренное решение (12)

$$\overline{\varphi}^*(t) = \exp[-A \cdot t / (l - \xi)], \quad (22)$$

откуда следует, что при  $t \rightarrow \infty$  концентрация  $\overline{\varphi}^* \rightarrow 0$ , то есть имеет место полная очистка, чего на практике не удается достигать. Это один из недостатков решения (22).

**II.  $B>0 \Rightarrow A>0$ .**

В этом случае согласно (19)  $B/A < 1$  и из (21) следует:

$$\overline{\varphi}^* = \overline{\varphi}_{\min}^* + (1 - \overline{\varphi}_{\min}^*) \cdot \exp[-A \cdot t / (l - \xi)], \quad (23)$$

где

$$\overline{\varphi}_{\min}^* = B/A = l/[l + (w/B)]. \quad (24)$$

Из (24), с учетом равенства (19) для  $B$ , видно, что при  $\mu w \rightarrow \alpha \Rightarrow \overline{\varphi}_{\min}^* \rightarrow 0$ , то есть, по мере того как миграционный поток частиц стремится уравновесить диффузионный, степень ЭО повышается. Следует общий очевидный вывод: недостижимость 100% степени очистки обусловлена наличием диффузионных процессов. Кроме того, также согласно (24) констатируем, что рост скорости осаждения частиц в коллектор  $w$  приводит к интенсификации очистительного процесса.

**III.  $B < 0 \Rightarrow \mu \cdot w > \alpha \equiv D / \delta$ .**

В этом случае обозначим  $B \equiv -|B| \Rightarrow |B| \equiv (\mu w - \alpha) \cdot (l / \xi)$ . Тогда из (18) получим

$$(l - \xi) \cdot \frac{d\bar{\varphi}^*(t)}{dt} = -A \cdot \bar{\varphi}^*(t) - |B|, \quad (25)$$

где

$$A \equiv w - |B|. \quad (26)$$

Здесь возможны три подслучая.

**III.1.  $A = 0 \Rightarrow w = |B|$ .**

Решение (21) теряет смысл, а из (25) находим решение в виде линейной функции:

$$\bar{\varphi}^* = 1 - [|B| \cdot t / (l - \xi)]. \quad (27)$$

Таких зависимостей в опытах [1, 2] не обнаружено. Кстати, время очистки в рассматриваемом случае ограничено значением:

$$t \leq t_c = (l - \xi) / |B|. \quad (28)$$

**III.2.  $A > 0 \Rightarrow w > |B|$ .**

Решение (25) имеет вид формулы (21), в которой произведена замена  $B \rightarrow -|B|$ , то есть

$$\bar{\varphi}^* + (|B| / A) = 1 + (|B| / A) \cdot \exp[-At / (l - \xi)]. \quad (29)$$

Отсюда следует

$$\bar{\varphi}^* = 1 - (|B| / A) \{1 - \exp[-At / (l - \xi)]\}. \quad (30)$$

Здесь в свою очередь возможны три подслучая.

**III.2.1  $|B| = A$ .**

Из (30) получим известную формулу (22).

**III.2.2.  $|B| < A \Rightarrow |B| < w/2 \Rightarrow$**

$$\Rightarrow [\mu - (\xi / 2l)] \cdot w < \alpha. \quad (31)$$

В частности, если пренебречь диффузией ( $\alpha = 0$ ), то из (31) следует  $\mu < \xi / (2l)$ , что в значительной степени сужает диапазон значений параметра  $\mu$ .

При  $t \rightarrow \infty$

$$\bar{\varphi}^* = 1 - (|B| / A) \equiv \bar{\varphi}_{\min}^*. \quad (32)$$

**III.2.3.  $|B| > A \Rightarrow |B| > w/2 \Rightarrow$**

$$[\mu - (\xi / 2l)] \cdot w > \alpha. \quad (33)$$

При  $t \rightarrow \infty$

$$\bar{\varphi}^* = 1 - (|B| / A) < 0,$$

чего быть не может, и это означает, что время сепарации ограничено. Приравнивания к нулю правую часть равенства (30), находим:

$$t \leq t_c = -\frac{l - \xi}{A} \cdot \ln[1 - (A / |B|)]. \quad (34)$$

Наконец, рассмотрим случай

**III.3.  $A < 0 \Rightarrow w < |B|$ .**

Обозначим  $A \equiv -|A| \Rightarrow |A| \equiv |B| - w$ . Уравнение (25) примет вид

$$(l - \xi) \cdot \frac{d\bar{\varphi}^*(t)}{dt} = |A| \cdot \bar{\varphi}^*(t) - |B|. \quad (35)$$

Решением (35) будет:

$$\bar{\varphi}^* = |B| / |A| + [1 - (|B| / |A|)] \cdot \exp[|A| \cdot t / (l - \xi)]. \quad (36)$$

Для данного уравнения также возможны три подслучая.



### III.3.1 $|B| = |A|$ .

Из (36) получим  $\bar{\varphi}^* = 1$ , то есть отсутствие очистки.

### III.3.2. $|B| < |A|$ .

Также из (36) находим

$$\exp[|A| \cdot t / (l - \xi)] = \frac{\bar{\varphi}^* - (|B|/|A|)}{1 - (|B|/|A|)} \quad (37)$$

– невозможное равенство в силу неравенства  $\bar{\varphi}^* \leq 1$ .

### III.3.3. $|B| > |A|$ .

Из (36) вместо (37) следует

$$\exp[|A| \cdot t / (l - \xi)] = \frac{(|B|/|A|) - \bar{\varphi}^*}{(|B|/|A|) - 1}, \quad (38)$$

и видно, что при  $\bar{\varphi}^* = 0$  существует ограниченное время очистки, равное

$$t_c = \frac{l - \xi}{|A|} \cdot \ln \frac{(|B|/|A|) - \bar{\varphi}^*}{(|B|/|A|) - 1}. \quad (39)$$

Таким образом, при  $A < 0$  и  $B < 0$  задача имеет решение, лишь если  $|B| > |A|$ , причем имеется конечное время очистки, определяемое равенством (39).

Из приведенных частных решений наиболее подходящими для объяснения и описания опытных данных, приведенных на рис. 2, являются решения (23), (24).

В целях сравнения на рис.4 приведена теоретическая кривая, построенная по формуле (23), в которую в соответствии с графиком кривой 1 (рис. 2) положено  $\bar{\varphi}_{\min}^* = 0,19$ , а коэффициент пропорциональности в экспоненте (23), равный по величине  $A/(l - \xi) = 0,439$ , подобран по одной точке (10;0,20). Как легко заметить, теоретическая кривая на рис. 4 следует ходу экспериментальной кривой 1 рис. 2. Это свидетельствует о том, что структура приведенных выше формул правильно отражает физическую сущность механизмов, заложенных в основу их вывода.

Заметим, что по этому незначительному числу данных можно оценить другие параметры, важные в процессе массопереноса. Так, задаваясь линейными размерами  $l = 5$  см;  $\xi = 0,3l$ , находим  $A = 1,54$  см /мин. Далее, зная  $A$ , по формуле (24) находим  $B = 0,29$  см/мин. Следовательно, по первой из формул (19) можем оценить скорость, с которой частицы оседают в коллектор электрофилтра, –  $w = 1,25$  см/мин. Наконец, согласно второй формуле (19), полагая  $\mu = 0,5$ , находим коэффициент массообмена  $\alpha = 1,38$  см/мин.

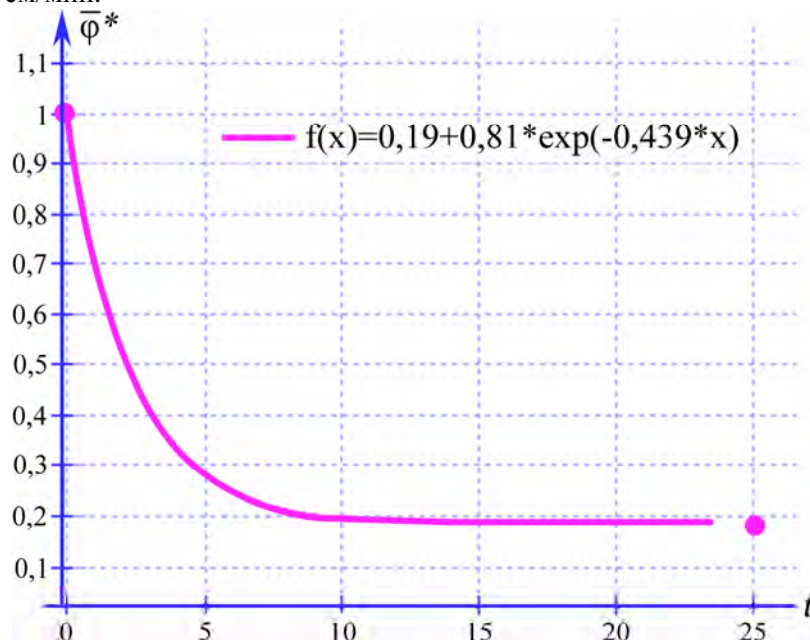


Рис. 4. Теоретическая кривая, соответствующая экспериментальной кривой 1 на рис. 2

На основе этих параметров можно прийти до первичных и, таким образом, установить необходимые для расчета электрофильтра данные.

Большинство из полученных формул носят окончательный характер, однако они содержат и промежуточные физические величины механической (плотность, вязкость,..) или электрической (напряжение, ток, подвижность,..) природы. Обработка экспериментальных данных в рамках найденных теоретических соотношений с учетом всех параметров процесса требует отдельного исследования.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Болога М.К., Кожухарь И.А., Гросу Ф.П., Леу В.И. Исследование процесса очистки диэлектрических жидкостей от механической примеси в постоянном электрическом поле. *Электронная обработка материалов*. 2001, (5), 34–39.
2. Леу В.И. Электроочистка трансформаторного масла от механической примеси в постоянном электрическом поле. *Электронная обработка материалов*. 2002, (5), 55–59.
3. Гросу Ф.П., Болога М.К., Леу В.И., Болога Ал.М. К вопросу электрической очистки жидких диэлектриков от примесных частиц. *Электронная обработка материалов*. 2012, **48**(2), 72–78.
4. Grosu F.P., Bologa M.K., Leu V.I. and Bologa Al.M. Some Peculiar Features of Electric Separation. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2012, **48**(1), 42–47.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика*. М.: Физматгиз, 1988. 733 с.
6. Гросу Ф.П. Термоэлектроконвективные явления и их прикладные аспекты. *Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора хабилитат технических наук*. Кишинев, 2009. 43 с.
7. Лыков А.В. *Теория теплопроводности*. М.: Высшая школа, 1967. 600 с.

*Поступила 25.11.11*

#### Summary

A one-dimensional problem of mass transfer at electroseparation in the electrofilter was formulated taking into account its constructive peculiarities. The final goal of the research was to find the temporal dependence of the concentration at the electrofilter outflow, since the concentration is the parameter used in the practical exploitation of electrofilters and in experimental research. With this aim we have divided the electrofilter space into two zones: the emitter (purification) zone and the collector zone. To solve the problem means to find the average concentration in the purification zone as a function of time. The problem can be solved by averaging over the entire electrofilter volume and the specified zones. As a result the problem was reduced to the approximation of the concentration and its coordinate derivative in the boundary plane, which separates the emitter and collector zones. The concentration was approximated by introducing an averaging parameter; its derivative was approximated on the basis of the boundary layer concept. For the obtained differential equation the partial solutions were found, which agree with the experimental data.

---