

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ ОТ ПОЛУПРОВОДЯЩИХ И ПРОВОДЯЩИХ ЧАСТИЦ

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

Рассматриваются задачи электрической очистки диэлектрических масел на примере трансформаторного от полупроводящих и проводящих частиц микронных размеров. Приводится решение задачи о зависимости концентрации частиц от времени на выходе из электрофильтра при нулевом дебите и в протоке. Показано, что в обоих случаях математическая структура решений одинакова. Следовательно, в практических целях можно руководствоваться одними и теми же формулами при параметрах рассматриваемого режима. Дана физико-математическая интерпретация экспериментальных результатов, получены уравнения и построены графики теоретических зависимостей, соответствующие таковым для экспериментальных. Экспериментальные данные обобщены критериальными логарифмическими уравнениями и находятся в соответствии с теоретическими.

УДК 665:37.014

ВВЕДЕНИЕ

Результаты экспериментальных исследований процесса электрической фильтрации трансформаторного масла от микронных твердых частиц из полупроводникового материала (Cr_2O_3) и проводящего активированного угля (С) при непрерывной прокачке жидкости через измерительную (Q-объемный дебит) ячейку приведены в работе [1]. Обработанные в виде зависимостей $\varphi^*(t) \equiv \varphi(t)/\varphi_0$ они показаны на рис. 1,а – 7,а и носят характер, аналогичный случаю "подсолнечное масло + воск" [2], что свидетельствует об общности физического механизма электрической очистки (ЭО), независимо от электрической проводимости дисперсных частиц. Суть механизма сводится к тому, что примесные дисперсные частицы в поле высоковольтного электрода электрофильтра (ЭФ) заряжаются и под действием кулоновских сил отталкивания движутся к противоположному, коллекторному электроду, где захватываются специально предусмотренными ловушками, тем самым совершая очистительный процесс. Малость начальной концентрации ($\varphi_0 = 0,05\%$) по сравнению с высокоомными примесями (воск, $\varphi_0 = 0,5\%$) обусловлена ограничениями, связанными с возможностью создания достаточно сильного электрического поля, необходимого для реализации эффекта очистки. На рис. 1 – 4 представлены графики для полупроводящих частиц Cr_2O_3 , на рис. 5–7 – для проводящих (угольных). Анализ результатов с точки зрения констатации полученных фактов содержится в [1].

В данной работе приведена физико-математическая интерпретация и найдены единые обобщающие зависимости (рис. 10, 11) для экспериментальных данных (рис. 1,а–7,а). На рис. 1,б – 7,б для сравнения представлены соответствующие теоретические кривые, полученные ниже. При этом исходим из результатов [3] рассмотрения вопросов нестационарного массопереноса в гидростатическом приближении, при котором доставка примесных частиц из эмиттерной зоны в коллекторную осуществляется миграцией частиц под действием кулоновских сил $\mathbf{f} = q\mathbf{E}$. Конвективный их перенос «электрическим ветром» (ЭВ) учитывается введением поправки к скорости частиц в виде некоторой «эффективной» скорости ЭВ [3], оцениваемой по апробированным формулам (см. ниже).

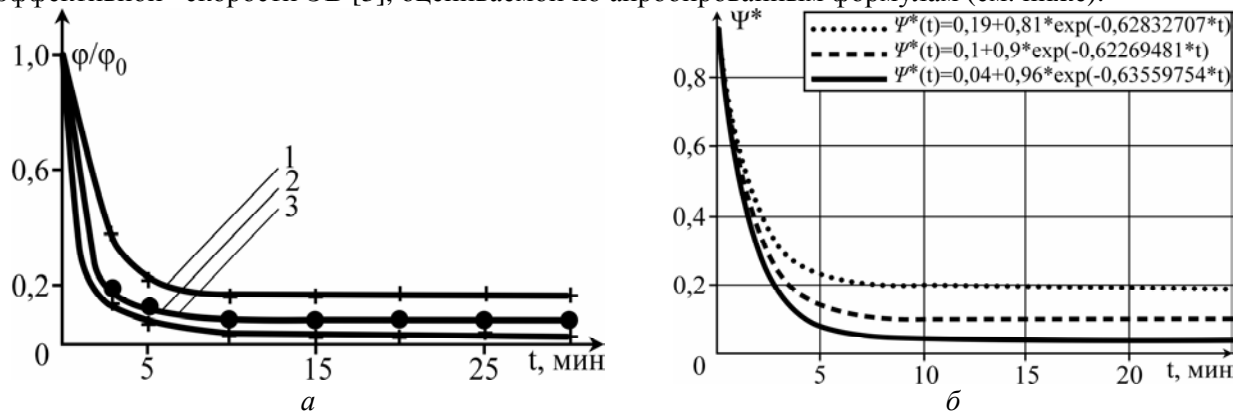


Рис. 1. U, кВ: 1 – 6; 2 – 9; 3 – 15; Q, мл/мин: 1, 2 – 7,0; 3 – 10,0

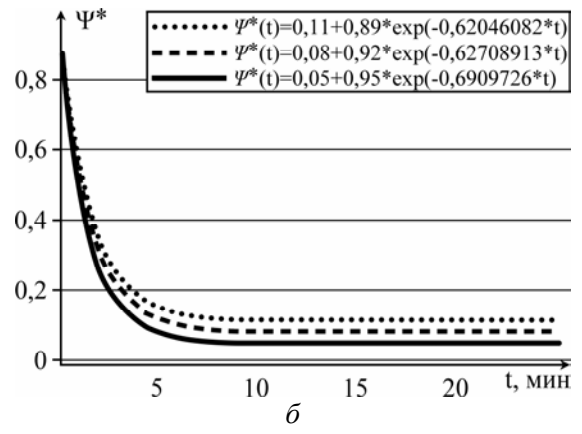
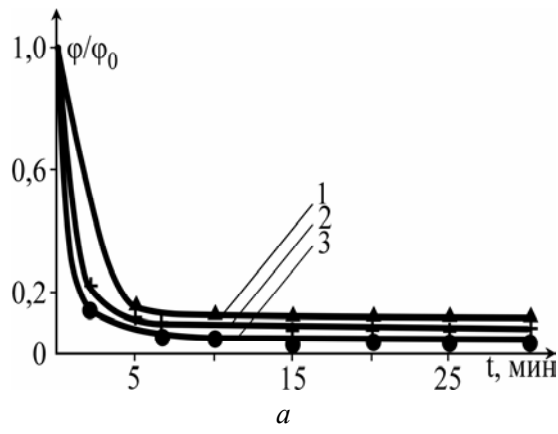


Рис. 2. $U, \text{кВ}$: 1; 2; 3 – 9; $Q, \text{мл/мин}$: 1 – 20; 2 – 10; 3 – 4

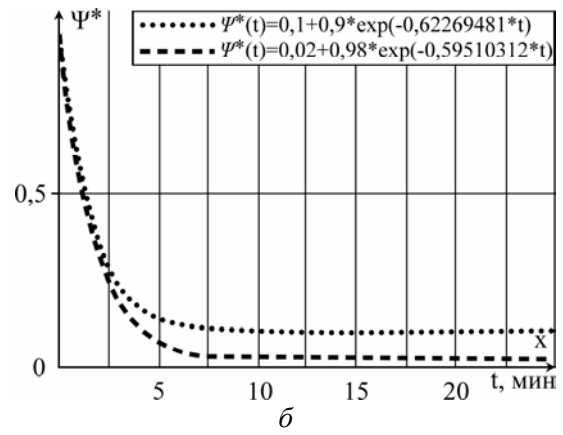
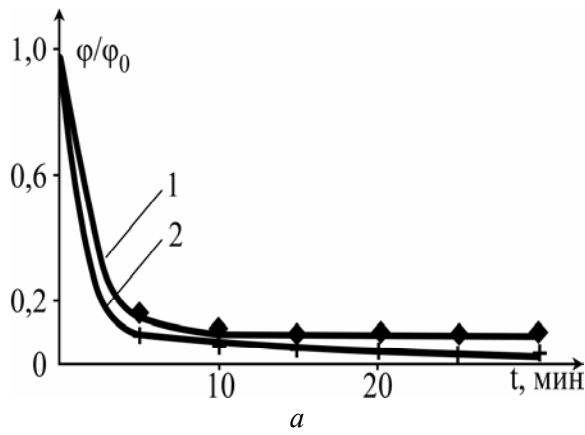


Рис. 3. $U, \text{кВ}$: 1; 2 – 12; $Q, \text{мл/мин}$: 1 – 11,3; 2 – 6,7

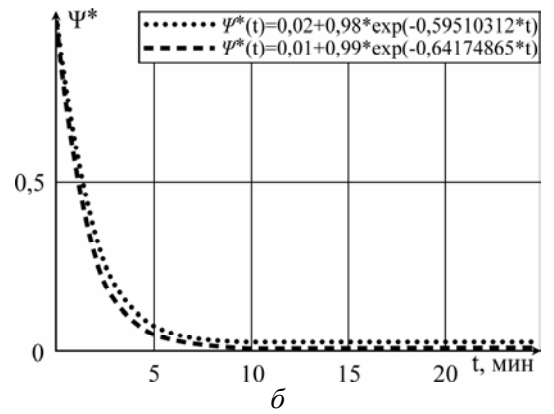
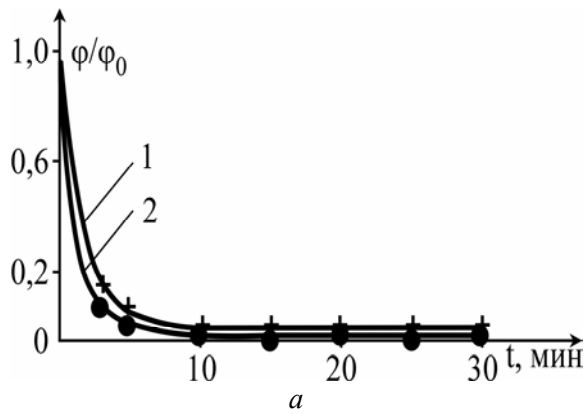


Рис. 4. $U, \text{кВ}$: 1; 2 – 15; $Q, \text{мл/мин}$: 1 – 7,7; 2 – 5

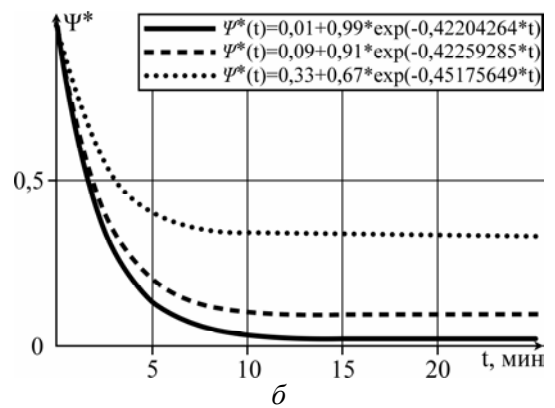
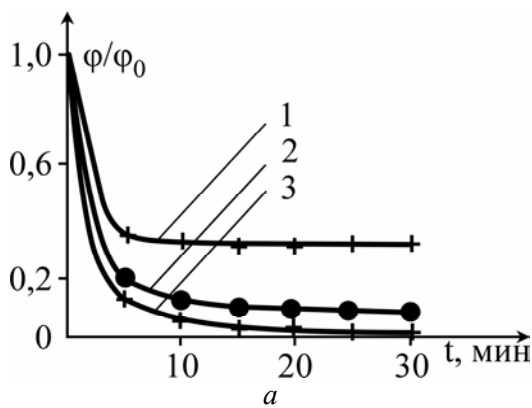


Рис. 5. $U, \text{кВ}$: 1; 2; 3 – 5; $Q, \text{мл/мин}$: 1 – 19; 2 – 10; 3 – 3

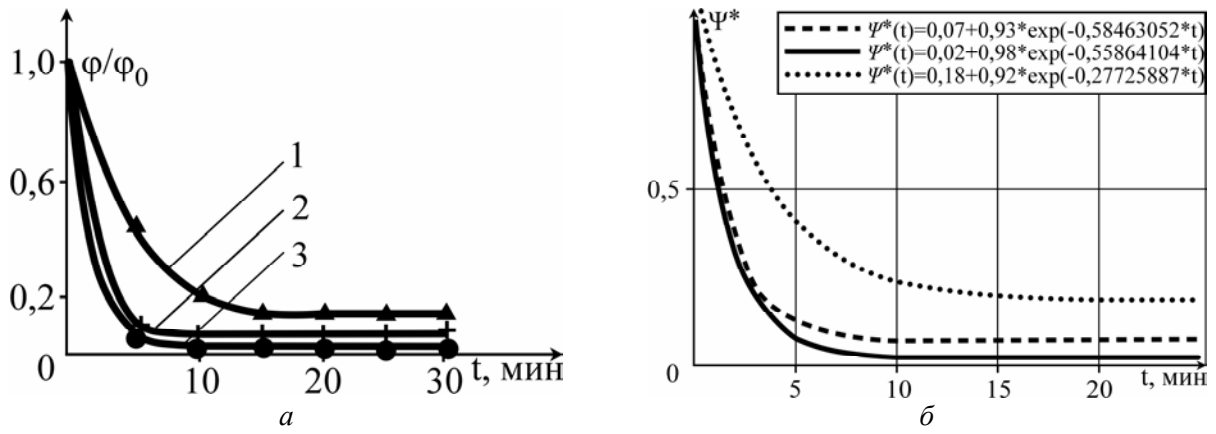


Рис. 6. U , кВ: 1; 2; 3 – 7; Q , мл/мин: 1 – 17; 2 – 8; 3 – 7

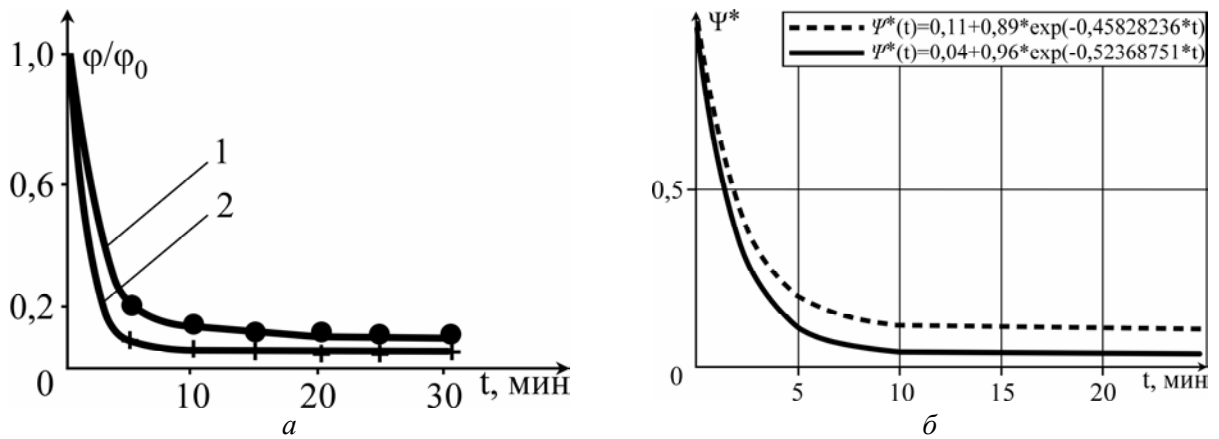


Рис. 7. U , кВ: 1 – 5; 2 – 7; Q , мл/мин: 1 – 10; 2 – 8

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ МАССОПЕРЕНОС В ГИДРОСТАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Первоначально рассмотрим нестационарный массоперенос в условиях отсутствия внешней прокачки рабочей среды. При этом говорить о гидростатическом режиме можно лишь условно, поскольку возникают электроконвективные движения, а в наших условиях сильно неоднородного поля – «электрический ветер», обусловленный электрическим разрядом типа коронного, как для газов [4]. Однако от электроконвективных движений отвлечемся, считая среду неподвижной, а вклад указанных движений учтем, как отмечалось, некоторой эффективной скоростью. При таком подходе решена задача о зависимости концентрации частиц на выходе из электрического фильтра от времени, которая имеет следующий общий вид [3]:

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

где черта сверху означает усреднение по толщине эмиттерного слоя (ξ ; H); $\bar{\varphi}_{\min}^* \equiv \bar{\varphi}_{\infty}^*$ (при $t \rightarrow \infty$) – конечная остаточная концентрация, определяемая формулой

$$\bar{\varphi}_{\min}^* = B/A = 1/[1 + (u/B)], \quad (2)$$

где

$$A \equiv u + B; \quad B \equiv (\alpha - \mu \cdot u) \cdot (H / \xi), \quad (3)$$

в которых H – расстояние между электродами, ξ – толщина коллекторного слоя. Кроме того, введено обозначение суммарной эффективной скорости частиц:

$$u \equiv (b|q|j)/\sigma + v + m_0 g b, \quad (4)$$

где первое слагаемое представляет сквозную скорость, обусловленную кулоновской силой; b – подвижность частиц; q – электрический заряд; $E = j/\sigma$ – напряженность поля; j – плотность тока разряда;

σ – удельная электропроводность; v – «эффективная» скорость электрического ветра, которая может быть оценена согласно формуле [5]:

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

где $v = \eta/\gamma$ – кинематическая вязкость; η – динамическая вязкость; γ – плотность среды; k – 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 до турбулентного режима. Предположив горизонтальное положение ЭФ, для общности и сравнений в (3) учтена и скорость, обусловленная силой тяжести частиц, – последнее слагаемое, где m_0 – масса частицы.

Далее, $\alpha \equiv D_* / \delta$ – коэффициент массообмена между эмиттерным и коллекторным слоями среды; δ – эффективная толщина пограничного слоя в окрестности условной плоскости $z = \xi$, отделяющей эмиттерную область от коллекторной, D_* – обобщенный коэффициент диффузии, равный [6]:

$$D_* \equiv D + \frac{b m_0 \cdot j^2}{\gamma \cdot \sigma} \cdot \left| \frac{d\tau}{d\varphi} \right|. \quad (6)$$

Второму слагаемому в (6) приписан смысл «электрического» коэффициента диффузии:

$$D_e \equiv \frac{b m_0 \cdot j^2}{\gamma \cdot \sigma} \cdot \left| \frac{d\tau}{d\varphi} \right|, \quad (7)$$

где $\tau = \varepsilon/\sigma$ – время электрической релаксации; подвижность частиц b определяется в приближении справедливости формулы Стокса [7]:

$$b = 1/(6\pi \eta r), \quad (8)$$

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

$$D = kT b = kT/(6\pi \eta r), \quad (9)$$

где k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; r – радиус частицы.

Коэффициент μ в (3) определяется равенством

$$\varphi(\xi, t) = \overline{\varphi_2(t)} + \mu \cdot [\overline{\varphi_1(t)} - \overline{\varphi_2(t)}], \quad (10)$$

в котором $\varphi(\xi, t)$ – концентрация на граничной плоскости $z = \xi$; $\overline{\varphi_1(t)}$ – средняя по промежутку (0; ξ) концентрация в коллекторной зоне; $\overline{\varphi_2(t)}$ – то же по промежутку (ξ ; H), то есть в эмиттерной зоне, где происходит ЭО. Коэффициент μ удовлетворяет двойному неравенству $0 \leq \mu \leq 1$ и, определяя пределы изменения величины концентрации примесей в граничной плоскости $z = \xi$

$$\overline{\varphi_1(t)} \geq \varphi(\xi, t) \geq \overline{\varphi_2(t)},$$

приходим к выводу, что μ является усредняющим (подгоночным) параметром [3].

Таким образом, формула (1) и последующие (2)–(10) решают поставленную задачу в общем виде о зависимости остаточной концентрации примесей от времени на выходе из электрического фильтра $\overline{\varphi_2(t)}$ в гидростатическом приближении.

Ниже эту задачу рассмотрим в предположении, что электрофильтрация ведется в проточном режиме, то есть при некотором дебите жидкости Q .

НЕСТАЦИОНАРНЫЙ МАССОПЕРЕНОС В ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ РЕЖИМЕ

У электрической сепарации гетерогенных систем в проточном режиме ряд очевидных преимуществ перед гидростатической. Вместе с тем имеется и существенный недостаток: в режиме вынужденной прокачки степень электрической очистки при прочих равных условиях должна быть меньше по той простой причине, что часть жидкости, не успев пройти очистку, потоком может быть вынесена за пределы электрического фильтра. Однако это можно скомпенсировать повышением по-

даваемого электрического напряжения. Например, на рис. 1,а, несмотря на то что кривой 3 соответствует максимальный расход $Q = 10$ мл/мин, ей отвечает наибольшая глубина очистки, и это благодаря тому, что наибольшее напряжение $U = 15$ кВ.

Возникает вопрос учета доли жидкости, не успевшей пройти очистку. Для ответа исходим из геометрических соображений, приведенных в [8]. Пусть из угла А фильтрующей прямоугольной ячейки ABCD (рис. 8) жидкая частица, имея горизонтальную составляющую скорости \vec{V}_0 , совпадающую со скоростью потока на входе в ячейку, а поперечную, обусловленную полем, \vec{u} , попадает в точку A^1 за пределами собирающего электрода DC. Следовательно, слои жидкости выше некоторой высоты h , подлежащей определению, очистке подвергаться не будут. Эту высоту легко найти по точке пересечения прямой CD^1 , параллельной AA^1 , с вертикалью DA ($h=DD^1$), что и будет сделано ниже.

Таким образом, верхний слой ABB^1D^1 не будет подвергаться очистительному процессу, а нижний – D^1B^1CD попадет в область очистки. Исходя из этих соображений, находим концентрацию в ячейке, обозначив ее ψ , чтобы отличить от статического случая:

$$\psi(t) = \frac{m_0 + m'}{M} = \frac{m_0}{M} + \frac{m'}{M}, \quad (11)$$

где M – общая масса всей среды в ячейке; m_0 – масса примесей части ABB^1D^1 ; m' – то же, части DCB^1D^1 .

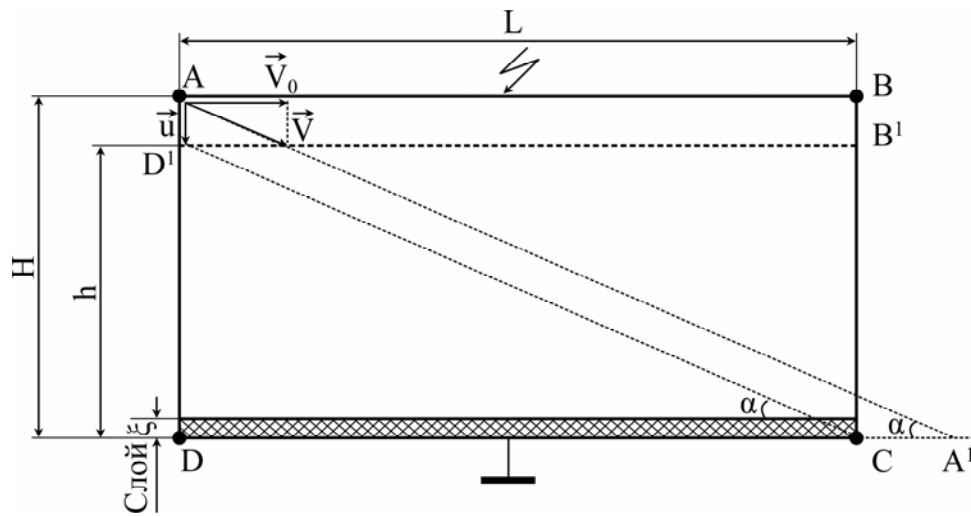


Рис. 8. Расчетная схема процесса электроосаждения

Первое слагаемое в (11) равно:

$$\frac{m_0}{M} = \frac{\gamma V_0 \psi_0}{\gamma V} = \frac{\gamma BL(H-h)\psi_0}{\gamma BLH} = \psi_0 \cdot (1-h^*), \quad (12)$$

где $\psi_0 = \psi(0)$ – начальная концентрация (на входе); V_0 и V – объемы соответствующих частей; B – ширина ячейки. Кроме того, введена безразмерная высота очищаемого слоя

$$h^* \equiv h/H. \quad (13)$$

Из рис. 8 видно, что

$$h = L \cdot \operatorname{tg} \alpha = L \cdot \frac{u}{v_0}. \quad (14)$$

При скоростях, удовлетворяющих неравенству

$$v_0 \leq v_{\text{окр}} \equiv \frac{L}{H} \cdot u, \quad (15)$$

в том числе и в неподвижной жидкости, все частицы должны попасть на собирающий электрод, поэтому формула для h примет вид

$$h = \begin{cases} H, & v_0 \leq v_{\text{окр}}, \\ L \cdot \frac{u}{v_0}, & v_0 > v_{\text{окр}}. \end{cases} \quad (16)$$

Отсюда видно, что при малых скоростях прокачки ЭО стремится к процессу в неподвижной жидкости, описываемому формулами предыдущего пункта.

Переходим к определению второго слагаемого (11). Обозначив его $\psi'(t)$, получим

$$\psi'(t) = \psi_0 \cdot \frac{\gamma V'}{\gamma V} \cdot \Phi_E = \psi_0 \cdot \frac{h}{H} \cdot \Phi_E = \psi_0 \cdot h^* \cdot \Phi_E. \quad (17)$$

Из (11) с учетом (12) для искомой относительной концентрации $\psi^*(t) \equiv \psi(t)/\psi_0$ получим:

$$\psi^*(t) = 1 - h^* + h^* \cdot \Phi_E, \quad (18)$$

где Φ_E – концентрация в гидростатическом режиме без множителя ψ_0 . В нашем случае это правая часть выражения (1), то есть $\Phi_E \equiv \bar{\Phi}^*(t)$. Подставив ее в (18), получим

$$\begin{aligned} \psi^*(t) &= 1 - h^* + h^* \cdot [\bar{\Phi}_{\min}^* + (1 - \bar{\Phi}_{\min}^*) \cdot \exp(-A \cdot t / (H - \xi))] \Rightarrow \\ &\Rightarrow \psi^*(t) = \psi_{\infty} + (1 - \psi_{\infty}) \cdot \exp[-A \cdot t / (H - \xi)], \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$\psi_{\infty} \equiv 1 - h^* + h^* \cdot \bar{\Phi}_{\min}^*. \quad (20)$$

Формула (19) выражает важный результат: показывает, что структура формулы для остаточной концентрации при вынужденном движении очищаемой среды не отличается от таковой для неподвижной жидкости (1). Следовательно, формула (1) носит универсальный характер, и с одинаковым успехом ею можно пользоваться в статическом и динамическом режимах ЭО, только при этом параметры, и в первую очередь ψ_{∞} , должны соответствовать режиму. В этой связи заметим, что при получении формулы (1) в целях проверки она была применена [3] для описания одной из экспериментальных кривых по ЭО при вынужденном движении. Совпадение опытных и теоретических данных превзошло ожидание, обусловленное тем, что формула (19) для проточного режима структурно такая же, как и (1) для статического.

Из формул (18) и (20) следуют еще два общих вывода. Во-первых, конечная остаточная концентрация при вынужденном движении превышает таковую для неподвижного состояния $\psi_{\infty} > \bar{\Phi}_{\min}^*$. Действительно, обозначив $1 - h^* \equiv \varepsilon$, из (20) находим

$$\psi_{\infty} \equiv \varepsilon + (1 - \varepsilon) \cdot \bar{\Phi}_{\min}^* = \bar{\Phi}_{\min}^* + \varepsilon(1 - \bar{\Phi}_{\min}^*) \Rightarrow \psi_{\infty} > \bar{\Phi}_{\min}^*. \quad (21)$$

Во-вторых, аналогично из (18) получаем более сильное неравенство

$$\psi^*(t) > \Phi_E \equiv \bar{\Phi}^*(t), \quad (22)$$

следствием которого является (21). Из (21) и (22) следует слоистость, то есть непересекаемость графиков зависимостей $\psi^*(t)$ при различных расходах Q , а точнее, отношениях U/Q , где U – напряжение, что четко демонстрируют рис. 1–7.

Остается выяснить вопрос относительно ψ_{∞} . Из (20) видно, что при $h^* = 1$ ($\varepsilon = 0$), то есть когда весь объем жидкости охвачен электрической обработкой, $\psi_{\infty} = \bar{\Phi}_{\min}^*$. При возрастании расхода в соответствии с формулами (20), (21) ψ_{∞} возрастает, причем это должно быть следствием убывания отношения напряжения U к дебиту Q . Поэтому, обозначив $\theta \equiv U/Q$, приходим к выводу о том, что параметр $\psi_{\infty}(\theta)$ является убывающей функцией θ , что подтверждается экспериментально.

Это в явном виде вытекает и непосредственно из формулы (20). Действительно, из (13) и (14) следует

$$h^* = S_0 \cdot (u/Q), \quad (23)$$

где $S_0 = V/H$ – площадь основания ЭФ.

Если миграционная скорость u обусловлена только кулоновской силой $\mathbf{f} = q\mathbf{E}$, то она может быть оценена по формуле

$$u = qE/b \sim qU/(b(H - \xi)). \quad (24)$$

Подставив (24) в (23) с точностью до коэффициента пропорциональности K , получим

$$h^* = K \cdot \theta. \quad (25)$$

Подставив (25) в (20), получим линейную убывающую функцию:

$$\psi_\infty \equiv 1 - K \cdot \theta \cdot (1 - \bar{\varphi}_{\min}^*), \quad (26)$$

причем коэффициент K с учетом (8) пропорционален величине

$$K \sim (6\pi \cdot S_0 \cdot q \cdot \eta \cdot r) / (H - \xi). \quad (27)$$

Итак, формулы (19)–(27) полностью решают поставленную задачу о зависимости концентрации дисперсных частиц от времени на выходе из электрофилтра при проточном режиме процесса сепарации. Далее найдем уравнения теоретических кривых и их графики, соответствующие экспериментальным (рис. 1,а–7,а).

Теоретические кривые $\psi^*(t)$. Зависимость (19) концентрации от времени характеризуется двумя параметрами - ψ_∞ и λ :

$$\psi^*(t) = \psi_\infty + (1 - \psi_\infty) \cdot \exp(-\lambda \cdot t), \quad (28)$$

где обозначено

$$\lambda \equiv A / (H - \xi). \quad (29)$$

Отсюда вытекает, что для построения рассматриваемых кривых чисто теоретически необходимо знание, кроме U и Q , еще множества механических и электрофизических параметров как замкнутой, так и дисперсной фазы. Необходим ряд оценок для миграционных скоростей частиц, а также скорости ЭВ и т.д. На данном этапе, не располагая такой обширной информацией, ограничимся упрощенным поиском возможностей построения интересующих кривых, заметив следующие их особенности.

Все они состоят из трех участков: начального – (0–3) мин, весьма быстрого убывания концентрации; переходного (3–5) мин, перехода от резкого убывания к медленному; участка (5–30) мин, очень медленного, асимптотического убывания концентрации. Причем на последнем участке, особенно при больших временах, концентрация настолько медленно падает, что создается впечатление о полном прекращении электросепарации. В связи с такой возможностью применительно к дисперсным частицам из диэлектрика (воска) были выдвинуты две гипотезы о полном исчезновении очистительного процесса [9]. Согласно первой ЭО может полностью прекратиться из-за прилипших на коллекторных электродах заряженных примесных частиц и последующей экранировки ими эмиттерного поля. Вторая гипотеза предполагает уменьшение этого поля из-за возрастания электрического сопротивления прилипшего слоя. Однако на этот вопрос могут пролить свет более точные построения рассматриваемых кривых, ибо экспериментальные ограничены точностью измерения концентрации.

Для построения теоретических кривых (28) параметры ψ_∞ и λ аналитически можно найти на основе метода наименьших квадратов, однако при этом уравнения нелинейные не поддаются аналитическому решению. В то же время первый из этих параметров весьма точно можно оценить для каждой из кривых в отдельности непосредственно из экспериментальных графиков. Сложнее обстоит дело с коэффициентом λ в показателе степени. Он также индивидуален для каждой кривой, однако благодаря указанным свойствам и знанию ψ_∞ его можно найти по начальной точке (0; 1) и некоторой переходной (например, 5; $\psi^*(5)$) (здесь $t = 5$ мин). Например, для кривой 1 (рис. 1,а) $\psi_\infty = 0,19$, само уравнение (28) примет вид

$$\psi^*(t) = 0,19 + 0,81 \cdot \exp(-\lambda t). \quad (30)$$

Зная линейный масштаб (44,5 мм соответствует $\psi_0^* = 1,0$), при $t = 5$ мин и ординате 10 мм найдем $\psi^*(5) = 10/44,5 \approx 0,225$. Значит, точка, по которой будем искать λ , имеет координаты (5; 0,225). По координатам указанных двух точек - (0; 1) и (5; 0,225) и уравнению (30) получим график (рис. 1,б) соответствующей кривой. Кроме того, отобразится и аппроксимирующая функция:

$$\psi^*(t) = 0,19 + 0,81 \cdot \exp(-0,62832707t). \quad (31)$$

На рис. 1,б–7,б приведены кривые, построенные указанным способом, соответствующие экспериментальным данным рис. 1,а–7,а. Сопоставление теоретических и экспериментальных кривых свидетельствует об их практически полном совпадении, то есть об адекватности выдвинутых представлений о происходящих при электроочистке физических процессах. Из уравнений кривых можно найти искомые параметры обобщения λ и ψ_{∞} . Наряду с другими они сведены в табл. 1, а графики представлены на рис. 9.

Таблица 1. Параметры ψ_{∞} и λ

№ рис.	№ кр.	$1-\psi_{\infty}$	λ	θ	U	Q	$(1-\psi_{\infty})_L$	$(\lambda)_L$
1	1	0,81	0,623	0,857	6	7	0,89	0,6207
	2	0,9	0,628	1,286	9	7	0,9139	0,6253
	3	0,96	0,634	1,5	15	10	0,9258	0,6277
2	1	0,89	0,620	0,45	9	20	0,8674	0,6162
	2	0,91	0,627	0,9	9	10	0,8924	0,6211
	3	0,95	0,691	2,25	9	4	0,9675	0,6358
3	1	0,9	0,623	1,06	12	11,3	0,9258	0,6229
	2	0,97	0,595	1,79	12	6,7	0,9419	0,6308
4	1	0,98	0,595	1,95	15	7,7	0,9508	0,6326
	2	0,99	0,641	3	15	5	1,0092	0,644
5	1	0,67	0,452	0,26	5	19	0,8568	0,4308
	2	0,91	0,423	0,5	5	10	0,8701	0,4416
	3	0,99	0,422	1,67	5	3	0,9352	0,4942
6	1	0,82	0,277	0,88	7	17	0,8913	0,4587
	2	0,93	0,585	2,33	7	8	0,9719	0,5238
	3	0,98	0,559	0,7	7	3	0,8813	0,4506
7	1	0,89	0,458	0,5	5	10	0,8701	0,4416
	2	0,96	0,524	0,88	7	8	0,8913	0,4587

Примечание. Верхняя кривая – п/п. Нижняя – п.

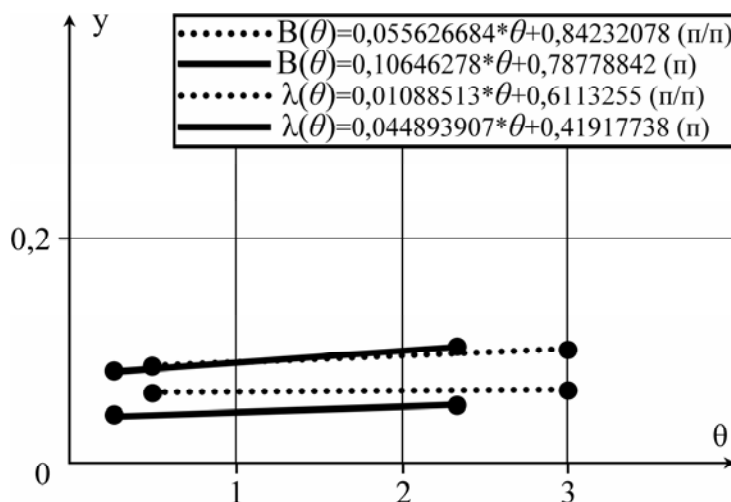


Рис. 9. Линейная интерполяция зависимости параметров λ и $(1-\psi_{\infty})$ от θ , верхние линии $-(1-\psi_{\infty}) \equiv B(\theta)$; нижние $-\lambda(\theta)$

В линейной интерполяции зависимости параметров λ и ψ_{∞} от $\theta \equiv U/Q$ таковы:

$$1-\psi_{\infty} = 0,056 \cdot \theta + 0,842 \quad (\text{п/п}); \quad 1-\psi_{\infty} = 0,106 \cdot \theta + 0,788 \quad (\text{п}) \quad (32)$$

$$\lambda = 0,011 \cdot \theta + 0,611 \quad (\text{п/п}); \quad \lambda = 0,045 \cdot \theta + 0,419 \quad (\text{п}), \quad (33)$$

где в скобках указана полупроводящая (п/п) или проводящая (п-уголь) среда. Видно, что зависимость (32) по характеру совпадает с (26), предсказанной теоретически.

ОБОБЩЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Будем исходить из уравнения (28), разрешенного относительно экспоненты:

$$Y(t) \equiv \frac{1}{\lambda} \cdot \ln \frac{1 - \psi_{\infty}}{\psi^*(t) - \psi_{\infty}} = t, \quad (34)$$

где $Y(t)$ – обозначение выражения средней части двойного равенства (34). Если по оси абсцисс отложить время t , а по оси ординат значения $-Y(t)$ для данного момента времени, то график должен расположиться по биссектрисе первого координатного угла, и это должно соблюдаться для всех кривых рис. 1,б–7,б. Каждая кривая имеет свои значения λ и ψ_{∞} , и для каждой из них по нескольким точкам, например $t_i = 0; 5; 10; 15; 20$, можно построить прямые (34). Для их построения составляем табл. 2 для полупроводящих и табл. 3 для проводящих частиц. Для каждой кривой (в табл. 2, 3 первая цифра – № рисунка, вторая – № кривой) сначала заполняется первая строка для времени, затем – третья и четвертые для $1 - \psi_{\infty} \equiv B$ и λ , соответственно вычисленные по расчетным формулам (32), (33) или взятые из табл. 1 для данной кривой. После этого с помощью расчетных формул для $\psi^*(t)$ или из экспериментальных графиков вычисляются эти величины и заполняется вторая строка. Последняя строка заполняется непосредственным вычислением по формуле (34) с индивидуальными параметрами λ и ψ_{∞} . Окончательно по строкам t и $Y(t)$ строят графики рис. 10 и 11 для (п/п) и (п)–материалов. Этим графикам соответствуют следующие уравнения критериального типа:

Таблица 2. Вычисление $Y(t) = (\ln(B/(\psi^ + B - 1)))/\lambda$*

<i>1.1</i> t	0	5	10	15	20
ψ^*	1	0,225	0,1915	0,1901	0,18999
B	0,89	0,89	0,89	0,89	0,89
λ	0,6221	0,6221	0,6221	0,6221	0,6221
$Y(t)$	0,1514	5,2015	10,2648	14,6179	20,1
<i>1.2</i> t	2,5	7,5	12,5	15,5	
ψ^*	0,2897	0,1084	0,1004	0,1001	
B	0,9139	0,9139	0,9139	0,9139	0,9139
λ	0,6253	0,6253	0,6253	0,6253	0,6253
$Y(t)$	2,5144	7,4996	12,3685	14,5855	
<i>1.3</i> t	0	5	10	15	
ψ^*	1	0,08	0,0417	0,0401	
B	0,9258	0,9258	0,9258	0,9258	
λ	0,6277	0,6277	0,6277	0,6277	
$Y(t)$	-0,05	5,01	10,05	14,57	
<i>2.2</i> t	2,5	7,5	12,5	17,5	
ψ^*	0,2718	0,0883	0,0804	0,080017	
B	0,8924	0,8924	0,8924	0,8924	
λ	0,6211	0,6211	0,6211	0,6211	
$Y(t)$	3,08	7,5312	12,41	17,49	
<i>3.1</i> t	0	5	10	15	
ψ^*	1	0,14	0,1018	0,1001	
B	0,9258	0,9258	0,9258	0,9258	
λ	0,6229	0,6229	0,6229	0,6229	
$Y(t)$	0,0454	5,0438	10,0223	14,6625	
<i>4.2</i> t	0	5	10	15	
ψ^*	1	0,05	0,0116	0,0101	
B	1,0092	1,0092	1,0092	1,0092	
λ	0,644	0,644	0,644	0,644	
$Y(t)$	0,0298	5,0125	10,0107	14,316	

Примечание. Полупроводники $Y(t) = (\ln(0,89/(\psi^ - 0,19)))/0,6221$ (числовой пример, кривая 1, рис. 1).*

Таблица 3. Вычисление $Y(t)=(\ln(B/(\psi^*+B-1)))/\lambda$

5.1	t	0	5	10	15	20
	ψ^*	1	0,4	0,3373	0,3308	0,3301
	B	0,8568	0,8568	0,8568	0,8568	0,8568
	λ	0,4308	0,4308	0,4308	0,4308	0,4308
	$Y(t)$	0,5709	5,8141	11,0616	16,1939	21,0209
5.2	t	2,5	7,5	12,5	17,5	
	ψ^*	0,4064	0,1282	0,0946	0,0906	
	B	0,8701	0,8701	0,8701	0,8701	
	λ	0,4416	0,4416	0,4416	0,4416	
	$Y(t)$	2,2908	7,0783	11,8717	16,4842	
6.2	t	0	5	10	15	
	ψ^*	1	0,12	0,0727	0,0701	
	B	0,9719	0,9719	0,9719	0,9719	
	λ	0,5238	0,5238	0,5238	0,5238	
	$Y(t)$	0,0841	5,6648	11,2371	17,5293	
6.3	t	2,5	7,5	12,5	17,5	
	ψ^*	0,2625	0,0398	0,0229	0,0204	
	B	0,8813	0,8813	0,8813	0,8813	
	λ	0,4506	0,4506	0,4506	0,4506	
	$Y(t)$	2,8637	8,4237	12,6868	17,0832	
7.1	t	0	5	10	15	
	ψ^*	1	0,2	0,1191	0,111	
	B	0,8701	0,8701	0,8701	0,8701	
	λ	0,4416	0,4416	0,4416	0,4416	
	$Y(t)$	-0,0512	5,1377	10,3268	15,3275	
7.2	t	0	5	10	15	20
	ψ^*	1	0,128	0,046	0,0409	0,0401
	B	0,8913	0,8913	0,8913	0,8913	0,8913
	λ	0,4587	0,4587	0,4587	0,4587	0,4587
	$Y(t)$	-0,1619	5,0476	10,9024	15,0382	19,8284

Примечание. Проводящие (угольные) $Y(t) = (\ln(0,8568/(\psi^*-0,1432)))/0,4308$ (числовой пример 5.1).

$$Y(t) = \frac{1}{0,011 \cdot \theta + 0,611} \cdot \ln \frac{0,056 \cdot \theta + 0,842}{\psi^*(t) + 0,056 \cdot \theta - 0,158} = t,$$

$$Y(t) = \frac{1}{0,045 \cdot \theta + 0,419} \cdot \ln \frac{0,106 \cdot \theta + 0,788}{\psi^*(t) + 106 \cdot \theta - 0,212} = t.$$

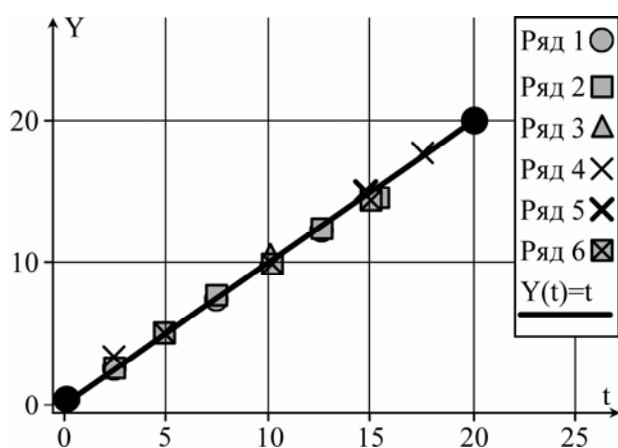


Рис. 10. Обобщенная зависимость $Y(t)$,
п/п – частицы

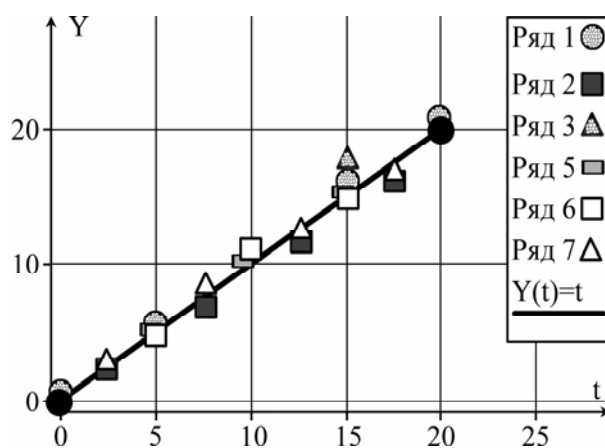


Рис. 11. Обобщенная зависимость $Y(t)$,
п – частицы

Первое – полупроводящим частицам, второе – проводящим, причем в уравнениях учитываются зависимости λ и ψ_{∞} от параметра θ .

ВЫВОДЫ

Приводится решение нестационарной задачи о концентрации дисперсных частиц на выходе из электрического фильтра в гидростатическом режиме рабочей среды.

Решена та же задача для гидродинамического режима процесса и показано, что структура решений в обоих случаях одинакова.

Найдены теоретические зависимости концентрации от времени на выходе из электрофильтра, хорошо согласующиеся с экспериментальными данными.

Полученные зависимости позволяют заключить, что почти незаметные изменения концентрации на выходе из электрофильтра в сторону уменьшения могут быть следствием математических свойств функций, описывающих концентрацию при больших временах обработки жидкости, а не полного исчезновения эффекта очистки.

Обобщены экспериментальные данные по электроочистке для проводящих и полупроводящих частиц в виде критериальных зависимостей, но не традиционно степенных, а логарифмических.

ЛИТЕРАТУРА

1. Леу В.И. Электроочистка трансформаторного масла от механической примеси в постоянном электрическом поле. *Электронная обработка материалов*. 2002, **38**(5), 55–59.
2. 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, **37**(5), 34–39.
3. Гросу Ф.П., Болога М.К., Леу В.И. Временная зависимость массопереноса при электросепарации. *Электронная обработка материалов*. 2012, **48**(3), 73–82.
4. Лёб Л. Основные процессы электрических разрядов в газах. М.: Физматгиз, 1950. 695 с.
5. Grosu F.P. and Bologa M.K. Electroisothermal Convection and its Role in the Process of Heat Exchange. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2008, **44**(3), 187–194.
6. Grosu F.P., Bologa M.K., Leu V.I. and Bologa Al.M. Revisited Electric Decontamination of Liquid Dielectrics. *Surface Engineering and Applied Electrochemistry*. 2012, **48**(3), 151–155.
7. Ландау Л. Д., Лифшиц Е.М. *Гидродинамика*. М.: Физматгиз, 1988. 733 с.
8. Гросу Ф.П., Болога М.К., Кожухарь И.А., Леу В.И. Электроосаждение механической примеси из диэлектрической жидкости при вынужденном движении в постоянном электрическом поле. *Электронная обработка материалов*. 2002, **38**(6), 33–38.
9. 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.

Поступила 24.06.11

Summary

Certain issues of electrical purification of dielectric oils (for example, transformer oil) to remove micron- sized semiconducting and conducting particles of are considered. The solution of the problem about the dependence of particle concentration on time at the output of electrofilter both at zero and non-zero flow rate is given. It is shown that in both cases a mathematical structure of the solution is the same, which makes it possible to use the same formulas with parameters of the given mode. Physical and mathematical interpretation of the experimental results is given. The equations of theoretical dependences, corresponding to the experimental ones, are obtained and theirs graphs are plotted. The experimental data that are in good agreement with theoretical results are generalized by dimensionless logarithmic equations.