

УДК 532.5.011:537.7

© 2006 г. И. Л. ПАНКРАТЬЕВА, В. А. ПОЛЯНСКИЙ

ЭЛЕКТРИЗАЦИЯ СЛАБОПРОВОДЯЩИХ ЖИДКОСТЕЙ ВБЛИЗИ СТЕНКИ

Исследована проблема образования нескомпенсированного объемного электрического заряда в течениях слабопроводящих вязких жидкостей в каналах при электрохимическом взаимодействии среды с границей раздела для произвольного соотношения между подвижностями заряженных частиц разных сортов. Рассмотрены новые модели поверхностных электрохимических процессов. Изучено влияние параметров этих процессов на величину тока электризации и на длину выхода электрических параметров среды на насыщение. Теоретически обоснована возможность образования сильных индуцированных электрических полей на границах раздела, определены два основных параметра, влияющих на величину этих полей и предложен механизм разрядки, проявляющийся в экспериментах в виде локальных областей свечения жидкости.

Ключевые слова: электрогидродинамика, слабопроводящие жидкости, электризация, поверхностные электрохимические реакции.

Образование нескомпенсированного объемного электрического заряда (электризация) при течении органических жидкостей в каналах связано с различием во взаимодействии положительно и отрицательно заряженных ионов жидкости со стенками, а также с разной скоростью переноса ионов различных сортов к границам раздела. Именуемые в литературе теоретические модели, описывающие этот процесс, основаны на предположении о слабом возмущении границей концентрации ионов в жидкости. Такое допущение позволяет после ряда дополнительных упрощений получить аналитическое решение задачи о накоплении электрического заряда в области течения и оценить величину электрического тока, который выносится из канала при сливе жидкости в собирающую емкость. Из аналитического решения и из экспериментов известно, что накопление нескомпенсированного заряда в первоначально электрически нейтральной жидкости происходит на некотором конечном расстоянии (длине релаксации L) от входа в канал. Далее в каждом поперечном сечении устанавливается распределение заряда, которое не меняется по длине канала и является одним из основных факторов, определяющих электрический ток выноса. Величина тока выноса существенно зависит от свойств переноса ионов в жидкости и от параметров взаимодействия среды с границами раздела. Аналитические решения получены для достаточно простых моделей поверхностных процессов, в основном когда эти процессы являются равновесными, а величина равновесной концентрации ионов мало отличается от квазинейтральной концентрации на входе [1]. В случае более общих моделей аналитические решения удается получить только в виде рядов с коэффициентами, вычисление которых требует применения численных методов [2]. Это обстоятельство ограничивает область применения таких решений в прикладных целях. Для некоторых моделей граничных условий аналитические решения в литературе отсутствуют.

Использование численных методов для решения задач об электризации в полной постановке позволяет детально изучить физические механизмы этого процесса, а также влияние свойств среды и поверхностных процессов на длину релаксации и ве-

личину нескомпенсированного заряда. Численными методами можно исследовать электризацию частично ионизованных газовых сред за счет различия в подвижностях положительных ионов и электронов при одинаковом характере их взаимодействия с границей раздела. Представляет интерес численное решение задачи о нейтрализации жидкости с помощью размещаемых на выходе из канала электродов, на поверхности которых реагируют только ионы, образующие нескомпенсированный объемный заряд. Нейтрализация заряда на выходном участке канала может осуществляться также электродами, инжектирующими в среду заряженные частицы противоположного знака. В таких задачах важное значение имеют сведения о длине релаксации.

1. Постановка задачи. Рассмотрим течение многокомпонентной слабопроводящей среды, состоящей из несущей диэлектрической жидкости и малой примеси положительных и отрицательных ионов, в плоском канале с проводящими заземленными стенками. Ионы в такой жидкой смеси образуются вследствие диссоциации нейтральных молекул различных примесей электролитной природы, которые при растворении в жидкости образуют слабо связанные ионные пары. При диссоциации этих пар возникают свободные ионы различных сортов, которые обуславливают проводимость среды. Будем считать, что степень ионизации мала и в отсутствие внешнего электрического поля заряженные частицы не влияют на движение несущей жидкости.

В рассматриваемой теоретической модели среды полагается, что все свободные ионы объединены в два сорта положительных и отрицательных ионов [3]. Возможно также образование новых заряженных частиц за счет электрохимических процессов на поверхности стенок канала. Для оценки вклада таких частиц в электризацию будем выделять их в третий сорт ионов.

В модели будем учитывать конвективный перенос ионов несущей жидкостью, диффузию и дрейф заряженных частиц в индуцированном электрическом поле. Уравнения электрогидродинамики, описывающие стационарные двумерные распределения концентраций заряженных частиц, напряженности электрического поля и электрического потенциала при ламинарном движении жидкости в плоском полубесконечном канале, запишем в виде

$$\frac{\partial}{\partial x}(n_i U_{ix}) + \frac{\partial}{\partial y}(n_i U_{iy}) = f_i, \quad i = 1-3 \quad (1.1)$$

$$f_j = w - \alpha n_1 n_2, \quad j = 1, 2, \quad f_3 = 0$$

$$n_i U_{ix} = n_i u, \quad n_i U_{iy} = \text{sign}(e_i) b_i n_i E - D_i \frac{\partial}{\partial y} n_i$$

$$\epsilon \epsilon_0 \frac{\partial^2 F}{\partial y^2} = -q, \quad E = -\frac{\partial F}{\partial y}, \quad q = \sum_i e_i n_i \quad (1.2)$$

$$e_1 > 0, \quad e_2 < 0, \quad e_3 \leq 0, \quad j_w = \sum_i e_i n_i U_{iy}$$

Здесь координатные оси x, y направлены соответственно вдоль и поперек канала, начало координат находится на входе в канал на нижней стенке, высота канала h . Величины $n_i, U_{ix}, U_{iy}, D_i, b_i$ – концентрация, компоненты скорости, коэффициенты диффузии и подвижности ионов i -того сорта с зарядом e_i, F – электрический потенциал, E – компонента напряженности поля в направлении поперек канала, q – плотность объемного заряда, j_w – плотность тока проводимости на стенку, $\epsilon \epsilon_0$ – абсолютная диэлектрическая проницаемость среды, u – компонента скорости жидкости вдоль канала. Индексы 1 и 2 относятся к ионам, образовавшимся в результате объ-

емного процесса диссоциации нейтральных молекул примеси, индекс 3 – к ионам, которые появляются в жидкости за счет поверхностной ионизации. Считается для определенности, что это отрицательные ионы. Индекс 3 при анализе одной из моделей будет также использоваться для обозначения концентрации нейтральной компоненты, которая изначально отсутствует в среде и образуется в результате поверхностной рекомбинации ионов жидкости (при этом, очевидно, $e_3 = 0$). Величины w , α – скорость объемной реакции диссоциации и константа скорости объемной рекомбинации ионов разных знаков, которые считаются постоянными. В случае $w = \alpha = 0$ молекулы примеси являются сильным электролитом, который полностью диссоциирует на ионы при растворении в несущей жидкости. Если w , $\alpha \neq 0$, электролит называется слабым.

Уравнения (1.1), (1.2) записаны при следующих допущениях. Течение несущей жидкости считается ламинарным и определяется градиентом давления среды вдоль канала. Влиянием кулоновских сил на движение пренебрегается. Для скорости жидкости, имеющей только продольную компоненту u , используется формула Пуазейля

$$u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (y^2 - hy) \quad (1.3)$$

Здесь p , μ – давление и динамическая вязкость жидкости. Напряженность электрического поля имеет только одну компоненту E в поперечном к стенкам канала направлении. Продольное поле отсутствует, так как на входе и на выходе канала нет внешних источников поля. Рассматриваются условия, когда диффузионное число Пекле значительно больше единицы. При этом в выражении для скоростей компонент вдоль канала U_{ix} можно пренебречь продольной диффузией [4] и не учитывать дрейф в электрическом поле. Поперечные скорости компонент U_{iy} определяются диффузией и дрейфом в поперечном индуцированном поле E .

Остановимся на формулировке граничных условий на поверхности стенок канала для концентраций компонент. Вывод соотношений на границе раздела с учетом поверхностных электрохимических процессов из условий баланса потоков частиц на границу приведен в [5]. Запишем их сначала в общем виде

$$n_i U_{iy} = A_i^k(E, n_m, \dots) - K_i^k n_i \quad (1.4)$$

Здесь A_i^k , K_i^k – параметры поверхностных электрохимических процессов, характеризующих соответственно потоки ионов или нейтральных частиц за счет ионизации и рекомбинации на границе раздела. Эти величины зависят от свойств поверхности, состава жидкости и прочего, в частности параметр A_i^k может зависеть от поля, при этом зависимость может иметь пороговый по величине поля характер. Верхний индекс у величин A_i^k , K_i^k указывает на расположение стенки. Для нижней стенки $k = 0$, для верхней стенки $k = 1$. Необходимость в верхнем индексе возникает при решении задачи о нейтрализации жидкости, когда разные границы раздела обладают различающимися поверхностными свойствами. Соотношение между слагаемыми в правой части (1.4) может быть произвольным. Ниже рассматривается несколько моделей процессов на поверхности.

Сведения о величинах параметров A_i^k , K_i^k и их зависимостях от свойств поверхности и контактирующей с ней углеводородной жидкости в литературе практически отсутствуют. Имеются косвенные данные, полученные путем решения обратной задачи, когда путем варьирования параметров теоретической модели достигается качественное или количественное совпадение с наблюдаемыми в эксперименте электрогидродинамическими эффектами [4, 6–8].

Для завершения постановки задачи необходимо задать условия на входе в канал для концентраций и условия на стенках для потенциала

$$\begin{aligned} n_1(0, y) = n_2(0, y) = n_0, \quad n_3(0, y) = 0, \quad x = 0 \\ F(x, 0) = F(x, h) = 0, \quad y = 0, h \end{aligned} \quad (1.5)$$

Входящие в уравнения и граничные условия параметры переноса и электрохимических реакций при решении задачи считаются заданными. В экспериментах по исследованию электризации измеримыми величинами являются полный конвективный ток через поперечное сечение канала J (ток выноса) и длина релаксации L , на которой этот ток достигает своего максимального значения. Полный конвективный ток через единицу ширины поперечного сечения канала определим соотношением

$$J(x) = \int_0^h q(x, y) u(y) dy$$

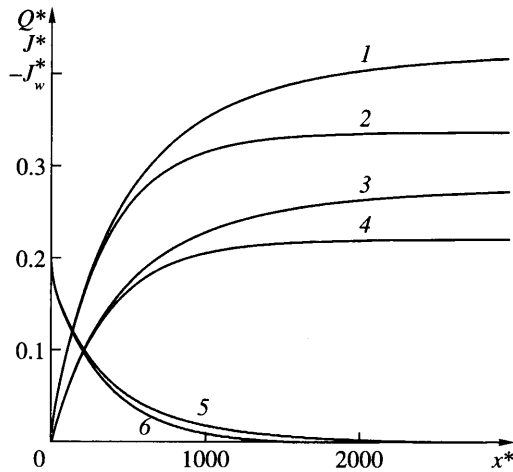
Наряду с током выноса J для анализа механизма электризации будем использовать также величину полного заряда на единицу ширины поперечного сечения канала

$$Q(x) = \int_0^h q(x, y) dy$$

В дальнейшем Q будем называть зарядом сечения. Характеристики зависимости величин J и Q от расстояния до входного сечения канала, а также от свойств переноса ионов и кинетических констант аналогичны один другому.

Сформулированная задача решается численно методом конечных разностей по неявной схеме с использованием итераций при линеаризации нелинейных слагаемых в уравнениях и граничных условиях. Соотношения (1.1)–(1.5) записываются в безразмерном виде с характерными параметрами, соответствующими углеводородной среде типа гептана с проводимостью $\sigma_0 = 10^{-10}$ См/м и характерным значением коэффициента диффузии ионов $D_0 = 1.34 \cdot 10^{-9}$ м²/с. По этим значениям из соотношения Эйнштейна вычисляются характерные значения коэффициента подвижности ионов b_0 и концентрации ионов n_0 , так как в квазинейтральной среде проводимость $\sigma_0 = 2en_0b_0$. Коэффициент рекомбинации ионов α_0 вычисляется по соотношению Ланжевена, а скорость диссоциации w_0 рассчитывается из условия равновесия объемной реакции образования ионов. Скорость поверхностной рекомбинации ионов $K_{20} = 4 \cdot 10^{-5}$ м/с [1]. Средняя скорость жидкости $u_0 = 0.1$ м/с. Для электрических параметров при обезразмеривании используются величины: потенциал $F_0 = kT_0/e$, $T_0 = 300$ К, напряженность поля $E_0 = F_0/h$, ток проводимости на стенку $j_{w,0} = en_0b_0E_0$, полный заряд поперечного сечения канала единичной ширины $Q_0 = en_0h$, ток выноса $J_0 = Q_0u_0$. Координаты x, y отнесены к высоте канала $h = 1.6 \cdot 10^{-5}$ м. Безразмерные величины далее отмечены звездочкой. Вариант расчета, соответствующего приведенным характерным значениям, будем называть базовым.

Ниже приведены результаты вычислительных экспериментов по исследованию электризации для разных моделей взаимодействия среды с границами раздела. При аналитическом решении задач об электризации с условиями типа (1.4) обычно принимается, что поток A_i^k образовавшихся на границе ионов постоянен, поверхностный процесс не возмущает объемную концентрацию нейтральных молекул электролита, ионизирующихся на поверхности. Более сложен процесс на поверхности с образованием нейтральных молекул, отсутствовавших в среде на входе в канал. Такого типа реакции ранее в литературе не рассматривались, так как допущение о слабом возмущении объемной концентрации одной из компонент среды поверхностным процессом в этом случае некорректно.



Фиг. 1. Распределения полного заряда сечения Q^* (кривые 1, 2), конвективного тока J^* (кривые 3, 4) и плотности тока проводимости на стенку $-j_w^*$ (кривые 5, 6) вдоль канала. Здесь (и ниже на фиг. 2–4, 6, 8) четные номера кривых – сильный электролит ($w^* = \alpha^* = 0$), нечетные номера – слабый ($w^* = \alpha^* = 1$)

Анализ [9] показывает, что в состоянии насыщения новая компонента присутствует уже во всем объеме жидкости.

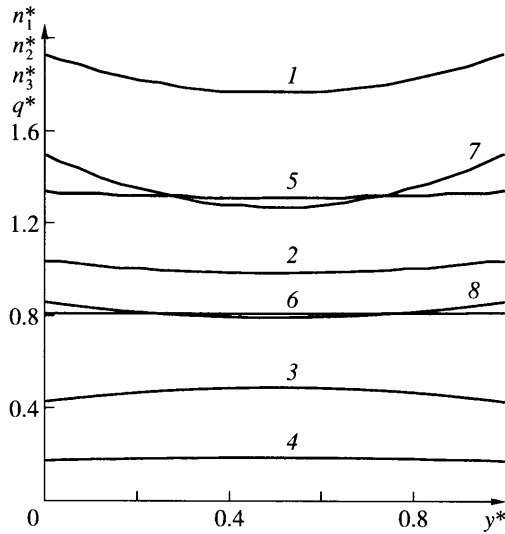
2. Поверхностная рекомбинация с образованием новой нейтральной компоненты.

Пусть стенки нейтральны по отношению к положительным ионам, а отрицательные ионы реагируют на ней с образованием изначально отсутствовавшей в жидкости нейтральной компоненты, концентрация n_3 которой на входе в канал равна нулю. Будем считать для простоты, что обе стенки канала имеют одинаковые электрохимические свойства, поэтому при записи условий на границе верхний индекс у параметров опустим. На нижней стенке ($y = 0$):

$$n_1 U_1 = 0, \quad n_2 U_2 = A_3 n_3 - K_2 n_2, \quad n_3 U_3 = -A_3 n_3 + K_2 n_2 \quad (e_3 = 0) \quad (2.1)$$

На верхней стенке ($y = h$) в правых частях (2.1) нужно изменить знак. Условия (2.1) отражают один из возможных реальных механизмов взаимодействия среды с границей раздела. Участие нейтральных частиц, на которые не действует индуцированное электрическое поле, влияет на процесс установления предельного состояния насыщения среды, соответствующего равновесию поверхностных реакций. В частности, длина релаксации при этом может сильно измениться [9] по сравнению со случаями, которые обычно рассматривают при аналитическом решении задачи [1, 2, 4].

Развитие процесса электризации показывают распределения (фиг. 1) заряда сечения Q^* , конвективного тока J^* и плотности тока проводимости на стенку j_w^* вдоль канала, начиная от входного сечения. Рассмотрены случаи сильного ($w^* = \alpha^* = 0$) и слабого ($w^* = \alpha^* = 1$) электролита. Исходные параметры среды соответствуют приведенным выше данным для характерных значений. Сразу после входа жидкости в канал в результате неравновесной поверхностной рекомбинации концентрация отрицательных ионов в окрестности стенки уменьшается и в жидкости начинает генерироваться положительный объемный заряд. Этот заряд индуцирует неоднородное электрическое поле, направленное к стенке. В возникшем поле положительные ионы, не реагирующие на поверхности, начинают двигаться из ядра потока в пограничную область, их концентрация вблизи стенки растет, еще более увеличивая объемный заряд. В описанных процессах



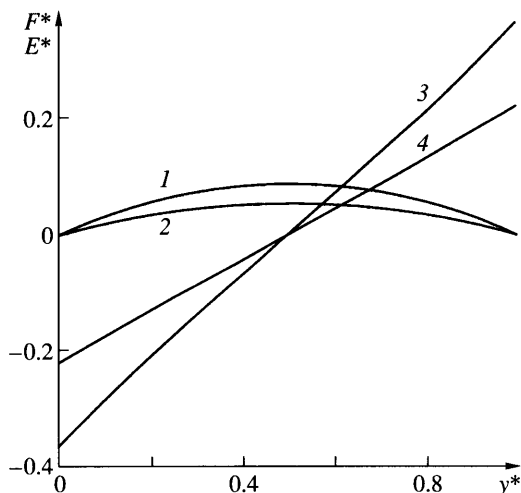
Фиг. 2. Распределение концентраций компонент n_i^* ($n_1^* - 1, 2$, $n_2^* - 3, 4$, $n_3^* - 5, 6$) и плотности объемного заряда q^* (7, 8) в сечении канала $x^* = 3000$

наряду с полем возникают также градиенты концентраций заряженных компонент, создающие потоки диффузии отрицательных ионов к стенке, а положительных ионов – от стенки. Диффузионные потоки заряженных компонент конкурируют с их дрейфовыми потоками под действием индуцированного поля. Кроме того, возникает неоднородное распределение концентрации новой нейтральной компоненты, образующейся на стенке при рекомбинации отрицательных ионов.

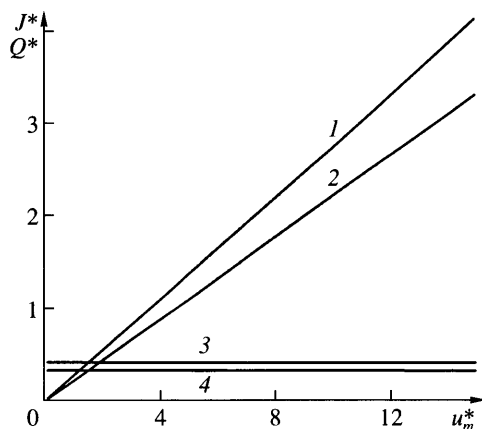
Профили концентраций компонент n_i^* и плотности объемного заряда q^* представлены в сечении $x^* = 3000$ (фиг. 2), которое примерно соответствует выходу тока и заряда на свои предельные значения для сильного электролита (фиг. 1). В случае слабого электролита длина релаксации значительно больше. Это связано с тем, что для выхода на насыщение необходимо дополнительно установить равновесие объемного электрохимического процесса, имеющего свое характерное время релаксации, на новом уровне по сравнению с уровнем на входе в канал. Из фиг. 2 видно, что в случае слабого электролита концентрация положительных ионов n_1^* в центре канала превышает значение на входе примерно в 1.8 раза, а концентрация n_2^* примерно в 2 раза ниже. На входе безразмерные значения $n_1^* = n_2^* = 1$. Объемный заряд занимает весь канал, поскольку для данного расчета число Дебая $D_e = r_d/h = 0.96$ (r_d – дебаевский радиус). Для слабого электролита объемный заряд больше, чем для сильного, так как в ядре потока имеется объемный неравновесный источник заряженных частиц.

После выхода на насыщение максимальная величина потенциала F^* жидкости относительно стенок составляет для сильного электролита всего лишь 0.05 теплового потенциала (фиг. 3).

Изменение вдоль канала концентраций ионов, объемного заряда и обусловленного им продольного конвективного электрического тока происходит до тех пор, пока не установится баланс потоков диффузии и дрейфа ионов в поперечном направлении, а для рождающейся на поверхности новой нейтральной компоненты не установится однородное в поперечном направлении распределение. После этого заряд сечения и конвективный ток выходят на насыщение и далее вдоль канала не меняются. Таким образом, при



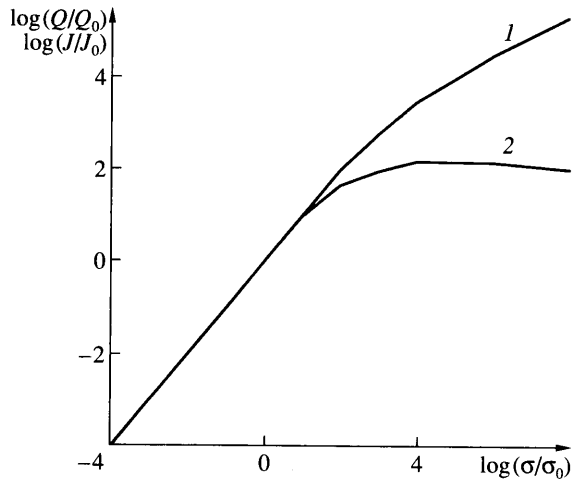
Фиг. 3. Распределение потенциала (1, 2) и напряженности поля (3, 4) в сечении канала $x^* = 3000$



Фиг. 4. Зависимости конвективного тока J^* (1, 2) и заряда Q^* (3, 4) от максимальной скорости течения u_m^* при $x^* = 30000$

течении жидкости в полубесконечном канале нескомпенсированный объемный электрический заряд генерируется за счет поверхностных процессов только начальным участком канала на длине релаксации L . На остальной части канала происходит только конвективный перенос накопившегося в каждом сечении заряда.

Зависимости конвективного тока J^* и заряда Q^* от максимальной безразмерной скорости течения $u_m^* = u_m/u_0$ (u_m – максимальное значение скорости в формуле Пуазейля) для сильного и слабого электролита приведены (фиг. 4) для сечения, в котором заведомо достигается состояние насыщения во всем рассмотренном диапазоне скоростей. Видно, что изменение скорости жидкости не влияет на величину заряда насыщения, а конвективный ток насыщения меняется линейно со скоростью. Таким образом, численное решение задачи для условий, когда поверхностные процессы вносят конечные возмущения в распределения концентраций поперек канала, под-



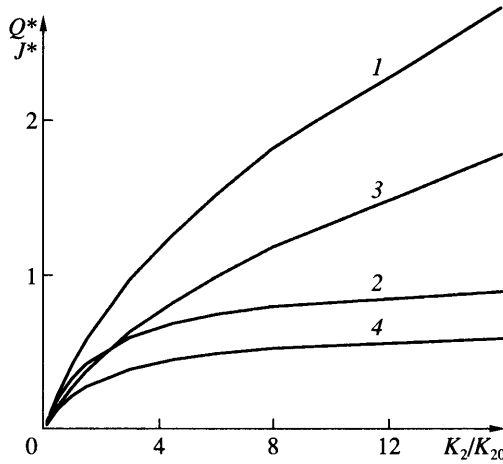
Фиг. 5. Зависимость заряда (1) и конвективного тока (2) от проводимости для сильного электролита в сечении, где достигнуто насыщение

тверждает результаты приближенных аналитических решений [1, 2, 4]. Расчеты показывают, что с ростом скорости увеличивается длина релаксации, что объясняется затягиванием установления баланса потоков за счет сноса заряженных частиц.

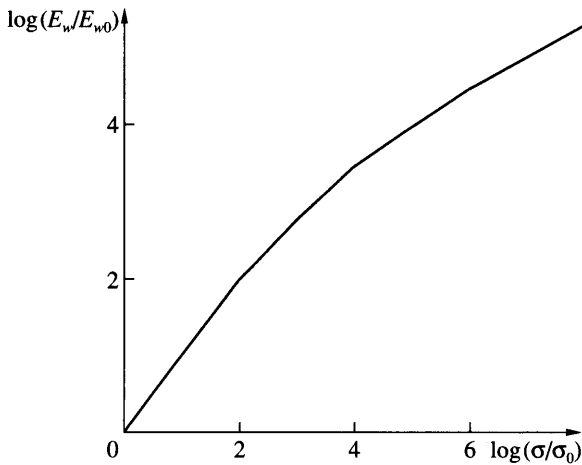
Зависимости заряда и конвективного тока от проводимости для сильного электролита представлены для сечения, где достигается насыщение (фиг. 5). Индекс 0 здесь и ниже соответствует указанным в разд. 1 характерным значениям параметров. С ростом проводимости заряд и ток начинают быстро расти, затем скорость роста падает и, наконец, конвективный ток перестает заметно меняться и с дальнейшим увеличением проводимости начинает уменьшаться, несмотря на то, что заряд продолжает расти. Это объясняется тем, что при больших проводимостях (малые числа Дебая) заряд сосредотачивается во все более узкой пристеночной области, где конвективный ток уменьшается из-за малой скорости потока. Известный из экспериментов факт уменьшения тока выноса с увеличением проводимости среды используется в технологической практике транспортировки жидких углеводородов для подавления электризации путем растворения в жидкости веществ, являющихся сильными электролитами [10].

С увеличением скорости поглощения отрицательных ионов на стенке заряд сечения и ток нелинейно растут (фиг. 6), при этом концентрация n_2^* во всем поперечном сечении падает, а концентрация n_1^* в силу самосогласованного влияния поля, заряда и электрохимических процессов друг на друга значительно увеличивается по сравнению с величинами на входе в канал. В сильном электролите в рассмотренном диапазоне изменения скорости поверхностной рекомбинации заряд сечения и ток стремятся с увеличением K_2 к некоторым предельным значениям. Физически это объясняется тем, что в отсутствие объемного источника с увеличением K_2 сильно уменьшается уровень концентрации n_2^* — вниз по потоку происходит очистка среды от отрицательных ионов за счет интенсивного поглощения стенкой. В слабом электролите также наблюдается тенденция к насыщению по параметру K_2 , только из-за наличия объемного источника происходит это с увеличением скорости поглощения на несколько порядков, фактически при $K_2 \rightarrow \infty$.

С увеличением проводимости среды растет напряженность электрического поля на стенке E_w^* (фиг. 7). Для достаточно хорошо проводящих сред в состоянии насы-



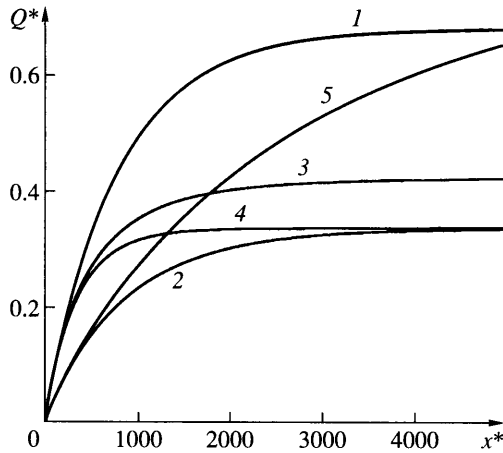
Фиг. 6. Влияние на заряд (1, 2) и конвективный ток (3, 4) скорости поверхностной рекомбинации отрицательных ионов K_2 в сечении, где достигнуто насыщение



Фиг. 7. Зависимость напряженности электрического поля на стенке E_w от проводимости σ при насыщении для сильного электролита, $E_{w0} = 146.9$ В/м, $\sigma_0 = 10^{-10}$ См/м

щения E_w^* может достигать больших величин; например, при $\sigma/\sigma_0 = 10^6$ размерное значение напряженности поля на стенке $E_w = 400$ кВ/м. Это объясняется тем, что вследствие поверхностных электрохимических процессов возникает разность потенциалов между стенкой и внешней границей заряженного электродиффузионного слоя. Хотя эта разность невелика (порядка нескольких kT/e), с ростом проводимости сильно падает толщина слоя, следовательно, увеличивается поле.

Рост напряженности электрического поля на стенке с развитием электризации вниз по потоку может привести к появлению нового поверхностного процесса типа холодной автоэлектронной эмиссии, интенсивность которой зависит от напряженности поля. Свободные электроны, попадая в жидкость, прилипают к нейтральным молекулам среды, содержащим элементы с положительным электронным средством, образуя отрица-



Фиг. 8. Распределения заряда сечения вдоль канала для разных моделей поверхностных процессов. При условии (2.3) – кривая 1 (данные для слабого и сильного электролитов практически совпадают). При условии (2.2) – кривые 2 ($w^* = \alpha^* = 0$) и 5 ($w^* = \alpha^* = 1$). При условии (2.1) – кривые 3 ($w^* = \alpha^* = 1$) и 4 ($w^* = \alpha^* = 0$)

тельные ионы нового сорта. Процесс прилипания может сопровождаться излучением квантов света с длиной волны в диапазоне 300–500 нм [11]. Этим достаточно простым механизмом можно объяснить [12] наблюдаемое в экспериментах [13] свечение углеводородных жидкостей при прокачке их через узкие диэлектрические каналы, не привлекающая при этом понятия сонолюминесцентного свечения, которое проявляется при схлопывании кавитационных пузырьков.

Рассмотрим влияние поверхностных процессов на длину релаксации. Сравним для этого несколько моделей реакций на стенке – модель (2.1) и две модели с двумя сортами ионов, реакции которых на стенке описываются при $y = 0$ соотношениями (для $y = h$ условия аналогичны, только меняется знак правых частей)

$$n_1 U_1 = 0_1, \quad n_2 U_2 = A_2 - K_2 n_2, \quad n_3 U_3 = 0 \quad (2.2)$$

$$n_1 U_1 = A_1 - K_1 n_1, \quad n_2 U_2 = A_2 - K_2 n_2, \quad n_3 U_3 = 0 \quad (2.3)$$

Здесь A_1, A_2 считаются константами, что соответствует обычно принимаемым представлениям о пренебрежимо малом возмущении концентраций нейтральных молекул примесей, ионизирующихся на поверхности. Условия (2.3) описывают ситуацию, когда на поверхности реагируют оба сорта ионов. Знак нескомпенсированного заряда и его величина зависят от соотношений между параметрами A_i, K_i . Выберем величину A_1 таким образом, чтобы равновесная концентрация положительных ионов на поверхности n_{1w} несколько превышала концентрацию этих ионов на входе в канал. Для корректности сравнения длин релаксации величину A_2 возьмем равной $A_3 n_{3w}$, где n_{3w} – концентрация нейтральных молекул на стенке после выхода на насыщение в расчете, соответствующем условиям (2.1). При таких соотношениях между поверхностными параметрами начальный участок канала будет генерировать положительный объемный заряд.

Длины релаксации для параметров базового варианта для всех трех моделей поверхностных процессов можно оценить по распределениям заряда сечения вдоль канала (фиг. 8). В условиях (2.3), когда на поверхности с разной скоростью реагируют обе ионные компоненты, длина релаксации для слабого и сильного электролитов $L \approx 2990$. Для

условий (2.2), когда реагируют только отрицательные ионы, в слабом электролите $L \approx \approx 7000$, в сильном $L \approx 3160$. Условия (2.1), при которых за счет поверхностной рекомбинации отрицательных ионов образуется новая нейтральная примесь, дают в слабом электролите $L \approx 2230$, в сильном $L \approx 1170$. Видно, что для условий (2.2), когда значение равновесной концентрации отрицательных ионов n_{2w} на стенке не меняется вдоль всего канала, длины релаксации значительно больше, чем в случаях (2.3) и (2.1). В последнем случае равновесие устанавливается быстрее всего за счет участия в процессе продукта поверхностной реакции – нейтральной компоненты, которая отсутствовала на входе. Вследствие этого на участке вблизи входа, где $A_3 n_3 \approx 0$, идет интенсивное поглощение отрицательных ионов и быстрее вырабатывается баланс потоков под действием поля, индуцированного растущим положительным объемным зарядом. Одновременное реагирование на стенке обоих сортов ионов дает промежуточную длину релаксации.

3. Нейтрализация заряда путем изменения эмиссионных свойств стенки. Один из практических методов нейтрализации заряда жидкости состоит в том, что на выходе из канала изменяют электрохимические свойства стенки, увеличивая поглощение ионов, образующих объемный заряд. Нейтрализовать заряд можно также за счет эмиссии в жидкость на определенном участке канала зарядов противоположного знака. Рассмотрим последний случай подробнее в связи с тем, что появляется возможность объяснить наблюдаемую в эксперименте [13] локализацию области свечения жидкости в окрестности линии стыковки участков канала с разным материалом стенок, не привлекая для этого гипотезы, связанные с кавитационным схлопыванием пузырьков.

Пусть стенка химически нейтральна по отношению к положительным ионам, а отрицательные ионы сорта 2 участвуют в поверхностных реакциях рекомбинации и ионизации. Будем считать, что отрицательные ионы сорта 3, которые отсутствуют в жидкости на входе в канал, появляются в результате поверхностной ионизации, скорость которой пропорциональна напряженности электрического поля. Процесс образования ионов сорта 3 может выглядеть следующим образом. Сильное индуцированное электрическое поле вызывает автоэлектронную эмиссию из стенки. Поскольку в жидкости время жизни эмитированных свободных электронов мало, при столкновениях в окрестности стенки они прилипают к молекулам жидкости, образуя отрицательные ионы. Большинство углеводородных молекул имеет положительное сродство к электрону [14], поэтому процесс прилипания может сопровождаться фоторекомбинационным высвечиванием.

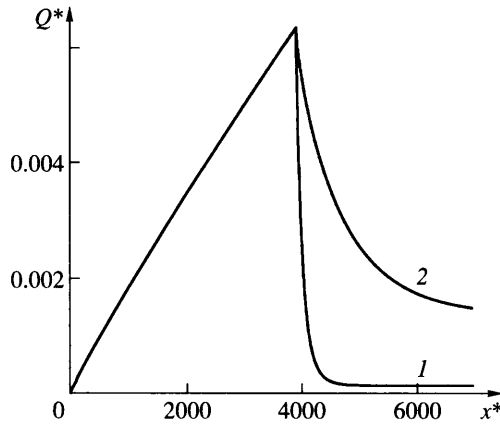
С учетом сказанного граничные условия при $y = 0$ запишем в виде (для $y = h$ нужно изменить знак правых частей)

$$n_1 U_1 = 0, \quad n_2 U_2 = A_2 - K_2 n_2, \quad n_3 U_3 = B_3 E \quad (B_3 = 0, x < x_0, B_3 > 0, x \geq x_0) \quad (3.1)$$

Входящие в (3.1) параметры A_2, B_3, K_2 описывают поверхностную ионизацию и рекомбинацию ионов. Эти параметры зависят от материала стенок канала и могут быть разными для разных участков стенок. Для моделирования процесса разрядки будем считать, что величина B_3 отлична от нуля только на некоторой заданной части стенок, как это записано в (3.1). Этим условием можно учесть изменение материала стенок канала.

После включения зависящей от поля инъекции отрицательных ионов сорта 3 (при $x_0^* = 4000$) заряд сечения быстро спадает (фиг. 9). При этом скорость уменьшения заряда (длина релаксации) и новое его значение, соответствующее условиям насыщения, сильно зависят от величины параметра B_3 (на кривой 1 величина B_3 в 10 раз больше, чем на кривой 2). Таким образом, уменьшение заряда электризации может быть достигнуто на коротком расстоянии вблизи выхода из канала, если специальным образом изменить поверхностные свойства выходного участка.

4. Электризация приграничных областей в течениях частично ионизованного газа. Электризация приграничных областей может происходить вследствие сильного разли-



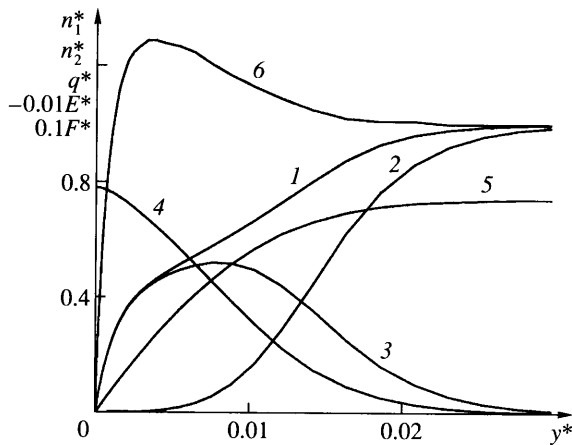
Фиг. 9. Распределения заряда сечения вдоль канала в сильном электролите при условии (3.1) для $x_0^* = 4000$

чия в значениях подвижностей заряженных частиц разных знаков при одинаковых условиях на границе. Такая ситуация типична для течений частично ионизованного газа в каналах с каталитическими стенками, на которых происходит поверхностная рекомбинация положительных ионов и электронов с бесконечной скоростью, при этом равновесная концентрация заряженных частиц на поверхности близка к нулю. В численных расчетах это достигается сильным увеличением коэффициентов K_1 , K_2 . Примером такого типа электризации служит рассмотренная в [15] задача о накоплении электрического заряда на корпусе летательного аппарата при вытекании частично ионизованных струй продуктов сгорания топлива в реактивных двигателях.

Рассмотрим частично ионизованную газовую смесь продуктов горения при температуре 2000 К с исходной квазинейтральной концентрацией заряженных частиц $n_0 = 10^{16} \text{ м}^{-3}$ и с отношением подвижностей электронов и ионов, равным 10^3 [16]. Пусть ширина канала 0.01 м. В модели будем учитывать два сорта заряженных частиц (положительные ионы и электроны). Расчеты проводились для граничных условий (2.3) с нулевыми значениями коэффициентов A_1 , A_2 и с увеличенными на несколько порядков величинами коэффициентов K_1 , K_2 по сравнению с приведенным в разд. 1 характерным значением K_{20} для жидкостей. Это обеспечивает близкую к нулю концентрацию носителей заряда на поверхности.

Решение задачи показывает, что после входа в канал в среде начинает образовываться объемный заряд, при этом имеется начальный участок быстрого роста заряда, затем скорость роста падает и далее вниз по потоку заряд сечения в случае реагирующей в объеме смеси ($w^* = \alpha^* = 1$) практически не меняется (заряд и ток на стенку выходят на насыщение). В случае замороженных объемных реакций ($w^* = \alpha^* = 0$) заряд сечения достигает максимума, после этого начинает медленно спадать (происходит медленная электроочистка среды из-за поглощения заряженных частиц стенкой).

При большой скорости поглощения заряженных частиц стенкой происходит обеднение пристенного слоя электронами вследствие того, что подвижность их на три порядка больше, чем у ионов, и в среде образуется положительный объемный заряд (фиг. 10). Последний создает поле, направленное к стенке, которое еще больше увеличивает разницу концентраций ионов и электронов, отталкивая электроны и увеличивая поток ионов. В пристенной области концентрации ионов и электронов в случае замороженной объемной реакции имеют разные по величине, но одинаковые по направлению градиенты (фиг. 10). В частности, на ионы индуцированное поле и градиент концентрации



Фиг. 10. Распределения параметров среды и поля в поперечном сечении канала ($n_1^* - 1, 6, n_2^* - 2, q^* - 3, -0.01E^* - 4, 0.1F^* - 5$). На кривых 1–5 объемные реакции в газе заморожены ($w^* = \alpha^* = 0$), на кривой 6 параметры $w^* = \alpha^* = 1$

действуют в одном и том же направлении, поэтому поток ионов на стенку в области слабого изменения заряда сечения не обращается в нуль, как в случае электризации жидкости при выходе на насыщение. Этот поток и объясняет медленный спад заряда вниз по течению, поскольку вклад электронов здесь мал из-за установления баланса дрейфового и диффузионного потока электронов в поперечном направлении. В среде с объемными реакциями пристенное распределение концентрации положительных ионов немонотонное (кривая б), имеется направленный противоположно полю градиент, ограничивающий поток ионов на стенку.

Заключение. Впервые в достаточно полной постановке численно решена задача об электризации многокомпонентных слабопроводящих жидкостей при их течении в каналах со стенками, находящимися под постоянным потенциалом. На основе вычислительных экспериментов в широком диапазоне параметров, определяющих образование заряда в среде, установлены два основных механизма электризации – электрохимический и диффузионный.

Первый реализуется при разных условиях электрохимического взаимодействия ионов разных знаков со стенкой. При этом всегда образуется объемный заряд, индуцирующий в окрестности стенки нормальное к ней электрическое поле. Знак заряда и направление поля (к стенке или от стенки) зависят от соотношения между параметрами поверхностных процессов для ионов разных знаков. Индуцированное поле усиливает разделение зарядов. В свою очередь, разделение зарядов увеличивает поле. Это продолжается до тех пор, пока не наступит баланс диффузионных и дрейфовых потоков ионов на стенку, а поверхностные и объемные электрохимические процессы не придут к равновесию. Установлено сильное влияние на длину релаксации, заряд и ток таких параметров, как проводимость среды, скорости рекомбинации и поверхностной ионизации. Скорость жидкости на заряд влияет слабо.

Диффузионный механизм работает в средах с большой разницей между коэффициентами подвижности носителей заряда разных знаков (например, в частично ионизованной газовой смеси продуктов горения). В таких средах объемный заряд в окрестности стенки возникает и при одинаковом характере электрохимического взаимодействия заряженных частиц со стенкой.

Впервые теоретически получена известная из эксперимента зависимость конвективного тока от проводимости во всем практически интересном диапазоне, когда ток сна-

чала растет, далее имеется плато с малым изменением тока и затем уменьшение тока при больших σ .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 04-01-00078).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Touchard G.* Flow electrification of liquids // *J. Electrostatics*. 2001. V. 51–52. P. 440–447.
2. *Черный Л.Т.* Электродинамические модели и методы расчета электризации органических жидкостей при течении по трубам // Докл. АН СССР. 1983. Т. 271. № 3. С. 573–577.
3. *Панкратьева И.Л., Полянский В.А.* Моделирование электродинамических течений в слабопроводящих жидкостях // ПМТФ. 1995. Т. 36. № 4. С. 36–44.
4. *Полянский В.А., Прибылов В.Н.* Влияние продольной диффузии на ток электризации жидких диэлектриков при течении в канале // Коллоид. журн. 2004. Т. 66. № 3. С. 372–375.
5. *Gogosov V.V., Polyansky K.V., Polyansky V.A., Shaposhnikova G.A., Vartanyan A.A.* Modeling of nonstationary processes in channels of EHD pump // *J. Electrostatics*. 1995. V. 34. P. 245–262.
6. *Polyansky V.A., Pankratieva I.L.* Multilayer charged structures in nonpolar dielectric liquids // *J. Coll. and Int. Sci.* 2000. V. 230. P. 306–311.
7. *Прибылов В.Н.* Экспериментальное исследование тока электризации диэлектрических жидкостей в цилиндрической трубке // Коллоид. журн. 1996. Т. 58. № 4. С. 524–527.
8. *Paillat T., Moreau E., Touchard G.* Space charge density at the wall in the case of heptane flowing through an insulating pipe // *J. Electrostatics*. 2001. V. 53. P. 171–182.
9. *Панкратьева И.Л., Полянский В.А.* Электризация слабопроводящих сред в окрестности границы раздела // Современные проблемы электрофизики и электродинамики жидкостей: Сб. докл. VII Междунар. конф., Санкт-Петербург, 25–29 июня 2003 г. 2003. С. 203–207.
10. *Исаев А.Г., Агаев А.С., Аббасов В.М., Гаджиева Э.К., Усачева М.А., Набибекова Х.А.* Антистатические присадки к светлым нефтепродуктам // Защита от вредного воздействия статического электричества в народном хозяйстве: Тез. докл. III Всесоюз. научн.-техн. конф., Северодонецк, сентябрь 1984 г. С. 113–114.
11. *Месси Г.* Отрицательные ионы. М.: Мир, 1979. 754 с.
12. *Панкратьева И.Л., Полянский В.А.* Образование сильных электрических полей при течении жидкости в узких каналах // Докл. РАН. 2005. Т. 403. № 5. С. 619–622.
13. *Баранов Д.С., Бухарин Н.С., Герценштейн С.Я., Монахов А.А.* Электризация слабопроводящей жидкости в тонком диэлектрическом канале // Тез. докл. XIII школы-семинара “Современные проблемы аэродинамики”. 5–15 сентября 2005. Сочи, “Буревестник” МГУ. М.: Изд-во МГУ, 2005. С. 14.
14. *Веденев В.И., Гурвич Л.В., Кондратьев В.Н., Медведев В.А., Франкевич Е.Л.* Энергии разрыва химических связей. Потенциалы ионизации и сродство к электрону. М.: Изд-во АН СССР, 1962. 215 с.
15. *Ватажин А.Б., Улыбышев К.Е.* Модель формирования электрического тока выноса в каналах авиационных реактивных двигателей // Изв. РАН. МЖГ. 2000. № 5. С. 139–148.
16. *Лаутон Дж., Вайнберг Ф.* Электрические аспекты горения. М.: Энергия, 1976. 294 с.

Москва

Поступила в редакцию
15.XI.2005