

4. Афиногенов Е.П., Комельков В.С., Малюшевский П.П. Генерация направленных ударных волн сильноточными импульсными разрядами в жидкости // *Электричество*. 1992. № 12. С. 40 – 45.
5. Ландау Л.Д., Станюкович К.П. Об изучении детонации конденсированных ВВ // *ДАН СССР*. 1945. Т. 46. № 9. С. 399 – 402.
6. Соболев И.М. Численные методы. Монте-Карло. М., 1973.

Поступила 11.11.02

Summary

The outcomes experimental and analytical investigations of a way of electroexplosive generation of directional shockwaves and their practical usage for creation of the new class of electroexplosive means of conversion of energy – generators of concurrent shockwaves so-called "trishockers".

Н.В. Полищук, И.М. Панченко, М.С. Панченко, И.Н. Карпович*

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ НА ПЕРЕМЕЩЕНИЕ ВОДЫ В КАПИЛЛЯРНЫХ ТРУБКАХ

*Ровенский государственный гуманитарный университет,
ул. Бендеры, 12, г. Ровно, 33028, Украина*

**Украинский государственный университет водного хозяйства и природопользования,
ул. Соборная, 11, г. Ровно, 33028, Украина*

Капиллярные явления охватывают различные случаи равновесия и движения жидкости под действием сил межмолекулярного взаимодействия различных фаз и внешних сил. Наиболее распространенное капиллярное явление – впитывание жидкостей в капилляры.

Целью данной работы является изучение кинетики процессов впитывания воды отдельными цилиндрическими макрокапиллярами в условиях воздействия неоднородного электрического поля (НЭП). Известно, что средняя линейная скорость переноса прямо пропорциональна квадрату радиуса капилляра и обратно пропорциональна длине столбика жидкости в капилляре. Поэтому в микрокапиллярах ($1 \cdot 10^{-9} < r_0 < 1 \cdot 10^{-7}$ м) скорость движения жидкости на несколько порядков меньше скорости ее передвижения в макрокапиллярах. Однако вертикальная составляющая перемещения воды в макрокапиллярах лимитируется противодействием силы тяжести.

Возможный механизм влияния НЭП на высоту поднятия h столбика воды с плотностью ρ , поверхностным натяжением σ и краевым углом смачивания θ в макрокапилляре (статика процесса впитывания) внутреннего радиуса r_0 , при котором необходимо учитывать влияние силы тяжести и ускорение g , то есть при условии $2\sigma \cos\theta / r_0 \leq \rho gh$, рассмотрен в [1]. До этого влияние НЭП на капиллярное движение жидкости рассматривалось разными авторами для сравнительно узких капилляров от нескольких до десятков микрон, где влияние гравитации по сравнению с капиллярным потенциалом незначительно.

Согласно исследованиям [1], объемные и поверхностные электрические силы способны существенно изменять высоту подъема капиллярной жидкости. Эти же силы будут влиять и на скорость перемещения жидкости в капилляре. Видимо, наибольшее влияние на кинетику этого процесса электрогидродинамические силы должны оказывать в случае горизонтального расположения макрокапилляра, когда направление силы тяжести перпендикулярно перемещению жидкости при впитывании.

Капиллярное впитывание жидкости относится к процессам физико-химической гидродинамики [2]. Если рассматривать процесс движения смачивающей жидкости в одиночном цилиндрическом капилляре с гидродинамической точки зрения (без учета физико-химических особенностей), то его можно описать известным дифференциальным уравнением А.П. Порхаева [3]:

$$\frac{d^2l}{dt^2} + \frac{1}{l} \left(\frac{dl}{dt} \right)^2 + \frac{8\eta}{r_0^2 \rho} \frac{dl}{dt} - \frac{2\sigma \cos \theta}{r_0 \rho l} + g \sin \alpha = 0, \quad (1)$$

где l – длина столбика жидкости в капилляре; t – время; η – вязкость жидкости; α – угол наклона капилляра к горизонту.

Если капилляр расположен горизонтально, то есть $g \sin \alpha = 0$, полагая $\theta = \text{const}$ и считая в квазистационарных условиях первые два члена малыми по сравнению с остальными, после интегрирования уравнения (1) получим

$$l^2 = \frac{\sigma r_0 \cos \theta}{2\eta} t. \quad (2)$$

Линейная зависимость широко используется в моделях пропитки капиллярно-пористых тел. Поэтому интересно проверить поведение этой зависимости в случае воздействия НЭП на перемещение мениска жидкости в горизонтальной капиллярной трубке.

В работах [4 – 6] рассмотрены задачи о движении жидкости и пара при впитывании в отдельные вертикально расположенные цилиндрические капилляры радиуса $r_0 = 7 - 38$ мкм при действии НЭП. Эти исследования можно отнести к тонким капиллярам, поскольку в них капиллярное давление много больше гидростатического, то есть $2\sigma \cos \theta / r_0 \gg \rho g l \sin \alpha$. Макрокапилляры, для которых последнее соотношение не выполняется, называются широкими капиллярами или капиллярными трубками.

Для случая стационарного ламинарного движения вязкой несжимаемой жидкости в отдельном цилиндрическом капилляре при игнорировании силы тяжести уравнение Навье – Стокса имеет вид [5]

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} = \frac{1}{\eta} \frac{\partial p}{\partial l} - \frac{\rho}{\eta} f(l), \quad (3)$$

где $v(r, l)$ – скорость течения жидкости; r – радиальная координата; $\frac{\partial p}{\partial l}$ – градиент капиллярного давления. Величина дополнительной движущей силы $f(l)$, действующей со стороны НЭП на жидкий диэлектрик, может быть найдена из выражения

$$f(l) = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)}{\rho} E(l) \frac{dE}{dl}(l), \quad (4)$$

где $dE/dl = \nabla E$ – градиент напряженности НЭП вдоль оси капилляра; $\varepsilon_0, \varepsilon$ – диэлектрические проницаемости вакуума и жидкости. Так же в результате решения (3) с учетом (4) при соответствующих граничных условиях в [5] получено

$$l^2 = \frac{r_0^2 t}{4\eta} \left[\Delta p + \rho \int_a^d f(l) dl \right], \quad (5)$$

где координаты a и d определяют участок действия НЭП; Δp – разность давлений, обусловленная капиллярными силами на уровне мениска и жидкости в сосуде.

Таким образом, наличие НЭП, несомненно, должно влиять на характер поведения зависимости $l^2(t)$, то есть на кинетику процесса впитывания жидкости в капилляр.

Для проверки полученных соотношений проведены исследования кинетики впитывания отдельными кварцевыми капиллярами радиусов r_0 от 0,5 до 0,05 мм. Капилляры изготовлены по методике, разработанной в Институте физической химии РАН. Их получали путем быстрого растяжения разогретого участка трубки из плавленого кварца высокой чистоты (более 99,99% SiO₂) с содержанием ионных примесей менее 10⁻⁴ % [7]. Диэлектрическая проницаемость использованного кварца составила 3,75. Плавленый кварц обладает высоким удельным сопротивлением 5·10¹⁶ Ом·м. Коэффици-

циент линейного расширения кварца очень низок ($0,57 \cdot 10^{-8}$ м/К), что позволяет игнорировать увеличение диаметра капилляра при возможном нагреве в слаботочном разрядном электрическом поле. Из длинного капилляра вырезали участки необходимой длины. Конусность капилляров контролировали с помощью длиннофокусного микроскопа КМ-8. Она не превышала $10^{-5} - 10^{-6}$.

После вытягивания и разрезания на части капилляры очищали по методике [8] выдерживанием на протяжении двух суток в хромовой смеси. Затем капилляры промывали в дистиллированной воде, удаляли из них воду и сушили на воздухе. При капиллярном поднятии воды в очищенных таким образом капиллярах $\cos\theta = 0,98$.

Тридистиллированную воду с первоначальной удельной электропроводностью $\sigma = 1,8 \cdot 10^{-4}$ См/м и рН = 6,1 готовили непосредственно перед измерениями. После контакта с сосудом, в который ее наливали для проведения опытов, и воздухом начинался неконтролируемый процесс абсорбции и растворения газов, ионов и, естественно, вода превращалась в электролит. Эти же компоненты, привнесенные с воздуха, избирательно адсорбируются на стенках капилляра и поверхности мениска. Присутствуют они и в объеме воды. Заряд поверхности кварца без воздействия поля определяется адсорбционным или диссоциативным механизмом [9]. Все промежуточные случаи заключены между этими двумя предельными. Поверхностное и объемное насыщение воды ионами происходит и при появлении в капилляре коронного разряда (КР), электролизе воды, электрокинетических явлениях и набухании поверхностного слоя кварца в случае длительного контакта с водой. Свободная от контакта с водой внутренняя поверхность капилляра при наличии НЭП неоднородно поляризовалась и заряжалась положительными ионами (коронирующий электрод имел положительную полярность). После окончания опытов электропроводность воды в капиллярной трубке составляла $8,2 \cdot 10^{-3}$ См/м.

При проведении экспериментов по кинетике течения жидкости в длинных (1,5 м) горизонтальных капиллярных трубках радиусами 0,5 и 0,05 мм влияние гидростатического давления жидкости в сосуде на движение жидкости в капилляре исключалось установлением уровня поверхности мерного количества жидкости над входным отверстием [2, 10]. Постоянную температуру ($T = 293$ К) в ходе опытов контролировали тонкими медь-константановыми термопарами, помещенными в различные точки вблизи капиллярной трубки. Спаи термопар экранированы от электростатических наводок чехлами из металлической фольги, которые заземлялись. Колебания температуры по длине капилляра не превышали $\pm 0,5$ К. С помощью электродвигателя Уоррена сосуд с жидкостью подводился к устью капилляра. Момент контакта капилляра с жидкостью принимался за начало измерений.

Горизонтальность положения кварцевой трубки обеспечивалась ее расположением на поверхности координатного столика с микрометрическими винтами и контролировалась микрокатетометром КМ-8. Подготовка длинных трубок к опытам осуществлялась так же, как и коротких [1], за исключением кипячения в дистиллированной воде. После каждого опыта капилляр промывался дистиллированной водой и сушился сжатым воздухом. Часть экспериментов проводилась после поворота кварцевой трубки на 180° , что исключало влияние возможного малого наклона и конусности трубки на результаты эксперимента. Положение движущегося мениска определялось совместным применением матричной телевизионной камеры и компьютера типа АВМ РС/АТ (с тактовой частотой ≥ 8 МГц). Работа такого комплекса предназначена для измерения в автоматическом режиме и базируется на компьютерном анализе изображения мениска жидкости, сформированного оптической системой телекамеры и переданного с помощью быстродействующего контроллера в компьютер. Это сразу же позволяло получать на мониторе и в записи графическую зависимость $l^2(t)$ при различных условиях эксперимента с точностью $\pm 0,1$ мм по длине столбика жидкости и 0,1 с по времени движения жидкости.

НЭП создавалось с помощью системы электродов острие–пластина. Плоский заземленный электрод из фольги с отверстием по центру для прохождения капилляра располагался перпендикулярно к капиллярной трубке возле стенки широкого фторопластового сосуда. Конец заостренного верхнего игольчатого электрода из вольфрамовой проволоки, толщина которой была примерно в 10 раз меньше внутреннего диаметра капилляра, располагался в устье на расстоянии $ad = L$ от плоского электрода. Согласно [4, 5] можно считать, что НЭП на большей части длины столбика жидкости создавалось совокупностью электродов игла–плоскость. Характер распределения напряженности поля вдоль исследуемого капилляра определялся для данной пары электродов с учетом известной формулы:

$$E(l) = \frac{2Ub}{(b^2 - l^2)[\ln(b + L)/(b - L)]}. \quad (6)$$

Здесь b – фокусное расстояние гиперболоида – иглы; L – расстояние между электродами; U – разность потенциалов на электродах. Расчеты $E(l)$ по формуле (6) для использованной системы электродов вне капилляра удовлетворительно согласуются с прямыми измерениями напряженности поля [11]. Дифференцированием по l функции $E(l)$ можно получить значение $\nabla E(l)$, а следовательно,

и величину $\left[\rho \int_a^d f(l) dl \right]$ в уравнении (5).

В связи с тем, что длина столбика при впитывании жидкости в горизонтальный капилляр была гораздо больше, чем в вертикальном капилляре ($l \gg h$), на отрезке ad продвижение мениска жидкости осуществлялось в условиях медленно увеличивающихся значений E и градиента поля ∇E в начале впитывания и стремительном их увеличении вблизи игольчатого электрода. Поэтому графические зависимости $l^2(t)$ ниже представлены при постоянном напряжении U между электродами, так как усреднить величины E и ∇E при таком характере их изменения не представлялось возможным. К тому же это удобно при инженерных расчетах скорости течения жидкостей в капиллярных трубках. Направление действия лапласового давления и массовой движущей силы совпадали.

В [12, 13] указывается, что по сравнению с металлами и полупроводниками исследование изоляторов, к которым принадлежит и аморфный кварц, сопровождается дополнительными экспериментальными трудностями, связанными с существованием электростатического заряда, образующегося на поверхности диэлектрика в процессе имплантации ионов и электронов при электронно-ионной бомбардировке этой поверхности. При этом образуются различные заряженные дефекты, как точечные, так и протяженные. Укажем на то, что большинство предпринимавшихся до сих пор попыток теоретического исследования течения жидкости в диэлектрических каналах, например [14], совершенно игнорируют влияние твердого диэлектрика на характер распределения зарядов в жидкости, что во многих случаях приводило к результатам, противоречащим экспериментальным данным. Между тем диэлектрик, образующий стенки канала, энергично адсорбирует заряды на своей поверхности. По приблизительным оценкам [15] в каналах из органического стекла потенциал адсорбированного заряда достигает нескольких сотен киловольт при внешних продольных управляющих полях с напряжениями от 10 до 15 кВ. При этом взаимодействие заряженной жидкости и заряженных стенок весьма существенно. Эта способность диэлектриков проявляется тем сильнее, чем меньше их проводимость. Внутреннее цилиндрическое, а следовательно, высокой степени неоднородности электрическое поле удерживает на стенках капилляра макроскопические пленки воды такой толщины, что они обеспечивают значительное сужение жидкостного канала, что делает возможным дополнительный подъем жидкости [1]. В [16] показано, что в U -образной трубке с $r_0 = 1$ мм, заполненной трансформаторным маслом, в колене, куда был введен высоковольтный игольчатый электрод, жидкость увеличила высоту при 26 кВ более чем в 40 раз. Отметим, что в [17] для предпробивной стадии под действием разрядного ЭП под металлическим электродом с полированной полусферической поверхностью диаметром 2,7 мм наблюдался подъем водного электролита в сосуде с $r_0 \rightarrow \infty$. При этом поверхность электролита принимала конусообразную форму и электрический пробой разрядного промежутка осуществлялся между электролитным “острием” и металлическим электродом.

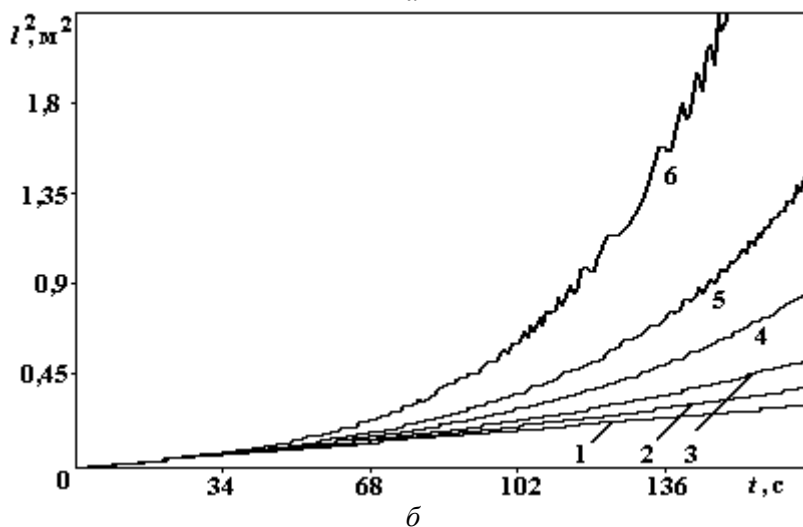
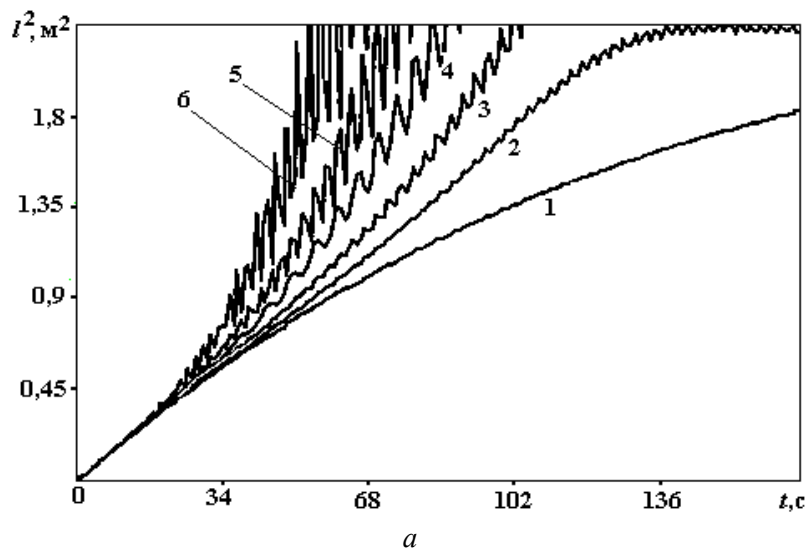
На рисунке $a, б$ представлены некоторые из полученных экспериментальным путем зависимости $l^2(t)$ при впитывании воды в капилляры разных радиусов в условиях наложения НЭП и без него при их горизонтальном расположении. Кинетика впитывания в вертикально расположенные капилляры без поля не исследовалась, поскольку 98% от максимальной высоты подъема жидкости достигается практически за время релаксации процесса к квазистационарному режиму. Длительность этого процесса составляет менее 1 с, то есть весь процесс впитывания в этом случае происходит настолько быстро, что отпадает необходимость интенсифицировать его в НЭП. При горизонтальном положении капилляров в каждом из опытов данной серии измерения проводились в одном и том же капилляре без поля и при наложении поля. В отсутствие поля график $l^2(t)$ для рассматриваемого интервала времени является, как и следует из теории соотношения (2), линейным лишь для капилляров с малым радиусом. Экспериментальные зависимости для капиллярной трубки большого радиуса не являются линейными. Это находится в согласии с результатами, полученными в [2], где отмечается, что в модели Порхаева не учтен противодействующий течению жидкости силовой член, который становится существенным при значительном возрастании длины смоченного участка l . Для описания процесса впитывания жидкости в длинный капилляр в [2] предложено модифицированное уравнение Порхаева для случая горизонтально расположенного капилляра

$$\frac{d^2l}{dt^2} + \frac{1}{l} \left(\frac{dl}{dt} \right)^2 + \frac{8\eta}{r^2\rho} \frac{dl}{dt} = \frac{2\sigma \cos\theta}{r\rho l} \left[1 - \left(\frac{l}{l^*} \right)^2 \right], \quad (7)$$

где l^* – расстояние, на котором движение жидкости останавливается. Этот конечный предел течения определяется из выражения

$$l^* \equiv l \Big|_{t \rightarrow \infty} = \tau \left(\frac{2\sigma \cos\theta}{r\rho} \right)^{1/2}, \quad (8)$$

где τ – некоторый эмпирический коэффициент пропорциональности. Из соображений размерности он имеет размерность времени. Правая часть уравнения (7) показывает, каким образом происходит уменьшение движущей силы капиллярного впитывания по мере возрастания длины смоченного участка l . Такое изменение в [2] объясняется зависимостью динамического угла смачивания от l . К тому же при очень малых скоростях движения жидкости в широких горизонтальных капиллярах определенную роль играет деформация мениска под воздействием гравитационной силы. Он теряет правильную сферическую форму. Это подтверждается результатами работы [18], где показано, что внутри пористой цилиндрической ячейки с радиусом 2 – 3 мм сила тяжести заметно изменяет профиль мениска. Критерием этого влияния может служить отношение гидростатического давления ρgh к капиллярному $2\sigma/r_0$. Для приведенных значений радиусов ячеек этот критерий составляет 0,4 – 0,6. Понятно, что в этом случае влиянием силы тяжести на профиль мениска пренебрегать нельзя.



Впитывание воды в горизонтальные капиллярные трубки различных радиусов $r = 5 \cdot 10^{-4}$ (а) и $r = 5 \cdot 10^{-5}$ м (б). 1 – без поля и в НЭП; 2 – 5 кВ; 3 – 10 кВ; 4 – 17,5 кВ; 5 – 25 кВ; 6 – 40 кВ при $T = 293\text{K}$

Известно, что при всех иных разновидностях формы мениска всасывающая сила будет меньше и соответственно градиент капиллярного давления уменьшается настолько, что случайные ничтожные изменения противодействующих сил (осевшие на стенках капилляра гидрофобные пылинки, мешающие образованию перед мениском сплошных адсорбционных смачивающих α и β - пленок; адсорбированные на поверхности мениска из воздуха молекулы ПАВ, понижающие поверхностное натяжение воды; незначительное повышение давления воздуха при его сжатии в достаточно длинном капилляре; пузырьки паровоздушной смеси, появляющиеся при быстром движении жидкости за время релаксации впитывания, ее разрыва в случае медленного движения при отрыве основного столбика влаги от граничного слоя под действием силы тяжести и пульсациях его формы под воздействием на капилляр случайных звуковых волн или механических вибраций и другие факторы, не играющие заметной роли при быстром движении мениска), останавливают дальнейшее продвижение жидкости. Отметим, что для того, чтобы сдвинуть столбик жидкости между двумя пузырьками с места в капиллярной трубке, нужно приложить давление, превосходящее некоторое минимальное. Пороговая сила, необходимая для того, чтобы сдвинуть такой столбик с места, определяется формулой [19]

$$F^* = 2\pi r (\sigma_{31} - \sigma_{23}) = 2\pi r_0 \Delta\sigma, \quad (9)$$

где σ_{31} – поверхностное натяжение твердой фазы на границе с влажным воздухом; σ_{23} – поверхностное натяжение воды, контактирующей с твердым телом. Сила F^* в капилляре радиусом r_0 создает давление

$$\Delta P^* = F^* / \pi r_0^2 = 2\Delta\sigma / r_0. \quad (10)$$

По мере того как давление в капилляре будет повышаться до ΔP^* , поверхности, ограничивающие жидкую прослойку, будут изменять свою форму: одна – прогибаться, а другая – спрямляться. К моменту, когда избыточное давление достигнет величины ΔP^* , радиусы кривизны поверхностей, ограничивающие жидкостную прослойку, будут составлять R_1 и R_2 , что позволит представить

$$\Delta P^* = 2\sigma_{21} (1/R_1 - 1/R_2), \quad (11)$$

где σ_{21} – поверхностное натяжение воды, граничащей с паровоздушной средой. Понятно, что если в капилляре чередуются n газовых пузырьков и разделяющих их столбиков жидкости, то дополнительное давление, которое необходимо приложить для преодоления сопротивления смещению такого газожидкостного образования, должно возрасти в n раз.

График зависимости $l^2(t)$ для капилляра с большим радиусом при одинаковом значении времени идет выше по сравнению с капилляром меньшего радиуса. Это свидетельствует о большей скорости впитывания жидкости более широким капилляром. При этом отношение скоростей движения менисков при одинаковой длине столбиков l впитываемой жидкости соответствует закону Пуазейля. Как видно из рисунка, НЭП оказывает разное по величине ускоряющее действие на процесс впитывания воды во всей зоне действия поля. На первой стадии впитывания (время релаксации процесса к квазистационарному режиму) положение кривых $l^2(t)$ при включенном поле практически не отличается от аналогичных для опытов без поля на втором этапе (начало еще довольно быстрого квазистационарного режима), зависимости $l^2(t)$ в НЭП имеют вид колебательных кривых, постепенно уходящих вверх от кривой без поля. Это заметно особенно для капиллярной трубки большого радиуса. Для третьего периода (область медленного течения жидкости) кривые $l^2(t)$ в НЭП (рисунок, а) устремляются вверх. Их стремительность и начало находятся в зависимости от более высокого напряжения, приложенного к электродам, и большого радиуса капиллярной трубки. При этом амплитуды и частоты колебательных движений столбиков жидкости резко увеличиваются, причем колебания становятся нерегулярными. При подходе воды к игольчатому электроду кривые впитывания асимптотически приближаются к соответствующим вертикалям. Исключением является кривая, полученная при низком напряжении ($U = 5$ кВ), которая в большом капилляре достигает насыщения. Скорость впитывания в поле растет в связи с ростом второго слагаемого в уравнении (5). Более четко это явление наблюдается для капиллярной трубки большого радиуса, что свидетельствует о непостоянстве массовой силы $f(l)$, нарастающей по мере приближения жидкости к острию игольчатого электрода в связи с ростом действующих величин E и ∇E . В капиллярной трубке с радиусом на порядок меньшим влияние поля при том же напряжении и на том же интервале времени гораздо меньше. Отклонение от кривой без поля и колебания столбика начинаются намного позже, значительно меньшими становятся частота и амплитуда этих колебаний.

Увеличение скорости пропитки под действием поля в обоих капиллярах тем сильнее, чем больше l , то есть чем ближе мениск жидкости подходит к электроду – игле. В этих условиях наблюдается нарушение сплошности столбика жидкости, и она вылетает из устья капилляра (за исключением случая с низким напряжением $U = 5$ кВ) в виде струи капелек со скоростью, зависящей от величины напряжения поля между электродами. Раскачивающийся осциллирующий режим электрогидродинамического течения воды в капиллярных трубках, видимо, можно объяснить наличием ряда противоборствующих факторов, которые при перемещении мениска в области все большей неоднородности поля возрастают. На возможность возникновения колебательных движений жидкости в до-разрядных НЭП уже указывалось в [1]. На близких расстояниях от игольчатого электрода величины E и ∇E настолько возрастают, что возникают сначала коронный, а затем и искровой разряды между острием и приближающимся столбиком жидкости. Этому сопутствует появление налагающихся на предыдущие новых специфических конкурирующих эффектов. В этих условиях электрическое взаимодействие между приближающимся столбиком водного электролита и игольчатым электродом, вероятно, следует рассматривать в системе электродов острие – сферическая поверхность жидкого электрода.

С возникновением коронного разряда поверхности объемной и пленочной жидкости, примыкающие к мениску, а также стенки капилляра насыщаются ионами, одноименными со знаком потенциала коронирующего электрода. На мениск, объемную и пленочную воду воздействуют противоборствующие силы электростатического давления $0,5\varepsilon_0\varepsilon E^2$, возросшего поверхностного натяжения и электрического ветра (ЭВ). Одновременно в любом нормальном до разрядного промежутка сечении распределение плотности тока будет непостоянной, а неоднородность ЭП в направлении устья капилляра усилится. При этом смачиваемость заряженной внутренней поверхности капилляра улучшается [20], а возросшая неоднородность поля (∇E^2) [6, 11] способствует вытягиванию впереди мениска длинной макроскопической толщины цилиндрической пленки, что ведет к увеличению косинуса краевого угла смачивания и уменьшению сил трения. Это, естественно, ускоряет движение осевого столбика жидкости в капилляре. Но чем ближе подходит столбик жидкости к коронирующему электроду, тем сильнее возрастает ЭВ, а с ним и противодействующее движению давление на мениск. При этом он продавливается, а осевой столбик жидкости отталкивается назад в область меньшего воздействия ЭВ, оставляя за собой толстую цилиндрическую макроскопической толщины пленку объемной жидкости. Но возросшее лапласово и электростатическое давление снова толкают жидкость вперед, которая проскакивает прежнее положение и приближается к острию настолько, что КР вырождается в искровой разряд (ИР). Осцилляциям мениска в КР способствуют колебания пространственного заряда в коронном промежутке. Частота этих колебаний пропорциональна приложенному напряжению и находится в пределах $10^4 - 10^5$ Гц [21]. Их амплитуда существенно зависит от давления и рода газа и тем меньше, чем большую роль в механизме разряда играет ступенчатая ионизация.

С развитием ИР постепенно исчезает коронный ветер, также и обусловленные им эффекты. Но нарастают новые, еще в большей степени нестационарные процессы [22]. Еще в предпробивной области вследствие насыщения приповерхностного объема воды ионами и их взаимного отталкивания возникает электрическая сила, действующая противоположно силе поверхностного натяжения при горизонтальной поверхности (силам когезии). В случае вогнутой поверхности она суммируется с лапласовой силой мениска, способствуя дополнительному нарастанию скорости движения жидкости. При некоторой критической величине заряда q_k наступит преобладание электрической силы над силами поверхностного натяжения. В результате нарушается устойчивость поверхности жидкости. Визуально неустойчивость проявляется в деформациях мениска, выбросе высокодисперсных капелек с его поверхности. Они увлекаются отраженными от поверхности жидкости электрогазодинамическими потоками [23] и отбрасываются на стенки капилляра на разные, в том числе довольно значительные расстояния от поверхности жидкости. Иногда они оседают даже на коронирующем электроде, изменяя параметры КР и ЭВ [24]. Выброс струек и капелек наблюдается и с заряженных капелек.

При дальнейшем повышении напряженности поля ИР, вызванном продвижением жидкости к электроду, амплитуда и частота колебаний настолько увеличивается, что основной столбик при возвращении к положению равновесия разрывается на ряд более мелких частей. Между вторичными столбиками образуются пузырьки паровоздушной смеси, которые продвигаются вглубь капилляра, заполненного жидкостью. Это свидетельствует о том, что вода по смачивающей пленке, которая покрывает участок капилляра между менисками пузырьков, перекачивается в область большей неоднородности поля ближе к устью капилляра. Подобный эффект был отмечен и ранее [25] для тонких капилляров. В капиллярах больших диаметров в результате флуктуации толщины толстой неравномерной смачивающей пленки, а также уменьшения ее толщины, вследствие развития ИР не только по

оси трубки, но и по пленке, последняя испаряется. В результате вторичные столбики разрушаются и в виде крупных капель соскальзывают на поверхность мениска основного столбика.

С последующим увеличением напряженности ЭП увеличивается плотность тока ИР, а следовательно, и джоулев разогрев как смачивающей пленки, так и жидкости основного столбика. Это приводит к возникновению, с одной стороны, продольных и поперечных градиентов температуры, а с другой, – ведет к интенсификации движения жидкости, обусловленной струйным течением [26] и термоэлектрическими эффектами [27]. Но одновременно проявляются термоосмотические течения и уменьшение толщины смачивающей пленки вследствие ее испарения. Все эти явления действуют в противоположных направлениях относительно положения мениска жидкости, что вызывает изменение механизма колебаний уровня жидкости в капилляре.

В столбике жидкости за счет электролиза воды и ее объемных локальных вскипаний формируются сравнительно крупные пузыри, которые и далее существенно уменьшают ее плотность. Вместе с тем резкая интенсификация испарения жидкости с мениска столь же заметно увеличивает плотность пара, поскольку ЭВ уже не уносит ее. В результате эффекта Эвершеда возникает относительное движение жидкости и пузырьков, что стимулирует перетекание части жидкости из области слабого в область сильного поля.

С переходом ИР в более насыщенную форму (при дальнейшем приближении жидкости к электроду) стремительно увеличивается джоулев разогрев всех трех фаз, что вызывает изменение их физических свойств, включая плотность и поверхностное натяжение. Существенным фактором является очень быстрое и полное испарение смачивающей пленки как за счет выделения в ней джоулевого тепла в количестве, достаточном для реализации интенсивного высокотемпературного испарения, так и выбивания высокоэнергетическими ионами и атомами кластеров воды с числом молекул воды вокруг протонов и ионов, достигающим 50 и более [28]. Визуально это проявлялось появлением на короткое время тумана. После его исчезновения, видимо, за счет испарения микрокапелек и кластеров, ИР прекращался (хотя ЭП не выключалось), поскольку резко возрастало сопротивление как сухих стенок капилляра, так и осушенной газовой среды. Но при этом настолько же значительно возросла неоднородность ЭП вдоль стенок и в объеме канала капилляра. Толстая пленка воды по стенке стремительно вытягивалась к электроду, а за ней так же быстро продвигался и столбик жидкости. Как только расстояние между столбиком воды и электродом сокращалось до пробивного, следовал импульс конденсированного ИР. После этого реализовывались предыдущие процессы, и столбик снова резко отступал, а затем в силу действия предшествующих факторов влияния снова продвигался ближе к острiu.

При дальнейшем незначительном увеличении напряженности поля энергия плазменного импульса возрастала настолько, что разрушалась пленка адсорбированной влаги, а материал стенки капилляра подвергался электроискровой эрозии. Удар высокоскоростного импульса плазмы о поверхность воды обеспечивал выплескивание воды на стенки, а отдельные капли вылетали за пределы капилляра. Происходящие процессы способствуют развитию неупорядоченных колебаний столбика воды с настолько возрастающими частотами и амплитудами, что вода начинает выбрасываться из устья широкого капилляра в виде отдельных порций.

Таким образом, расположение кривых $I^2(t)$ без поля и в поле, несомненно, свидетельствует о значительном влиянии НЭП на перенос массы жидкости в капилляре. При одинаковых значениях U влияние поля проявляется сильнее при впитывании в капилляр с большим радиусом. Это объясняется тем, что значение $\Delta p = 2\sigma \cos\theta / r_0$ в выражении (5) падает при росте r_0 , в то время как второй член в квадратных скобках, связанный с действием НЭП, для достаточно широких капиллярных трубок от радиуса капилляра не зависит. Следовательно, его удельный вес в таких капиллярах значительно больше. Отсюда следует, в частности, что существенного ускорения капиллярной пропитки можно достичь как раз для таких впитывающихся жидкостей, когда значения Δp малы (плохое смачивание, низкое межфазное натяжение, большие радиусы капилляров). Полем можно удерживать и перемещать в капилляре несмачивающую внутреннюю поверхность жидкости ($\theta > 90^\circ$) при условии, что отрицательные значения Δp компенсируются положительными значениями второго слагаемого выражения (5). С другой стороны, меняя знак поля, можно препятствовать вхождению смачивающей жидкости в капилляры. Следовательно, НЭП создает возможность управления процессами капиллярной пропитки в нужном для практики направлении. Особенно заметно действие поля на конечной стадии впитывания, когда обычный процесс протекает медленно.

Представить аналитически зависимости $I^2(t)$ при различных значениях $E(l)$ и $\nabla E(l)$ пока затруднительно в связи с отклонением реальных значений этих величин внутри кварцевых капилляров

от рассчитанных по уравнению (6), а также с не учитываемом теорией влиянием НЭП на краевой угол смачивания. Интересно оценить роль капиллярных волн на поверхности мениска и тонкого применискового слоя смачивающей проводящей пленки заряженной воды [29], которые облегчают условия возникновения неустойчивости заряженной поверхности жидкости. Существенным могут оказаться также явления генерации и интенсивное развитие автоколебаний столбика жидкости в капилляре, в особенности с приближением мениска к игольчатому электроду, а также возникновение и эволюция вихревых структур над мениском в парогазовой фазе при существовании КР и ИР. Аналогичные течения жидкости или газа под влиянием различных факторов, когда горизонтальная составляющая поля скорости существенно преобладает над вертикальной, играют важную роль как в природных явлениях (атмосферные явления, передвижение почвенных вод, океанические течения), так и в многочисленных технологических процессах. В последние годы подобные течения в тонких слоях жидкости широко исследуются в лабораторных условиях [30].

Таким образом, НЭП, в особенности разрядные поля, могут существенно влиять на кинетику капиллярного впитывания жидкостей в широкие капилляры, являющиеся моделью пористых структур. Применение НЭП наиболее эффективно в случае медленно идущего самопроизвольного капиллярного впитывания. Полученные результаты свидетельствуют о том, что НЭП могут быть использованы для управления капиллярной пропиткой или капиллярным отсасыванием жидкостей с достаточно высокой диэлектрической проницаемостью. В разрядных полях, когда капля или столбик воды приобретают заряды одного знака, происходит значительное изменение свойств воды вследствие обогащения окислами азота, озоном, абсорбции различных продуктов разряда [1], что способствует улучшению питания растений и других объектов живой природы за счет насыщения природных вод указанными продуктами при грозах и передвижению влаги в сильных атмосферных полях.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Полищук Н.В., Панченко И.М., Панченко М.С., Карпович И.Н.* Эффекты воздействия и последствий электрических полей на поднятие воды в макрокапиллярах // *Электронная обработка материалов.* 2002. № 4. С. 54 – 67.
2. *Колисниченко В. И.* Течение жидкости в длинном капилляре // *Инженерно-физический журнал.* 1989. Т. 57. № 2. С. 227 – 232.
3. *Порхаев А.П.* Кинетика впитывания жидкостей элементарными капиллярами // *Коллоидный журнал.* 1949. Т. 11. № 5. С. 346 – 353.
4. *Карпович И.Н., Панченко М.С., Панасюк А.Л., Чураев Н.В.* Влияние неоднородных электрических и магнитных полей на впитывание жидкости капиллярно-пористыми телами // *Электронная обработка материалов.* 1982. № 4. С. 62 – 66.
5. *Карпович И.Н., Чураев Н.В., Панченко М.С., Панасюк А.Л.* Ускорение капиллярной пропитки внешним неоднородным электрическим полем // *Коллоидный журнал.* 1982. Т. 44. № 6. С. 1044 – 1050.
6. *Панасюк А.Л., Панченко М.С., Старов В.М., Чураев Н.В.* Влияние неоднородного электрического и магнитного поля на внутренний массоперенос в капиллярно-пористых телах // *Инженерно-физический журнал.* 1989. Т. 57. № 2. С. 227 – 232.
7. *Соболев В.Д., Чураев Н.В., Velarde H.G., Зорин З.М.* Динамические краевые углы воды в ультратонких порах // *Коллоидный журнал.* 2001. Т. 63. № 1. С. 127 – 131.
8. *Соболев В.Д., Сумм Б.Д.* Возвратное течение водных растворов смесей ПАВ после их капиллярного поднятия // *Коллоидный журнал.* 2001. Т. 63. № 6. С. 839 – 844.
9. *Ершов А.П., Зорин З.М., Соболев В.Д., Чураев Н.В.* Кинетика движения пузырька газа в капилляре // *Коллоидный журнал.* 2001. Т. 63. № 2. С. 200 – 207.
10. *Кисилев Ю.Б., Горюнов Ю.В., Деньщикова Г.И., Пентин В.Ю., Сумм Б.Д.* Кинетические закономерности вытеснения предельных углеводородов и вазелинового масла водой из стеклянных капилляров // *Инженерно-физический журнал.* 1982. Т. 44. № 2. С. 223 – 228.
11. *Карпович И.Н.* Интенсификация массообмена в пористых телах при наложении неоднородных электрических и магнитных полей // *Дис. канд. физ.-мат. наук.* Киев, 1982.
12. *Богомолова Л.Д., Жачкин В.А.* Парамагнитные центры в ион-имплантированных неорганических стеклах // *Физика и химия стекла.* 1998. Т. 24. № 1. С. 3 – 30.

13. Пух В.П., Байкова Л.Г., Иванов–Омский В.И., Звонарева Т.К. Влияние ионной бомбардировки на прочность стекол // Физика и химия стекла. 1998. Т. 24. № 5. С. 648 – 651.
14. Копылов Г.Н. Ламинарное течение заряженной жидкости в плоской трубе под действием внешнего электростатического поля // Журнал технической физики. 1963. Т. 24. Вып. 11. С. 1975 – 1982.
15. Денисов А.А., Нагорный В.С. Электрогидро- и электрогазодинамические устройства автоматики. Л., 1979.
16. Янтовский Е.И., Апфельбаум М.С. Струйные течения слабопроводящих диэлектрических жидкостей, вызванных неоднородным электрическим полем // Магнитная гидродинамика. 1983. № 4. С. 99 – 103.
17. Дураджи В.Н. Об электрическом импульсном разряде между металлическим и электролитным электродами // Электронная обработка материалов. 2001. № 3. С. 22 – 26.
18. Зорин З.М., Корнильев И.Н., Чураев Н.В. Интерференционное измерение краевых углов мениска внутри пористой цилиндрической ячейки // Коллоидный журнал. 1984. Т. 46. № 2. С. 254 – 261.
19. Гегузин Я.Е. Пузыри. М., 1985.
20. Цыгельный И.М., Тынный А.Н. О влиянии электрического заряда поверхности полимера на ее взаимодействие с жидкой средой // Коллоидный журнал. 1977. Т. 39. № 5. С. 1001 – 1004.
21. Песков В.Д. Об осцилляциях тока в положительном коронном разряде // Журнал технической физики. 1975. Т. 45. Вып. 12. С. 2552 – 2556.
22. Остроумов Г.А. К вопросу о гидродинамике электрических разрядов // Журнал технической физики. 1954. Т. 24. Вып. 10. С. 1915 – 1921.
23. Болога М.К., Руденко В.М. Об интенсификации испарения жидкости под воздействием электрического поля // Электронная обработка материалов. 1975. № 3. С. 37 – 40.
24. Григорьев А.И., Голованов А.С., Григорьева И.Д. О критических условиях возникновения огней св. Эльма // Электронная обработка материалов. 2001. № 1. С. 21 – 30.
25. Карпович И.Н., Чураев Н.В., Панченко М.С. Влияние поля коронного разряда на испарение жидкостей из капилляров // Инженерно-физический журнал. 1981. Т. 41. № 6. С. 1049 – 1056.
26. Штернер С.Р. Возникновение струйного течения закритических водных растворов электролитов при джоулевым разогреве в тонких капиллярах // Инженерно-физический журнал. 1981. Т. 40. № 2. С. 213 – 217.
27. Саранин В.А. Движение жидкости, обусловленные термоэлектрическими эффектами // Электронная обработка материалов. 2001. № 1. С. 30 – 34.
28. Николаев Е.Н., Танцырев Г.Д., Сараев В.А. Вторичная эмиссия кластеров воды на ионах щелочных металлов // Журнал технической физики. 1976. Т. 46. Вып.10. С. 2184 – 2187.
29. Алиев А.И., Мильвидский А.Р., Наумов И.А. Капиллярные волны на поверхности тонкого слоя заряженной проводящей жидкости // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75. № 5. С. 86 – 87.
30. Бондаренко Н.Ф., Гак Е.З., Гак М.З. Применение МГД-эффектов в электролитах для моделирования вихревых процессов в природных явлениях и при решении инженерно-физических задач // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75. № 5. С. 186 – 196.

Поступила 12.01.03

Summary

Discharging fields can make essential influence on water transference in broad quartz macrocapilars thanks to interaction of three phases and influence on them outside nonuniform electric fields. Influence effects of fields on this fact are conditioned by considerable change of surface and volume properties of moisture and solid phases.