

С.В. Кирсанов, В.В. Глебов

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДОВ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО МАРКИРОВАНИЯ В МАШИНОСТРОЕНИИ

*Южно-Российский государственный университет экономики и сервиса,
ул. Шевченко, 147, г. Шахты, 346500, Ростовская область, Россия*

Маркирование готовых изделий, узлов и деталей является одним из важных процессов в современном промышленном производстве. Необходимая информация может наноситься непосредственно на детали, корпус изделия или на специальных фирменных табличках и бирках. Отсутствие информации об эксплуатационных режимах, различных характеристик изделия, реквизитов и товарных знаков влечет за собой дополнительные затраты времени и средств для ее повторного установления и может привести к выходу из строя изделий и оборудования из-за неправильного режима эксплуатации, а также при наладке, проведении технического обслуживания и ремонте [1–3]. Кроме того, нанесение торговой марки и справочной информации необходимо товаропроизводителю для рекламы и продвижения продукции, а потребителю – для гарантии качества и правильного применения и эксплуатации изделия.

Справочная информация должна сохраняться длительное время, обладать высокой механической, коррозионной и химической стойкостью, легко восстанавливаться при загрязнении (попадании краски, масла, пыли и т.д.) и различных механических деформациях. Обычно область маркирования на поверхности изделия находится в местах, которые подвергаются интенсивному абразивному, химическому и другим истирающим воздействиям. Поэтому в машиностроении практически не применяются флексографические, трафаретные, лакокрасочные методы нанесения информации. Кроме того, различные методы литографии (фотохимическое травление), способы сухих переводных изображений, различные методы напыления и т.д. иногда применяются для нанесения идентификационной информации на специальные бирки (фирменные таблички), которые крепятся на изделия, однако стойкость этой информации обычно невысока. Проблемы нанесения информации на металл наиболее очевидны при сравнении с объемом информации, который наносится на бумажную упаковку или специально подготовленные поверхности (полимерные покрытия; пластины типа гравертон, колортон, металлофото).

Наибольшей износостойкостью на металле обладает информация, имеющая рельефную, углубленную форму. Для этого применяют механические (клеймение, выдавливание, гравирование), термические (дуговой разряд, лазерная обработка), электрохимические (анодная и катодная обработка) и электроэрозионные методы. Механические методы характеризуются низкой производительностью, требуют постоянной заточки инструмента, деформируют изделие. Применение лазерных технологий для малых и средних предприятий, в ремонтном производстве, при маркировании единичных и мелкосерийных изделий экономически нецелесообразно. Кроме того, в процессе лазерного маркирования происходит модификация поверхности маркируемого изделия вследствие локального разогрева, плавления и частичного испарения материала. С учетом того, что в современном производстве номенклатура материалов постоянно расширяется, химические и физико-механические свойства используемых материалов нередко составляют коммерческую тайну, для проведения лазерного маркирования необходимо предварительно исследовать эти свойства и последствия термического воздействия.

Электрохимическим методом (прецизионное анодное травление) можно гравировать поверхности деталей из любых металлов, сплавов и полупроводниковых материалов; при этом


электрод–инструмент (ЭИ) практически не изнашивается, а производительность обработки мало зависит от физико-химических свойств обрабатываемых материалов [1, 2]. Если операция маркирования неизбежна на деталях со специальными покрытиями (хромированные, никелированные и т.д.), посадочных деталях, а также на тех, которые не рекомендуется подвергать расклепке, развальцовке, изгибу и другим механическим деформациям, то практической альтернативы электрохимическим способам маркирования не существует.

Сдерживающим фактором более широкого применения электрохимического маркирования (ЭХМ) является необходимость изготовления ЭИ или трафаретов для каждого вида наносимой информации. Это является неприемлемым при нанесении обширной и часто меняющейся информации, особенно в единичном и мелкосерийном производстве. Для этих целей обычно применяются растровые ЭИ. Их рабочая поверхность представляет собой плоскую матрицу, образованную торцами изолированных друг от друга проводников, расположенных в форме растровой решетки. Во время обработки поверхности электрический ток протекает только по тем элементам (секциям) ЭИ, расположение которых соответствует конфигурации наносимой информации.

В разработанном ЭИ с электронным управлением каждый элемент растра соединен с соответствующим элементом фотоприемного устройства (ФПУ) [4]. Количество и расположение элементов ФПУ соответствует количеству и расположению элементов ЭИ. При работе на ФПУ через фотопленку или фотошаблон проецируется световое изображение, которое осуществляет коммутацию и прохождение тока по соответствующим секциям ЭИ.

Электронные методы коммутации секций растровых ЭИ испытаны в производственных условиях для маркирования плоских токопроводящих поверхностей [5]. Растровые ЭИ позволяют проводить мелкое ручное ЭХМ на громоздких деталях методом смачивания электролита или глубокое ЭХМ в проточном электролите с использованием системы базирования ЭИ и системы прокачивания электролита. Электролитом служил 10% раствор NaCl, толщина межэлектродного зазора составляла 0,1–0,3 мм. Величина тока через одну секцию ЭИ определялась опытным путем. Для этого было решено исходить из плотности технологического тока для ЭХМ, равного 30–50 А/см². При использовании схемы фотоуправления с фотоэлементами ФД265А начальный рабочий ток через одну секцию составлял 40 мА. Время обработки при мелком ЭХМ 3 – 5 с, глубоком – до 1 мин. Используемый ЭИ позволяет одновременно наносить от трех до четырех знаков.

Кроме непосредственного маркирования на деталях, использование принципа электронного управления растровыми ЭИ позволяет расширить возможности электрохимических методов изготовления специальных фирменных табличек и бирок, а также других металлорельефов.

○		ДВИГАТЕЛЬ ПОСТОЯННОГО ТОКА	○
ТИП	<input type="text"/>	№	<input type="text"/>
	<input type="text"/>	РЕЖИМ	<input type="text"/>
S3	<input type="text"/>	% 3φ ~ 50 Hz	<input type="text"/>
		kW IP 44	◎
•	380/220 V Δ	КЛ.ИЗОЛ.	<input type="text"/>
			<input type="text"/>
	ПАРАЛЛ. ОБМ.	<input type="text"/>	V
		960 min ⁻¹	<input type="text"/>
			kg
○	ТУ 16-92 ИНДИЯ 526122.043	ТУ	9
		200	<input type="text"/>
			г. ○

Фирменная табличка к оборудованию

На практике при серийном изготовлении фирменных табличек необходимо менять не весь рисунок маркирования, а только его часть, связанную с нумерацией, типом и маркой изделия, обозначением варианта и категории исполнения, датой изготовления и т.д. Типичная фирменная табличка к оборудованию показана на рисунке. Для их изготовления применяют фотохимический способ, который требует большого количества технологических операций, химических реагентов, специального оборудования. Затем механически (ударным способом) на табличку наносится нумерация изделия, дата выпуска и т.д. Это приводит к деформации изделий, требует для их изготовления большого количества клейм и необходимость их постоянной заточки. Кроме этого, при такой технологии нельзя использовать тонкие пластины из отходов производства. Все это повышает

себестоимость изготовления продукции, что является экономически нецелесообразным, особенно при потребности в большом количестве табличек.

Для изготовления подобных табличек с одновременной их нумерацией и нанесением другой меняющейся информации изготовлен комбинированный ЭИ. Сущность метода изготовления комбинированного ЭИ заключается в том, что на рабочей поверхности плоского электрода из монолитной пластины формируется постоянная, не меняющаяся информация таблички (в зеркальном отражении), а в местах нахождения меняющейся информации (нумерация и т.д.) в пластине сделаны сквозные отверстия, в которые вклеивают растровые ЭИ соответствующих размеров. В процессе электрохимической обработки на корпус электрода подается постоянное рабочее напряжение, а коммутация необходимых секций растровых ЭИ с подачей на них этого же напряжения осуществляется электронным или механическим методом.

Для формирования знаков на поверхности ЭИ можно использовать электрогравировальные установки или стандартные методы фотолитографии с нанесением на поверхность ЭИ специального фоточувствительного слоя, его последующей засветкой, проявлением, задублением, травлением и т.д. Однако, используя в качестве материала для изготовления ЭИ пластины из меди или сплавов на ее основе, разработан метод, основанный на светочувствительности меди, который существенно упрощает операцию фотохимического формирования рельефных знаков. Это не требует специального оборудования и большого количества химических реагентов. Токопроводящий рисунок и растровые элементы приподняты над остальной поверхностью ЭИ на 0,3–0,5 мм. В качестве заливочного компаунда для электроизоляционного покрытия применялась эпоксидная эмаль марки ЭП-91. Для повышения прочности сцепления предварительно в пробельных местах граверным штихелем (резцом) и острыми стальными иглами создавались углубления с заусеницами.

Различные типоразмеры табличек имеют площадь 5 – 50 см². Активная площадь, то есть площадь, занимаемая непосредственно буквами, цифрами и знаками, обычно составляет 3 – 10% от всей поверхности таблички. Для отработки технологических режимов ЭХМ выбрана наиболее типичная табличка площадью 20 см² размерами 2,5×8,0 см, с активной площадью (площадь анодного раствора) 1,2 см². Полученные электрохимическим методом таблички имеют удовлетворительное качество. Расчеты показывают, что себестоимость изготовления таких табличек в 4 раза ниже применяемой на производстве технологии. Кроме этого, для их изготовления можно использовать более тонкие пластины, так как методы ЭХМ не приводят к их деформации.

Разработанные основы технологии ЭХМ с применением растрового и комбинированного ЭИ с электронным управлением как стационарного, так и переносного базирования позволяют наносить различную рельефную информацию, что может быть использовано для маркирования и клеймения изделий, получения неглубоких вставок в матрицы пресс-форм, металлорельефов, изготовления фирменных табличек, товарных знаков, плат печатного монтажа, плоских фигурных деталей, декоративной и другой продукции, где требуется неглубокая обработка токопроводящей поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Смоленцев В.П., Смоленцев Г.П., Садыков З.Б. Электрохимическое маркирование деталей. М., 1983.
2. Глебов В.В. Электрохимическое маркирование с использованием фотоактивных и фотоуправляемых электрод-инструментов: Автореф. дис. канд. техн. наук. Новочеркасск, 1998.
3. Смоленцев Г.П., Смоленцев М.Г. Автоматизация процессов электрохимического маркирования изделий // Техника машиностроения. 1999. № 2. С. 64–66.
4. Кукоз Ф.И., Кирсанов С.В., Глебов В.В. Расширение возможностей размерной электрохимической обработки секционными катодами // Rezumatele comunicărilor științifice la simpozionul cu participare internațională, consacrat aniversării a 75 de ani din ziua nașterii acad. Ju. Petrov. Chișinău, 1996. P. 21–22.
5. Глебов В.В., Кирсанов С.В., Касьян С.И. Сочетание процессов катодного осаждения и анодного травления при изготовлении декоративной гальванопроизводства // Совершенствование техники и технологии изделий сервиса. Межвузовский сборник научных трудов. Вып. 32. Шахты, 1999. С. 155–156.

Поступила 25.02.04

Summary

The technology of making and designing the electrode-instrument for electrochemical labeling in machine building is studied. The Raster insertions in monolithic electrode-instrument allow to number the products and change other marked digital information on product.

Ю.И. Мулин, Д.В. Ярков

ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ИЗНОСОСТОЙКИХ ПОКРЫТИЙ ПРИ МЕХАНИЗИРОВАННОМ ПРОЦЕССЕ ЭЛЕКТРОИСКРОВОГО ЛЕГИРОВАНИЯ

*Институт материаловедения ХНЦ ДВО РАН,
ул. Тихоокеанская, 153, г. Хабаровск, 680042, Россия*

Введение

Механизация процесса электроискрового легирования (ЭИЛ) позволяет повысить производительность и качество покрытий, расширить технологические возможности этого уникального способа. Вопросам механизации и автоматизации ЭИЛ посвящено значительное количество работ, в которых рассматриваются различные аспекты обработки, включая выбор кинематических и электрических схем, обоснование траекторий движения электродов, требования для обеспечения большей эффективности процесса и некоторые закономерности формирования упрочненных покрытий [1–5]. Однако слабо отражены взаимосвязь механических и энергетических параметров процесса, зависимость функциональных характеристик покрытий от особенностей контактного взаимодействия электродов и используемых материалов.

Для образования износостойких покрытий традиционно применяются материалы из твердых сплавов, например ВК8 и Т15К6. Однако высокая эрозионная стойкость, низкий коэффициент массопереноса, небольшая толщина (менее 0,05 мм) и хрупкость образуемых покрытий, а также высокая стоимость ограничивают использование вышеуказанных материалов.

Целью работы является установление взаимосвязи энергетических и механических параметров ЭИЛ при безвибрационном контактном взаимодействии электродов, а также исследование влияния состава, структуры материалов электродов на образование износостойких покрытий.

Используемые материалы и методика эксперимента

В качестве катода использовали технологические образцы – детали из стали 45 (ГОСТ 1050-74) диаметром 15 мм, с шероховатостью не более $R_a = 1,6$ мкм. Анодом служили электроды $\varnothing 3$ мм из коррозионно- и жаростойкой стали 07Х19Н11М3Г2Ф, используемые в сварочном производстве и обеспечивающие образование покрытий толщиной до 0,25 мм [6], а также из твердого сплава ВК8 и Си.

При исследовании в атмосфере воздуха использовали: разработанную в институте механизированную установку для электроискрового легирования мод. ИМ101 с одноэлектродной головкой, установленной на токарно-винторезном станке мод. 1К62 [7], прибор для определения среднего количества состоявшихся искровых разрядов, цифровой мультиметр М890G для точного измерения частоты следования импульсов. Для охлаждения электрода применяли воздух под давлением до 4 атм. Частота вращения детали, установленной в трехкулачковый патрон шпинделя станка, постоянная – 12,5 об/мин, частота вращения одноэлектродной головки – 1500 об/мин.

Электрические параметры установки мод. ИМ101: емкость накопительных конденсаторов – 20 – 340 мкФ, частота следования импульсов искровых разрядов – 100 – 1200 Гц, напряжение на разрядных конденсаторах в зависимости от режимов – 58, 78, 92 В, максимальная потребляемая мощность – 1,5 кВт.

При исследовании кинетики массопереноса изменяемым параметром была суммарная величина энергии искровых разрядов Q в случае легирования образца площадью 1 см², значение которой определено по средней величине энергии одного искрового разряда W_u [8]. Значения энергии искрового разряда рассчитаны по вольтамперным осциллограммам, полученным с помощью осциллографа мод. С8-17 по методике [9] непосредственно на межэлектродном промежутке. Численно

суммарная величина энергии искровых разрядов рассчитывалась следующим образом:

$$Q = W_u \cdot N_u \cdot t = W_u \cdot (60 f_u \cdot K_u) \cdot t, \quad (1)$$

где N_u – среднее количество искровых разрядов за 1 мин; t – время легирования 1 см² поверхности; f_u – частота следования искровых разрядов; $K_u = N_u / f_u$ – коэффициент, определяющий вероятность прохождения искрового разряда.

При использовании весов ВЛР-200 и методики [10] определяли величины удельной эрозии анода Δ^a и удельного привеса катода Δ^k через каждую 1 мин ЭИЛ и по их значениям рассчитывали суммарную эрозию анода $\Sigma\Delta^a$ и суммарный привес катода $\Sigma\Delta^k$. Коэффициент переноса материала рассчитывали по формуле $K = \Delta^k / \Delta^a$ при $t = \text{const}$ для каждого электродного материала; Q_x – суммарную энергию искровых разрядов, которой соответствует первое отрицательное значение Δ^k или максимальное значение $\Sigma\Delta^k$ (порог хрупкого разрушения измененного поверхностного слоя (ИПС)), определяли по зависимости суммарного привеса катода [11].

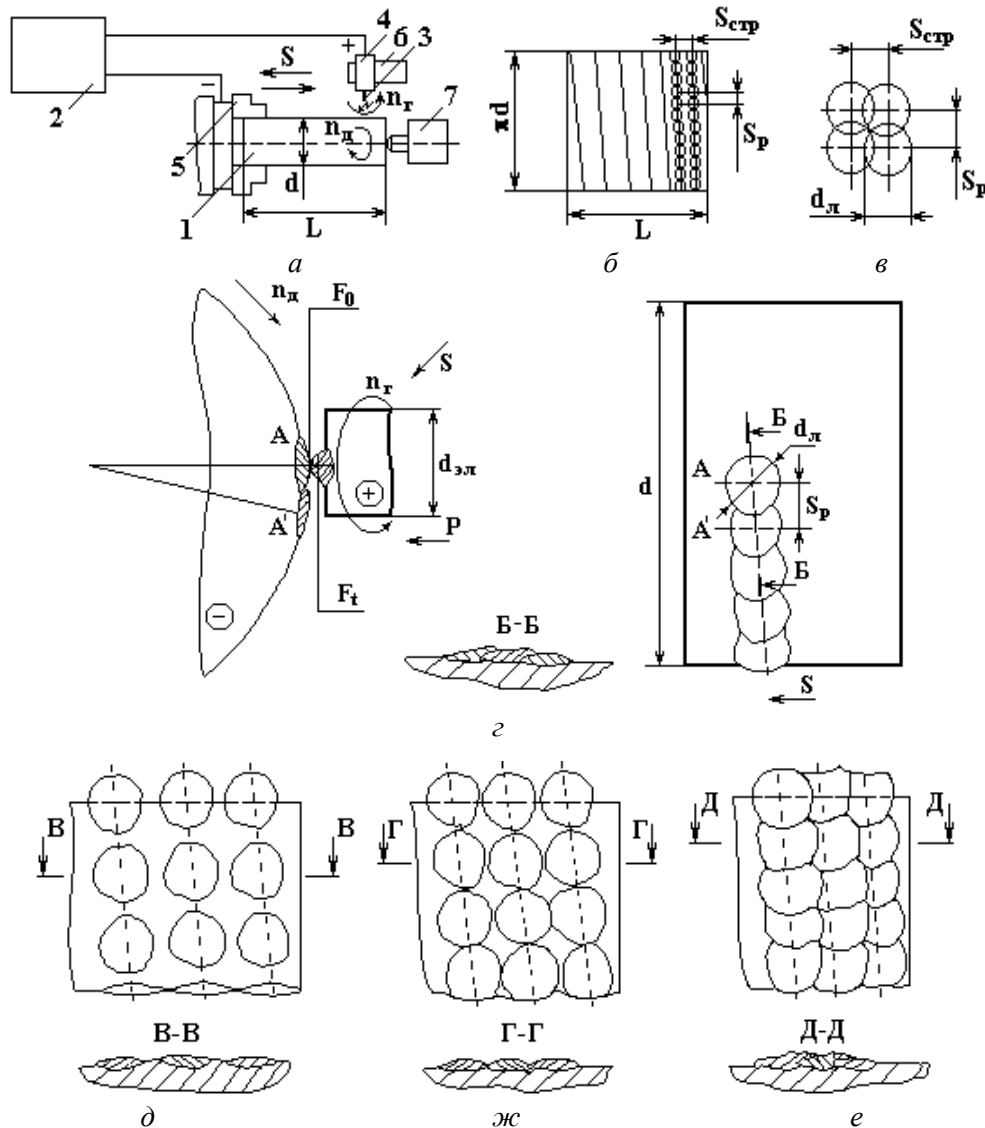


Рис. 1. Формирование ИПС и схема контактного взаимодействия электродов при механизированном ЭИЛ с использованием одноэлектродной вращающейся головки: а – схема механизированного ЭИЛ, 1 – обрабатываемая деталь, 2 – генератор импульсов электрического тока, 3 – анод, 4 – одноэлектродная головка, 5 – устройство для закрепления деталей (патрон), б – блок управления движением одноэлектродной головки, 7 – задний центр); б – развертка поверхности детали; в – схема расположения лунок; г – начало процесса формирования ИПС P – усилие прижатия электрода-инструмента, F_0 – сечение мостика в месте контакта электродов, F_t – сечение мостика с наибольшей температурой; д – развертка формирования ИПС при $S_{стр} > d_{эп}$; е – развертка формирования ИПС при $S_{стр} = d_{эп}$; ж – развертка формирования ИПС при $S_{стр} \leq 0,71 d_{эп}$

Микротвердость поверхности измеряли с помощью микротвердомера ПМТ-3, металлографические исследования поверхностных слоев выполняли на микроскопе МИМ-10. Шероховатость поверхности измеряли профилографом мод. 296. Сравнительные испытания на износостойкость выполняли в условиях трения без смазки на машине трения МТ-22П по схеме вал–колодка в соответствии с ГОСТ 23.222-84. Удельная нагрузка на образцы составляла 100 Н. Повторяемость экспериментов равна трем. В качестве контртела использовались кольца из закаленной стали 45 (HRC 50 – 56). Скорость скольжения по контртелу составляла 0,25 м/с. Базой испытаний принят путь трения, равный 20 км. Износ образцов измеряли через каждый 1 км пути трения. Износостойкость слоя определяли гравиметрическим методом.

Равномерность расположения электроискровых лунок на поверхности детали определяется постоянным значением коэффициента перекрытия $K_{пер}$ (отношение шага разрядов $S_{стр}(S_p)$ к диаметру лунки d_l), значение которого по строке S_p в направлении вращения детали и поперек строк $S_{стр}$ – в направлении продольной подачи должно быть одинаковым (см. рис.1) $K_{пер} = S_{стр}/d_l = S_p/d_l$ [12].

Это позволяет формировать поверхность с регулярным расположением лунок меньшей шероховатостью и высокой сплошности для принятого $K_{пер}$. Следовательно, $S_{стр}$ определяется продольной подачей S одноэлектродной головки (рис.1, а), а S_p – частотой следования искровых разрядов f_u . Учитывая равенство $S_{стр} = S_p$, возможные изменения диаметра обрабатываемой детали d и частоты ее вращения n_d , для обеспечения равномерности расположения лунок на обрабатываемой поверхности установлена следующая зависимость частоты следования искровых разрядов:

$$f_u = \frac{n_d \pi d}{60 S} \quad (\text{Гц}), \quad (2)$$

где n_d – частота вращения детали – шпинделя станка, мин^{-1} ; S – продольная подача одноэлектродной головки на оборот шпинделя, мм; d – диаметр детали, мм.

Для улучшения качества легируемого слоя и увеличения толщины покрытий частоту следования искровых разрядов необходимо выбирать кратной, рассчитанной при постоянных других механических параметрах процесса и принятом диаметре детали. Равномерность образования покрытия на детали обеспечивается с учетом не только одного искрового разряда, а двух и более последовательных разрядов, приходящихся на участок поверхности, занимаемой одной эрозионной лункой.

Для емкости накопительных конденсаторов 100 мкФ ($d_l \approx 0,14$ мм) расчетным путем и экспериментально определены продольная подача одноэлектродной головки $S = 0,097$ мм/об и частота следования искровых разрядов $f_u = 100, 300$ и 500 Гц. Указанные режимы обработки обеспечивают формирование ИПС наибольшей толщины в соответствии с разверткой рис.1, ж.

При механизированном легировании с использованием одноэлектродной головки инициирование низковольтных искровых разрядов обусловлено постоянным контактным взаимодействием электродов, в результате которого происходят взрывообразное расплавление мостика, образование канала сквозной проводимости, эрозия материала анода и его перенос на катод [13]. Схема контактного взаимодействия электродов, образования ИПС и микрогеометрии поверхности приведена на рис. 1, з – ж.

Результаты и обсуждение

Зависимость массопереноса при механизированном процессе ЭИЛ от величин суммарной энергии Q и частоты следования искровых разрядов f_u с обеспечением перекрытия и равномерности расположения лунок (рис. 2) показывает, что с повышением f_u максимальное значение суммарного привеса катода $\Sigma \Delta_m^k$ значительно увеличивается от 31 мг/см^2 при $f_u = 100$ Гц до 90 мг/см^2 при $f_u = 500$ Гц для материала 07X19H11M3Г2Ф. Суммарная энергия искровых разрядов, соответствующая порогу хрупкого разрушения, также увеличивается от $Q_{x1} = 13,8$ до $Q_{x3} = 18,8 \text{ кДж/см}^2$. Полученные результаты можно объяснить эффектом разогрева электродного материала до определенной температуры, при которой массоперенос происходит в основном за счет эрозии материала в жидкой фазе. Для электродных материалов меди и сплава ВК8 при наиболее эффективной частоте следования искровых разрядов $f_u = 500$ Гц получены значения суммарного привеса катода соответственно $\Sigma \Delta_m^k = 17,1; 11,2 \text{ мг/см}^2$ при $Q_{xi} = 12,8; 13,8 \text{ кДж/см}^2$.

На коэффициент массопереноса при ЭИЛ материалом 07X19H11M3Г2Ф влияют частота следования искровых разрядов f_u и продольная подача одноэлектродной головки S (см. рис. 3). При увеличении f_u K возрастает от 0,52 до 0,81. При меньших значениях f_u массоперенос материала осуществляется при повышенном содержании твердой фазы в продуктах эрозии, которые плохо закрепляются на поверхности подложки и частично удаляются при повышении S за счет электромеханического сглаживания (эффекта Аскинази) [14]. При уменьшении S переносимый легирующий материал

в частично твердой фазе подвергается повторному воздействию искровых разрядов и «размазывается» по поверхности катода за счет вышеуказанного эффекта, коэффициент массопереноса увеличивается.

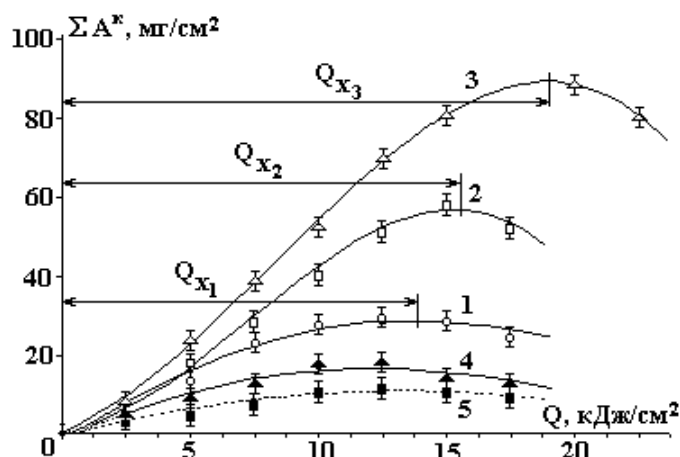


Рис. 2. Зависимость изменения суммарного привеса катода ΣA^k от величин энергии Q и частоты (f_u , Гц: 1 – 100; 2 – 300; 3 – 500) при легировании материалом 07X19H11M3Г2Ф на установке ИМ101 $C=100$ мкФ и $f_u = 500$ Гц (4 и 5) при легировании Си и ВК8, материал подложки – сталь 45

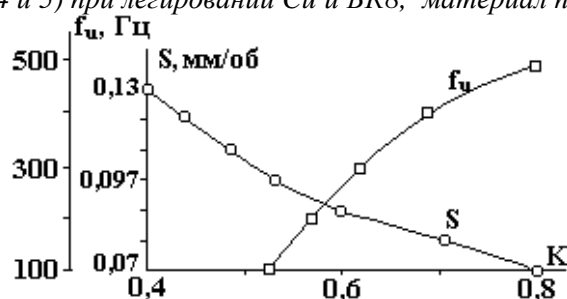


Рис. 3. Зависимость коэффициента массопереноса при образовании первого слоя электродным материалом 07X19H11M3Г2Ф от технологических параметров механизированного ЭИЛ: f_u , S при легировании на установке ИМ101, материал подложки – сталь 45

Численные значения параметров покрытий, образованных при механизированном ЭИЛ, приведенные в таблице, показывают, что толщина образуемого покрытия на подложке из стали 45 электродным материалом 07X19H11M3Г2Ф в 2,7 – 3,2 раза больше, чем при применении материалов электродов из ВК8 и Си. При небольшом увеличении шероховатости поверхности от $R_a = 1,6$ до 3,5 мкм при использовании этого электродного материала микротвердость повышается от 3,7 до 5,9 ГПа.

Микроструктура покрытий ЭИЛ электродным материалом 07X19H11M3Г2Ф (рис. 4) показывает высокую сплошность и равномерность при значительной толщине.

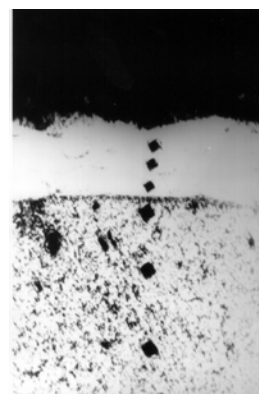


Рис. 4. Микроструктура покрытий ЭИЛ электродным материалом 07X19H11M3Г2Ф на подложке из стали 45 ГОСТ 1050-74 в состоянии поставки. $\times 125$

Зависимости величин износа поверхностей, образованных при ЭИЛ покрытий, от пути трения L для значений суммарной величины энергии искровых разрядов $Q = 3, 10, 17$ кДж/см² при частоте следования импульсов $f_u = 500$ Гц приведены на рис.5. Для материалов электродов 07X19H11M3Г2Ф, ВК8, Си величина износа U на пути трения 20 км составляет для $Q = 3$ кДж/см² – 91, 70, 170 г/м², для $Q = 10$ кДж/см² – 78, 50, 117 г/м², для $Q = 17$ кДж/см² – 81, 90, 180 г/см² соответственно. На рис 5,а для сравнения приведены зависимости износа поверхности стали 45 без покрытия.

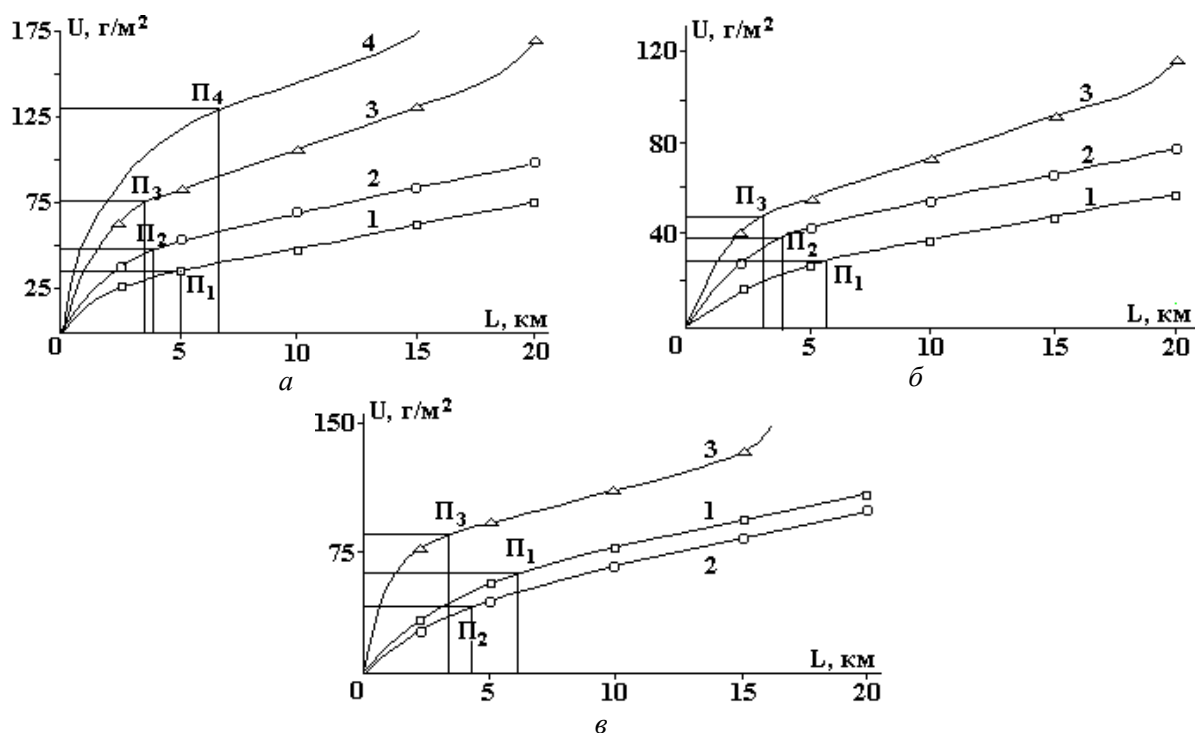


Рис. 5. Зависимости величин износа поверхностей покрытий от путей трения L при следующих значениях суммарной величины энергии искровых разрядов Q , кДж/см²: а – 3, б – 10, в – 17 для материалов электродов: 1 – ВК8, 2 – 07Х19Н11МЗГ2Ф, 3 – Си, 4 – Сталь 45 без покрытия; P_i – окончание процесса приработки

При $Q = 17$ кДж/см² наименьший износ имеют покрытия, образованные электродным материалом 07Х19Н11МЗГ2Ф, а покрытия, образованные электродами ВК8 и Си, исчерпали свои антифрикционные свойства. Это связано с тем, что Q_x для этого материала равны 18,8 кДж/см² (см. таблицу), а для твердого сплава ВК8 и Си составляют соответственно 12,8 и 13,8 кДж/см². Структура покрытий, сформированных при больших Q_x , превышающих порог хрупкого разрушения, имеет предельное значение плотности дислокаций, большее количество микротрещин и других дефектов [15].

Численные значения параметров ИПС, образуемых при механизированном ЭИЛ на подложках из стали 45

Материал анода	Технологические параметры		Параметры ИПС			
	Q_x , кДж/см ²	f_{in} , Гц	толщина Δh , мкм	микротвер- дость, ГПа	шерохова- тость, R_a , мкм	повышение из- носостойкости, %
07Х19Н11МЗГ2Ф	13,8	100	110	5,9	3,0	140
07Х19Н11МЗГ2Ф	15,5	300	140	5,8	3,2	160
07Х19Н11МЗГ2Ф	18,8	500	190	5,9	3,5	170
ВК8	13,8	500	60	10,5	2,2	220
Си	12,8	500	70	2,5	2,8	130

Приведенные на рис. 5 зависимости также позволяют определить значение приработки для исследуемых материалов P_i . Период приработки $P_i = 3; 4$ км для электродных материалов Си и 07Х19Н11МЗГ2Ф соответственно (рис. 5, б) имеет наименьшее значение при формировании ИПС с суммарной величиной энергии искровых разрядов $Q = 10$ кДж/см². Период приработки для ИПС, образованного ВК8 в зависимости от Q , $P_2 = 5; 5,2; 6$ км. Триботехнические показатели лучше для покрытий, образованных электродным материалом 07Х19Н11МЗГ2Ф и ВК8.

Выводы

1. Предложена схема контактного взаимодействия электродов при механизированном ЭИЛ и определена взаимосвязь механических параметров процесса и частоты следования искровых разрядов для обеспечения равномерности расположения электроискровых лунок. Использование зависимости позволяет повысить сплошность и равномерность толщины покрытий.

2. Закономерности массопереноса в зависимости от суммарной величины энергии и частоты следования искровых разрядов в условиях механизированного ЭИЛ являются не линейными и не аддитивными. С повышением частоты следования искровых разрядов f_u , значения суммарного привеса катода $\Sigma\Delta^k$ и суммарной энергии искровых разрядов Q_x , соответствующие порогу хрупкого разрушения ИПС, увеличиваются.

3. В соответствии с полученными зависимостями процесс ЭИЛ рекомендуется проводить при значениях суммарной величины энергии искровых разрядов, не превышающей Q_x (до экстремальной точки).

4. Установлена зависимость коэффициента массопереноса K от технологических параметров процесса. При увеличении частоты следования импульсов f_u и уменьшении подачи S коэффициент массопереноса возрастает.

5. При механизированном ЭИЛ применение электродного материала 07X19N11M3Г2Ф обеспечивает формирование покрытий с высокой сплошностью, равномерностью и толщиной, превышающей в 2,7 – 3,2 раза, эти параметры при использовании материалов электродов из ВК8 и Си.

6. На износостойкость образованных покрытий оказывает влияние значение суммарной величины энергии искровых разрядов. Лучшие триботехнические характеристики в условиях трения без смазки для исследуемых материалов электродов соответствуют величине энергии $Q = 10$ кДж/см².

ЛИТЕРАТУРА

1. Разумов В.П., Еган О.М. Некоторые особенности механизации процесса электроискрового легирования // Электронная обработка материалов. 1977. № 4. С. 22–24.
2. Галай В.И. Некоторые кинематические особенности механизированного электроискрового легирования сферических поверхностей // Там же. 1980. № 4. С. 72–74.
3. Коваленко С.В., Николенко С.В., Верхотуров А.Д., Куценко В.С. Исследование влияния механических параметров механизированной установки для ЭИЛ вращающимся торцевым электродом на формирование поверхностного слоя // Там же. 2003. № 3. С. 14–21.
4. Коваль Н.П., Корниенко А.И., Гитлевич А.Е. и др. Механизированное электроискровое легирование деталей с плоскими рабочими поверхностями // Там же. 1981. № 3. С. 77–83.
5. Чжен И.А., Золотов А.А., Потехин К.Ф., Максимов Н.Г. Исследование влияния некоторых переменных факторов на интенсификацию механизированного электроискрового легирования металлических поверхностей // Там же. 1982. № 4. С. 26–29.
6. Ярков Д.В., Масленко А.С., Мулин Ю.И. Модифицирование поверхностного слоя при использовании механизированной установки модели ИМ-101. Принципы и процессы создания неорганических материалов // Тезисы докладов международного симпозиума (Первые Самсоновские чтения). Хабаровск, 1998. С. 117–119.
7. Мулин Ю.И., Верхотуров А.Д. Электроискровое легирование поверхностей инструментов и деталей машин материалами, полученными из минерального сырья. Владивосток, 1999.
8. Рыбалко А.В., Хамураев В.И. Электрические параметры процесса электроэрозионного легирования // Электронная обработка материалов. 1988. № 6. С. 18–20.
9. Мулин Ю.И., Климова Л.А., Ярков Д.В. Феноменологическое описание закономерностей формирования поверхностного слоя при электроискровом легировании // Физика и химия обработки материалов. 2000. № 3. С. 50–56.
10. Лазаренко Н.И. О механизме образования покрытий при электроискровом легировании металлических поверхностей // Электронная обработка материалов. 1965. № 1. С. 49–53.
11. Верхотуров А.Д., Подчерняева И.А., Прядко Л.Ф., Егоров Ф.Ф. Электродные материалы для электроискрового легирования. М., 1988.
12. Носков Ю.Г. Оптимизация процесса механизированного электроискрового легирования прецизионных деталей приборов: Дис. канд. техн. наук. Л., 1987.
13. Верхотуров А.Д. Формирование поверхностного слоя металлов при электроискровом легировании. Владивосток, 1995.
14. Аскинази Б.М. Упрочнение и восстановление деталей электромеханической обработкой. М., 1968.
15. Горячева И.Г. Механика фрикционного взаимодействия. М., 2001.

Поступила 25.02.04

Summary

Interrelationship between mechanical parameters of process and recurrence rate of spark discharges providing thickness evenness and continuousness of coatings has been determined. Influence of composition and structure of electrode materials, mechanical and energy parameters of ESA process on wear resistant of coating under dry friction has been determined.

А.И. Костржицкий, Е.В. Ляпина

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ СТРУКТУРЫ И ФАЗОВОГО СОСТАВА В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ МЕДЬ–ОЛОВО И ИХ АНАЛОГАХ

*Одесская национальная академия пищевых технологий,
ул. Канатная, 112, г. Одесса, 65039, Украина*

Известно [1 – 3], что структура и фазовый состав конденсированных систем, в частности защитных покрытий на стали, в значительной степени определяют их функциональные свойства: коррозионную стойкость, износостойчивость, электропроводность и т. п. В случае многокомпонентных систем [3 – 5] установлена взаимосвязь между составом конденсатов и их электрохимическими характеристиками в некоторых агрессивных средах. Для конденсированных структур экспериментально установлены существенные различия в микроструктуре массивных и конденсированных систем, например, в сплавах на основе железа [3, 6 – 8]. Эти различия с учетом закономерностей роста конденсатов [6, 8] позволяют объяснить многие специфические свойства защитных покрытий: пористость, электрохимическое поведение и пр. [3, 7].

В настоящей работе изучены закономерности формирования структуры и фазового состава в сплавах Cu-Sn, Cu-Sn-Ni и Cu-Sn-Al, коррозионно-электрохимические свойства которых [4, 5] позволили их рекомендовать к использованию в некоторых устройствах электронной техники. В исследованиях использованы как массивные сплавы, так и конденсированные системы. Образцы массивных сплавов получены путем плавления компонентов в тигеле вакуумных камер в атмосфере аргона при давлении порядка 1,33 Па. Конденсированные структуры получены испарением готовых сплавов в вакууме 10^{-2} – 10^{-4} Па с последующей конденсацией на подогреваемые диэлектрические подложки.

Рентгенографический анализ структуры и фазового состава выполнен на дифрактометре ДРОН-1 с использованием медного излучения $\text{Cu } \kappa_{\alpha}$ и никелевого фильтра. Идентификация фаз и расчет межплоскостных расстояний проведены по справочникам рентгеноструктурного анализа. Фазовый состав конденсатов изучен на рентгеновском микроанализаторе MS-46 методом локального рентгеноспектрального анализа. Микроструктура и рельеф поверхности конденсированных систем изучены с помощью растрового электронного микроскопа KWIKSCAN-100 при увеличении до 5000.

В ходе экспериментов установлено, что фазовый состав массивных сплавов (исходных навесок) и конденсированных систем в принципе идентичен. Малолегированные сплавы Cu-Sn в массивном состоянии являются однофазными в пределах чувствительности использованного метода. Структура свеженанесенных пленок малолегированных сплавов однородная и мелкозернистая. Границы зерен не выделяются. При содержании Sn порядка 10% (по массе) фиксируется твердый раствор олова в меди. В конденсатах, полученных полным испарением навески данного состава, обнаружены соединения CuSn , а также следы оксидов Cu_2O и CuO (см. таблицу). Формирование последних мы связываем со спецификой процесса осаждения в атмосфере остаточных газов, взаимодействием испаренных веществ (в частности меди) с кислородом остаточных газов и носит случайный характер. Формирование оксидов в пленках фиксируется не во всех опытах. Такое своеобразное “легирование” конденсата Cu-Sn оказывает влияние на стабильность конденсированных структур при длительном хранении и умеренном отжиге. Гетерофазность конденсированных структур и особенно высокая

дисперсность оксида Cu_2O тормозят рекристаллизационные и диффузионные процессы в конденсатах. Это является положительным фактором, так как препятствует концентрационному перераспределению компонентов по толщине пленки.

Повышение содержания Sn в исходной навеске порядка 20 – 30% сопровождается изменениями в фазовом составе конденсатов. Так, преобладающей фазой в этом диапазоне составов является соединение CuSn ; появляются следы Cu_6Sn при содержании олова порядка 30 – 32%. Эти соединения сохраняются вплоть до составов 39 – 41% Sn, после чего фиксируются различия в образовании фаз в массивных и конденсированных системах. При содержании олова порядка 50 – 60% в обеих системах обнаружены соединения Cu_6Sn_5 и следы свободного олова. Кроме того, в массивных сплавах присутствует соединение Cu_3Sn . Этот интерметаллид характерен для ϵ -фазы (38,37% Sn по массе). Его образование в высокооловянных сплавах можно объяснить температурным режимом охлаждения навески, что приводит, по-видимому, к “замораживанию” соединения Cu_3Sn , температура отвердевания которого составляет 949,15 К (676°C).

Фазовый состав массивных сплавов и пленок системы медь–олово и их аналогов

Система	Содержание олова в сплаве (% по массе)						
	10	20	30	40	50	60	70
Cu-Sn (массивный сплав)	Тв. p-p Sn в Cu	CuSn	CuSn Cu ₆ Sn	Cu ₆ Sn	Cu ₃ Sn Cu ₆ Sn ₅	Cu ₃ Sn Cu ₆ Sn сл. β -Sn	Cu ₆ Sn ₅ сл. β -Sn
Cu-Sn (конденсат)	Тв. p-p Sn в Cu	CuSn Cu ₂ O	CuSn Cu ₃ Sn Cu ₂ O	CuSn	Cu ₆ Sn Cu ₆ Sn ₅	Cu ₆ Sn ₅ сл. β -Sn	Cu ₆ Sn ₅ сл. β -Sn
Cu-Sn-Ni (массивный сплав)	CuSn	CuSn Cu ₃ Sn	CuSn Cu ₃ Sn	CuSn	CuSn	Cu ₆ Sn ₅	Cu ₆ Sn ₅
Cu-Sn-Ni (конденсат)	CuSn Cu ₂ O	CuSn Cu ₂ O	CuSn Cu ₃ Sn	CuSn	CuSn NiO	Cu ₆ Sn ₅ NiO	Cu ₆ Sn ₅ NiO
Cu-Sn-Al (конденсат)	CuSn	CuSn	CuSn Cu ₃ Sn	CuSn	CuSn	Cu ₆ Sn ₅ CuSn	Cu ₆ Sn ₅ сл. β -Sn

Наличие высокотемпературных фаз, например Cu_3Sn , в конденсатах, содержащих 20–50% Sn, можно объяснить спецификой формирования пленок резким переходом от перегретого состояния (паровая фаза) в переохлажденное (конденсат) [1]. Формирующееся в процессе плавления и испарения высокотемпературное соединение при попадании на относительно холодную подложку не успевает пройти все фазовые переходы (состояния), характерные для обычного режима кристаллизации расплава. В результате в конденсате фиксируется присутствие “замороженного” высокотемпературного соединения, причем концентрация его в конденсате существенно выше, чем в расплаве.

Для пассивных и конденсированных систем, содержащих 62–87% Sn, характерно присутствие соединения Cu_6Sn_5 и чистого олова. Охлаждение массивного сплава от температуры плавления (порядка 1373 К) до 823 – 873 К происходило за 10 – 15 с. При достижении 688 К (температура начала кристаллизации η -фазы соединения Cu_6Sn_5) скорость охлаждения снижается, что приводит к нормальному формированию соединений Cu_6Sn_5 . Наличие следов чистого олова в сплавах обусловлено, во-первых, неоднородным составом расплава в момент начала кристаллизации из-за недостаточно эффективного перемешивания в жидком состоянии, во-вторых – относительно высокой скоростью охлаждения слитка при температурах ниже 688 К. Это приводит к кристаллизации чистого олова, не успевшего образовать структуры с медью. Преобладание соединений Cu_6Sn_5 в конденсированных системах, полученных испарением в вакууме высокооловянных сплавов, объясняется невысокими температурами конденсации и описанной выше спецификой формирования конденсированных структур.

Введение легирующих добавок Ni и Al (до 3% по массе) в исходную навеску не вносит существенных изменений в закономерности формирования фазового состава конденсатов. Отличительной особенностью формирования фаз в трехкомпонентных системах является то, что η -фаза соединения Cu_6Sn_5 идентифицируется в пленках, содержащих более 65% Sn. Легирующие элементы, в частности никель, испаряются и конденсируются на подложке на заключительных этапах испарения навески. Это приводит к тому, что приповерхностная зона пленки обогащена легирующим компонентом, в то время как основные составляющие системы (Cu и Ni) распределены по толщине равномерно. В высо-

кооловянных конденсатах, легированных никелем, обнаружен оксид NiO, наличие которого на поверхности подтверждается эллипсометрическими исследованиями [9], а также изучением контактной разности потенциалов. Именно наличие оксида NiO в приповерхностных слоях конденсатов Cu-Sn-Ni обуславливают повышенную коррозионную стойкость данной системы в атмосфере [3], а также в некоторых жидких агрессивных средах [4, 5].

Результаты электрофизических исследований (измерение проводимости пленок, их контактного сопротивления в паре с металлами и сплавами [3] конденсатов Cu-Sn-Al) свидетельствуют об образовании в пленках соединений типа Cu-Al и Sn-Al, однако использованная аппаратура и методика фазового анализа не позволили обнаружить их наличие, вероятно, из-за малого количества.

Для пленок, нанесенных на подложки при комнатной температуре, характерна мелкокристаллическая структура и наличие внутренних напряжений. Причина возникновения последних детально обсуждается в [2]. Последующий отжиг при 363 – 523 К оказывает влияние на тонкую структуру, при этом фазовый состав пленок не меняется. Уже при температурах 363 – 383 К в свеженанесенных пленках начинаются рекристаллизационные процессы, приводящие к укрупнению зерна. Дифракционные исследования показали, что умеренный отжиг снимает внутренние напряжения, пленка становится более равновесной, а ее электропараметры – более стабильными. Легирующие добавки снижают интенсивность рекристаллизации, повышая стойкость пленок к температурным воздействиям.

Увеличение температуры конденсации до 623 К обуславливает формирование крупнозернистых пленок, размер зерна составляет 180 – 240 нм. Отмечено повышение устойчивости конденсатов к различным видам термообработки (например, по режимам, описанным в [9]). Фазовый состав пленок Cu-Sn и их аналогов, осажденных на нагретые подложки, практически не меняется при последующем отжиге, за исключением случаев, когда температура отжига превышает температуру осаждения пленок.

Исследования закономерностей формирования фазового состава и структуры пленок, получаемых испарением сплавов системы Cu-Sn и их аналогов, позволяют объяснить обнаруженные ранее [4, 5] концентрационные зависимости параметров процесса электрохимической коррозии. Так, область повышенной коррозионной стойкости конденсатов Cu-Sn в нейтральных средах [4] можно связать с преобладанием в пленках соединений Cu_3Sn и $CuSn$ (см. таблицу). В то же время именно наличие этих соединений обуславливает возникновение в пленках сильных внутренних напряжений, ухудшающих их механические свойства.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ройх И.Л., Колтунова Л.Н.* Защитные вакуумные покрытия в стали. М., 1971.
2. *Ройх И.Л., Колтунова Л.Н., Федосов С.Н.* Нанесение защитных покрытий в вакууме. М., 1976.
3. *Костржицкий А.И., Лебединский О.В.* Многокомпонентные вакуумные покрытия. М., 1987.
4. *Ляпина Е.В., Костржицкий А.И.* Влияние состава сплавов меди на коррозионную стойкость конденсированных систем. Наукові праці ОНАХТ. Одеса. 2003. № 25. С. 206–212.
5. *Костржицкий А.И., Ляпина Е.В., Соколов А.Д.* Коррозионно-электрохимическое поведение конденсированных сплавов на основе меди вблизи стационарных потенциалов. Наукові праці ОНАХТ. Одеса. 2003. № 26. С. 261–269.
6. *Костржицкий А.И., Гусарева О.Ф.* Закономерности формирования структуры железохромистых покрытий при ионном осаждении // Известия АН СССР. Металлы. 1987. № 1. С. 169–172.
7. *Костржицкий А.И., Лебединский О.В., Ройх И.Л.* Электрохимическое поведение покрытий, полученных методом ионного осаждения в вакууме // Защита металлов. 1979. № 3. С. 343–345.
8. *Соколов А.Д., Костржицкий А.И.* Структура и защитные свойства ионно-плазменных покрытий из сплавов хрома на стали // Физика и технология тонких пленок / Матер. IX Междунар. конф. Т. 2. Ивано-Франковск. 2003. С. 228–229.
9. *Костржицкий А.И., Ляпина Е.В.* Исследование поверхностных пленок на медно-оловянных конденсатах в различных условиях эксплуатации // Электронная обработка материалов. 2003. № 5. С. 22–26.

Поступила 12.02.04

Summary

The results of examinations of legitimacies of forming of structure in condensed systems Cu-Sn and their analogs are given. The features of forming of intermetallic compounds in massive and in condensed systems are considered. The intermetallic compound Cu-Sn, formated on the average range of concentrations Sn (about 38–45% Sn on mass) has the highest corrosion-electrochemical performances.

А.И. Григорьев, С.О. Ширяева, В.В. Морозов

О НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В ОКРЕСТНОСТИ ОПУЩЕННОГО В ЭЛЕКТРОЛИТ НАГРЕТОГО ЭЛЕКТРОДА

*Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова,
ул. Советская, 14, г. Ярославль, 150000, Россия*

1. Феномен сильного (до $T \sim 1000$ К) разогрева электрода, опущенного в электролит, когда между электродом и электролитом приложена разность потенциалов ($U \approx 100\text{--}200$ В) и в системе течет электрический ток большой величины (с плотностью $j \sim 0,1\text{--}1$ А/см²), известен с конца XIX века и широко используется в различных технических и технологических приборах и устройствах (см., например, [1–5] и указанную там литературу). Тем не менее, большая часть проведенных количественных оценок выполнена лишь на техническом уровне строгости. До настоящего времени физические процессы, имеющие место при реализации данного феномена, во многом непонятны и их корректных теоретических моделей не существует. В частности, неясен физический механизм формирования электрического тока между электродом и электролитом (в нижеследующих построениях для определенности, говоря об электролитах, будем иметь в виду водные растворы электролитов).

Согласно существующим представлениям [1–4] толщина парогазовой оболочки, разделяющей нагреваемый электрод и электролит, мала ($h \leq 100$ мкм), давление пара p превышает атмосферное p_* (на $\Delta p \sim 0,1 p_*$), и при используемых разностях потенциалов U возможность зажигания стационарного электрического разряда не очевидна. В самом деле, из экспериментов с разрядами между металлическими электродами известно [6, 7], что при значениях величины произведения ph порядка единиц (где p измеряется в мм Нг, h – в см), как это имеет место при электролитном нагреве, разность потенциалов U , при которой зажигается стационарный разряд, существенно превышает 200 В для воздуха и чистых газов, из которых состоит воздух (для водяных паров данных нет), тогда как весь анализируемый феномен реализуется при $U \leq 200$ В. В пользу тех же сомнений свидетельствует и факт наличия большой работы выхода электрона с поверхности воды ($\approx 6,2$ эВ [8]), означающий весьма малую вероятность появления свободных электронов за счет автоэлектронной эмиссии у отрицательно заряженной поверхности электролита. Указанные обстоятельства не позволяют провести и корректных расчетов температуры парогазового слоя и нагреваемого электрода, хотя этому вопросу уделяется достаточно внимания [9, 10].

В нижеследующем изложении рассмотрим некоторые закономерности формирования электрического тока, текущего в системе в стационарном состоянии. Для определенности примем, что нагреваемый электрод поддерживается при положительном потенциале, а водный раствор электролита – при отрицательном.

2. Пусть плотность тока, текущего в системе в стационарном состоянии под действием разности потенциалов U , есть j . При этом носители отрицательного заряда – электроны и отрицательно заряженные ионы, которые могут эмитироваться заряженной поверхностью электролита, всю приобретаемую у электрического поля энергию eU (здесь e – заряд электрона) теряют в паровой оболочке, разделяющей электроды, на столкновения с нейтральными молекулами и положительно заряженными ионами. В итоге в объеме $V = h \cdot 1$ см² ежесекундно выделяется тепловая энергия $W = U \cdot j$, идущая на испарение электролита и нагревание пара и электролита.

Анализ обсуждаемого процесса в рамках представлений о неравновесных термодинамических процессах показывает, что температура паровой прослойки $T \approx 1500$ К, ее толщина $h \approx 30$ мкм, а давление пара электролита у основания нагреваемого электрода превышает атмосферное $\sim 3\%$.

Отталкиваясь от этих значений физических параметров, рассмотрим возможные закономерности реализации электрического разряда между поверхностью жидкого раствора электролита и нагреваемым электродом. Следует отметить, что, несмотря на большое количество выполненных экспериментальных исследований, до сих пор никем не изучены особенности электрического разряда между поверхностью электролита и нагреваемым электродом (некоторые предварительные результаты получены в [5]). В этой связи до проведения специальных экспериментов ничего определенного об этом типе разряда сказать нельзя. В настоящее время с достоверностью можно утверждать следующее: разряд между поверхностью электролита и нагреваемым электродом является самостоятельным, реализуется в паровой среде при давлениях немного больших атмосферного и сравнительно малых значениях приложенной к разрядному промежутку разности потенциалов; ионы, эмитируемые заряженной поверхностью электролита, играют определяющую роль в формировании разряда, хотя и не могут обеспечить регистрируемую в экспериментах плотность электрического тока, изменяющуюся согласно имеющимся оценкам в пределах от 0,1 до 1 А/см².

В связи с упоминавшейся выше большой работой выхода электронов с поверхности воды (водных растворов электролитов) традиционно в работах по исследованию электролитного нагрева с отрицательным потенциалом на электролите принято считать, что электрический ток между поверхностью электролита и нагреваемым электродом переносится отрицательными ионами, эмитированными с поверхности электролита [4, 9, 10]. Тем не менее, строгого расчета возможной величины плотности тока при таком виде носителей заряда до сих пор не было проведено из-за утилитарно-технического подхода к проблеме, и из-за ее сложности.

Если говорить о возможности попадания отрицательных ионов с поверхности электролита в паровую фазу, то существует только один физически обоснованный путь: полевое испарение ионов с термической активацией процесса [11]. Впрочем, термин «полевое испарение» подразумевает существенный вклад электрического поля в константу скорости испарения, который имеет место при напряженностях электрического поля вблизи поверхности, с которой испаряется ион, ≥ 1 В/нм. Согласно полученным выше оценкам напряженность электрического поля у поверхности электролита определится соотношением $E \approx V/h \approx 50$ кВ/см. Очевидно, что поле такой величины не может обеспечить эффективного полевого испарения ионов и корректно говорить лишь о тепловом их испарении в присутствии слабого (в смысле вклада в константу скорости испарения) электрического поля. При этом роль поля сводится к удалению от поверхности электролита испарившихся ионов. Для эффективности теплового испарения ионов необходимо, чтобы энергия активации такого процесса была не велика: не намного превышала энергию активации теплового испарения молекулы растворителя, которая для водных растворов электролитов составляет $\sim 0,42$ эВ. По-видимому, именно этот критерий и является основным в вопросе о природе электролита, в котором имеет место электролитный нагрев.

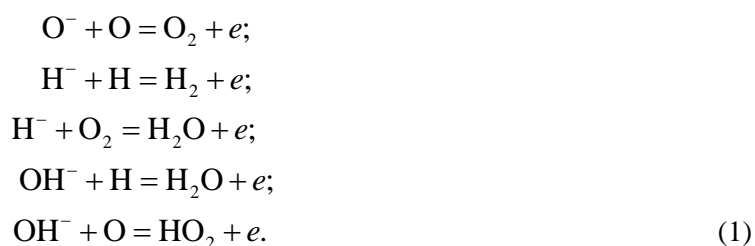
Так, на основе данных [11] энергию активации испарения иона Cl^- из раствора NaCl можно оценить в $\approx 1,5$ эВ, что обеспечит появление отрицательных ионов у поверхности электролита со скоростью, намного порядков большей скорости появления электронов за счет автоэлектронной эмиссии. Испарению ионов из раствора электролита может способствовать и эффект резонансного поглощения сольватированными ионами на поверхности электролита ультрафиолетового излучения из разрядной плазмы ([12], с.181). При этом на время порядка десятка периодов осцилляций сольвата энергия поглощенного кванта света будет содержаться в сольвате, повышая его эффективную неравновесную температуру (под которой будем понимать меру энергии, приходящейся на 1 атом) на несколько сотен градусов. Такого кратковременного повышения локальной температуры в окрестности иона может оказаться достаточно для его теплового испарения на том же временном интервале.

Таким образом, можно утверждать, что с наибольшей вероятностью отрицательно заряженные ионы будут появляться у заряженной поверхности электролита за счет чисто теплового испарения. Но, тем не менее, тепловое испарение ионов при имеющихся согласно проведенным оценкам электрических полях не сможет обеспечить существование электрического тока с регистрируемыми в экспериментах плотностями $j \sim [0,1-1]$ А/см².

В самом деле, константа теплового испарения ионов даже при энергиях активации их испарения ~ 1 эВ будет много меньше единицы (при учете локального неравновесного нагрева в случае поглощения ультрафиолетового кванта – порядка единицы), в то время как поверхностная концентрация однозарядных отрицательных ионов на поверхности электролита будет порядка $U/4\pi h e \approx 2 \cdot 10^{10}$ см⁻². Следовательно, плотность тока ионов будет на много порядков меньше регистрируемой в экспериментах. Кроме того, известно [7], что ионы движущиеся в разрядной плазме при существующих согласно оценкам электрических полях и температурах, не смогут не только ионизировать нейтральные атомы и молекулы пара, приводя к возникновению электронных лавин, но и воз-

буждать нейтральные атомы из-за малой скорости движения. В итоге неизбежно приходим к выводу, что в реальности большая часть электрического тока между поверхностью электролита и нагреваемым электродом обеспечивается не ионами, а электронами. И все же именно ионы, эмитируемые заряженной поверхностью электролита, играют определяющую роль в формировании разряда, поскольку далеко не все возможные типы электролитов приводят к возникновению разрядов обсуждаемого типа и к разогреву металлических электродов, но лишь в некоторых, критериев априорного отбора которых до настоящего времени не существует. Чаще всего используются электролиты: $(\text{NH}_4)\text{ClO}_4$ – перхлорат аммония, NH_4NO_3 – нитрат аммония, NH_4Cl – хлорид аммония, H_2SO_4 – серная кислота. Так какой же может быть роль отрицательных ионов?

Согласно сказанному выше, давление пара у поверхности достаточно высокое, и дальнейшая судьба испаренных отрицательных ионов определится процессами столкновений с нейтральными молекулами и атомами пара, в том числе и с возбужденными, концентрация которых в условиях разряда с плотностью тока $(0,1-1) \text{ A/cm}^2$ должна быть весьма высокой (примерно на порядок будет превосходить количество электронов, приходящих на нагреваемый электрод [13]). Столкновение же отрицательного тока с возбужденной молекулой может происходить с освобождением электрона [14]. В частности, в плазме газового разряда в парах воды будут протекать реакции:



Здесь константы скорости изменяются от единиц до десятков $10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$, и помимо электрона будет также выделяться энергия порядка единиц электронвольт.

Такие столкновения обеспечат появление у поверхности электролита свободных электронов, которые в электрических полях указанной величины смогут порождать электронные лавины. След каждой из них будет содержать большое количество положительно заряженных ионов, в том числе ионов H^+ , которые, оседая на отрицательно заряженной поверхности водного раствора электролита, за счет эффекта Пеннинга смогут выбивать с поверхности электролита свободные электроны [7]. В самом деле, энергия ионизации атома водорода составляет $\approx 13,5 \text{ эВ}$, тогда как работа выхода электрона из воды не превышает $\approx 6,2 \text{ эВ}$ [8], то есть необходимое условие реализации эффекта (энергия ионизации атома должна более чем вдвое превышать работу выхода электрона из электролита) выполняется. Этот эффект обеспечит еще один источник появления свободных электронов у поверхности электролита, которые в свою очередь будут вызывать электронные лавины, приводить к появлению положительных ионов H^+ и большого количества возбужденных атомов.

Таким образом, роль отрицательных ионов, испаряющихся с поверхности электролита со скоростью меньшей $10^{10} \text{ см}^{-2}/\text{с}^{-1}$, сводится к освобождению электронов, которые в свою очередь, порождая электронные лавины, обеспечивают протекание тока и появление большого количества положительных ионов, вносящих свой вклад в генерацию свободных электронов у поверхности электролита за счет эффекта Пеннинга.

Таким образом, малая энергия активации полевого испарения ионов обеспечивает достаточно большую скорость их поступления в разрядный промежуток, где они в одной из реакций (1) освобождают электроны, которые в сильном электрическом поле у поверхности электролита (в пределах катодного слоя) образуют электронные лавины и формируют регистрируемый в экспериментах ток. Иными словами, поленое испарение ионов с поверхности электролита служит источником свободных электронов для формирования разряда. Сам разряд следует трактовать как несамостоятельный.

3. В проведенных выше рассуждениях не учитывалась структура разрядной плазмы, заполняющей пространство между нагреваемым электродом и свободной поверхностью электролита, которая согласно [6, 7] имеет достаточно сложное строение. В частности, у отрицательно заряженной свободной поверхности электролита должен существовать так называемый катодный слой, в котором сосредоточен положительный заряд. Толщина катодного слоя сравнима с дебаевским радиусом плазмы и много меньше расстояния между электродами, на который приходится основное падение потенциала. Существование катодного слоя приводит к существенному (на один-два порядка) увели-

чению напряженности электрического поля у свободной поверхности электролита. А это обстоятельство может увеличить (по сравнению со сказанным выше в п. 2) роль полевого испарения ионов и автоэлектронной эмиссии с поверхности электролита.

Большая напряженность электрического слоя в катодном слое не только облегчает эмиссию отрицательных зарядов с поверхности электролита, но и увеличивает энергию положительных ионов, падающих на поверхность электролита из объема разрядной плазмы. Результаты работы [15] указывают на то, что энергия положительных ионов, приходящих из разрядной плазмы в электролит, имеет величину не меньшую 100 эВ. С качественной точки зрения сказанное означает, что положительный ион набирает энергию 100 эВ на длине свободного пробега, которая при атмосферном давлении составляет ≈ 100 нм, что соответствует напряженности поля у поверхности электролита ~ 1 В/нм. При таких напряженностях поля согласно [11] полево испарение ионов идет достаточно интенсивно, чтобы с учетом сказанного в п. 2 обеспечить поддержание тока в системе. Автоэлектронная эмиссия при таких значениях напряженности электрического поля также будет весьма существенной, хотя и менее интенсивной (из-за большой разницы в энергиях активации процессов) по сравнению с полевым испарением ионов.

Анодный слой и анодное падение потенциала увеличивают энергию отрицательных ионов, приходящих на анод и вносящих таким образом существенный вклад в его разогрев.

4. Все сказанное выше относится к ситуации, когда нагреваемый электрод поддерживается при положительном потенциале, а электролит – при отрицательном. При смене полярности приложенной разности потенциалов сам феномен электролитного нагрева также может иметь место, но процессы в разрядной плазме будут идти при существенной роли элементарных процессов на нагретом металлическом электроде. Как и в предыдущем случае, в силу существования анодного и катодного слоев напряженности поля у поверхности электродов будут весьма значительными. Малая по сравнению с работой выхода электрона из воды (из электролита) работа выхода электрона из металлического катода и разогрев последнего до $T \approx 1500$ К обеспечат высокую интенсивность потока электронов из катода. Большая напряженность поля у положительно заряженной свободной поверхности электролита приведет к существованию тока положительных ионов с поверхности электролита, сравнимого по мощности с электронным током из катода.

Роль полевого испарения положительно заряженных ионов в формировании электрического тока сводится к облегчению зажигания разряда. Работа выхода положительного иона с поверхности электролита невелика и составляет один–два электронвольта, что заметно меньше работ выхода электронов из железа и его сплавов (материалов электродов, представляющих основной интерес в связи с электролитной закалкой). Поэтому при имеющейся напряженности поля у поверхности электролита (в условиях анодного слоя) возникает ток положительных ионов к катоду, которые, падая на поверхность металлического катода, будут эффективно выбивать из него свободные электроны вследствие эффекта Пеннинга. Электроны, появляющиеся в таком процессе, в сильном электрическом поле катодного слоя будут порождать электронные лавины и формировать электрический ток.

Разогрев металлического катода будет происходить при совместном действии теплообмена с сильно нагретой паровой оболочкой и вследствие наличия потока высокоэнергетичных отрицательных ионов.

Следует отметить, что описанная разрядная ситуация не учитывает возможности реализации на заряженной поверхности электролита комбинации неустойчивостей Кельвина–Гельмгольца и Тонкса–Френкеля, которые могут сопровождаться эмиссией в межэлектродное пространство высокодисперсных сильно заряженных капелек [16–19], что дополнительно усложнит физическую картину разряда.

5. Заключение. Качественный анализ механизма электрического разряда между отрицательно заряженной поверхностью электролита и положительно заряженным металлическим электродом указывает на существенную роль испарения отрицательных ионов с поверхности электролита (обеспечивающих при своем разрушении поступление свободных электронов в разрядный промежуток) в формировании разряда. При противоположной полярности электродов, когда отрицательный потенциал подается на разогреваемый электрод, существенную роль в поддержании тока играет термоактивированная автоэмиссия электронов. Вклад полевого испарения с поверхности электролита положительных ионов в формирование и поддержание электрического тока в такой ситуации связан с выбиванием ими с поверхности металлического катода свободных электронов за счет эффекта Пеннинга.

Когда один из электродов (катод либо анод) является жидким электролитом, важный вклад в формирование электрического тока вносит полево испарение ионов. Ионы, поступившие в разряд-

ный промежуток, при полевом испарении генерируют свободные электроны разными путями: отрицательные – путем распада при взаимодействии с возбужденными молекулами, положительные – при столкновении с катодом за счет эффекта Пеннинга. Энергия активации полевого испарения как положительных, так и отрицательных ионов существенно меньше работы выхода электронов из электролита или металлических электродов, использующихся при электролитном нагреве. В итоге наличие жидкого (электролитного) электрода обеспечивает появление в разрядной системе свободных электронов при меньших напряженностях электрического поля, чем в системе с двумя металлическими электродами.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лазаренко Б.Р., Дураджи В.Н., Факторович А.А., Брянцев И.В. Об особенностях электролитного нагрева при анодном процессе // *Электронная обработка материалов*. 1974. № 3. С. 37–40.
2. Garbarz-Olivier J., Guilpin C. Etude des descharges electriques produites entre l'electrode et la solution lors des effets d'anode et de cathode dans les electrolytes aqueux // *J. Chim. Phys.* 1975. V. 72. № 2. P. 207–214.
3. Дураджи В.Н., Брянцев И.В. Некоторые особенности нагрева металлов в электролитной плазме при анодном процессе // *Электронная обработка материалов*. 1977. № 1. С. 45–48.
4. Белкин П.Н., Ганчар В.И. Прохождение тока через парогазовую оболочку при анодном электролитном нагреве // Там же. 1988. № 5. С. 59–62.
5. Гайсин Ф.М., Сон Э.Е., Шакиров Ю.И. Объемный разряд в парогазовой среде между твердым и жидким электродами. М., 1990.
6. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М., 1961.
7. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М., 1987.
8. Фоменко В.С. Эмиссионные свойства материалов / Справочник. Киев, 1981.
9. Шадрин С.Ю., Белкин П.Н. Расчет температуры анодного нагрева // *Электронная обработка материалов*. 2002. № 3. С. 24 – 30.
10. Белкин П.Н., Белихов А.Б. Стационарная температура анода, нагреваемого в водных электролитах // *ИФЖ*. 2002. Т. 75. № 6. С. 19–24.
11. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Морозов В.В. О некоторых особенностях появления ионов вблизи интенсивно испаряющейся поверхности электролита // *ЖТФ*. 2003. Т. 73. Вып. 7. С. 21–27.
12. Измайлов Н.А. Электрохимия растворов. М., 1976.
13. Лозанский Э.Д., Фирсов О.Б. Теория искры. М., 1975.
14. Смирнов Б.Н. Ионы и возбужденные атомы в плазме. М., 1974.
15. Габович М. Д. Жидкометаллические источники ионов // *УФН*. 1983. Т. 140. Вып. 1. С. 137–151.
16. Поляков О.В., Баковец В.В. Некоторые особенности воздействия микрозарядов на электролит // *Химия высоких энергий*. 1983. Т. 17. № 4. С. 291–295.
17. Grigor'ev A.I., Grigor'eva I.D., Shiryayeva S.O. Ball lightning and St. Elmo's fire as forms of thunderstorm activity // *J. Sci. Expl.* 1991. V. 5. № 2. P. 1–28.
18. Григорьев А.И., Кузьмичев Ю.Б. Параметры электродиспергирования жидкости при реализации неустойчивости Тонкса–Френкеля // *Электронная обработка материалов*. 2002. № 3. С. 30–32.
19. Морозов В.В., Ширяева С.О., Григорьев А.И. О роли неустойчивости поверхности жидкости по отношению к собственному заряду в формировании электрического тока при электролитном нагреве электрода // Там же. 2003. № 4. С. 15–20.

Поступила 03.01.04

Summary

The field evaporation with thermal activation of a negative ion from a free surface of an electrolyte can not maintain electric current density which are presented in experiments but can maintain free electrons generation near electrolyte surface. Electrons are appeared in acts of negative ions and exited molecules collisions and at the acts of collisions of positive ions with negative electrodes due to Pennig effect.

СТАЦИОНАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОДНОМЕРНОМ ЭГД-ТЕЧЕНИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ

*Институт прикладной физики АН РМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова
Государственный аграрный университет Молдовы,
ул. Мирчешть, г. Кишинев, MD-2049, Республика Молдова*

Одномерные стационарные электрогидродинамические (ЭГД) течения представляют особый практический интерес, поскольку на их основе действуют разнообразные ЭГД-преобразователи энергии и устройства, такие как ЭГД-генераторы, насосы, фильтры и т.п. [1]. Вместе с тем задачи, посвященные этим течениям, решаются в частном порядке при тех или иных упрощающих обстоятельствах, ограничивающих область применения соответствующих решений.

Ниже решается «электрическая часть» стационарной ЭГД-задачи с учетом наиболее важных составляющих плотности тока, имеющей следующий исходный вид:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} + k\rho \vec{E} + \rho \vec{v}, \quad (1)$$

где σ и k – удельная электропроводность среды и подвижность носителей объемных зарядов плотностью ρ ; \vec{E} – напряженность электрического поля, \vec{v} – гидродинамическая скорость.

Первое слагаемое – ток сквозной (собственной) проводимости, второе – ток сквозной проводимости объемных зарядов, допускающий двойную физическую трактовку. А именно: сгруппировав первые два слагаемые в (1), произведение $k\rho \equiv \sigma'$ можно рассматривать как добавку к удельной электропроводности σ за счет избытка (дефицита) зарядов. Группировка с третьим, конвективным током позволяет трактовать $k\rho \vec{E} = \vec{v}_r$ как добавку к конвективной скорости \vec{v} , причем коэффициент подвижности k определяется относительной скоростью заряженной компонентой \vec{v}_r в соответствии с общей формулой для абсолютной скорости $\vec{v}_a = \vec{v}_r + \vec{v}_e$, где роль переносной скорости играет $\vec{v}_e \equiv \vec{v}$ – скорость среды. При $\vec{v}_r \sim k = 0$ имеем случаи движения «вмороженного» в среду заряда [1]. Для неподвижной среды ($\vec{v} \equiv 0$) решение нестационарной (релаксационной) задачи ($\partial \vec{E} / \partial t \neq 0$) с учетом слагаемого $k\rho \vec{E}$ приведено в работе [2], в которой показано, что данное слагаемое приводит к новым качественным результатам по сравнению с максвелловским релаксационным процессом ($\rho \sim \exp(-\alpha t)$). Аналогичная задача применительно к релаксации зарядов в стационарном потоке ($\vec{v} \neq f(t)$, $\partial \vec{E} / \partial t \neq 0$) решается приближенно [3], причем предельным переходом $t \rightarrow \infty$ ($\partial \vec{E} / \partial t \rightarrow 0$) найдено соответствующее приближенное стационарное решение. Ниже отыскиваются стационарные решения уравнения (1) как для частных случаев пренебрежения отдельными членами (1), так и для общего случая учета всех трех составляющих.

Предварительно рассмотрим некоторые особенности одномерности ЭГД-течений в целом, предполагая, что течение направлено вдоль оси OX, так что $\vec{v} = \vec{i} v_x$, $v_x \equiv v$ причем в силу предполагаемой несжимаемости среды ($\text{div } \vec{v} = 0$) найдем $v = v(y, z)$. Далее ограничимся наиболее типичным случаем – продольного электрического поля:

$$\vec{E} = \vec{i} E_x = - \left(\vec{i} \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial \varphi}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) \Rightarrow \frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{\partial \varphi}{\partial z} = 0.$$

Отсюда, полагая наряду с σ и k абсолютную диэлектрическую проницаемость ($\varepsilon \equiv \varepsilon_r \cdot \varepsilon_0$) постоянной, приходим к выводу:

$$\rho = \varepsilon \frac{dE(x)}{dx} \equiv \varepsilon E'(x) = \rho(x). \quad (2)$$

Аналогично из равенств $\vec{j} = \vec{i}j_x \equiv \vec{i}j$ и $\text{div} \vec{j} = 0$ следует $j = j(y, z)$. Следовательно, проекция уравнения (1) на ось ОХ имеет вид

$$j(y, z) = \sigma E(x) + k\rho(x)E(x) + \rho(x)v(y, z). \quad (3)$$

Дифференцируя (3) сначала по переменной y (или z), затем по x , заключаем, что $\rho = \text{const}$. Тогда, дифференцируя (3) по x , найдем $E' = 0$, то есть $\rho = 0$. Следовательно, приходим к общему выводу, что предполагаемое строгое одномерное движение при $\rho \neq 0$ невозможно, это согласуется с теоретическим положением, при котором электроконвективные течения могут быть вызваны лишь вихревыми силами $\text{rot} \vec{f} \neq 0$ [4], а потому не могут быть одномерными.

Очевидно, что в данном случае некорректность уравнения (3) связана с наличием у напряженности поля и поперечной составляющей ($E_{\perp} \neq 0$). Поэтому степень справедливости (3) определяется неравенством $E_{\perp} \ll E_x$. Тогда уравнение (3) следует понимать как усредненное (наряду с остальными уравнениями ЭГД) по поперечному сечению течения, подразумевая под j и v средние значения:

$$\bar{j} = \frac{1}{S} \int_{(s)} j dS \equiv I/S; \quad \bar{v} = \frac{1}{S} \int_{(s)} v dS \equiv G/S, \quad (4)$$

где S – площадь поперечного сечения ЭГД–канала, I – полный ток, G – расход жидкости.

С учетом сказанного (2), уравнение (3) принимает вид

$$\bar{j} = \varepsilon(kE + \bar{v})E' + \sigma E, \quad (5)$$

причем для краткости черточки будем опускать.

Данное уравнение допускает непосредственное интегрирование и решение $E(x)$ имеет следующий неявный вид:

$$E - E_0 + \frac{kj + \sigma v}{\sigma k} \ln \left| \frac{j - \sigma E}{j - \sigma E_0} \right| = -\frac{x - x_0}{k\tau}, \quad (6)$$

где E_0 определяется краевым условием

$$E_0 = E(x) \Big|_{x=x_0}. \quad (7)$$

Рассмотрим частные случаи, которые могут встречаться в разных практических ситуациях. При этом можно исходить из (6), осуществляя соответствующие предельные переходы с раскрытием возможных неопределенностей, однако зачастую оказывается проще решать частные уравнения.

1. «Вмороженный» заряд в идеальном диэлектрике: $\sigma = 0, k = 0, v \neq 0$.

Уравнение (3) и его решение имеют вид:

$$j = \rho v = \varepsilon v \frac{dE}{dx}, \quad (8)$$

$$E = E_0 + \frac{j(x - x_0)}{\varepsilon v}, \quad \rho = \frac{j}{v} = \text{const}. \quad (9)$$

Это наиболее оптимальный вариант режима работы как ЭГД–генератора, так и ЭГД–насоса, так как отсутствует «скольжение» зарядов относительно среды ($v_r \sim k = 0$). Интегрируя уравнение для потенциала

$$-\frac{d\phi}{dx} = E, \quad (10)$$

получим разность потенциалов (напряжение) на концах ЭГД–канала:

$$U \equiv \phi_0 - \phi_L = E_0(L - x_0) + \frac{j}{2\varepsilon v}(L - x_0)^2, \quad (11)$$

где L – координата конца канала; $(L - x_0)$ – его длина.

В режиме ЭГД–генератора из (11) получаем ЭДС, полагая ток равным нулю:

$$\varepsilon = U \Big|_{j=0} = E_0(L - x_0). \quad (12)$$

При этом согласно (8), (9) $\rho = 0$, что означает полное разделение зарядов; ЭГД–канал подобен заряженному конденсатору.

2. *Идеальный неподвижный диэлектрик при наличии подвижных объемных зарядов:* $\sigma = 0$, $k \neq 0$, $\nu = 0$.

Этот случай встречается при расчетах коронного разряда в газах [5]. Уравнение и его решение имеют соответственно вид:

$$j = k\rho E = \epsilon k E \frac{dE}{dx}, \quad (13)$$

$$E = \pm \sqrt{\frac{2j(x-x_0)}{\epsilon k} + E_0^2}. \quad (14)$$

Эти же формулы определяют максимальный гидростатический напор в ЭГД–насосах идеальной диэлектрической жидкости.

Соответствующее падение потенциалов равно:

$$U = \pm \frac{1}{3} \frac{\epsilon k}{j} \left\{ \left[\frac{2j(x-x_0)}{\epsilon k} + E_0^2 \right]^{3/2} - E_0^3 \right\}. \quad (15)$$

Раскрыв неопределенность в этой формуле при $j = 0$, найдем ЭДС в случае ЭГД–генератора, совпадающей с (12).

3. *Слабопроводящая неподвижная среда при нулевой подвижности объемных зарядов:* $\sigma \neq 0$, $k = 0$, $\nu = 0$.

$$j = \sigma E \Rightarrow E = j/\sigma = \text{const} \Rightarrow \rho = 0, \quad (16)$$

то есть в неподвижной среде ток собственной проводимости не приводит к зарядке среды.

4. *Слабопроводящая движущая жидкость при нулевой подвижности:* $\sigma \neq 0$, $k = 0$, $\nu \neq 0$.

Уравнение и его решение имеют вид:

$$j = \sigma E + \rho \nu = \sigma E + \epsilon \nu \frac{dE}{dx}, \quad (17)$$

$$\left| E - \frac{j}{\sigma} \right| = \left| E_0 - \frac{j}{\sigma} \right| e^{-\frac{x-x_0}{\tau \nu}}. \quad (18)$$

Полагая величины под знаком модуля знакопостоянными и одинакового знака, прямые скобки можно заменить на круглые и тогда для плотности зарядов будем иметь

$$\rho = -\frac{\sigma}{\nu} \left(E_0 - \frac{j}{\sigma} \right) e^{-\frac{x-x_0}{\tau \nu}}. \quad (19)$$

Отсюда следует, что при $\nu \rightarrow 0$ в соответствии с предыдущим случаем (формулы (16)) и $\rho \rightarrow 0$, в то время как из $\nu \neq 0$ следует $\rho \neq 0$, то есть зарядка жидкости обусловлена ее движением, это обстоятельство объясняется тем, что если $\rho(x)|_{x=x_0} = \rho_0 \neq 0$, то благодаря движению заряд переносится по течению, распределяясь согласно (19).

Из (18) находим

$$U = \frac{j}{\sigma} (L-x_0) + \tau \nu \left(E_0 - \frac{j}{\sigma} \right) \left(1 - e^{-\frac{L-x_0}{\tau \nu}} \right). \quad (20)$$

Положив $j = 0$, получим

$$\mathcal{E} = U|_{j=0} = \tau \nu E_0 \left(1 - e^{-\frac{L-x_0}{\tau \nu}} \right). \quad (21)$$

Здесь явная зависимость ЭДС от скорости движения жидкости, однако при $(L-x_0)/\tau \nu \ll 1$ снова получим (12).

5. *Неподвижная жидкость* $\sigma \neq 0$, $k \neq 0$, $\nu = 0$.

Такого типа задачи встречаются при расчетах максимального напора в ЭГД–насосе. В этом случае

$$j = \sigma E + k\rho E = \sigma E + \epsilon k E \frac{dE}{dx}, \quad (22)$$

$$\frac{j}{\sigma} \ln \left| \frac{j - \sigma E}{j - \sigma E_0} \right| = -\frac{x - x_0}{k\tau} - (E - E_0), \quad (23)$$

что непосредственно следует из (6) при $\nu = 0$.

Разложение логарифмической функции по параметру σ с точностью до членов $\sim \sigma^2$ включительно приводит к зависимости (14). Следовательно, электропроводность при ее низких значениях ($\sigma \rightarrow 0$) не влияет на распределение поля.

При $j = 0$ из (23) получим

$$E = E_0 - \frac{x - x_0}{k\tau}, \quad \rho = -\frac{\sigma}{k}, \quad (24)$$

$$U = \mathcal{E} = (L - x_0) \left(E_0 - \frac{L - x_0}{2k\tau} \right). \quad (25)$$

Такого типа зависимости характерны для гидростатического режима ЭГД-генератора, когда ток собственной проводимости полностью ограничен током объемных зарядов.

6. *Идеальная движущаяся диэлектрическая жидкость при отличной от нуля подвижности объемных зарядов $\sigma = 0$, $k \neq 0$, $\nu \neq 0$.*

Это случай высоковольтных сред с сильной инжекцией объемных зарядов. Уравнение и его решение следующие:

$$j = k\rho E + \rho\nu = (kE + \nu)\varepsilon \frac{dE}{dx}, \quad (26)$$

$$E = -\frac{\nu}{k} \pm \sqrt{\left(E_0 + \frac{\nu}{k} \right)^2 + \frac{2j(x - x_0)}{\varepsilon k}}, \quad (27)$$

где знаки перед корнем соответствуют знакам напряженности поля. В режиме разомкнутой цепи ($j = 0$) $E = E_0 = \text{const}$. Физическая суть данного результата лучше просматривается из (26): по мере развития ЭГД-процесса происходит разделение зарядов – их перенос за счет движения к коллектору. При этом возникает противоток ($-k\rho E$). В состоянии динамического равновесия $E \rightarrow -\nu/k$, $\rho \rightarrow 0$. Заряд адсорбируется коллектором, ЭГД-канал превращается в конденсатор, причем данное значение напряженности – максимально возможная величина.

Дифференцируя (27) находим плотность объемного заряда

$$\rho = \pm \frac{j}{k \sqrt{\left(E_0 + \frac{\nu}{k} \right)^2 + \frac{2j(x - x_0)}{\varepsilon k}}}. \quad (28)$$

Интегрированием (27) находим

$$U = -\frac{\nu}{k}(L - x_0) \pm \frac{\varepsilon k}{3j} \left\{ \left[\left(E_0 + \frac{\nu}{k} \right)^2 + \frac{2j(L - x_0)}{\varepsilon k} \right]^{3/2} - \left(E_0 + \frac{\nu}{k} \right)^3 \right\}. \quad (29)$$

При $\nu = 0$ получим (15). Раскрыв неопределенность при $j = 0$, находим ЭДС генератора:

$$\mathcal{E} = U \Big|_{j=0} = \pm \left(E_0 + \frac{\nu}{k} \right) (L - x_0). \quad (30)$$

Для неподвижной жидкости получим (12).

7. *Общий случай $\sigma \neq 0$, $k \neq 0$, $\nu \neq 0$.* Соответствующее решение имеет неявный вид (6). Ограничиваясь малыми значениями σ и разложив в (6) логарифмическую функцию по степеням σ с точностью до членов $\sim \sigma^2$ включительно, получим

$$E = -\frac{\nu j}{kj + \sigma\nu} \pm \sqrt{\left(\frac{\nu j}{kj + \sigma\nu} + E_0 \right)^2 + \frac{2j^2(x - x_0)}{\varepsilon(kj + \sigma\nu)}}. \quad (31)$$

При $\sigma = 0$, как и следовало ожидать, получим (27). Дифференцируя (31) находим

$$\rho = \pm \frac{j^2}{(kj + \sigma\nu) \sqrt{\left(\frac{\nu j}{kj + \sigma\nu} + E_0\right)^2 + \frac{2j^2(x - x_0)}{\varepsilon(kj + \sigma\nu)}}}. \quad (32)$$

Частный случай $\sigma = 0$ приводит к формуле (28). Интегрируя (31), получим разность потенциалов

$$U = -\frac{\nu j(L - x_0)}{kj + \sigma\nu} \pm \frac{1}{3} \cdot \frac{\varepsilon(kj + \sigma\nu)}{j^2} \left\{ \left[\left(\frac{\nu j}{kj + \sigma\nu} + E_0 \right)^2 + \frac{2j^2(L - x_0)}{\varepsilon(kj + \sigma\nu)} \right]^{3/2} - E_0^3 \right\}. \quad (33)$$

Раскрыв неопределенность при $j \rightarrow 0$, найдем ЭДС, формулу не приводим ввиду ее громоздкости.

Таким образом, получены наиболее важные формулы и соотношения для электрических характеристик ЭГД-течений, которые могут служить основой для инженерных расчетов ЭГД-преобразователей энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рубашов И.Б., Бортиков Ю.С. Электрогазодинамика. М., 1971.
2. Цырлин Л.Э. О нестационарных полях и токах с малой собственной проводимостью // Вопросы математической физики. Л., 1976.
3. Гросу Ф.П. Релаксация объемных зарядов в стационарном ЭГД-потоке // Электронная обработка материалов. 2004. № 3. С. 41 – 47.
4. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А. Электроконвекция и теплообмен. Кишинев, 1977.
5. Капцов Н.А. Коронный разряд и его применение в электрофильтрах. М.; Л., 1947.

Поступила 09.04.04

Summary

Electric part of the problem of EHD flow of charged dielectric liquid in steady conditions has been solved. Private solutions for electric field intensity, difference of potentials, electromotive force, and space charge density are obtained. Physical aspects of obtained results, which can be used in calculations of EHD converters of energy, are discussed.

ИНТЕНСИФИКАЦИЯ ВЛАГО- И ТЕПЛОПЕРЕНОСА ПРИ СУШКЕ КАПИЛЛЯРНО-ПОРИСТЫХ ТЕЛ В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

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

**Европейский университет финансов, информационных систем, менеджмента и бизнеса,
ул. Киевская 64Б, г. Ровно, 33028, Украина*

По сравнению с другими технологическими применениями электричества электронно-ионная технология (ЭИТ) обладает рядом преимуществ, связанных с непосредственным воздействием электрического поля (ЭП) на сырье без промежуточных трансформаций энергии, с принципиальной возможностью воздействия на любые виды материалов [1]. На сушку влажных дисперсных материалов, как широко распространенного технологического процесса, расходуется около 25% вырабатываемой в мире тепловой энергии. Установлено [2], что воздействие доразрядных ЭП заметно интенсифицирует сушку капиллярно-пористых тел (КПТ). При этом воздействие неоднородных электрических полей (НЭП) на процессы тепло- и массопереноса отличается высокой эффективностью и простотой регулирования [2, 3].

В доразрядном НЭП во влажное тело вводится незначительное количество энергии и поэтому его интенсифицирующее воздействие слабое. Следовательно, необходимо вводить большие потоки энергии в сушимые КПТ с помощью разрядных НЭП, для создания которых требуется по сравнению с дорогостоящей СВЧ-сушкой очень простое аппаратное оформление – источник высокого напряжения и электроды, как правило, острое – плоскость, между которыми размещается сушимый материал. На него при атмосферном давлении воздействует либо низкотемпературная плазма коронного разряда (КР), либо высокотемпературная плазма искрового разряда (ИР).

Классическим методом исследования процесса сушки в связи с различием состояний и форм связи влаги является метод термограмм сушки (ТС) М.Ф. Казанского [4]. С помощью ТС определяют количество влаги физико-механической и физико-химической формы связи. К первой относятся три вида капиллярной влаги, два из которых представляют воду, различную по особым состояниям (капиллярная и стыковая) в грубых порах (макрокапиллярах с $r > 10^{-7}$ м) тела, а третий – капиллярную влагу микропор (микрокапилляры с $r < 10^{-7}$ м). Влага физико-химической связи может состоять из осмотической воды и двух видов адсорбированной влаги – полимолекулярных и мономолекулярных слоев.

Цель данной работы – исследование термограмм и кривых сушки силикагеля КСК–2 в условиях воздействия на его поверхность и пористый объем как доразрядных, так и разрядных НЭП.

Предположим, что во влажном КПТ существует градиент числового значения напряженности E ЭП (∇E). Тогда при наличии градиентов полей влагосодержания W (∇W), температуры T (∇T) и ∇E поток влаги внутри КПТ, направленный к поверхности испарения, определится уравнением [4]:

$$J_m = -a_m \rho_0 \nabla W - a_m^T \rho_0 \delta \nabla T + a_m^s \rho_0 \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) E \nabla A,$$

где a_m , a_m^T , a_m^s – коэффициенты диффузии, термодиффузии и электродиффузии влаги; соответственно ρ_0 – плотность сухого материала; δ – термоградиентный коэффициент; ε_0 – электрическая постоянная; ε – диэлектрическая проницаемость влажного КПТ. При использовании метода ТС принимается, что образец КПТ очень тонкий, а поэтому ∇W и ∇T практически равны нулю. Следовательно, в этих условиях внутренний массоперенос определяется последним членом, то есть НЭП. Естественно, чем больше E и ∇E , тем больше j_m . Перенос влаги от поверхности испарения во внеш-

ную среду осуществляется за счет разности давлений пара в образце и среде. При этом давление пара в порах образца определяет энергию связи влаги со скелетом твердого тела.

Силикагель КСК-2 – модельное КПП, типичный представитель эталонного ряда однородно-крупнопористых промышленных сорбентов состава $\text{SiO}_2 \cdot n\text{H}_2\text{O}$. Его сорбционные свойства по воде представлены в [5]. Образец с диаметром зерен $0,5 \cdot 10^{-3}$ м, слоем толщиной $2,5 \cdot 10^{-3}$ м засыпался в квадратную фторопластовую кювету со стороной $4 \cdot 10^{-2}$ м на нижний электрод, представляющий собой заземленную тонкую металлическую пластинку. Под ней размещались внутренний электронагреватель, который компенсировал разность температур $\Delta T(\tau)$ между окружающей средой T_c и испаряющейся жидкостью $T_{ж}(\tau)$ в случае определения удельной теплоты испарения влаги (энергограмм сушки) [6]. Под пластинкой также находилась группа спаев дифференциальной термопары, а другая находилась в воздухе над влажным образцом. Сущность метода ТС состоит в одновременной записи на диаграммной ленте электронного самописца и исследовании: температурной кривой $\Delta T(\tau)$, которая дает значение разности между постоянной температурой окружающего воздуха $T_c = \text{const}$, и температурой влажного тела, подвергаемого сушке $T_{ж}(\tau)$; кривой убыли массы $m(\tau)$, отражающей уменьшение влагосодержания W сушеного образца с течением времени τ . Критические точки (точки перегиба) термограммы $\Delta T(\tau)$ проектируют на кривую сушки $W(\tau)$. Анализируя затем совместно полученные графические зависимости, получают границы и количество различных форм связи влаги.

Таким образом, метод ТС основан на закономерностях хода кинетических кривых $\Delta T(\tau)$ и $W(\tau)$ сушки: используется факт существенной зависимости последовательности во времени испарения влаги от интенсивности ее связи с твердой фазой КПП.

Схема и конструкция использованной установки, методика работы на ней и подготовка образцов к опыту в основном такие же, как и в [6], но при отключенном блоке автоматического регулирования тока в нагревателе калориметрической кюветы. Для создания НЭП в кювете использовалась следующая система электродов. В качестве одного из них была пластинка. Роль второго электрода исполняли пять тонких металлических игл, соединенных между собой, которые располагались над образцом таким образом, что острия их могли находиться на расстоянии $0,3 - 2 \cdot 10^{-2}$ м от поверхности обводненного образца. Верхняя группа спаев дифференциальной термопары находилась достаточно далеко, чтобы исключить влияние на нее НЭП. В качестве измерительного устройства термоЭДС при индикации влияния ЭП использовался прибор ПП-63. Такое число игл выбиралось, исходя из известных экспериментальных данных, свидетельствующих о том, что при большем количестве их ЭП становится близким к однородному. Переменное промышленной частоты ЭП реализовывалось за счет высоковольтного трансформатора АИИ-70. Постоянная разность потенциалов до 25 кВ создавалась с использованием источника «Разряд-1». Это маломощные, с плавно регулируемым напряжением источники, снабженные защитой от возникновения дугового разряда с целью избежать плавления или подгорания твердой фазы КПП.

За сутки перед опытом силикагель засыпался в кювету и увлажнялся с избытком дистиллированной водой до полной влагоемкости (набухания), так что над слоем образца образовывалась пленка воды толщиной $2 \cdot 10^{-3}$ м. В зависимости от расстояния и разности потенциалов U между электродами изменялись и значения тока i КР и ИР, а следовательно, и вводимая средняя мощность $P_s = iU/S$, где S – площадь поверхности воды, покрывающей образец.

На рисунке представлены термограммы $\Delta T(\tau)$ и кривые сушки $W(\tau)$, полученные без полей и в условиях воздействия доразрядного НЭП, а также разрядных НЭП в виде КР и ИР. Доразрядное ЭП понимается в том смысле, что не происходит тот или иной самостоятельный разряд (КР или ИР). При несамостоятельном разряде в НЭП протекают токи ($i = 0 - 1 \cdot 10^{-7}$ А).

То, что мы называем влагой, естественно, является электролитом вследствие того, что слой дистиллированной воды очень быстро становится проводящим (насыщается ионами за счет абсорбции ионов воздуха, растворения твердого скелета образца и металла пластинки, электролиза воды, электрохимических процессов и других неконтролируемых процессов). Изменение полярности постоянного доразрядного НЭП практически не влияет на термограммы и кривые сушки. В постоянном и переменном доразрядных НЭП с максимально возможным градиентом напряжения $\nabla E \sim 10^{12}$ В/м² возле острия в начале процесса, когда еще, собственно, не происходит сушка силикагеля, а идет процесс испарения избытка свободной воды, расхождение кривых $\Delta T(\tau)$ и $W(\tau)$ в полях и без них незначительно, то есть влияние таких полей мало. Это связано с тем, что на поверхности воды градиент незначительно отличается от нуля, поскольку избыточный слой воды для высоких напряженностей является проводящим (электропроводность $\sigma \sim E^2$), и линии напряженности входят в него почти перпендикулярно. Но в пределах пограничного слоя, который является основным сопротивлением внеш-

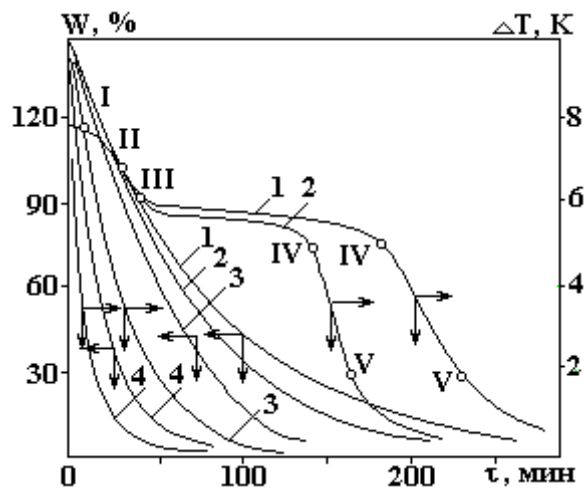
нему теплообмену, ЭП можно считать неоднородным. Если принять в пограничном слое линейную зависимость диэлектрической проницаемости ϵ_n водяных паров от плотности, то согласно известному соотношению электрогидродинамики объемная сила

$$f = 0,5\epsilon_0(\epsilon_n - 1) \nabla E^2, \quad (1)$$

вызывающая электроконвекцию, будет отлична от нуля. При визуальном наблюдении обнаружено начало неустойчивости поверхности жидкости. Видимо, в этом случае происходят деформации поверхности за счет эффекта втягивания жидкости в межэлектродное пространство к каждой игле при воздействии силы

$$f_1 = 0,5\epsilon_0(\epsilon_{ж} - \epsilon_n)E_n E_{ж}, \quad (2)$$

где $\epsilon_{ж}$ – диэлектрическая проницаемость жидкости; E_n – напряженность ЭП в паровой фазе в непосредственной близости к поверхности жидкости в пограничном слое; $E_{ж}$ – напряженность ЭП в жидкости возле поверхности раздела жидкой и паровой фаз. Под каждым игольчатым электродом на поверхности жидкости будут концентрироваться ионы противоположного знака, что обуславливает кулоновское взаимодействие жидкости в данном месте с тем или иным игольчатым электродом. Этому препятствуют гравитационные силы и силы поверхностного натяжения. Здесь, видимо, начинает развиваться неустойчивость Тонкса–Френкеля, которая зависит от отношения величин электрических сил к гравитационным и поверхностным силам на свободной поверхности. Это приводит к возникновению спектра капиллярных волн на поверхности тонкого слоя идеально проводящей несжимаемой жидкости.



Кривые сушки и термограммы сушки силикагеля КСК-2 при температуре 303 K (кривые 1– 4).
1 – без поля; 2 – в доразрядном НЭП; 3 – в ЭП КР; 4 – в ЭП ИР

Осуществляется также воздействие пондеромоторной силы на каждую молекулу воды в паровой фазе

$$f_e = p_e \nabla E \cos \alpha, \quad (3)$$

где p_e – дипольный момент молекулы воды; α – угол между осью диполя и вектором E . Под действием силы (3) молекулы пара за пределами пограничного слоя приобретают дополнительную скорость V [2] в направлении возрастающих значений ∇E

$$V = D_v f_e / \kappa T, \quad (4)$$

где D_v – коэффициент диффузии молекул водяного пара; κ – постоянная Больцмана; T – температура паровоздушной среды. К диффузионному потоку j_v молекул пара от поверхности жидкости добавится электроконвективный поток

$$j_{e1} = Vc, \quad (5)$$

где c – концентрация молекул пара. Тогда

$$j_1 = j_v + j_{e1} = -D_v \frac{dc}{dx} \left[1 + \frac{p_e c \Delta E}{\kappa T (-dc/dx)} \right], \quad (6)$$

где x – координата точки паровоздушной среды. Понятно, что влияние поля должно наиболее заметно проявляться при малых градиентах давления пара. Но при испарении воды со свободной поверхности $j_v \gg j_{e1}$ и, естественно, возле пограничного слоя, где к тому же мал и ∇E , не происходит суще-

ственного увеличения потока пара. В результате указанных факторов воздействия градиентного доразрядного ЭП, вводимая мощность которого была крайне незначительная и составляла $0,1 \text{ Вт/м}^2$, не происходила заметная интенсификация испарения жидкости, и поэтому начальный горизонтальный участок термограммы не смещался. Кривая сушки в пределах испарения свободной жидкости оставалась такой же, как и без поля. Изменения ΔT также не происходило. Таким образом, НЭП несамостоятельного разряда неспособно заметным образом интенсифицировать испарение свободной воды. Это явление было обнаружено и в [7].

По окончании испарения покрывающей пленки воды открываются макропоры межзернового пространства образца (точки перегиба I ТС), и скорость испарения лимитируется массопереносом внутри макропор. Величина ΔT уменьшается, поскольку снижается интенсивность испарения. Это обусловлено уменьшением площади испарения, к тому же мениски воды капиллярного состояния опускаются внутрь образца, что удлиняет путь диффузии молекулам водяного пара. При этом градиент давления пара возле поверхности образца заметно уменьшается, и создаются условия для интенсификации испарения за счет доразрядных НЭП, поскольку поток j_v уменьшается, а j_{e1} увеличивается вследствие того, что уже отсутствует экранирующая проводящая пленка избыточной влаги, и силовые линии поля входят в зерна силикагеля не под прямыми углами. Следовательно, как в зернах, так и в макрокапиллярах $\nabla E \neq 0$. При этом на каждый единичный объем поляризованного столбика капиллярной жидкости будет действовать сила

$$f_3 = 0,5\varepsilon_0(\varepsilon_{ж} - 1) \nabla E^2. \quad (7)$$

Соприкасающиеся с нижним электродом столбика проводящей жидкости в макрокапиллярах подвергаются контактной зарядке, в результате чего приобретают избыточный заряд знака этого электрода. Тогда пондеромоторная сила, действующая на каждую единицу объема воды, содержащей величину свободных зарядов ρ_e , будет равна

$$f_4 = \rho_e E. \quad (8)$$

Если столбик жидкости находится между электродами, то происходит его биполярная зарядка во внешнем ЭП. На поверхности менисков индуцируются свободные заряды величиной q_m , противоположные по знаку ближайшему электроду. Каждый такой столбик длиной l превращается в макродиполь с дипольным моментом $p_c = q_m l$. Между ним и ближайшим игольчатым электродом действует сила притяжения $F = p_c \nabla E$, а на каждую единицу объема:

$$f_5 = q_m \nabla E \cos^2 \theta / \pi r^2, \quad (9)$$

где r – радиус капилляра; θ – краевой угол смачивания жидкостью стенок капилляра.

В результате действия пондеромоторных сил (7) – (9) столбика жидкости подтягиваются к устьям капилляров (поверхности КПП), увеличивая скорость внутреннего переноса влаги в зону активного испарения. В отдельном цилиндрическом макрокапилляре скорость движения столбика воды под воздействием НЭП может быть определена в виде

$$v_{\dot{e}} = \frac{r^2 \rho}{8\eta} \left[\frac{0,5\varepsilon_0(\varepsilon_{ж} - 1) \nabla E^2}{\rho} + \frac{\rho_a}{\rho} E + \frac{q_i \nabla E \cos^2 \theta}{\rho \pi r^2} - g \sin \beta \right], \quad (10)$$

где ρ – плотность воды; η – вязкость; ρ_e – объемная плотность свободных зарядов; g – ускорение силы тяжести; β – угол наклона макрокапилляра к горизонту.

В [8] установлено, что в доразрядном НЭП с $10^8 < \nabla E < 10^{12} \text{ В/м}^2$ при испарении воды из широких капилляров с $d > 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, в которых отсутствуют капиллярные эффекты, при крайне незначительном заглублении мениска (10^{-4} м), скорость испарения снижается на 10 – 20% при низком ∇E . При высоком ∇E влияние поля не обнаружено. Это объясняется двояким воздействием градиента поля. С одной стороны, градиент поля интенсифицирует отвод молекул поля из пограничного слоя. С другой – ориентирующее действие градиента на молекулы поверхностного слоя жидкости замедляет испарение. В условиях наших экспериментов диаметры макрокапилляров обеспечивали капиллярные явления. При этом скорость испарения в НЭП несколько повышалась, так как кривая сушки, хотя и незначительно, опускалась вниз, а ТС, в пределах влагосодержаний капиллярного состояния воды, шла несколько круче. Увеличение скорости испарения воды из кварцевого капилляра диаметром $3 \cdot 10^{-5} \text{ м}$ в условиях наложения доразрядных НЭП и неоднородных магнитных полей, наблюдалось в

[9]. В этом же капилляре отмечено движение отдельных столбиков воды длиной $\sim 13 \cdot 10^{-6}$ м, под воздействием указанных полей при относительной влажности паровоздушной среды $\varphi \cong 100\%$ и температуре $T = 293$ К. В ЭП скорость движения составляла $20 \cdot 10^{-6}$ м/с, а в магнитном поле – $12 \cdot 10^{-6}$ м/с. Повышение уровня воды в кварцевых макрокапиллярах диаметрами как большими, так и меньшими $2 \cdot 10^{-3}$ м, в доразрядных НЭП наблюдали в [10].

Таким образом, результаты экспериментов подтверждают теоретические представления о механизме влияния НЭП на процесс переноса влаги в одиночных капиллярах. В отдельных вертикальных макрокапиллярах, благодаря противодействию гравитационного поля, изменение скоростей впитывания или испарения небольшое, $\sim 3 - 5\%$. В КПП за счет неоднородной поляризации весьма большой удельной поверхности их, которая создает свое внутреннее НЭП, и эффекта перколяционной влажпроводности, изменение скоростей этих процессов может быть весьма ощутимым и достигать $15 - 20\%$.

По окончании испарения воды капиллярного состояния продолжается ее испарение из макропленок стыковой влаги (точки II ТС), которая непрерывно покрывает зерна силикагеля. Это свободная влага, то есть не связанная со стенками капилляров адсорбционными силами. Но происходит дальнейшее падение упругости пара на поверхности образца, поскольку диффузионный транспорт молекул воды, испаряющихся из нижних частей пленок, требует большего времени. Оно экспоненциально возрастает с толщиной КПП. Поэтому происходит дальнейшее уменьшение скорости сушки. Кривые $W(\tau)$ и $\Delta T(\tau)$ постепенно опускаются, что свидетельствует о замедлении процесса сушки и повышении температуры образца. Наложение НЭП ускоряет диффузионный процесс в пространстве макропор согласно (6). Более радикальный путь уменьшения диффузионного пути состоит в подтягивании пленки к поверхности тела с помощью НЭП. Согласно [11] скорость потока диэлектрической жидкости в пленке

$$v_{пл}^э = \frac{h^3 \varepsilon_0 (\varepsilon_{ж} - 1) \nabla E^2}{3\pi\eta r}, \quad (11)$$

где h – толщина пленки; η – вязкость жидкости. Однако на пленку также действует и гравитационное поле, под действием которого она стекает вниз. Для этого случая Гиббс [12] вывел уравнение для средней скорости течения жидкости

$$v_{пл}^г = \frac{\rho g h^2}{8\eta} \sin \beta. \quad (12)$$

С учетом того, что после испарения влаги капиллярного состояния в пленке концентрируются свободные заряды, а также уравнения (8), (11) и (12), можно определить результирующую скорость движения жидкости в пленке под действием НЭП и гравитационного поля

$$v_{пл}^{эг} = \frac{2h^3 \varepsilon_0 (\varepsilon_{ж} - 1) \nabla E}{3\pi\eta r} E + \frac{\rho_\varepsilon r^2}{8\eta} E - \frac{\rho g h^2}{8\eta} \sin \beta, \quad (13)$$

Как видно из этого уравнения, скорость потока в толстой пленке зависит не только от градиента ЭП, но и от его напряженности E .

В результате действия НЭП кривые сушки и ТС несколько опускаются по сравнению с теми же кривыми без поля, что свидетельствует о некотором ускорении процесса сушки и уменьшении температуры образца.

С дальнейшим уменьшением W образца открываются микропоры зерен, и испарение влаги идет с поверхности углубляющихся менисков (точки III – IV ТС). Поскольку давление пара в порах резко падает, то градиент концентрации молекул пара в уравнении (6) значительно уменьшается, что приводит к относительному росту влияния внешнего НЭП на диффузионный процесс. Согласно (10), столбики микрокапиллярной влаги также будут подтягиваться к поверхности зерен. К тому же в нем исключается гравитационный член, поскольку форма менисков всецело определяется действием поверхностных сил. Казалось бы, что должно резко возрасти влияние НЭП. Но это не так, поскольку радиусы микрокапилляров на несколько порядков меньше в сравнении с макрокапиллярами. Поэтому картина расположения кривых $W(\tau)$ и $\Delta T(\tau)$ в поле заметно изменяется. Обе они располагаются еще ниже под кривыми без поля.

За отступающими менисками образуются тонкие полимолекулярные пленки. С переходом в область полимолекулярной влаги (точки IV – V термограмм) уравнение (13) продолжает работать, за исключением гравитационного члена, поскольку интенсивность гравитационных сил на несколько

порядков меньше адсорбционных. Также следует принять во внимание дополнительный член $\rho h^2 \nabla \Pi(h) / 3\eta$, учитывающий поток массы жидкости под влиянием градиента, расклинивающего давления $\nabla \Pi(h)$. Следовательно, создаются условия для еще большего действия НЭП на кинетику сушки, но опять-таки, очень малые радиусы микрокапилляров и малые толщины полимолекулярных пленок, существенное падение $\epsilon_{ж}$ и возрастание η становятся препятствием как для электродиффузионного, так и для пленочного электрогидродинамического переноса. Термограммы без поля и в поле резко устремляются вниз, незначительно расходясь, что свидетельствует об интенсификации прогресса образца. Кривые сушки, наоборот, замедляют свой ход, что указывает на существенное уменьшение внутреннего массопереноса.

Поверхностный поток влаги в НЭП при толщине адсорбционной пленки, соизмеримой с монослоем, можно найти в виде [2]

$$j_s = -\frac{D_s n}{\kappa T} (\nabla U_s(x) - p_e \nabla E), \quad (14)$$

где D_s – коэффициент поверхностной диффузии адсорбированных молекул; n – поверхностная концентрация молекул; $\nabla U_s(x)$ – градиент потенциальной энергии молекул в поле адсорбционных центров; x – координата данной точки. Причины интенсификации объемного потока в НЭП связаны с воздействием на молекулы пара при их перемещении от одной стенки микрокапилляра к другой (кнудсеновская диффузия). К этому моменту уже отсутствует жидкая фаза капиллярной конденсации и полимолекулярная пленка. Свободный для перемещения молекул водяного пара объем существенно возрастает (растет участок влагопереноса), и, естественно, время воздействия силы (3) на диффундирующие молекулы значительно увеличивается. И все же чрезвычайно медленная скорость испарения мономолекулярной влаги приводит к тому, что образец быстро прогревается ($\Delta T(\tau) \rightarrow 0$), а кривая сушки медленно приближается к конечному влагосодержанию $W_{\text{кон}}$, соответствующему данным T и ϕ воздуха в термостате. Здесь наблюдается более заметный, относительно предыдущих этапов, рост влияния НЭП на кинетические кривые. Если представить результаты опыта в координатах $\Delta T(W)$, то никакого сдвига кривой в поле не наблюдается, то есть примененное доразрядное НЭП влияет только на кинетику процесса и совсем не влияет на энергию и формы связи влаги. Ее содержание существенно влияет на теплообмен, который уменьшается с уменьшением W , так как при этом $\Delta T \rightarrow 0$.

Возникновение самостоятельного газового разряда, так называемого “темного КР”, образующегося при токе $3 - 5 \cdot 10^{-6}$ А, сопровождается немедленным увеличением скорости испарения. При этом возле каждого острия возникает зона ионизации, за пределами которой образуется электрический ветер (ЭВ), достигающий поверхности воды. При этом вводимая мощность составляет 1 Вт/м^2 . Основным, интенсифицирующим сушку фактором, является ЭВ [7], благодаря которому покрывающий образец слой жидкости приходит в волнообразное движение. Вследствие внутреннего трения образуются турбулентные потоки внутри жидкости, тем самым способствуя увеличению кинетической энергии отдельных молекул. В результате растет число молекул, вылетающих из жидкости, что ускоряет парообразование. Отраженные потоки ЭВ способствуют удалению массы пара от поверхности высушиваемого КПП. Кроме того, молекулы воды, содержащиеся в воздухе, разлагаются в ЭП ионизатора [13], и начальная влажность сушильного агента снижается. Насыщение поверхностного слоя воды, покрывающей образец ионами объемного заряда и молекулами озона, существенно снижает поверхностное натяжение [14]. Это приводит к уменьшению работы выхода молекул в пограничный слой, который, кроме того, разрыхляется электронно-ионной бомбардировкой. В результате уменьшается диффузионное сопротивление пограничного слоя. Часть молекул водяного пара конденсируется на ионах объемного заряда, образуя заряженные микрокапельки. При этом уменьшается концентрация молекул пара в пограничном слое. За счет воздействия ЭВ с поверхности жидкости электрогазодинамическими потоками в пограничный слой и за его пределы выносятся отдельные капельки. Этому способствует и электронно-ионная бомбардировка поверхности жидкости. Заряд отдельной капельки пропорционален ее площади [7, 15] и средней плотности поверхностного заряда. В результате возникают кулоновские силы, способствующие интенсивному рассеиванию, скопившемуся над поверхностью воды пара. С другой стороны, прохождение электрического тока КР способствует уменьшению парциального давления пара в окружающем воздухе [16]. Образование одного иона H_2O^+ вследствие электронного удара ведет согласно кластерной теории к диссоциации пяти молекул водяного пара.

Следует отметить очень большие коэффициенты распыления (от 500 до 1000), определяемые как число молекул воды, покидающих раствор в расчете на один попадающий в раствор ион [17], по-

скольким ионам, бомбардирующим поверхность раствора, имеют за счет катодного падения потенциала значения энергии, сравнимые с удельной теплотой испарения воды. Но затраты энергии на неравновесный процесс переноса заведомо должны быть больше термодинамической теплоты испарения. Столь высокие коэффициенты переноса в [17] объясняются переносом крупных кластеров, сформировавшихся в приповерхностном слое, а состояние в этом слое воды иное, чем в исходной воде. Оно отличается прежде всего разорванной сеткой водородных связей, что уменьшает затраты энергии на перевод воды в газовую фазу. В этой же работе отмечается, что в зону плазмы могут переноситься как растворитель, так и растворенное вещество, что инициирует изменение как состава плазмы, так и окислительно-восстановительные реакции в системе.

В [18] проведено сравнение воздействия на процессы испарения при одинаковых скоростях ЭВ и потоков воздуха из сопла. Оказалось, что плотность потока испаряемой влаги в первом случае выше в два–восемь раз. Из этого следует, что электрогазодинамический поток отличается от газодинамического значительной энергоемкостью, обусловленной столкновением электронов с молекулами воздуха. При этом в зависимости от силы тока и полярности электродов 10 – 25% общей энергии КР, подведенной в пограничный слой, приходится на механический унос водяного пара и капельной влаги. Следовательно, ускоряющие факторы и в первую очередь значительная энергоемкость, строгая направленность, локальный характер действия плазмы КР на поверхность жидкости и пограничный слой делают КР исключительно удобным методом энергоподвода и средством ускорения сушки сильно обводненных КПП за счет интенсификации внешнего тепло- и массообмена.

Из кривых рис. 1 видно, что при сушке с использованием КР общая продолжительность процесса уменьшается почти в 3 раза, а энергетические затраты в среднем на 10%. Наиболее значимая интенсификация процесса наблюдается при испарении свободной жидкости и влаги макрокапилляров. На этих участках скорость испарения увеличивается примерно в 7 раз. Такой же степени интенсификации сушки можно достигнуть при увеличении температуры сушильного агента на несколько десятков градусов. Но это вызывает значительное увеличение расхода теплоты, и вместе с тем жесткий режим гигротермической обработки способствует развитию необратимых структурных изменений коллоидных КПП.

Опыты [2] по определению удельных теплот испарения влаги из силикагеля КСМ–5 в зависимости от W показывают, что в ЭП КР наблюдается уменьшение тепловых затрат на единицу массы испаряемой влаги не только свободной, но и удерживаемой как капиллярными, так и адсорбционными силами связи соответственно от 9 до 3%. Это приводит к смещению критических точек $\Pi - V$ ТС относительно оси W , отмечающих смену форм связи влаги. Последнее позволяет сделать вывод, что с помощью ЭП КР можно управлять не только параметрами внешнего и внутреннего тепло- и массопереноса, но и энергиями и формами связи влаги. Подтверждением служит также резкое сужение петли сорбционного гистерезиса, падение равновесных влагосодержаний КСК–2 и других образцов КПП при снятии изотерм сорбции в КР [2]. В [13] при сушке ионизированным воздухом без подвода тепла к высушиваемой бумаге найдено, что удельный расход электроэнергии составил 0,63 – 1,11 кВт·ч/кг влаги. Последний показатель экономически весьма рентабелен, поскольку он в 3–1,5 раза меньше нынешних затрат при тепловой сушке. Применение ионизированного воздуха как сушильного агента ускоряет сушку бумаги на 44 – 160% в зависимости от степени ионизации воздуха, типа короны, заряда корпуса сушилки и высушиваемого материала. При этом ЭП находилось за пределами пространства испарения и действовало только на сушильный агент. Качество бумаги, высушиваемой таким образом, улучшается, поскольку сушка ведется при комнатной температуре, то есть на несколько десятков градусов меньшей, чем в обычных условиях производства. Аналогичные результаты получены при сушке яблочного пюре в тлеющем разряде [19]. Причем вкусовые качества готового продукта оказались выше полученного при обыкновенной сушке. Применение ионизированного воздуха для созревания сыров позволило не только интенсифицировать процесс, но и повысить их пищевые показатели и улучшить санитарно–гигиенические условия производства [20].

Заметим также, что в несколько большей мере ускоряет процесс сушки при одинаковых остальных параметрах переменный КР промышленной частоты. Он требует минимальных затрат энергии. Причины этого объяснены в работах [7, 8, 18, 21]. Если в первом периоде, когда удаляется избыток свободной воды, а затем влага макрокапилляров из зернистого слоя силикагеля, интенсификация сушки достигает наибольшей величины, то во втором периоде сушки интенсифицирующее действие КР уменьшается по мере уменьшения влагосодержания образца в связи с углублением фронта испарения в микропоры зерен. Степень проникновения ЭВ в микропоры уменьшается пропорционально их эффективному диаметру, и одновременно увеличивается сопротивление внутреннему переносу молекул пара к поверхности зерен. Но зато возрастает в большей мере, чем в дораз-

рядном НЭП, неоднородная поляризация высушенной части твердого скелета КПП. Это эквивалентно внедрению НЭП в микропоры КПП, но с напряженностью в ϵ меньшей, чем в паровоздушной среде. Вместе с поляризационными зарядами возникают и свободные. Неравномерное оседание и адсорбция ионов на поверхности зерен и макрокапилляров, а также частично в микропорах силикагеля сопровождается возникновением внутреннего НЭП с градиентом несколько kV/m^2 и протеканием разрядного тока (частичные разряды). Это вызывает в образце электромиграцию жидкости и электродиффузию молекул пара в макрокапиллярах в зону испарения. Накопление ионов приводит также к запасанию энергии КПП в гигроскопической области влагосодержаний. Это вызывает отклонение системы от термодинамически равновесного и переходу в метастабильное состояние, что обуславливает изменение внутренней энергии связи влаги и уменьшение поверхностного натяжения влаги макрокапилляров. Последнее приводит к большему ускорению внутреннего массопереноса по механизму, описанному выше для доразрядного НЭП [11]. Снижение температуры поверхности образца при сушке в КР вызывает усиление потока тепла от окружающей среды, влияющего на основной поток влаги в КПП. Эти факторы интенсифицируют внутренний тепло- и массоперенос и изменяют положение кинетических кривых $\nabla T(\tau)$ и $W(\tau)$ в КР. Таким образом, по сравнению с другими технологическими применениями электричества ЭИТ обладает рядом преимуществ, связанных с непосредственным силовым воздействием ЭП на разные фазы КПП без промежуточных трансформаций энергии.

Дальнейшее увеличение тока (естественно, и межэлектродного напряжения, а также напряженности НЭП) до $1 - 10 \cdot 10^{-5}$ А приводит к возникновению светлого (стримерного) КР, сопровождающегося ростом коэффициента интенсификации испарения со свободной поверхности жидкости до значений 10 – 12. При этом вводимая удельная мощность увеличивается почти на два порядка. При разности потенциалов 8 кВ ток КР изменялся в процессе отдельного опыта от 0,4 до 0,1 мА. При таких условиях погрешность воспроизводимости опытов была не хуже 3%.

Увеличение мощности еще на порядок переводит КР в ИР. При этом несмотря на заметный джоулев нагрев обводненного образца (на 5 – 7 К) происходит некоторое замедление темпа роста коэффициента интенсификации. Это обусловлено исчезновением ЭВ для такого разряда.

Многообразные явления, наблюдаемые при ИР между металлическим и электролитным электродами при атмосферном давлении, исследованы в [21]. При измерении зависимости пробивного напряжения от расстояния фиксировалось изменение формы электролитного электрода. При небольших пробивных промежутках происходит поднятие электролита, которое уменьшает величину промежутка и вызывает сильное изменение ЭП. При увеличении пробивного промежутка до 3 мм происходит резкое увеличение пробивного напряжения до 8 кВ. Эта область характеризуется поднятием электролита. В пределах погрешности экспериментов авторами не обнаружена зависимость величины пробивного напряжения от электропроводности электролита и полярности металлического электрода. С ростом электропроводности происходит увеличение высоты поднятия электролита для обеих полярностей. Кроме того, существует зависимость поднятия электролита от рода раствора. При использовании в качестве электролитного электрода дистиллированной воды также отсутствует зависимость величины пробивного напряжения от полярности металлического электрода. Однако, при этом внешний вид разряда отличается от предыдущих. У поверхности воды он растекается и имеет вид фигур Лихтенберга. При пробое промежутка даже визуально наблюдается перебрасывание электролита на металлический электрод, причем более интенсивный в случае положительной полярности металлического электрода. Если в качестве электролитного электрода используется дистиллированная вода, то перенос воды для обеих полярностей отсутствует.

Таким образом, для системы, состоящей из электролитного и металлического электродов, картину развития ИР можно представить так [22]. В межэлектродном промежутке образуется сравнительно узкий токопроводящий канал с высокой температурой ионизации. За счет выделения джоулева тепла в нем происходит повышение давления, а у металлического электрода образуется светящееся облако паров электролита. В следующий момент канал разряда начинает расширяться со сверхзвуковой скоростью и вызывает распространение ударной волны. При этом плотность газа в канале очень мала, так как подавляющая часть массы движущегося газа из него вытеснена, вследствие чего при завершении разряда происходит втягивание раствора в искровой канал. В [23] высказано предположение, что на подъем поверхности электролита в ЭП влияет поверхностная плотность заряда, которая при наложении ЭП зависит от наличия зарядов, имеющихся в двойном слое при отсутствии внешнего поля, и зарядов, возникающих вследствие электрической индукции.

При возникновении ЭП ионы, находящиеся в межэлектродном пространстве, перемещаются к электродам соответствующей полярности, и в двойном слое происходит изменение рода проводимости. При этом ионы в растворе движутся со скоростью, на несколько порядков меньшей, чем в газе.

При достаточной напряженности поля процесс заканчивается электрическим пробоем межэлектродного пространства. Между электродами возникает обычный ИР – электрические импульсы, длительность которых не превышает 10^{-3} с. Через образовавшийся в определенный момент практически безынерционный канал сквозной проводимости с ничтожно малым омическим сопротивлением система броском освобождает накопленную энергию. При этом в рассматриваемом межэлектродном пространстве имеет место только электронная проводимость, двойной электрический слой перестает существовать. Несущийся с большой скоростью пакет электронов, ударившись о поверхность анодного электролита и не встретив механического сопротивления (как при металлическом аноде), глубоко проникает в толщу электролита, нейтрализуя этим длинную цепочку ионов. От ударного воздействия электронного пакета сначала жидкость прогибается, а затем в данном месте резко поднимается. На подъем электролита влияют его плотность, вязкость и особенно силы поверхностного натяжения, зависящие от концентрации зарядов. Заряжение поверхности жидкости ионами одного знака приводит к уменьшению поверхностного натяжения. При достаточно высокой их концентрации возникает аperiодическая неустойчивость поверхности, и происходит сброс избыточного поверхностного заряда путем эмиссии высокодисперсных капелек.

Если катод – электролит на металле, необходимо помнить, что всякая поверхность твердого вещества (металлическая пластинка в кювете) даже после самой тщательной механической обработки имеет множество выступов и впадин, по размерам намного порядков превосходящих диаметр иона [23]. Поэтому ЭП на поверхности плоского электрода неравномерно. На ней есть точки, где напряженность поля может достичь значения 10^{10} В/м, что уже достаточно для вырывания электронов из выступов металлической поверхности. Дальнейшее повышение напряжения увеличивает энергию отрывающихся электронов, в результате чего появляется стример, перемещающийся к аноду и ионизирующий на своем пути молекулы воды и газа. В месте выхода стримера, а чуть позже – электронного пакета поверхность жидкости вспучивается. Этому явлению способствуют также электрохимические и электролизные процессы с выделением на катоде водорода и других газов, обуславливающие появление пузырьков, которые всплывают и лопаются на поверхности, выбрасывая в том числе и водяной пар. Выходящие из жидкости электроны могут быть гидратированы, но при соударениях с молекулами газа теряют свою гидратную оболочку, и в канале ИР образуется водяной пар. Отметим, что в [24] для передпробивной стадии ИР под воздействием сильно неоднородного ЭП под верхним стержневым электродом наблюдался подъем водного электролита. При этом поверхность электролита принимала конусообразную форму, и электрический пробой разрядного промежутка осуществлялся между электролитным “острием” и металлическим электродом. В наших опытах наблюдался и подъем пленки воды по стенкам кюветы. Видимо, это явление аналогично наблюдаемому в [25]. Механизм процесса обусловлен, очевидно, сложным совместным действием пондеромоторных сил ЭП электродов, поверхностных свободного и связанного зарядов границы раздела жидкость – газ и неравномерно поляризованной диэлектрической стенки сосуда, а также действия поверхностного натяжения и гравитации (уравнение (13)). На ведущую роль свободных зарядов в этом виде электромассопереноса указывает его незначительность в переменном поле (1 – 2 мм).

Поверхностное натяжение влияет на форму образующегося электролитного “острия”, то есть на геометрию разрядного промежутка, а следовательно, на напряжение ЭП. Деформация свободной поверхности электролита в пределах нескольких миллиметров, в зависимости от напряжения под каждым острием, происходит в результате всех взаимосвязанных факторов и стимулирует образование хаотических волновых процессов во всем тонком слое покрывающей жидкости [26]. Это, кроме повышения температуры, увеличивает скорость испарения воды в тем большей мере, чем большая мощность вводится в электролит с ИР. Поэтому величина ΔT в первом периоде существенно уменьшается по сравнению с сушкой в КР, а W образца также интенсивно уменьшается. В первом периоде при воздействии ИР испаряется не только влага капиллярного и стыкового состояний, но и, частично, влага микрокапилляров (влага капиллярной конденсации и полимолекулярная влага), что резко сокращает процесс сушки. Это происходит благодаря поднятию влаги этих видов к поверхности КПТ и концентрированию ее под игольчатыми электродами. Значительное поднятие воды в макрокапиллярах с последующей длительной задержкой (несколько суток) в новом положении обнаружено в [10]. Там же предложен и механизм этих явлений. Эффект последствия ЭП в воде относительно бактерицидных процессов отмечен [27]. Описанный эффект непосредственного воздействия ИР на жидкость и ее подъем по капиллярам в пористой среде должен быть экспериментально и теоретически изучен. В результате открывается возможность создания нового типа жидкостного фитиля, важнейшим достоинством которого является неограниченная высота подъема жидкости при использовании электрогидродинамического насоса ступенчатой формы. Следует также отметить большую практиче-

скую важность исследования влияния на эффективность электроконвекции и перекачки жидкости поляризации диэлектрических материалов в ЭП и сил поверхностного натяжения [25].

Из приведенных результатов следует, что ведущую роль для интенсификации внешнего теплообмена в НЭП при электроконвективной сушке играет ускорение процесса в первом периоде за счет КР и ИР. Здесь испаряется из сильно обводненных КПТ лишняя часть практически свободной влаги, прилипшей к поверхности, влага намокания, набухания, механически захваченная и иммобилизованная при образовании тела в водной среде, а также влага капиллярного и стыкового состояний в макропорах, поглощенная при непосредственном контакте КПТ с водой. С помощью КР, и в особенности ИР, при атмосферном давлении можно вводить любые мощности в свободную воду. Газовые разряды, пока не испарится свободная влага, не приводят к существенной для практики производственных процессов электроэрозии, деформации и дробления сушеного тела, как при гигроскопических влагосодержаниях. Вместе с тем явления электрической эрозии [28] могут быть совместимы с удалением влаги любых форм связи (химической, физико-химической и физико-механической), когда явление электрической эрозии может представлять интерес как средство модификации поверхности тела, моделирования и имитации ряда сложных физических и физико-химических процессов, например, связанных с взаимодействием высокотемпературной плазмы с поверхностью твердого тела, созданием особых состояний вещества, обеспечением быстропотекающих агрегатных превращений, взрывного испарения, мгновенного плавления, локальных термических ударов. Это особенно актуально при разработке современных электрофизических методов обработки материалов (лазерным излучением, электронными и ионными лучами). Несмотря на различие физических принципов, по которым при этом осуществляется энергетическое воздействие на поверхность твердого тела, общими здесь являются высокотемпературные процессы, связанные с концентрацией большой энергии с локальными тепловыделениями, и ряд других, которые в сумме могут создать на поверхности твердого тела аналогичные физические ситуации.

В случае выключения внешнего ЭП запасенная в первом периоде электронно-ионной сушки энергия может использоваться и во втором периоде сушки. В частности, может применяться накопленная электрическая энергия (осевшие ионы на внешней и внутренней поверхности КПТ, создающие внутреннее НЭП с высоким ∇E и частичными разрядами) и тепловая энергия (высокая температура тела) для десорбции адсорбированной влаги и гидрофобизации внутренней поверхности КПТ. Под действием высоких E ЭП в местах пониженной электрической прочности диэлектрических сред (воздушные включения между зернами адсорбента) возникают частичные разряды, которые представляют собой пробои газовых включений в виде микрозарядов [29, 30]. Частота их следования $\sim 10^{-8}$ с. Их энергия расходуется частично на разогрев, а частично – на разрушение поверхностных слоев твердого диэлектрика.

Во втором периоде, когда нежелательны электро- и тепловая эрозии поверхности сушеного тела и высокие темпы сушки, приводящие к деформации тела, образованию трещин и вообще к модификации физических и химических свойств, целесообразно использовать доразрядное НЭП либо НЭП темнового КР, интенсифицирующие в основном внутренний массоперенос в КПТ.

Таким образом, ряд ускоряющих внешний и внутренний теплообмен факторов и в первую очередь громадная энергоемкость, строгая пространственная направленность и сконцентрированный только на влажных участках, а не на всей поверхности сушеного КПТ, то есть локальный характер действия плазмы КР и в особенности ИР (местоприложение ИР всегда строго локализовано, а такую минимальную площадь воздействия и степень концентрации энергии невозможно получить другими способами [30]), делают эти газовые разряды исключительно удобным методом энергоподвода и средством ускорения сушки сильно обводненных КПТ. При этом скорость сушки в первом периоде возрастает в десятки раз, во втором – в несколько раз при минимальных затратах энергии по сравнению с тепловой сушкой. Это достигается за счет электрического ветра, сопровождающего КР, и избирательного ввода в наиболее влажные участки локальных потоков большой плотности электрической энергии. Поэтому электронно-ионную сушку можно использовать как самостоятельный, экономически выгодный вид сушки [31].

ЛИТЕРАТУРА

1. Сильные электрические поля в технологических процессах (Электронно-ионная технология). Сб. статей. Вып. 3 / Под ред. акад. В. И. Попкова. М., 1979.
2. Панченко М.С. Повышение эффективности процесса сушки при использовании неоднородных электрических и магнитных полей // Электронная обработка материалов. 1980. № 4. С. 42–47.
3. Лазаренко Б.Р., Лазаренко Н.И. Плазмоиды – мощный технологический фактор // Там же. 1972. № 5. С. 3–7.
4. Лыков А.В. Теория сушки. М., 1968.

5. Панченко М.С., Панасюк А.Л., Мосиевич А.С. и др. Интенсификация адсорбционно–десорбционных процессов силикагелей наложением электрических полей // Электронная обработка материалов. 1988. № 2. С. 32–37.
6. Дущенко В.П., Панченко М.С., Бельдий В.В. Определение удельных теплот испарения влаги из коллоидных материалов // Известия вузов. Пищевая технология. 1966. № 5. С. 145–149.
7. Болога М.К., Руденко В. М. Об интенсификации испарения жидкости под воздействием электрического поля // Электронная обработка материалов. 1975. № 3. С. 37–40.
8. Бабеня Л.А., Головейко А.Г., Новикова В.И. и др. Влияние электрических полей на кинетику фазовых переходов // Иженерно–физический журнал. 1986. Т. 50. № 5. С. 729–735.
9. Старов В.И., Чураев Н.В., Панченко М.С., Панасюк А.Л. Механизм интенсификации процессов сушки в неоднородных электрических и магнитных полях // Тез. докл. Всесоюзной научно–технической конференции “Интенсификация процессов сушки и использование для этих целей новой техники”. Калинин, 1977. С. 13–18.
10. Полищук Н.В., Панченко И. М., Панченко М.С. Эффекты воздействия и последействия электрических полей на поднятие воды в макрокапиллярах // Электронная обработка материалов. 2002. № 4. С. 54 – 67.
11. Панасюк А.Л., Панченко М.С., Старов В. М., Чураев Н.В. Влияние неоднородного электрического и магнитного полей на внутренний массоперенос в капиллярно–пористых телах // Инженерно – физический журнал. 1978. Т. 35. № 1. С. 93–100.
12. Адамсон А. Физическая химия поверхностей / Пер. с англ. И. Г. Абидора. М., 1979.
13. Пурмал М.Я. Сушка ионизированным воздухом без подвода тепла к высушиваемому материалу // Электронная обработка материалов. 1978. № 2. С. 45–47.
14. Ревзин И.С. Экспериментальное исследование влияния переменного электрического тока на поверхностное натяжение жидкостей // Там же. 1975. № 3. С. 28–30.
15. Мунгиев В.А. Влияние электромагнитных полей на эффект «зависания» капель жидкости над ее поверхностью // Журнал физической химии. 1979. Т. 53. № 10. С. 2653–2654.
16. Еремин Е.Н. Элементы газовой электрохимии. М., 1961.
17. Хлюстова А.В., Максимов А.И. Перенос компонентов раствора в зону плазмы в условиях тлеющего разряда атмосферного давления с электролитным катодом // Электронная обработка материалов. 2003. № 1. С. 44–47.
18. Бабеня Л.А., Головейко А.Г., Новикова В.И. Диагностика электрогазодинамических потоков слабого высоковольтного разряда // Иженерно–физический журнал. 1987. Т.53. № 6. С. 961–966.
19. Зафрин Э.Л., Болога М.К., Бантыш Л.А., Либерман Л. Ш. Использование тлеющего разряда для сублимационной сушки пищевых продуктов // Электронная обработка материалов. 1974. № 6. С. 74–76.
20. Наремский Н.К., Монтык П.М., Кирвас А.В. и др. Применение электронно–ионной обработки воздуха в камерах созревания твердых сыров // Там же. 1977. № 4. С. 76–77.
21. Лазаренко Б.Р., Дураджи В.Н., Факторович А.А., Брянцев И. В. Исследование пробоя между металлическим и электролитным электродами // Электронная обработка материалов. 1970. № 4. С. 18 – 21.
22. Дураджи В.И. Экспериментальное исследование канала искрового разряда между металлическим и электролитным электродами // Там же. 1971. № 2. С. 44–46.
23. Лазаренко Б.Р., Лазаренко Н.И. Механизм прохождения электрического тока через электролит // Там же. 1979. № 1. С. 5 – 11.
24. Дураджи В.Н. Об электрическом импульсном разряде между металлическим и электролитным электродами // Там же. 2001. № 3. С. 22–26.
25. Кравцов А.А., Рачев А.А. Перекачка слабопроводящих жидкостей силами постоянного электрического и гравитационного полей // Там же. 1978. № 5. С. 39–42.
26. Гросу Ф.П., Болога М.К. Электроконвективные явления и интенсификация теплообмена // Там же. 1977. № 5. С. 51–62.
27. Жук А.Е., Жук Е.Г. О природе явления последействия в воде, обработанной импульсными электрическими разрядами // Там же. 1975. № 4. С. 60–61.
28. Намитов К.К. Электроэрозионные явления. М., 1978.
29. Панченко М.С., Панченко И.М., Панасюк А.Л. и др. Повышение эффективности работы промышленных адсорберов путем продления срока эксплуатации адсорбентов в электрическом поле // Электронная обработка материалов. 1995. № 1. С. 39–42.

30. Лазаренко Б.Р., Лазаренко Н.И. Изыскание новых применений электричества // Там же. 1977. № 5. С. 5–19.

31. Лыков А.В. Прогноз развития науки о сушке капиллярно-пористых коллоидных тел // Инженерно-физический журнал. 1970. Т. 43. № 4. С. 609–616.

Поступила 23.02.04

Summary

Termogrammes and drying curved lines of КСК-2 silicagel in strong non-uniform electric fields, including crown and spark discharge fields are shown. Equations of mass-transfer for convection molecular stream in gas phase and pull of liquid dielectric in non-uniform fields are presented. Equations of mass transfer in capillary – porous bodies are confirmed by the experiment. In accordance with theory is shown that for silicagel sample КСК-2 that have fixed size and through pores non-uniform field without discharge has an influence on inner mass and heat transfer. The field of crown and the more so spark discharge largely influences not only to inner, but to external heat and mass and mass transfer, that essentially reduces the time of drying.

Л.А. Кузьмичева, А.И. Максимов, Ю.В. Титова

ИЗМЕНЕНИЕ КИСЛОТНОСТИ РАСТВОРОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА В УСЛОВИЯХ ИНИЦИИРОВАНИЯ РЕАКЦИЙ, ВЛИЯЮЩИХ НА ЗНАЧЕНИЕ рН

*Институт химии растворов РАН,
ул. Академическая, 1, г. Иваново, 153045, Россия*

Введение

Известно, что тлеющий разряд атмосферного давления с раствором электролита в качестве электродов инициирует окислительно-восстановительные процессы в жидкой фазе и в то же время вызывает изменение кислотности растворов [1 – 6]. Ранее нами проведены систематические исследования влияния тлеющего разряда на кислотность растворов хлоридов щелочных металлов в условиях, когда не наблюдалось интенсивных окислительных процессов в жидкой фазе. В качестве одной из возможных причин изменения рН раствора при этом рассматривались процессы переноса компонентов раствора в зону плазмы.

Целью настоящей работы было исследование влияния тлеющего разряда на кислотность растворов, в которых действие разряда инициирует химические превращения, влияющие на рН среды.

Методика эксперимента

В качестве объектов исследований использованы растворы сульфата натрия, гидрофосфата натрия, а также калия железистосинеродистого (желтая кровяная соль). Выбор объектов обусловлен следующими причинами. Действие тлеющего разряда на водный раствор сульфата натрия не приводит к протекающим с заметной скоростью окислительно-восстановительным процессам [7]. Раствор гидрофосфата натрия в кислой среде приводит к образованию дигидрофосфата. В результате возникает смесь, обладающая буферными свойствами. Это должно оказать влияние на характер изменения рН исходного раствора в результате действия газового разряда. Действие тлеющего разряда на желтую кровяную соль приводит к ее окислению с образованием красной кровяной соли и ионов гидроксидов. Этот факт также не может не сказаться на ходе изменения кислотности раствора под действием разряда.

Объем обрабатываемого раствора составлял 400 мл, ток разряда изменялся от 10 до 40 мА. Показатель рН измеряли рН-метром «Аквилон-рН 410». Концентрация образовавшейся красной кровяной соли определялась спектрофотометрически на длине волны 418 нм. Прямой эксперимент показал, что самопроизвольным окислением $K_4[Fe(CN)_6]$ в $K_3[Fe(CN)_6]$ можно пренебречь.

Результаты измерений и их обсуждение

Изменения pH указанных выше растворов в процессе их обработки тлеющим разрядом показаны на рис. 1–4. Если в случае сульфата и метафосфата натрия мы наблюдаем монотонный постепенно замедляющийся спад pH, согласующийся с измеренным возрастанием проводимости раствора, то обработка гидрофосфата натрия и желтой кровяной соли приводит к совершенно иным результатам.

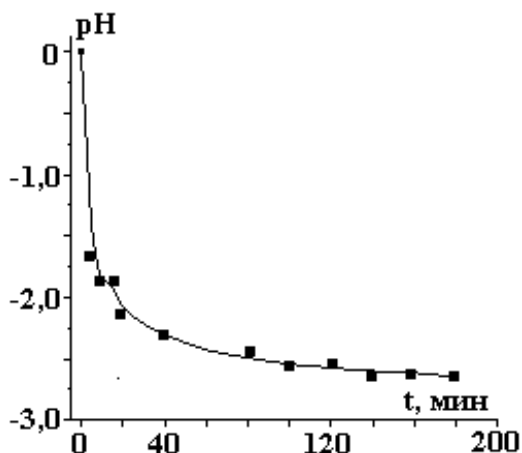


Рис. 1. Изменение кислотности раствора сульфата натрия под действием тлеющего разряда. Результаты усредненные для концентраций от 0,25 до 5,00 ммоль/л. Ток разряда 10 мА

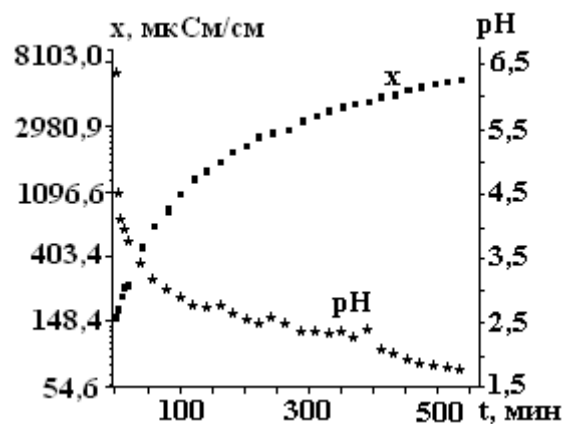


Рис. 2. Изменение pH и проводимости 0,005 М раствора метафосфата натрия при обработке тлеющим разрядом (ток 20 мА)

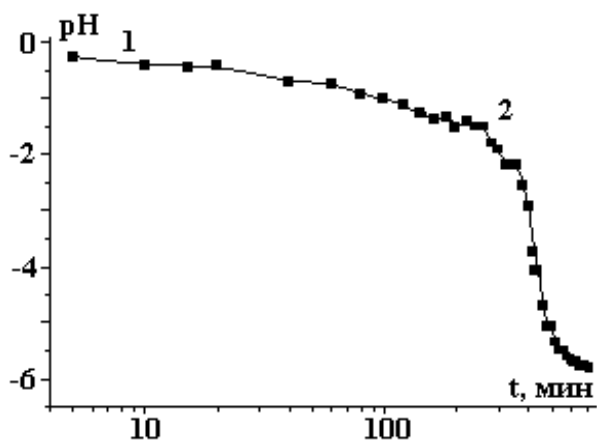


Рис. 3. Изменение pH раствора Na_2HPO_4 при обработке тлеющим разрядом

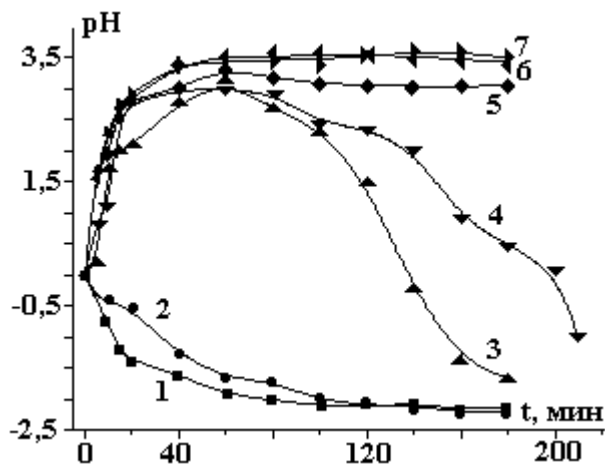


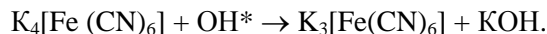
Рис. 4. Изменение pH желтой кровяной соли под действием разряда при различных начальных концентрациях, ммоль/л: 1 – 0,25; 2 – 0,50; 3 – 0,75; 4 – 1,0; 5 – 1,5; 6 – 2,0; 7 – 5,0

В случае гидрофосфата имеет место малое изменение pH в начальный период обработки с последующим резким ускорением процесса. Изменения кислотности желтой кровяной соли в сильной степени зависят от ее начальной концентрации. Наблюдается и подкисление, и подщелачивание, и прохождение величины pH через максимум.

Мы предполагаем, что при обработке раствора кислой соли образуется буферный раствор состава $\text{H}_2\text{PO}_4^- + \text{HPO}_4^{2-}$. При дальнейшей обработке все гидрофосфат-ионы превращаются в дигидрофосфат-ионы, буфер разрушается и на кинетической кривой наблюдается резкий спад. Это значит, что период образования и разрушения буфера занимает на кинетической кривой участок 1–2 приблизительно 250 мин. За это время величина pH раствора изменилась приблизительно на единицу в сторону подкисления, достигнув 6,88. Несложно убедиться, что при начальной концентрации гидрофосфата 10^{-3} моль/л и объеме раствора 400 мл полное превращение гидрофосфата в дигидрофосфат соответствует появлению в растворе $\sim 5 \cdot 10^{20}$ протонов. Их количество, накопившееся в растворе при конечном значении pH $\sim 6,88$ составляет около $3 \cdot 10^{16}$. Следовательно, в рассматриваемый начальный период обработки практически все генерируемые протоны расходуются на взаимодей-

ствие с гидрофосфатом, причем средний выход протонов в расчете на один поступающий из плазмы ион составляет около 1,4.

В случае желтой кровяной соли необходимо учитывать инициируемый разрядом процесс ее окисления в красную кровяную соль



Кинетику накопления красной кровяной соли мы исследовали спектрофотометрически. Кинетические кривые поглощения раствора на длине волны 418 нм приведены на рис. 5.

Нахождение концентрации красной кровяной соли по данным спектрофотометрических измерений позволило рассчитать концентрацию ионов гидроксила, которая могла бы создаваться при отсутствии их нейтрализации генерируемыми под действием разряда протонами (рис. 6).

Учет измеренных значений pH в ходе обработки раствора тлеющим разрядом позволил найти суммарную скорость накопления протонов под действием разряда (рис. 7).

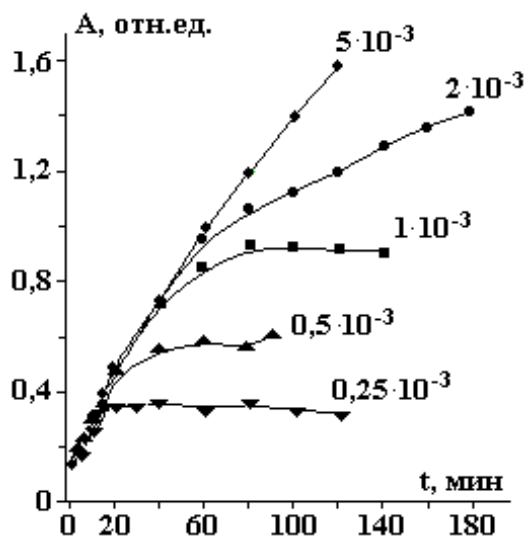


Рис. 5. Изменение оптической плотности раствора желтой кровяной соли под действием тлеющего разряда (цифры кривых соответствуют концентрациям, моль/л)

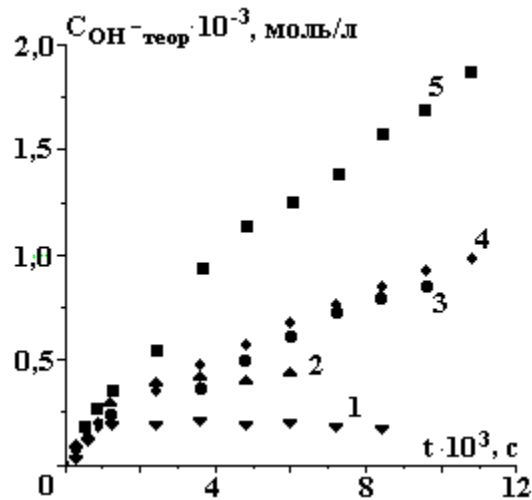


Рис. 6. Генерация ионов гидроксила в процессе окисления желтой кровяной соли, ммоль/л: 1 – 0,25; 2 – 0,5; 3 – 1,0; 4 – 2,0; 5 – 5,0

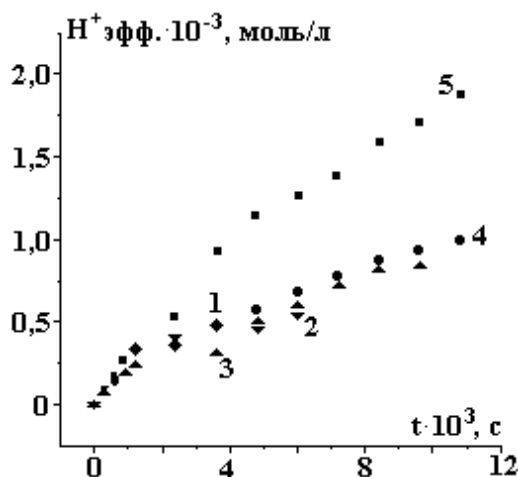


Рис. 7. Суммарная скорость образования протонов в процессе окисления гексацианоферрата (II) калия, ммоль/л: 1 – 0,25; 2 – 0,5; 3 – 1,0; 4 – 2,0; 5 – 5,0

Эти данные приводят к выходам протонов, изменяющимся в пределах 0,3 – 1, что согласуется с аналогичными характеристиками, найденными для сульфата натрия и желтой кровяной соли.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Klemenc A., Heinrich G.*, Glimmlightelectrolyse. IX. Uber die apolare Knallgasbildung als Folge der Entstehung metastabiler Wassermolekeln // *Z. Phys. Chem.* 1938. Bd. A.183. S. 217–232.
2. *Hicling A., Linacre J.K.*, Glow discharge electrolysis. Part 2. The anodic oxidation of ferrous sulphate // *J. Chem.Soc.* 1954. № 2. P. 711–720.
3. *Brisset J.L., Doubla A., Amouroux J., Goldman M., Goldman A.*, Caracteres acide-base des particules crees dans one decharge couronne continue de type point-plan. 1. Effect acide desparticules non chargees actives / *Rev. Int. Hautes Temper. Refrait. Fr.*, 1989. V.25. № 4. P. 229–236.
4. *Moussa D., Brisset J.L.*, Gliding arc treatment of aqueous solutions: acid and oxidizing effects of humid air treatment // *International Symposium on High Pressure Low Temperature Plasma Chemistry. Contributed papers. Milovy, Czech Republic, 1996.* P. 165–169.
5. *Кутенов А.М., Захаров А.Г., Максимов А.И., Титов В.А.* Физико-химические и технологические проблемы исследований плазменно-растворных систем // *Сборник материалов 3-го Международного симпозиума по теоретической и прикладной плазмохимии. Иваново. 2002. Т. 1.* С. 47–50.
6. *Хлюстова А.В., Максимов А.И., Титов В.А.* Процессы переноса компонентов растворов электролитов в зону плазмы тлеющего разряда атмосферного давления // *Там же.* С. 47–50.
7. *Пикарев А.К., Кабакчи С.А.* Реакционная способность первичных продуктов радиолиза воды // *Справочник. М., 1982.*

Работа выполнена при поддержке Гранта президента РФ № нш -1829.2003.3

Поступила 02.02.04

Summary

In the present work the effect of glow discharge of atmospheric pressure with anode in the air at the acidity of salt solutions used as cathode was investigated. Solutions of Na_2SO_4 , NaPO_3 , Na_2HPO_4 and $\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ were under study. Salient futures were found out for solution acidity in cases of Na_2HPO_4 and $\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6]$. These characteristic properties were shown to be bound up with the consumption of protons generating by the discharge for Na_2HPO_4 formation or for the initiation of the of $\text{K}_3[\text{Fe}(\text{CN})_6]$ oxydation leading to the growth of solution pH. The account of these processes presents the opportunity to find out the yield of protons, initiated by the discharge. It was found out to be close in all cases and is in the range of 0.3–1.0 proton per ion, injected from plasma.

ВЛИЯНИЕ ВКЛЮЧЕНИЙ НА ПРОБОЙ ДИЭЛЕКТРИКОВ

*Институт физики НАН Азербайджана,
пр. Джавида 33, Az 1143, г. Азербайджан, Баку*

Введение

Широкое использование диэлектриков в различных высоковольтных линиях предъявляет высокие требования к их электрической прочности. Как известно, на электрическую прочность диэлектриков существенное влияние оказывают такие включения как сферолиты, ламеллы, кристаллиты и др., образующиеся на различных этапах технологического процесса производства диэлектриков. Концентрация, размеры и зарядовое состояние этих включений в зависимости от температурно-временного режима их получения меняются в широких пределах. Несмотря на то, что электрическая активность включений в диэлектриках определяется указанными параметрами, в известной литературе отсутствуют данные по влиянию размеров и зарядового состояния включений на электрическую прочность диэлектриков.

В данной работе проведено детальное исследование влияния размеров и зарядового состояния включений (независимо от их природы) на электрическую прочность диэлектриков.

Теория и эксперимент

Поставленная задача решалась на основе модели заряженного шара, внесенного в однородное электрическое поле [1, 2].

В качестве объекта исследования выбраны скопления точечных дефектов (СТД), имеющие форму шара и локализованные в слое объемного заряда (СОЗ) $p-n$ -переходов кремниевых интегральных микросхем. Такой выбор был обусловлен тем, что отсутствие свободных носителей в слое объемного заряда обратных смещенных $p-n$ -переходов полностью реализует условия и состояние диэлектрика, внесенного в однородное электрическое поле. На таких образцах небольшими вариациями внешнего обратного смещения можно добиваться сильного изменения электрического поля в СОЗ $p-n$ -переходов. Таким образом, отпадает необходимость в создании громоздких экспериментальных установок для создания сильных электрических полей для пробоя диэлектриков.

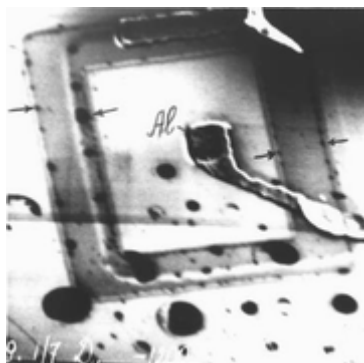


Рис. 1. Микрофотография $p-n$ -перехода, полученная в режиме вторичных электронов ($\times 1400$). Стрелками показаны скопления примесей в слое объемного заряда на границах коллектор – база и коллектор – матрица. Al – алюминиевый контакт

На рис. 1 приведена микрофотография планарного $p-n$ -перехода интегральной схемы, в СОЗ которого методами растрового электронного микроскопа (РЭМ), описанными в [3 – 5], были обнаружены скопления точечных дефектов, имеющие форму шара. Как видно из рис. 1, обнаруженные СТД локализованы на границах база – коллектор и матрица – коллектор (показаны стрелкой), то есть в СОЗ $p-n$ -перехода. Следует отметить, что под действием электрического поля СОЗ свободные носители покидают область пространственного заряда $p-n$ -перехода и практически отсутствуют там.

Локализация СТД вблизи p -области свидетельствует о том, что они заряжены положительно. Последнее подтверждается также контрастом изображения СТД на РЭМ в режиме вторичных электронов. Положительно заряженные СТД сильнее поглощают электроны и потому они на микрофотографии выглядят темными.

При приложении к p - n -переходу обратного напряжения носители под действием усиленного поля покидают приповерхностную область СТД. При этом центральная часть СТД остается нейтральной и сферически симметричной. Этот процесс продолжается до тех пор, пока кулоновское притяжение накопившегося заряда Q не уравнивает действие поля E слоя обедненного заряда. В результате резкого изменения концентрации примесей экранирование накопившегося заряда происходит вне СТД.

Заряд Q можно рассматривать как равномерно распределенный по поверхности хорошо проводящей сферы R , то есть СТД можно рассматривать как заряженный металлический шар. Согласно этой модели, в сильном электрическом поле СОЗ p - n -перехода, когда экранирование заряда СТД свободными носителями невозможно, возникает характерная картина распределения силовых линий. Распределение силовых линий для такого случая показано на рис. 2. В результате такого распределения силовых линий образуется потенциальная яма, являющаяся крупномасштабной ловушкой неравновесных носителей. Эти ловушки играют роль генерационно-рекомбинационных центров.

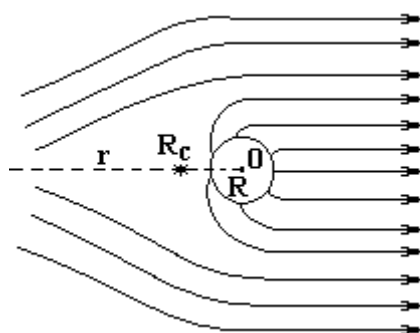


Рис. 2. Возмущение однородного электрического поля скоплениями точечных дефектов (СТД). R – радиус нейтральной части СТД; R_c – координата седловой точки; r – текущая координата

Генерационно-рекомбинационные свойства ловушек определяются их высотой потенциального барьера и сечением захвата, которые изменяются под действием электрического поля. Теперь займемся определением этой зависимости.

Потенциал вне сферы (СТД) описывается следующей зависимостью:

$$\varphi(r, \theta) = -r E \cos \theta + E_0 \cos \theta R^3 / r^2 + Q / 4\pi \epsilon_0 r, \quad (1)$$

где первый член – вклад поля E , второй – вклад поляризованной нейтральной части, третий – вклад заряда Q , r – текущая координата. Угол θ отсчитывается от направления поля E .

Вследствие экранирования поля непосредственно за ловушкой существует седловая точка потенциального рельефа $r = R_c$, где внешнее поле E равно полю E_0 , созданного СТД. Отметим, что между седловой точкой и заряженной поверхностью шара существует потенциальный барьер, который регулирует отток носителей из ловушки. Высота этого барьера

$$\delta\varphi = \varphi(R_c) - \varphi(R), \quad (2)$$

где $\varphi(R_c)$ и $\varphi(R)$ – величины потенциалов в точках R_c и R .

Как отмечено выше, высота потенциального барьера ловушки изменяется под действием электрического поля. Для того чтобы определить, как изменяется высота барьера $\delta\varphi$ под действием поля E , то есть зависимость $\delta\varphi(E)$, подставим в (2) вместо $\varphi(R_c)$ и $\varphi(R)$ их значения, определенные по формуле (1), и получим:

$$\Delta\varphi(E) = ER(R^2 / R_c^2 - 1) - (R/R_c - 1)R^2 N_t e / 3\epsilon_0, \quad (3)$$

где N_t – плотность ионизированной примеси в СТД, e – заряд электрона. Учитывая, что для каждого СТД характерные параметры R , R_c и N_t в равновесных условиях постоянны, выражение (3) можно представить в виде

$$\delta\varphi = C - \alpha E, \quad (3a)$$

где C и α – положительные величины, которые определяются вышеуказанными параметрами СТД и, следовательно, в равновесных условиях постоянны.

Как видно из (3а), при малых напряжениях поля, когда $\alpha E < C$, высота потенциального барьера с ростом поля будет уменьшаться, что приведет к увеличению вероятности выброса носителей из ловушки, то есть к генерации свободных носителей.

При критической величине поля $E_{кр}$, когда $\alpha E = C$, высота потенциального барьера исчезает ($\delta\phi = 0$), что соответствует $R = R_c$, то есть седловая точка касается поверхности СТД. Таким образом, когда седловая точка касается поверхности заряженной СТД, высота потенциального барьера ловушки исчезает ($\delta\phi = 0$). Для реализации этой ситуации необходимо выполнение условия

$$\alpha E_{кр} = C. \quad (4)$$

Это условие реализуется при равенстве напряженности внешнего поля E и напряженности поля E_0 , создаваемого зарядом СТД на ее поверхности. В этих условиях поле E слева от СТД достигает максимума (рис. 2). Неосновные носители, захваченные полем, будут ускоряться и беспрепятственно достигать поверхности СТД, что приведет к рекомбинации «горячих» носителей. При определенной величине E , когда энергия «горячих» носителей станет достаточной для ударной ионизации, на СТД возникает микроплазма и наступит локальный пробой p - n -перехода. Последнее является достаточным условием образования микроплазм. Это положение экспериментально подтверждено в [2, 3–5]. Действительно, в [3] было показано, что примесные скопления в СОЗ p - n -переходов при напряженностях электрического поля меньших $1,9 \cdot 10^5$ В/см, играют роль генерационных центров, через которые идет генерация неравновесных носителей, обуславливающих токи утечки. При напряженностях полей больших, чем $1,9 \cdot 10^5$ В/см, наступает лавинный пробой p - n -перехода и примесные скопления в СОЗ играют роль рекомбинационных центров, то есть в условиях сильного электрического поля и роста концентрации носителей СТД из генерационных центров превращаются в рекомбинационные. Все наблюдаемые свойства СТД объясняются вышеприведенной моделью.

Значение критического поля $E_{кр}$, при котором зарождается микроплазма, как это следует из (4), зависит от параметров СТД. При выполнении условия (4) из (3) получаем

$$E_{кр} = \frac{eN_t R}{6\epsilon\epsilon_0}, \quad (5)$$

то есть $E_{кр}$ пропорционально радиусу СТД и плотности ионизированной примеси в СТД.

Согласно (5), электрическое поле достигает критической величины вначале на СТД малых размеров, а затем на больших, то есть пробой в СОЗ p - n -переходов (равно и в диэлектриках) на малых СТД наступает раньше, чем на больших. Последнее полностью согласуется с экспериментальными результатами [2], что свидетельствует о достоверности полученных данных. Достоверность полученной зависимости (5) подтверждается также тем, что она в точности совпадает с зависимостью для напряженности электрического поля на поверхности заряженного шара, который, по условию задачи, сопоставляется с СТД. Следует подчеркнуть, что полученная зависимость справедлива не только в полупроводниках, но и в любой среде, где отсутствует экранирование заряда свободными носителями, то есть в диэлектриках.

Вышеприведенная модель полностью описывает экспериментальные результаты [2, 3, 5, 6].

С помощью РЭМ определены размеры СТД, локализованные в СОЗ исследуемых p - n -переходов, которые находятся в пределах $(0,3 - 0,5) \cdot 10^{-4}$ см (рис. 1), а величина критического поля, при которой зарождаются микроплазмы, то есть соответствующая условию (4), в зависимости от размеров СТД меняется в пределах $(1,8 - 2) \cdot 10^5$ В/см. Построив зависимость $E_{кр} \sim R$ по ее наклону, можно определить плотность заряда на поверхности СТД, которая составляет $\sim 1 \cdot 10^{-2}$ Кл/м².

Используя экспериментальные данные и исходя из условия (4), определены плотность ионизированной примеси в СТД, которая составляет $\sim 1,7 \cdot 10^{16}$ см⁻³.

ЛИТЕРАТУРА

1. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике. М., 1970.
2. Рзаев С.Г. Влияние электрического поля на сечение захвата и высоту потенциального барьера ловушек // Электронная техника. Сер. Полупроводниковые приборы. 1990. Вып. 6. С. 34–37.
3. Абдуллаев А.Г., Рзаев С.Г. Электрически активные дефекты в кремниевых эпитаксиально-планарных p - n переходах // Микроэлектроника. 1984. Вып. 3. С. 260–263.
4. Рзаев С.Г. Исследование p - n -переходов ИС с помощью растрового электронного микроскопа // Электронная техника. Сер. Микроэлектроника. 1986. Вып. 3 (119). С. 21–25.
5. Leamy H.J. Charge collection scanning microscopy // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. № 6. P. 51–80.

6. *Рзаев. С.Г.* Microplasms breakdown of p-n junction // *Fizika*. 2001. № 3. P. 8–10.

7. *Chinoweth A.G. and Mckey K.G.* Photon emission from avalanche breakdown in silicon // *Phys. Rev.* 1956. V. 102. № 2. P. 369–376.

Поступила 22.01.04

Summary

The mechanism and conditions of the beginnings of breakdown in insulators included the clusters of the point defects was determined using the model of the charged sphere invested into homogeneous electric field. The dependence of the critical field $E_{кп}$ was obtained, when on the clusters of the point defects (CPD) micro plasmas arise. From this dependence follow that $E_{кп}$ proportional to radius of CPD and the density of the ionized impurity in them.

Ж.Н. Ищенко, В.Г. Жекул, С.Г. Поклонов

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ДАВЛЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПОДВОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ВЗРЫВА ПРОВОДНИКОВ. ЧАСТЬ I

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский, 43-а, г. Николаев, 54018, Украина*

1. Введение

Подводный искровой разряд (ПИР) и электрический взрыв проволоочки (ПЭВП) находят широкое практическое применение особенно как источники импульсных гидродинамических давлений [1–3]. Несмотря на многочисленные теоретические и экспериментальные исследования, ПЭВП, как более сложный процесс, изучен значительно меньше, чем ПИР. До настоящего времени нет общепризнанного представления о механизме процессов, уравнении состояния и электропроводности взрывной стадии ПЭВП при различных параметрах проволоочки и разрядного контура. Это значительно затрудняет создание достаточно корректной математической модели динамики ПЭВП для расчета его гидродинамических характеристик. Поэтому актуальными остаются экспериментальные исследования, получение полуэмпирических зависимостей и основанные на них расчеты гидродинамических параметров ПЭВП.

В отличие от ПИР, сведения по характеристикам и расчету волн давления $P(t)$ в ближней зоне ПЭВП довольно скудные, носят в основном качественный характер, либо справедливы лишь для тех режимов и специфических условий, для которых они получены, например, при деформировании стенки трубы [4–6]. Наиболее противоречивы данные по влиянию длины проволоочки l_n и разрядного промежутка l_{pp} на гидродинамические характеристики ПЭВП и ПИР, а также по выбору оптимальной величины длин l_n или l_{pp} для различных технологических процессов.

Целью настоящей работы является получение данных по гидродинамическим характеристикам ПЭВП путем решения гидродинамической задачи с использованием экспериментальной или расчетной кривой мощности, сравнение давлений $P(t)$ для ПЭВП и ПИР, выбор зависимостей для расчета амплитуды волны давления при ПЭВП, энергетически и гидродинамически оптимальной длины проволоочки.

2. Электротехнические характеристики и гидродинамическая модель

Осциллограммы разрядного тока $I(t)$ и напряжения на разрядном промежутке $U(t)$ для ПИР и ПЭВП существенно различаются (рис. 1). Основное выделение энергии при ПИР начинается сразу же после пробоя промежутка длиной l_{pp} на пробивном напряжении $U_{пр}$, когда электроды закорачиваются плазменным каналом разряда и в окружающую жидкость генерируется ударная волна. А при ПЭВП основное выделение энергии начинается после окончания стадии нагрева расплавленной проволоочки (момент времени t_b), когда она переходит в парожидкостное состояние (собственно взрыв прово-

лочки). Скорость расширения канала разряда при этом резко увеличивается, что приводит к образованию в жидкости ударной волны. В момент времени t_n , когда напряжение достигает максимальной величины U_n , часто называемой индуктивным пиком перенапряжения, происходит пробой внутри парожидкостного канала разряда и превращение его в плазменный. При этом каналом излучается вторая волна давления, догоняющая первую.

Корреляция по времени осциллограммы и фотографии ПЭВП приведена в [7]. Время t_n совпадает со временем достижения электрической мощностью в канале разряда $N(t)$ максимального значения N_m . При малом промежутке времени ($t_n - t_b$) первая и вторая ударные волны давления сливаются в одну.

Можно считать общепризнанным существование оптимального диаметра проволоочки $d_{оп}$ для каждого сочетания параметров разрядного контура (зарядного напряжения U_0 , емкости батареи конденсаторов C , индуктивности разрядного контура L). При оптимальном диаметре проволоочки наблюдается наибольшая скорость выделения энергии в канале разряда и наибольшее механическое воздействие ПЭВП на обрабатываемый объект.

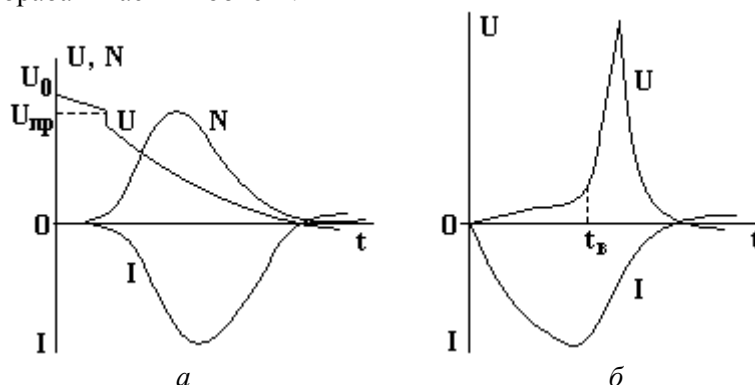


Рис. 1. Типичные осциллограммы тока и напряжения электрического разряда (а) и взрыва проволоочки (б) в жидкости при близком к аperiodическому режиму разряда

Изменение диаметра проволоочки сильно влияет на характеристики ее взрыва и равносильно изменению зарядного напряжения установки. Как показали проведенные нами исследования [8], изменение d_n на 0,1 мм в разовых патронах для электрогидроимпульсной (ЭГИ) запрессовки труб равносильно изменению зарядного напряжения U_0 установки на несколько киловольт. При $d_n = d_{оп}$ взрыв прямолинейной проволоочки происходит в момент времени $t_a \approx 0,4\pi\sqrt{LC}$ и не зависит от ее длины. В проведенных ниже исследованиях использовались проволоочки диаметром, близким к оптимальному.

Влияние длины проволоочки сказывается на характеристиках ее взрыва в гораздо меньшей степени, чем изменение диаметра. Тем не менее, для заданных параметров U_0 , C , L и $d_n = d_{оп}$ существует энергетически оптимальная длина проволоочки $l_{оп}$, при которой за время первого полупериода колебаний тока τ_1 выделяется практически вся запасенная в конденсаторной батарее энергия W_0 , то есть $W_1 \approx W_0$.

Оптимальные размеры проволоочки могут быть рассчитаны по формулам [9–11]

$$d_{oi} = 2 \left(W_0 / h^* \sqrt{L/C} \right)^{1/4}; \quad l_{oi}^y = 2 \cdot 10^{-3} U_0^4 \sqrt{LC}; \quad h^* = \rho_n \sigma_n (\lambda_n + \gamma_n), \quad (1)$$

где ρ_n , σ_n , λ_n , γ_n – плотность, удельная электропроводность, удельная теплота плавления и парообразования материала проволоочки соответственно. Все величины выражены в единицах системы СИ.

Зависимость $W_1 = f(l_n)$ гораздо менее критична, чем $W_1 = f(d_n)$ [8]. Так, в [12] вместо численного коэффициента 2 в формуле (1) для $l_{оп}$ приводится коэффициент 1,4.

В настоящей работе гидродинамические характеристики ПЭВП определялись путем численного решения задачи расширения цилиндрического плазменного поршня в безграничной жидкости. Поскольку давление в жидкости при ПЭВП не превышало $3 \cdot 10^9$ Па, то процесс сжатия жидкости можно считать изоэнтропическим [13] и использовать ударную адиабату воды в форме уравнения Тэта. Подобный подход оказался плодотворным при исследовании движения цилиндрических оболочек под действием ПЭВП [8, 14, 15].

При решении гидродинамической задачи предвзрывная газожидкостная стадия взрыва проволоочки тоже считалась плазменной, что позволило в качестве граничного условия задачи использовать уравнение баланса энергии в плазменном канале разряда [16].

В рамках принятых допущений решена система уравнений, включающая нелинейные уравнения механики сплошных сред, которая для случая осевой симметрии имела вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{\rho v}{r}; \quad (2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r}; \quad (3)$$

$$P - P_0 = B \left[\left(\rho / \rho_0 \right)^n - 1 \right]; \quad (4)$$

$$P_k \frac{dV_k}{dt} + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{d(P_k V_k)}{dt} = N(t); \quad (5)$$

$$V_k = \pi \cdot r_k^2 l_k; \quad (6)$$

$$N(t) = N_m \sin^{2m} (\beta t / \sqrt{LC}). \quad (7)$$

Начальные и граничные условия для решения системы уравнений

$$P_k(0) = P(0, r) = P_0, \quad v_k(0) = v(0, r) = 0, \quad r_k(0) = r_n, \\ V_k(0) = V_n, \quad l_k(0) = l_n, \quad v(t, r_k) = v_k(t), \quad P(t, r_k) = P_k(t).$$

Здесь ρ_0 и ρ – исходное и текущее значения плотности жидкости; t – время; v – скорость течения жидкости; r – радиальная координата; P_0 и P – гидростатическое и текущее значения давления в жидкости; B и n – константы в уравнении Тэта; P_k – давление в канале разряда; γ – эффективный показатель адиабаты в уравнении баланса энергии в канале разряда; v_k , V_k , r_k и l_k – скорость расширения, объем, радиус и длина канала разряда соответственно; r_n и V_n – радиус и объем проволоочки.

Возможность использования формулы (7) для расчета мощности $N(t)$ при ПЭВП показана в [17]. Если для ПИР в этой формуле $m = 1$ и $\beta = \pi \sqrt{LC} / \tau_1$, то для ПЭВП $m \gg 1$ и

$$m = \left[\frac{1}{\pi} \left(\frac{4t_n N_m}{\eta_1 C U_0^2} \right)^2 \right]; \quad N_m = U_n I_n; \quad \beta = \frac{\pi \sqrt{LC}}{2t_n}. \quad (8)$$

Здесь $\eta_1 = W_1 / W_0$ – КПД первого полупериода колебаний тока; I_n – разрядный ток, соответствующий пику перенапряжения U_n . Оптимальному диаметру проволоочки соответствует $4t_n = \dot{O} = 2\pi \sqrt{LC}$.

Система уравнений (2) – (7) решалась с помощью конечно-разностного метода [18, 19] с расчетным шагом по пространственной сетке не более 0,5 мм. Граница расчетной области выбиралась такой, чтобы отраженные от нее волны за время счета не успели прийти в расчетную точку. При использовании значений экспериментальной кривой $N(t)$ в уравнении (5) формула (7) исключалась.

Такие характеристики ПЭВП, как U_n , I_n , t_n , определялись с помощью зависимостей, приведенных в [9, 10, 20], а время $t_n \approx 1,2 t_b$. КПД η_1 рассчитывался по формуле [21]

$$\eta_1 = \frac{1}{q_1^2 q_2^2}; \quad q_1 = 1 + \frac{|d_{oi}^2 - d_i^2|}{2d_{oi}^2}; \quad q_2 = 1 + \frac{|l_{oi}^y - l_i^y|}{2l_{oi}^y}. \quad (9)$$

При этом время достижения первого максимума разрядного тока t_m может изменяться в пределах $0,2\pi \sqrt{LC} < t_m < 0,6\pi \sqrt{LC}$.

Для численного коэффициента B_1 , входящего в формулу для расчета U_n взрыва прямолинейной проволоочки, приводятся значения 20 [9, 10] и 15 [11, 22] при ПЭВП в больших (“безграничных”) объемах жидкости, а также – 12 [8, 23] при ПЭВП в электровзрывных патронах разового действия для запрессовки труб. Установлено, что на величину U_n влияют условия осуществления ПЭВП, качество изготовления проволоочки и ее форма [8, 20, 23–25].

Используемые в работе экспериментальные кривые мощности $N(t)$ взрыва медных и алюминиевых проволоочек рассчитаны из осциллограмм тока $I(t)$ и напряжения $U(t)$, полученных В.Г. Жекулом и С.Г. Поклоновым в процессе исследования экспериментального устройства с внутренним диаметром 120 мм для извлечения нефти из скважин. При этом использовался осциллограф С1-115 с блоком цифровой обработки сигналов, а индуктивная составляющая напряжения измеряемого участка цепи компенсировалась с помощью катушки компенсации [26].

3. Результаты расчетов и их анализ

Рассчитывались гидродинамические характеристики взрыва медных ($d_n = 0,30$ мм) и алюминиевых ($d_n = 0,35$ мм) проволочек при $U_0 = 30$ кВ, $C = 3,0$ мкФ, $L = 2,74$ мкГн. Длина проволочек изменялась от 25 до 100 мм. Согласно формуле (1), длина $l_{оп}$ на этом режиме составляла 101,6 мм при численном значении коэффициента 2,0 и 71,1 мм – при значении этого коэффициента 1,4.

Расстояние от оси проволочки r выбиралось из условия $r \leq 2,5 l_n$, когда амплитуда волны давления P_m убывает по закону, характерному для цилиндрической волны сжатия [27]. Время Θ соответствовало времени уменьшения амплитуды давления в $e \cong 2,72$ раза. Удельный импульс давления $j(t)$ и плотность энергии в волне давления $\omega(t)$ за время $t = \Theta$ рассчитывались как

$$j(\Theta) = \int_0^{\Theta} P(t) dt; \quad w(\Theta) = \frac{1}{\rho_0 c_0} \int_0^{\Theta} P^2(t) dt, \quad (10)$$

здесь c_0 – скорость звука в воде.

В табл. 1, 2 над чертой приводятся энергетические, рассчитанные из осциллограмм $I(t)$ и $U(t)$, характеристики взрыва медных и алюминиевых проволочек при изменении их длины от 25 до 100 мм, а также гидродинамические характеристики волны давления на расстоянии $r = 60$ мм. Давления P_m и $P(t)$ для различных l_n и r рассчитывались с помощью гидродинамической модели ПЭВП с использованием экспериментальных кривых мощности, полученных для соответствующих длин проволочки (рис. 2). Под чертой в табл. 1, 2 приводятся энергетические и гидродинамические характеристики ПЭВП при использовании кривых мощности $N(t)$, рассчитанных по формуле [7].

Таблица 1. Энергетические и гидродинамические характеристики взрыва медных проволочек различной длины

L_n , мм	W_1 , Дж	η_1	N_m , МВт	$P_m(60 \text{ мм})$, МПа	Θ , мкс	$j(\Theta)$, Па·с	$\omega(\Theta)$, Дж/м ²	W_1/l_n , 10 ³ Дж/м
25	1003	0,743	762	84,2	13,1	761	29450	40,1
	757	0,561	831	75,5	11,0	597	20616	
35	1055	0,781	854	74,1	11,8	642	21758	30,1
	844	0,625	1002	67,8	10,8	525	16075	
45	1198	0,887	1061	71,1	11,9	598	19630	26,6
	947	0,702	1128	64,0	10,6	496	14543	
65	1242	0,920	1180	61,4	11,3	493	13914	19,1
	1220	0,904	1263	60,6	10,6	464	12905	
75	1235	0,915	1248	57,2	10,8	453	12040	16,5
	1327	0,983	1248	59,5	10,6	444	11885	
100	1247	0,924	1309	50,8	10,3	383	8934	12,5
	1327	0,983	1281	52,1	10,5	402	9589	

Перед фронтом волны давления $P(t)$ (см. рис. 2) имеется предвестник, который наблюдался на фоторазвертках ПЭВП в [7]. Длительность фронта волны давления без учета предвестника составляла ~ 1 мкс. Проводились расчеты давления $P(t)$ при отсечении начального участка экспериментальной кривой $N(t)$ до момента времени t_b , что незначительно отразилось на $P(t)$, но уменьшился предвестник.

Увеличение длины проволочки от 25 до 100 мм привело к росту энергетических W_1 , η_1 , N_m и снижению гидродинамических P_m , $j(\Theta)$, $\omega(\Theta)$ характеристик ПЭВП как в канале разряда, так и на расстоянии r от него. Оказалось, что энергетически оптимальным размерам проволочки ($l_n = 100$ мм) соответствует давление P_m в 1,6 – 1,7 раза меньшее, чем при $l_n = 25$ мм (см. табл. 1, 2, рис. 2).

Анализ показал, что этот результат объясняется снижением энергии при $l_n = 100$ мм в 3,2 раза, выделенной на единице длины канала разряда (W_1/l_n), и находится в соответствии с полуэмпирической зависимостью, приведенной И.З. Окунем в [27] для ПИР, стабилизированного микропроводником.

Таблица 2. Энергетические и гидродинамические характеристики взрыва алюминиевых проволочек различной длины

l_n , мм	W_1 , Дж	η_1	N_m , МВт	$P_m(60 \text{ мм})$, МПа	Θ , мкс	$j(\Theta)$, Па·с	$\omega(\Theta)$, Дж/м ²	W_1/l_n , 10 ³ Дж/м
25	943	0,698	706	84,5	12,5	730	28282	37,7
	751	0,556	623	76,4	11,3	610	21226	
35	828	0,630	610	67,1	11,8	544	16953	23,6
	838	0,621	752	68,8	11,1	538	16674	
45	916	0,678	647	63,1	11,0	502	14588	20,4
	940	0,696	846	64,1	10,6	497	14645	
55	1066	0,789	748	61,3	11,6	505	14188	19,4
	1063	0,787	910	62,5	11,2	498	14180	
100	1340	0,992	1056	52,3	10,9	406	9616	13,4
	1317	0,976	936	52,1	10,5	405	9858	

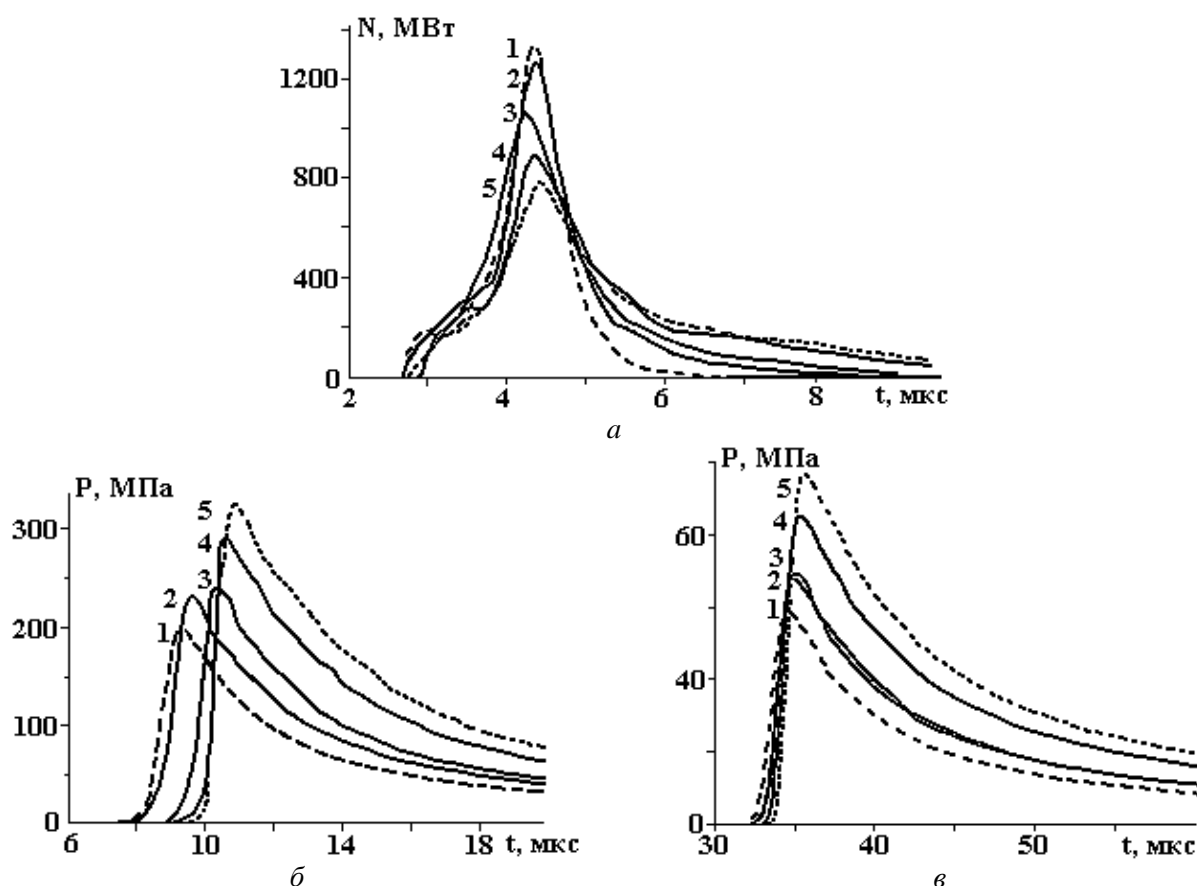


Рис. 2. Экспериментальные кривые мощности и рассчитанные по ним давления при взрыве медных проволочек различной длины: а – мощность $N(t)$; б – давление $P(t)$ при $r = 10$ мм; в – $P(t)$ при $r = 50$ мм; l_n , мм: 1 – 100; 2 – 75; 3 – 55; 4 – 35; 5 – 25

Сравнение данных табл. 1 и 2 показало, что некоторое различие величин W_1 и N_m при взрыве алюминиевых и медных проволочек значительно не отразилось на гидродинамических характеристиках их взрыва. Это является подтверждением вывода для меди и алюминия [28] при регистрации давления датчиками в акустической зоне, что при $d_n = d_{оп}$ существенного влияния материал проволочки (медь, алюминий, никель, нихром) на характеристики ударной волны не оказывает.

Как отмечалось выше, коэффициенты в экспериментальных формулах для U_n и $P_{оп}$ в различных работах существенно различаются. Это ведет к различию расчетных значений N_m и η_1 соответственно. Согласно проведенным расчетам по гидродинамической модели ПЭВП, различие в величинах N_m при использовании в формуле для U_n коэффициентов B_1 , равных 15 или 20, значительно сказывается на давлении в канале разряда P_k и на P_m непосредственно вблизи проволочки ($r \leq 10$ мм) из-

за резкого спада амплитуды P_m с ростом r . Чем выше амплитуда P_m , тем круче этот спад вследствие большей диссипации энергии такой волны давления.

Использование в формуле (1) для $P_{оп}$ коэффициента 1,4 вместо 2,0 ведет к росту η_1 и W_1 при малых длинах проволоочки. Так, рассчитанное по формуле (9) при $l_n = 35$ мм значение η_1 увеличивается от 0,558 до 0,625, а W_1 возрастает от 752,8 до 844,0 Дж, что гораздо ближе к экспериментальным данным (см. табл.1). Но тогда вследствие слабой зависимости $W_1 = f(l_n)$ в диапазоне длин проволоочки от 71 до 102 мм необходимо принять η_1 таким же, как при $P_{оп}$. Это находится в соответствии с экспериментальными данными по η_1 (см. табл.1).

Следует отметить, что увеличение энергии W_1 , а соответственно и η_1 , при ПЭВП может происходить (особенно для малых длин l_n) за счет увеличения сопротивления канала разряда под действием волн давления, отраженных от близлежащих поверхностей электродной системы.

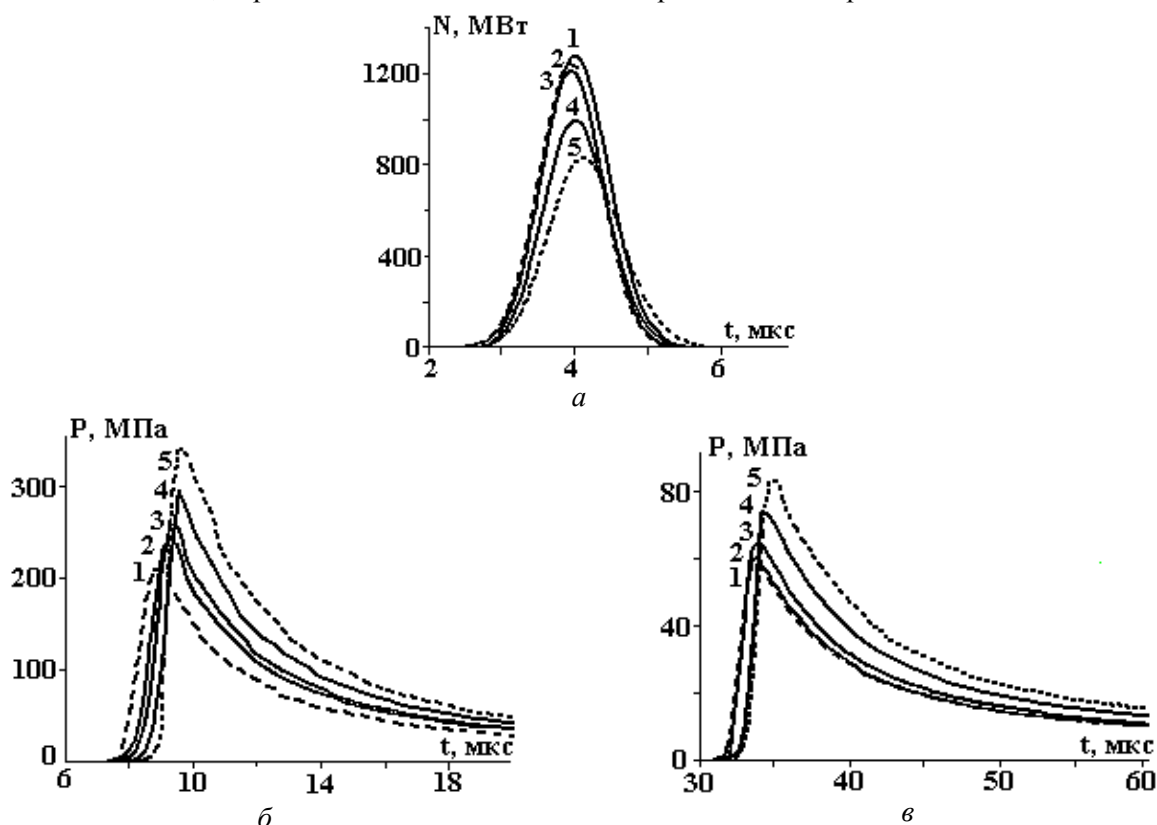


Рис. 3. Расчетные кривые мощности и рассчитанные по ним давления при взрыве медных проволоочек различной длины: а – мощность $N(t)$; б – давление $P(t)$ при $r = 10$ мм; в – $P(t)$ при $r = 50$ мм; l_n , мм: 1 – 100; 2 – 75; 3 – 55; 4 – 35; 5 – 25

Интересно сравнить между собой рассчитанные по гидродинамической модели ПЭВП давления $P(t)$ при использовании экспериментальных (см. рис. 2) либо рассчитанных по формуле (7) кривых мощности $N(t)$ (рис. 3). При этом $P_{оп}$, N_m и η_1 для медных проволоочек определялись по формулам (1) (с коэффициентом 1,4), (8) (с коэффициентом $B_1 = 20$ при расчете U_n) и (9) соответственно. При расчете мощности $N(t)$ показатель степени синуса в формуле (7) изменялся от 34 до 54.

В аналогичных расчетах для алюминиевых проволоочек при определении мощности N_m , в отличие от медных проволоочек, вместо коэффициента $B_1 = 20$ использовался коэффициент $B_1 = 15$. Более низкое значение N_m при взрыве алюминиевых проволоочек видно из экспериментальных данных (см. табл. 1, 2). Это вызвано зависимостью N_m от энергии, введенной в проволоочку к моменту взрыва [29]. У алюминиевой проволоочки эта энергия больше.

Показатель степени синуса в формуле (7) при взрыве алюминиевых проволоочек различной длины изменялся от 20 до 32.

Таким образом, сравнение результатов расчета характеристик волн давления электровзрыва медных и алюминиевых проволоочек различной длины показало хорошее совпадение соответствующих гидродинамических характеристик и эпюры давления $P(t)$ при использовании экспериментальной или расчетной кривой мощности. Показано, что в ближней зоне электровзрыва алюминиевых и медных проволоочек оптимального диаметра при прочих равных условиях характеристики волн дав-

ления близки. А при одинаковых параметрах разрядного контура и $r_n / l_n \leq 2,5$ давление P_m убывает с увеличением длины проволоочки, вплоть до энергетически оптимальной, в соответствии с уменьшением энергии, выделенной на единице длины взорванной проволоочки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Электрический взрыв проводников / Под ред. А.А.Рухадзе, И.С.Шпигеля. М., 1965.
2. Оборудование и технологические процессы с использованием электрогидравлического эффекта / Под ред. Г.А. Гулого. М., 1977.
3. Коваленко В.С. Нетрадиционные методы обработки материалов в Японии // Электронная обработка материалов. 2000. № 3. С. 4–12.
4. Демина В.М., Шкатов А.А. Исследование гидродинамических характеристик электрического взрыва проводников в воде // Физические основы электрического взрыва. Киев, 1983.
5. Арсентьев В.В., Арсентьева Е.Л., Ищенко Ж.Н. и др. Исследование давлений на стенку трубы при электрогидравлическом деформировании // Разрядноимпульсная технология. Киев, 1978.
6. Мазуровский Б. Я. Электрогидроимпульсная запрессовка труб в трубных решетках теплообменных аппаратов. Киев, 1980.
7. Шолом В.К., Литвиненко В.П. Особенности формирования ударных волн при подводном электрическом взрыве проводников // Новое в разрядноимпульсной технологии. Киев, 1979. С.100–106.
8. Ищенко Ж.Н., Поздеев В.А. Деформирование и запрессовка труб электровзрывом. Николаев, 2003.
9. Шолом В.К., Кривицкий Е.В., Литвиненко В.П. Исследование электрических характеристик подводного взрыва проводников // Журн. техн. физики. 1974. № 44. Вып. 10. С. 2146–2150.
10. Кривицкий Е.В., Шамко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев, 1979.
11. Кривицкий Е.В. Динамика электровзрыва в жидкости. Киев, 1986.
12. Демина В.М., Кривицкий Е.В., Шолом В.К. Эффективность преобразования энергии при электровзрыве проводников в воде // Физико-механические процессы при высоковольтном разряде в жидкости. Киев, 1980. С. 67–76.
13. Зельдович Я.Б. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.
14. Ищенко Ж.Н., Поздеев В.А., Семко А.Н., Скрипниченко А.Л., Чуприн А.Н. Расчет гидродинамических давлений внутри цилиндрической оболочки при действии импульсного источника // Вісті Академії наук БССР. Сер. фізико-техн. наук. 1985. № 1. С. 11–17.
15. Ищенко Ж.Н. Гидродинамические нагрузки при электрогидроимпульсном расширении цилиндрической оболочки внутри полости с жесткой стенкой // Теория, эксперимент, практика разрядноимпульсной технологии. Киев, 1987. С. 118–124.
16. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М., 1971.
17. Поздеев В.А., Ищенко Ж.Н. Аппроксимация закона скорости ввода энергии при электрическом разряде и взрыве проволоочки // Электроразрядные процессы. Теория, эксперимент, практика. Киев, 1984. С. 58–64.
18. Численное решение многомерных задач газовой динамики / Под ред. С.К.Годунова. М., 1976.
19. Атанов Г.А. Расчет выстрела гидропушки методом "распада разрыва" // Гидромеханика. 1974. Вып. 30. С. 51–54.
20. Кривицкий Е.В., Литвиненко В.П., Коваль С.В., Шолом В.К. Некоторые особенности подводного электровзрыва проводников различной геометрии // Физико-механические процессы при высоковольтном разряде в жидкости. Киев, 1979. С. 53–59.
21. Мазуровский Б.Я., Опара В.С., Ищенко Ж.Н., Гуляева Л.Ю. Методика расчета режимов электрогидроимпульсной развальцовки труб // Новое в разрядноимпульсной технологии. Киев, 1979. С. 28–35.
22. Гулый Г.А. Научные основы разрядноимпульсных технологий. Киев, 1990.
23. Ищенко Ж.Н., Гуляева Л.Ю., Рынденко В.В. Расчет элементов конструкции патронов для электрогидроимпульсной запрессовки труб // Электрогидроимпульсная обработка металлов давлением. Киев, 1979. С.104–113.
24. Ищенко Ж.Н., Гуляева Л.Ю. Исследование подводного электрического взрыва проволоочек спиральной формы // Электронная обработка материалов. 1979. № 2. С. 53–58.
25. Ищенко Ж.Н. Исследование взрыва проволоочек переменного сечения и произведенной ими деформации труб // Разрядноимпульсная технология. Киев, 1978. С. 137–144.

26. Лукьянов Л.А., Киселев Г.И. Компенсационный способ измерения импульсного тока и напряжения // Приборы и техника эксперимента. 1974. № 7. С. 99–100.
27. Окунь И.З. Исследование волн сжатия, возникающих при импульсном разряде в воде // Журн. техн. физики. 1971. Т. 41. № 2. С. 292–300.
28. Коротков В.А., Несветайлов Г.А. О форме импульса сжатия при электрическом взрыве проволок в воде // Физика горения и взрыва. 1970. № 2. С. 250–252.
29. Коваль С.В., Шамко В.В. Энергетические характеристики начальной стадии подводного электрического взрыва проводников // Процессы преобразования энергии при электровзрыве. Киев, 1988. С. 80–86.

Поступила 31.03.04

Summary

Results of calculations for pressure wave characteristics at the near zone of a discharge channel formed at electrical explosion of copper and aluminium wires have been obtained depending on the wire length and distance. The calculations were carried out numerically using a hydrodynamic set of equations for electric explosion phenomena. Good agreement of hydrodynamic pressure values were obtained for experimental and calculated dependencies describing electric power dissipation law under the wire explosion.

Ю.М. Рычков, С.А. Зайкова

ВЗАИМОСВЯЗЬ ПРИРОДЫ ПОЛЯРНОЙ ДОБАВКИ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЗАРЯДОВЫХ КЛАСТЕРОВ В ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКАХ

*Учреждение образования “Гродненский государственный университет им. Янки Купалы”,
ул. Ожешко, 29, г. Гродно, 230023, Республика Беларусь*

Введение. Согласно ионно-кластерной модели проводимости жидких диэлектриков [1, 2] зарядовые кластеры представляют собой наноразмерные упорядоченные структуры. Они возникают в неполярных жидкостях углеводородного типа при добавлении в них модифицирующих полярных добавок. Зарядовый кластер состоит из “плотной” центральной части и “рыхлой” периферии. Центральная часть содержит ионы и молекулы полярной добавки, связанные между собой водородной связью. Периферия состоит из поляризованных молекул основной жидкости. Устойчивость зарядового кластера поддерживается за счет того, что энергия кулоновского отталкивания ионов в его центральной части (12 – 15 кДж/моль) оказывается меньше энергии водородных связей, удерживающих ионы и молекулы в ассоциированном состоянии (20 – 30 кДж/моль) [1, 2].

Взаимодействие между молекулами, образующими комплекс с водородной связью, осуществляется за счет обобществления протона. Схематически такой комплекс записывается как $R_1A-H \dots BR_2$. В качестве A обычно выступают электроотрицательные атомы O, N, F, B – атомы, имеющие неподеленную пару электронов: O, N, F, Cl и др. Встречаются H -связи, образованные группами CH . Главными факторами, обуславливающими существование H -связей и различие их свойств, являются перераспределение электронной плотности при образовании комплекса и перенос заряда. С образованием H -связи стабильность микроупорядоченного состояния вещества возрастает. В результате такой взаимной ориентации молекул происходит их сближение, и реализуется энергетически выгодное расположение наноконплексов – зарядовых кластеров.

Комплексная методика, использующая результаты независимых экспериментов, полученных методом импульсных вольт-амперных характеристик [3, 4] и регистрацией абсолютного значения угла поворота плоскости поляризации линейно поляризованного света [5], позволила установить следующее. При наложении электрического поля ($E = 0,4 - 0,6$ кВ/см) в системе плоскопараллельных электродов, помещенных в диэлектрическую жидкость с полярной добавкой, в контактном слое

слабопроводящих жидкостей происходит изменение размеров, концентрации и зарядового числа кластеров.

Установлено, что сложная структура приэлектродного слоя для всех исследованных слабопроводящих жидкостей состоит из двух частей. Непосредственно к электроду примыкает “плотный” слой преимущественно ионной проводимости (~20 мкм) [3, 4]. За ним следует “рыхлая” область ионно-кластерной проводимости, содержащая, ионы и наноразмерные структуры с переменными размерами (~300 мкм). В целом в контактном слое наблюдается послойное молекулярное упорядочение в направлении, перпендикулярном электроду [5].

Цель дальнейших исследований – изучение влияния природы модифицирующей примеси на установившиеся характеристики зарядовых кластеров в жидких диэлектриках.

Экспериментальные исследования. В качестве слабопроводящих жидких сред с ионно-кластерным механизмом проводимости исследовались углеводородные жидкости, наиболее часто применяемые в качестве рабочих сред для ионно-конвекционных преобразователей (трансформаторное масло, изогептан и другие). В качестве модифицирующих добавок использовалось несколько гомологических рядов полярных веществ.

С помощью апробированной комплексной методики [5] получены данные, подтверждающие влияние полярной добавки на динамику и значения основных характеристик процесса ионно-кластерной проводимости в жидких диэлектриках. На примере гомологических рядов органических спиртов и галогензамещенных углеводородов хорошо заметна характерная зависимость установившихся параметров зарядовых кластеров в приэлектродных областях ~500 мкм от молекулярной массы M и дипольного момента P , вносимого в диэлектрическую жидкость полярного вещества.

Экспериментальные данные о влиянии некоторых исследованных полярных веществ на установившиеся характеристики зарядовых кластеров в изогептане (концентрация добавки 6 мас.%, $E = 0,5$ кВ/см) приведены в таблице. Они включают значения R – среднего размера центральной части кластера, N – среднего числа полярных молекул в зарядовом кластере, Z – зарядового числа кластера, z – расстояния от поверхности электрода.

Установлено, что увеличение дипольного момента полярной молекулы добавки P приводит к уменьшению среднего радиуса “плотной” части зарядового кластера R , который достигает своего наибольшего значения на расстоянии $z \sim 450$ мкм от поверхности электрода (и для катода, и для анода) и далее не меняется.

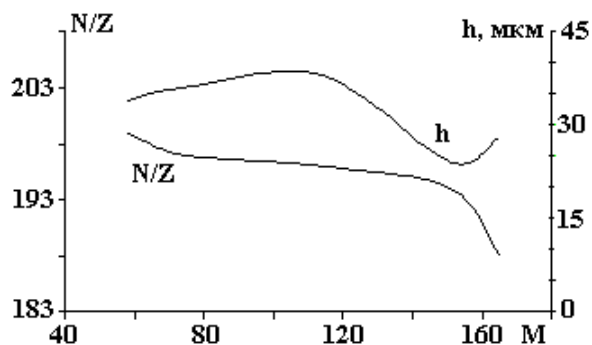
Зависимость значений установившихся характеристик от природы полярной примеси

Полярная добавка	M	$P, 10 \cdot 30$ Кл/м	$z, \text{мкм}$	$R, \text{Å}$	N	Z
Бензиловый спирт	114	5,70	50	80	155	5
			100	100	3200	23
			250	115	7400	42
			450	135	8820	45
Бутиловый спирт	74	5,57	50	80	140	4
			100	95	3170	20
			250	110	7150	40
			450	130	8471	43
Бромгептил	165	5,23	50	80	125	3
			100	85	2710	15
			250	90	5760	32
			450	95	6400	34
Бромпентил	151	5,1	50	80	120	3
			100	85	2625	12
			250	87	5580	30
			450	92	6144	32

Можно отметить, что в пределах одного гомологического ряда, вносимого в исследуемую диэлектрическую жидкость полярного вещества, с ростом молекулярной массы добавки M происходит увеличение средних значений R, N, Z . Плавное уменьшение отношения числа полярных молекул

к заряду кластера N/Z с ростом молекулярной массы добавки M указывает на “разрыхление” плотной части зарядового кластера, возникающее вследствие роста длины молекул (см. рисунок). Например, полярные молекулы бутилового спирта, более короткие по сравнению с молекулами бензилового спирта, “упаковываются” водородной связью в центре кластера плотнее.

Дальнейшее изучение влияния химической природы модифицирующей добавки на процессы ионно-кластерной проводимости слабопроводящих жидкостей выявило нелинейную функциональную зависимость толщины приэлектродного слоя ионной проводимости h от величины дипольного момента молекул вносимых полярных добавок P (см. рисунок).



Влияние природы полярной добавки на изменение значений N/Z и h

Для большинства исследованных полярных добавок эта функция может быть аппроксимирована логарифмической зависимостью. Например, для органических спиртов и галогензамещенных углеводов такая зависимость может быть представлена в виде $h \approx 124,16 \ln(P) - 177,92$. (Коэффициент корреляции между экспериментальными и аппроксимированными значениями h для всех указанных жидких сред $r = 0,99$).

Заключение. Проведенные экспериментальные исследования служат подтверждением модели упорядоченного распределения разнотипных кластеров в диэлектрических жидкостях при наложении электрического поля [1]. Физико-химические свойства молекул полярных добавок следует считать определяющими при формировании гетерогенности исходных диэлектрических жидкостей. Знание особенностей строения зарядовых кластеров и параметров их распределения в межэлектродном промежутке позволяет создавать новые рабочие жидкие среды с заданными свойствами для использования их в ионно-конвекционных преобразователях различного типа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Рычков Ю.М. Ион-дипольная модель зарядовых кластеров в жидких слабопроводящих средах // Инженерно-физический журнал. 1997. Т. 70. № 5. С. 761–765.
2. Рычков Ю.М. Контактные явления в жидких слабопроводящих средах // Инженерно-физический журнал. 1997. № 6. С. 1007–1013.
3. Зайкова С.А., Кропачева Л.В., Рычков Ю.М. Электрофизические характеристики приэлектродных слоев жидких диэлектриков на металлических поверхностях // Вести НАН РБ. Сер. физ.-мат. наук. 1999. № 4. С. 5–8.
4. Зайкова С.А., Кропачева Л.В., Рычков Ю.М. Исследование процессов формирования приэлектродных слоев полярного фторсодержащего олигомера на металлических поверхностях // Электронная обработка материалов. 1998. № 1–2. С. 69–73.
5. Рычков Ю.М., Зайкова С.А., Василевич А.Е. Кластерная структура приэлектродного слоя в жидких диэлектриках // Инженерно-физический журнал. 2000. Т. 73. № 4. С. 827–832.

Поступила 05.03.04

Summary

The results of the experimental research of the peculiarities of ion-molecular structure of the contact layer in dielectrical liquids with polar additions are represented. There received some information about determinative influence of the meanings of the value molecular mass and the dipole moment of the polar substance on the process of formation of ordered nanostructures in dielectrical liquids.

ИССЛЕДОВАНИЯ КИНЕТИКИ УДАЛЕНИЯ НЕЦЕЛЛЮЛОЗНЫХ ВЕЩЕСТВ ИЗ ЛЬНОВОЛОКНА ВОЗДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ КАВИТАЦИИ

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
просп. Октябрьский, 43 А, г. Николаев, 54018, Украина*

В настоящее время возродился интерес к разработке высокоэффективных процессов котонизации льноволокна. При этом повышенные требования выдвигаются к качеству получаемого продукта – товарного льноволокна. Сравнительно новый способ котонизации – электроразрядный, поэтому здесь еще много не решенных задач, одна из которых – кинетика удаления пектинов, лигнина, парафинистых и смолистых веществ из обрабатываемых электрическим разрядом волокон. Замечено, что удаление нецеллюлозных веществ из волокон может легко смениться процессом вторичного загрязнения капилляров волокон только что отделенными нецеллюлозными веществами под воздействием электроразрядной кавитации [1–3]. Кроме того, показатель уровня очистки льноволокна от нецеллюлозных веществ в определенных условиях может служить количественной характеристикой интенсивности электроразрядной кавитации. Удаление нецеллюлозных веществ из технического льноволокна – это и расщепление его на элементарные волокна.

Для изучения кинетики процессов технологической очистки и кондиционирования льноволокна в условиях комплексного воздействия подводного электрического взрыва для количественных оценок нами выбран интегрирующий массоэнергетический показатель m . Он вычислялся точным взвешиванием высушенных образцов волокна до и после обработки, установлением унесенной массы как разницы этих весов, отнесением ее к первоначальному весу образца, измерением суммарной энергии, затраченной при каждой такой операции и расчете количества отделенных от волокон нецеллюлозных веществ, приходящихся на единицу затраченной на это энергии. Таким образом, массоэнергетический показатель m имеет размерность мг/г·Дж. Показатель m очень удобен – с его помощью легко пересчитывать сугубо технологические показатели процессов обработки льноволокна и энергетические характеристики генераторов импульсных токов, используемых в технологическом оборудовании.

Кинетика удаления нецеллюлозных веществ из льноволокна в условиях электроразрядной обработки практически не исследована и имеет ряд особенностей по сравнению с другими видами подобной обработки.

Обработка образцов льноволокна производилась в реакторе с относительным объемом воды 1:3500. Для уменьшения числа факторов фиксировались число импульсов воздействия, частота посылок импульсов, энергия импульса (путем пересчета с измеренными рабочим напряжением U и емкостью накопителя C), вес образцов. Для каждого режима обработки устанавливалась оптимальная длина разрядного промежутка.

На рис. 1 приведены изменения m в результате обработки льноволокна подводными электрическими разрядами с энергией в импульсе $W_0 = 25$ Дж, причем при постоянной величине энергии в импульсе варьировалась емкость конденсатора $C = 0,10; 0,25; 0,40$ мкФ и соответственно устанавливалась различная величина зарядного рабочего напряжения $U_0 = 22,3; 14,1; 11,2$ кВ.

Анализируя полученные зависимости, отметим, что наибольших значений $m > 240 \cdot 10^{-4}$ мг/г·Дж достигает в интервале от 1 до 50 импульсов (см. рис. 1, а), но затем в каждом интервале, кратном 50 (то есть 100; 150; 200; 250 импульсов), происходит быстрое уменьшение массоэнергетического показателя для всех значений емкости конденсатора, причем до величины

$m < 80 \cdot 10^{-4}$ мг/г·Дж. Это можно объяснить тем, что в начале процесса очистки льноволокна общая концентрация нецеллюлозных веществ высока и легко разрушается разрядом, их часть быстро подвергается деструкции и выносится в раствор.

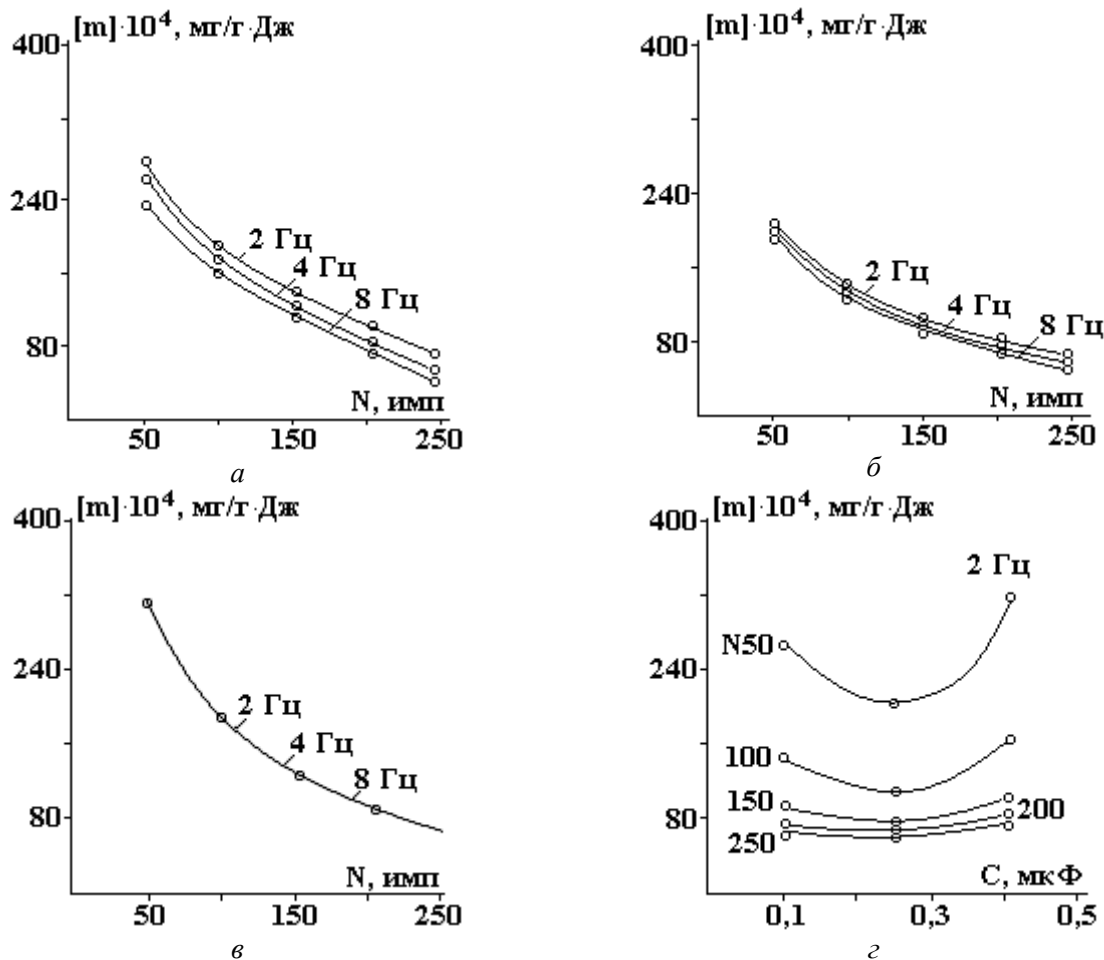


Рис. 1. Зависимость массоэнергетического показателя очистки льна от количества импульсов и частоты посылок импульсов при: $W_0 = 25$ Дж, а – $C = 0,1$ мкФ, $U_0 = 22,3$ кВ; б – $C = 0,25$ мкФ, $U_0 = 14,1$ кВ; в – $C = 0,4$ мкФ, $U_0 = 11,2$ кВ

Далее соотношение легко разрушаемых и трудно разрушаемых веществ смещается в сторону последних. Это замедляет в целом процесс очистки волокна от нецеллюлозных веществ-спутников. Однако главная часть инкрустов удаляется именно за первые десятки импульсов электроразрядного воздействия. Максимальное количество нецеллюлозных веществ ($m = 320$ мг/г·Дж) выносится из образцов волокна для $W_0 = 25$ Дж при емкости конденсатора $C = 0,4$ мкФ (см. рис. 1, в). Это вполне естественно, так как для такого режима характерно высокая интенсивность воздействия послеразрядной кавитации. При этом наблюдалась самая высокая скорость очистки волокна. Немаловажно, что для всех варьируемых частот посылок импульсов $f(m)$ имеет меньшее значение при $f = 8$ Гц, а большее – при частоте $f = 2$ Гц. Этот факт подтверждает, что в процессах электроразрядной очистки льноволокна велика роль самой поздней стадии электроразрядной нелинейной, объемной кавитации (ЭРНОК). В этой стадии ЭРНОК переходит в квазистационарный режим и развивается послеразрядная пульсация кавитационных пузырьков. Кроме того, следует отметить малую чувствительность такого режима к изменению частоты посылок импульсов, а влияние емкости носит выраженный экстремальный характер для частоты посылок импульсов 2 Гц (см. рис. 1, г).

По мере увеличения энергии в импульсе (25→50→100 Дж) эффективность ее использования быстро снижается, и значения m уменьшаются. Наибольшая достигнутая в данных экспериментах скорость удаления нецеллюлозных веществ составила 12,8 мг/г·Дж·с для $W_0 = 25$ Дж и $C = 0,4$ мкФ, в других исследованных режимах скорость удаления значительно ниже.

Приведенные результаты исследований кинетики удаления нецеллюлозных веществ из льноволокна получены для полностью высушенных перед загрузкой в реактор образцов волокон, что не является обычным в практике обработки льноволокна.

В прикладном плане особенно интересны результаты исследований кинетики удаления нецеллюлозных веществ из льноволокна после предварительной замочки.

На рис. 2 приведены результаты исследований кинетики очистки льноволокна в различных диапазонах последовательностей воздействующих импульсов при предварительной замочки: 0; 1; 4; 24 часа.

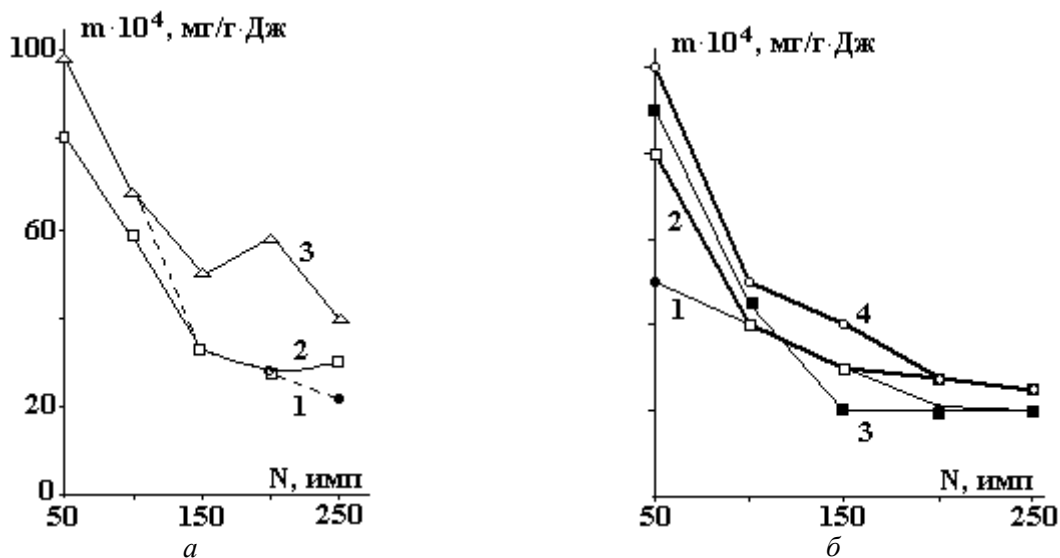


Рис. 2. Кинетика удаления разрядом. $W = 50$ Дж; а – $C = 0,25$ мкФ; $f = 2$ Гц; б – $C = 0,25$ мкФ; $f = 8$ Гц нецеллюлозных веществ из льноволокна для различной продолжительности предварительного замачивания

Из них следует, что фактор замачивания сильно влияет на кинетику очистки льноволокна, во-первых, усиливая процесс электроразрядного удаления нецеллюлозных веществ, во-вторых, увеличивая глубину очистки. Кроме того, в массиве волокон идут параллельно и одновременно два процесса: извлечение из волокон нецеллюлозных веществ и возвращение их в уже очищенные волокна. В интервале последовательностей от 50 до 100 импульсов для всех диапазонов скорость удаления наибольшая, поскольку здесь основной процесс – очистка. В интервале последовательностей от 100 до 150 импульсов практически для всех диапазонов происходит общее замедление удаления спутников целлюлозы, поскольку усиливаются процессы вторичного загрязнения. В интервале от 150 до 200 импульсов процессы очистки усиливаются и превалируют над процессами вторичного загрязнения, достигая максимума на высоком краю интервала. В интервале последовательностей от 200 до 250 импульсов и далее вновь резко усиливаются процессы вторичного загрязнения, m принимает минимальное значение и так далее. Следовательно, процесс электроразрядного извлечения нецеллюлозных веществ из льноволокна имеет волнообразный характер и целесообразнее строить экономный технологический процесс электроразрядной очистки волокна в первой стадии волны.

Все это показано в кинетике уноса инкрустирующих веществ из льноволокна, которые предварительно замачивались в течение различного времени, для каждого количества импульсов выбранных последовательностей с параметрами разрядного контура $W_0 = 50$ Дж, $C = 0,25$ мкФ, $U_0 = 20$ кВ.

Хорошо видно, что кинетика различна для частот посылок импульсов 2 (рис. 2,а) и 8 Гц (рис. 2,б). В первой последовательности (50 импульсов) самый высокий унос нецеллюлозных веществ в первом и во втором случаях, причем для частот посылок импульсов 8 Гц выше примерно на 50%, однако ко второй и третьей последовательностям (100 и 150 импульсов) этот унос и для 2 и 8 Гц практически одинаков. В четвертой и пятой последовательностях (200 и 250 импульсов) унос инкрустов при обработке разрядами с частотой посылок импульсов 2 Гц уже превышает аналогичный показатель обработки с частотой посылок импульсов 8 Гц. Даже поставленный на электроразрядную обработку сухой образец, отстаивая в первой и второй сериях по m , превзошел образец с четырехчасовым замачиванием по комплексному показателю.

На рис. 3 представлены результаты исследований скорости изменения m от частоты следования импульсов для волокна, которое помещалось в реактор сухим, то есть без предварительного за-

мачивания. Выбрана энергия в импульсе $W_0 = 50$ Дж. Самая высокая скорость наблюдалась при частоте посылок импульсов 2 Гц, что можно объяснить сравнительно высокой инерционностью массообменных процессов в капиллярных системах льноволокна, снижающей эффективность очищающего воздействия с частотой следования импульсов более 2 Гц.

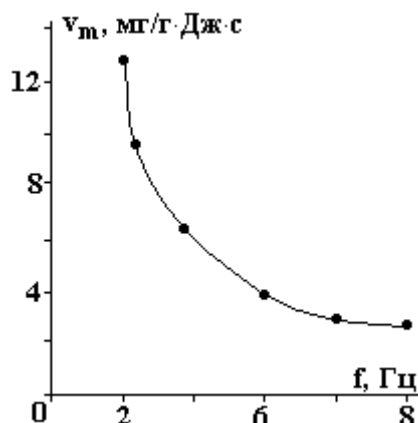


Рис. 3. Зависимость скорости удаления нецеллюлозных веществ из начально-сухого волокна от частоты посылок импульсов

На рис. 4 приведены данные по кинетике набухаемости H_m очищенных ранее электроразрядным способом с частотой посылок импульсов 8 Гц, предварительно замоченных образцов льноволокна. Эти образцы после очистки перед взвешиванием подвергались полному высушиванию, но затем хранились в обычных условиях и набирали влагу из воздуха, то есть поступали для исследования набухаемости несколько увлажненными. На рис. 5 – то же самое, но с частотой посылок импульсов 2 Гц. Максимум набухаемости достигается на образцах, которые были предварительно замочены на 4 часа. В целом набухаемость льноволокна весьма высока, быстро происходит увеличение поперечных размеров на величину от 1,2 до 1,6 раза при комнатной температуре. В подтверждение ранее сделанным наблюдениям образцы, полученные при частоте 2 Гц, отличаются большей набухаемостью, чем обработанные с частотой посылок импульсов 8 Гц. То есть в первом случае наблюдается более полное удаление инкрустов. Столь высокая набухаемость льноволокна, обработанного электроразрядом, позволяет сделать предположение, что оно должно хорошо окрашиваться.

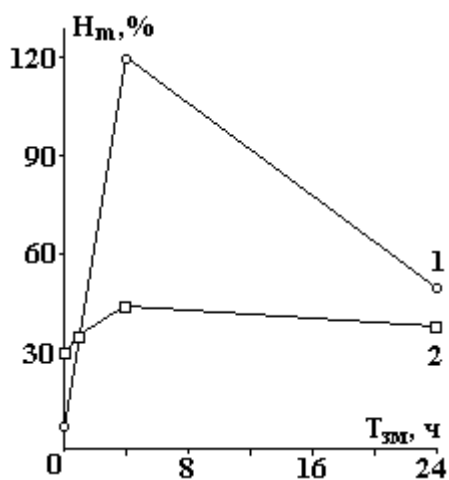


Рис. 4. Изменение набухаемости льноволокна, очищенного при частоте посылок импульсов $f = 8$ Гц после различного по времени предварительного (до очистки) замачивания. 1 – 50 импульсов; 2 – 250 импульсов

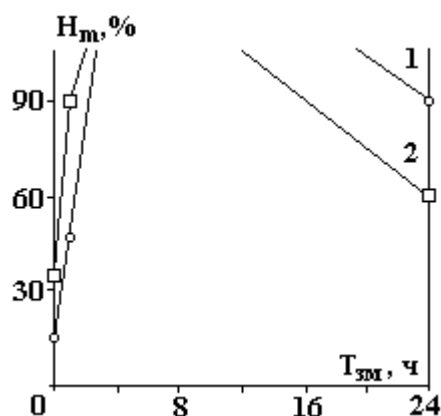


Рис. 5. Изменение набухаемости льноволокна, очищенного при частоте посылок импульсов $f = 2$ Гц после различного по времени предварительного (до очистки) замачивания. 1 – 50 импульсов; 2 – 250 импульсов

Рис. 6 наглядно иллюстрирует вторичную насыщенность льноволокна нецеллюлозными веществами, тормозящими дальнейшую набухаемость волокна в диапазоне 200 и 250 воздействующих импульсов.

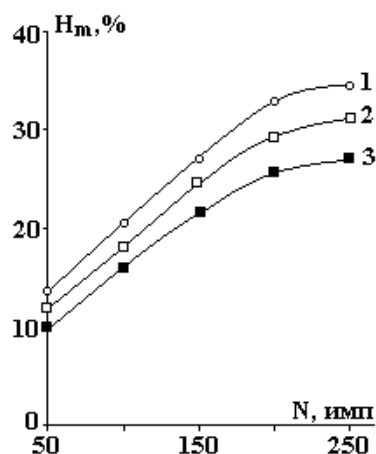


Рис. 6. Набухаемость сухого льноволокна, обработанного различными сериями импульсов с частотой посылок $f=2$ Гц; 1 – 100, 2 – 50, 3 – 25 Дж

Важно отметить что, если исходное перед обработкой состояние волокна льна сухое, то эффективность удаления нецеллюлозных веществ выше при частоте посылок импульсов сравнительно невысокой – до 2 Гц, что связано с процессом как бы замачивания волокна (быстрого под действием тех же разрядов), но при сравнительно высокой частоте посылок импульсов – 8 Гц – такое квазимачивание произойти не успевают.

Для дополнительной оценки полноты удаления нецеллюлозных веществ из волокон льна и демонстрации обратного процесса, то есть «загрязнения», производилось окрашивание образцов грубой льняной ткани (мешковина), предварительно отбеленных по разрядно-импульсной технологии (исходный цвет – желтоватый), а для сравнения – окрашенных по неотбеленным образцам из той же ткани (исходный цвет – серый).

Их цветовые координаты приведены в табл. 1.

Таблица 1. Исходные цветовые координаты образцов льняной ткани

Цветовая координата	Неотбеленного образца	Отбеленного разрядом образца
Оттенок	53	54
Насыщение	44	80
Яркость	219	219
Основные цвета		
красный	222	224
зеленый	225	230
синий	213	208

В качестве красителя использовался ярко-оранжевый активный – ярко-оранжевый КХ.

Окрашивание производилось при нормальной температуре $T_T = 23^\circ\text{C}$ с применением (время обработки – 2 мин) и без электрических разрядов (время окрашивания 2 и 60 мин). Энергия в импульсе при окрашивании $W_0 = 1,125$ Дж. После окрашивания проводилась быстрая промывка проточной водой в течение 2 мин.

Оценка окрашиваемости производилась по цветовым координатам: «оттенок», «насыщение», «яркость» и основным цветам «красный», «зеленый», «синий» в относительных единицах от 0 до 255 (от черного до белого).

Результаты оценки приведены в табл. 2 и 3.

Для полноты оценки следует сравнить данные табл. 2 с подобными данными окрашивания неотбеленных разрядом образцов льняной ткани, сохранившими весь остаток нецеллюлозных веществ в каналах и порах волокон и нитей.

Из результатов оценки окрашивания видно, что цветовые координаты в значительной степени зависят от исходного состояния образца (отбеленный – неотбеленный) по количеству оставшихся в волокне нецеллюлозных веществ. Но самое значительное – это удивительно высокая скорость окрашивания образцов ткани под воздействием разрядов в холодной воде, подтверждающее резкое усиление диффузионных и капиллярных процессов в волокнах и нитях. Именно эти процессы являются определяющими для кинетики удаления (замещения) нецеллюлозных веществ в льняных волокнах.

Таблица 2. Окрашивание отбеленных разрядом образцов ткани

Цветовые координаты	Образец № 1	Образец № 2	Образец № 3
Оттенок	22	22	16
Насыщение	231	233	234
Яркость	213	175	194
Основные цвета			
красный	251	248	250
зеленый	215	178	181
синий	175	102	138

Здесь и в табл. 3 образец № 1 – окраска 2 мин без разрядной интенсификации; № 2 – окраска 2 мин с разрядной интенсификацией; № 3 – окраска 60 мин без разрядной интенсификации

Таблица 3. Окрашивание неотбеленных разрядом образцов ткани

Цветовые координаты	Образец № 1	Образец № 2	Образец № 3
Оттенок	23	23	9
Насыщение	209	209	210
Яркость	188	200	181
Основные цвета			
красный	243	245	242
зеленый	193	204	146
синий	133	155	120

В целом анализ кинетики очистки льноволокна позволяет утверждать, что промышленная обработка льноволокна с целью удаления нецеллюлозных веществ должна производиться при невысоких уровнях энергии в импульсе (от 25 до 30 Дж), сравнительно высокой частоте (8 Гц) посылок импульсов, если принята технология предварительного замачивания волокна, но при сравнительно низкой частоте (2 Гц), если принята технология обработки волокна без предварительного замачивания. Должна применяться многоэлектродная разрядная система. Желательно использовать предварительно короткое (от 1 до 4 часов) замачивание льноволокна и вести обработку в назначаемом интервале последовательностей импульсов от нескольких десятков до 100 импульсов. Это весьма приемлемо для обработки волокна, погружаемого под тонким слоем воды на движущейся сетчатой конвейерной ленте.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ющишина А.Н., А.А. Смалько. Йодометрическое определение электроразрядной объемной кавитации // Электронная обработка материалов. 2002. № 3. С. 41–44.
2. Смалько А.А. Малюшевская А.П., Тихоненко С.М. О факторах, влияющих на электроразрядную кавитацию // Там же. 2003. № 4. С. 41–47.
3. Малюшевская А.П., Малюшевский П.П., Левда В.И. Электровзрывная нелинейная объемная кавитация в технологических реакторах. Часть 1 (Электроразрядное генерирование газовой фазы – зародышей кавитации) // Там же. 2004. № 1. С. 46–53.

Поступила 06.04.04

Summary

The article is dedicated to researches of electrodigit processing of lienen fibre with the purpose of deleting from it noncellulose matters (pectins, lignin, paraffinaceous and resins). The special attention is given to features of a kinetics of noncellulose matters' deleting from lienen fibre. The explanation to is obtained that the process of deleting of noncellulose matters of fibres can easily be replaced by process of secondary pollution of capillary tubes of fibres just unbound by noncellulose matters. With the purpose of analysis of a kinetics of processes of technological clearing and conditioning of lienen fibre in conditions of integrated effect of underwater electrical explosion, for quantitative assessments the integrating mass-power parameter [m] was selected. The analysis of a kinetics of deleting of noncellulose matters from lienen fibre has allowed to justify optimum regimes electrodigit lienen fibre's cottonization.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ И ПИЩЕВЫХ ПРОДУКТОВ

Н.И. Ботошан, М.К. Болога, С.Е. Берзой

КЛЕТОЧНАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОПЛАЗМОЛИЗА

*Институт прикладной физики АН РМ,
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова*

Введение

Внешнее воздействие электрического поля на заряженные частицы внутриклеточной и внеклеточной жидкостей биологического сырья является неоднозначным в отношении их участия в процессах переноса. Особую значимость при этом имеют клеточная мембрана и ее электрический потенциал. Различные подвижности разноименных носителей зарядов в проводящей, нейтральной среде приводят к возникновению флуктуаций объемной плотности заряда, если в ней происходят какие-либо реакции между составляющими веществами. В такой среде возникает локальная плотность участвующих в реакциях зарядов.

Известно, что объемная плотность ρ возникшего заряда в проводящей среде под действием вызванного им самим электрического поля будет уменьшаться с течением времени по закону

$$\rho = \rho_0 \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_M}\right),$$

где ρ_0 – объемная плотность заряда в момент времени $\tau = 0$, $\tau_M = \varepsilon_0 \varepsilon / \sigma$, ε – диэлектрическая проницаемость среды, σ – ее удельная электропроводность [1], τ_M – время диэлектрической релаксации (релаксации Максвелла). В проводящей среде благодаря подвижности носителей заряда происходит нейтрализация возникшего заряда, и, как следствие, в случае ограниченного пространственного объема среды возникший заряд будет накапливаться на его поверхности.

Избыточную плотность заряда следует определить как модуль разности $|\rho_+ - \rho_-| = \rho(\tau)$, где ρ_+ и ρ_- – плотности положительных и отрицательных носителей тока. Избыточная плотность является динамической величиной, которая в стационарном случае для нейтральной среды должна равняться нулю.

Поле с избыточной плотностью зарядов является суперпозицией полей разноименных зарядов:

$$\operatorname{div} \vec{E}_+ = \frac{\rho_+}{\varepsilon_0 \varepsilon}, \quad \operatorname{div} \vec{E}_- = \frac{\rho_-}{\varepsilon_0 \varepsilon},$$

и должно быть векторной величиной $\vec{E} = \left| \vec{E}_+ - \vec{E}_- \right|$, определяемой по знаку дивергенции:

$$\vec{E} = \begin{cases} \vec{E}_+ - \vec{E}_-, & \text{если, } \operatorname{div} \vec{E} \geq 0, \\ \vec{E}_- - \vec{E}_+, & \text{если, } \operatorname{div} \vec{E} < 0. \end{cases}$$

Вектор поля избыточной плотности зарядов удовлетворяет уравнению

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho(\tau)}{\varepsilon_0 \varepsilon}.$$

Если использовать линейный закон Ома для плотности тока, в поле избыточной плотности возникают плотности потоков разноименных зарядов: $\vec{j}_+ = \sigma_+ \vec{E}$, $\vec{j}_- = \sigma_- \vec{E}$, удовлетворяющих условию непрерывности потоков:

$$\operatorname{div} \vec{j}_+ + \frac{\partial \rho_+}{\partial \tau} = 0 \text{ и } \operatorname{div} \vec{j}_- + \frac{\partial \rho_-}{\partial \tau} = 0.$$

Следовательно, поле избыточного заряда должно удовлетворять условию:

$$\operatorname{div} \vec{E} = -\frac{\partial \rho(\tau)}{|\sigma_+ - \sigma_-| \partial \tau},$$

что приводит к релаксации согласно

$$\rho(\tau) = \rho_0 e^{-\frac{\tau}{\tau_M}},$$

где ρ_0 – начальная, избыточная плотность зарядов, $\tau_M = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon}{|\sigma_+ - \sigma_-|}$ – время релаксации избыточной плотности подвижных носителей заряда [2].

Таким образом, в электролитической среде с симметричной проводимостью разноименных ионов ($\sigma_+ = \sigma_-$) диэлектрическая релаксация не происходит, так как $\tau_M = \infty$. Не рассматривая задачи определения стационарного состояния системы нейтральных зарядов среды при ($\sigma_+ \neq \sigma_-$), отметим, что при условии $\sigma_+ > \sigma_-$ произойдет уменьшение плотности положительного заряда среды. Накопление положительного заряда на границе замкнутого объема связано с уменьшением числа положительных носителей в самой среде, что приведет к установлению равновесия σ_+ и σ_- . Эта взаимосвязь между кинетикой реакций, происходящих в клетке, и накоплением заряда на внутренней стороне мембраны, по-видимому, является ключевым механизмом клеточного обмена веществ.

Клеточная релаксация при уносе заряда с ее оболочки

В замкнутом, проводящем объеме свободные заряды скапливаются на его поверхности благодаря процессу "рассасывания". Если же замкнутый объем окружен селективно проницаемой мембраной для различных ионов, то благодаря максвелловскому "рассасыванию" избыточных зарядов из объема между поверхностями мембраны образуется разность потенциалов – типа заряженного сферического конденсатора. Аналогом замкнутого объема, окруженного липидной мембраной, является биологическая клетка. Обычно из-за различия величин подвижности основных клеточных ионов натрия и калия на внешней поверхности клеточной мембраны накапливается избыточный положительный заряд, на внутренней же поверхности остается равный по величине отрицательный заряд.

Нейтрализацией избыточного заряда на внешней оболочке можно нарушить жизнеспособность клетки. Опишем процесс клеточного обмена веществ модельной клетки положительными n_+ и отрицательными n_- зарядами между внутренней и внешней поверхностями мембраны [2].

Унос заряда с внешней поверхности клеточной мембраны можно описать системой уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dn_+}{d\tau} = n_- (\lambda - kn_+) - \lambda n_Q, \\ \frac{dn_-}{d\tau} = n_+ (\lambda - kn_-), \end{cases}$$

решение которой следует начинать с определения разбаланса зарядов на внешней и внутренней сторонах клеточной мембраны. Уравнение для разности зарядов на мембранном конденсаторе клетки получается вычитанием исходных уравнений системы:

$$\frac{d(n_+ - n_-)}{d\tau} = -\lambda(n_+ - n_-) - \gamma n_Q.$$

Решением дифференциального уравнения разбаланса является экспоненциальная функция

$$n_+ - n_- = u_0 \exp(-\lambda\tau) - \frac{\gamma}{\lambda} n_Q,$$

где u_0 константа неравновесного распределения носителей при $\tau = 0$.

В результате система дифференциальных уравнений расщепляется на два независимых нелинейных уравнения:

$$\dot{n}_+ = \left(n_+ - u_0 e^{-\lambda\tau} + \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right) (\lambda - kn_+) - \gamma n_Q, \quad \dot{n}_- = \left(n_- + u_0 e^{-\lambda\tau} - \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right) (\lambda - kn_-).$$

Рассмотрим решение системы для равновесного режима уноса заряда с внешней стороны мембраны начиная с времени установления равновесия на обкладках клеточного конденсатора ($\lambda \tau \gg 1$). В этом случае дифференциальные уравнения принимают вид:

$$\dot{n}_+ = -k \left\{ n_+^2 - \left(n_s - \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right) n_+ \right\}, \quad \dot{n}_- = -k \left\{ n_-^2 - \left(n_s + \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right) n_- + \frac{\gamma}{k} n_Q \right\}.$$

Интегрирование этих уравнений приводит к первичному результату вида

$$\left| \frac{n_+ - p_+}{n_+ - q_+} \right| = \bar{C}_+ \exp(-\alpha \tau), \quad \left| \frac{n_- - p_-}{n_- - q_-} \right| = \bar{C}_- \exp(-\alpha \tau),$$

где введены обозначения

$$\alpha = k \left| n_s - \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right| = k(p_+ - q_+) = k(p_- - q_-),$$

$$p_+ = \frac{1}{2} \left\{ \left(n_s - \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right) + \left| n_s - \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right| \right\}; \quad q_+ = \frac{1}{2} \left\{ \left(n_s - \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right) - \left| n_s - \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right| \right\},$$

$$p_- = \frac{1}{2} \left\{ \left(n_s + \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right) + \left| n_s - \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right| \right\}; \quad q_- = \frac{1}{2} \left\{ \left(n_s + \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right) - \left| n_s - \frac{\gamma}{\lambda} n_Q \right| \right\}.$$

Известно, что при $\tau = 0$ в уравновешенном режиме соблюдается соотношение $n_- - n_+ = (\gamma/\lambda)n_Q$. В этом случае решения n_+ и n_- обладают одинаковыми константами интегрирования. В самом деле, выражая n_+ через решение n_- , при помощи соотношения между ними получаем полное совпадение решений. Следовательно, уместно ввести единую константу \bar{C} . Учитывая свойство констант интегрирования, определим решения n_+ и n_- при начальном условии $n_+(\tau = 0) = n_s$. Для раскрытия модулей рассмотрим два случая величины внешнего воздействия уноса заряда с внешней стороны мембраны. При условии $n_s > (\gamma/\lambda)n_Q$ константа интегрирования равна $\bar{C} = \gamma n_Q / \lambda n_s$ и определяется произведением относительной концентрации n_Q/n_s к отношению факторов внешнего воздействия и переноса зарядов через мембрану γ/λ . Решения в этом случае имеют вид:

$$\frac{n_+}{n_s} = \frac{C_+}{C_s} = \frac{1 - \bar{C}}{1 - \bar{C} \exp(-\alpha \tau)}, \quad \frac{n_-}{n_s} = \frac{C_-}{C_s} = \frac{1 - \bar{C}^2 \exp(-\alpha \tau)}{1 - \bar{C} \exp(-\alpha \tau)}.$$

В противоположном случае $n_s < (\gamma/\lambda)n_Q$, решения имеют вид

$$\frac{n_+}{n_s} = \frac{C_+}{C_s} = \frac{(\bar{C} - 1) \exp(-\alpha \tau)}{\bar{C} - \exp(-\alpha \tau)}, \quad \frac{n_-}{n_s} = \frac{C_-}{C_s} = \frac{\bar{C}^2 - \exp(-\alpha \tau)}{\bar{C} - \exp(-\alpha \tau)}.$$

Скорость релаксационного процесса определяется величиной времени α^{-1} , которое равняется произведению коэффициента k на модуль разности $n_s - \frac{\gamma}{\lambda} n_Q$. Это указывает на то, что не величина внешнего воздействия является основанием для ускоренной релаксации системы зарядов, а разность значений равновесного числа носителей заряда и фактора их уноса с внешней стороны мембраны. Если проследить динамику изменения относительных концентраций числа носителей на мембране, то при условии $n_s < (\gamma/\lambda)n_Q$ обнаружим полный унос носителей заряда с внешней оболочки клетки. В случае, когда унос заряда с внешней поверхности мембраны незначительный, зарядовое равновесие на клеточном конденсаторе нарушается также незначительно. Однако наибольшее нарушение равновесия происходит при включении внешнего воздействия. Это обстоятельство указывает на то, что не так принципиальна величина внешнего воздействия для разрушения равновесного состояния клетки, как ее резкое включение. Это означает, что электроплазмолиз можно осуществить импульсами в умеренном токовом режиме.

Предельные равновесные значения числа носителей на обкладках клеточного конденсатора указывают на существование восстановительного процесса с последующей стабилизацией числа носителей на внутренней стороне клеточной мембраны ($n_-(\tau \rightarrow \infty) = n_s$) при умеренном токовом режиме $n_s > (\gamma/\lambda)n_Q$. Поэтому для умеренного режима электроплазмолиза важно создать токовые им-

пульсы с крутым резким фронтом. Когда внешнее токовое воздействие генерирует унос заряда, который значительно превышает равновесное значение числа зарядов на обкладках клеточного мембранного конденсатора, происходит изменение равновесного значения числа зарядов на внутренней стороне мембраны от n_s на $(\gamma/\lambda)n_Q$. Коэффициент γ/λ является существенной кинематической характеристикой внешнего воздействия на клетку. Фактически он равен отношению времени стабилизации равновесного состояния мембраны $\tau_s = 1/\lambda$ к времени включения внешнего воздействия $\tau_{ex} = 1/\gamma$, пока унос возрастает до n_Q . Другими словами, это время определяет крутизну фронта включения внешнего воздействия. Видно, что чем резче включение внешнего воздействия, тем значительнее начальное отклонение от равновесия числа носителей заряда на внутренней стороне клеточной мембраны. Отметим то важное обстоятельство, что, независимо от длительности обработки, на внутренней стороне клеточной мембраны происходит генерация избытка отрицательных зарядов, равного разности $n_- - n_+ = (\gamma/\lambda)n_Q$. Этот избыток зарядов на внутренней стороне мембраны создает

радиальное электрическое поле $\vec{E} = \frac{\gamma n_Q e \vec{r}}{4\pi \epsilon_0 \epsilon \lambda r^3}$, под действием которого происходит отталкивание из-

быточных зарядов на внутренней стороне мембраны. Клеточная оболочка принимает сферическую форму, подтверждающую выдвинутую ранее модель клетки [3], и в пределах эластичности мембраны клетка набухает. Если внешнее воздействие превысит предел прочности мембраны, произойдет так называемый полный ее плазмолиз. Значение клеточного тока определяется величиной n_Q – количеством унесенных зарядов с внешней оболочки клетки, а внешнее воздействие на величину генерируемого избыточного заряда на внутренней стороне мембраны – величиной $\frac{\gamma}{\lambda} n_Q = \frac{\tau_s}{\tau_{ex}} n_Q$. Это под-

тверждает особую значимость электрической обработки в умеренном токовом режиме; даже при незначительном по величине токе фактор разрушения может быть существенным. Таким образом, медленным включением тока можно достичь значительной его величины, не разрушая клеточное строение биологического сырья, выдерживая мягкий фактор быстроты включения внешнего воздействия γ/λ .

Иерархия релаксационных времен клеточных процессов. Прокомментируем иерархию

времен, характерных для описания модели клетки, среди которых: $\tau_M = \frac{\epsilon_0 \epsilon}{|\sigma_+ - \sigma_-|}$ – диэлектрической

релаксации плотности нейтральных зарядов внутри клетки; $\tau_s = 1/\lambda$ – установления зарядового равновесия на обкладках клеточного мембранного конденсатора; $\tau_D = 1/kn_0$ – диффузионной релаксации внутриклеточных флуктуационных зарядов; $\tau_{ex} = 1/\gamma$ – включения внешнего воздействия через унос зарядов с внешней стороны мембраны.

Генератором плотности зарядов во внутренней области клетки является разность проводимостей ионов среды $|\sigma_+ - \sigma_-|$ [1]. Концентрации и дрейфовые скорости в электрическом поле ионов зависят от биохимических реакций во внутренней области модельной клетки. Такая модель полностью подходит для описания плазмолиза клеток биологической среды.

Время τ_D имеет непосредственное отношение к генерации зарядов на мембране и ее стабилизации. Фактически времена τ_M и τ_D равны. Из этого равенства следует $n_0 = |\sigma_+ - \sigma_-|/k\epsilon_0\epsilon$, подтверждая ранее сказанное, что генерация числа зарядов n_0 происходит благодаря отличию проводимостей ионов. Учитывая равенство $\sigma_+ - \sigma_- = n_0 e (v_+ - v_-)$, получаем выражение: $k = e |v_+ - v_-|/\epsilon_0\epsilon$, где v_+ и v_- – подвижности ионов.

Время стабилизации числа носителей заряда на клеточном мембранном конденсаторе τ_s определяет промежуток времени, за который число зарядов на внутренней стороне мембраны изменяется на величину $n_0 - n_s$, естественно, n_0 должно превышать величину n_s . Это означает, что клеточная мембрана имеет избирательную пропускную способность – пропускает только заряды с внутренней стороны мембраны во внешнюю. Если же пропускная способность мембраны будет больше или равна числу генерируемых зарядов ($n_s \geq n_0$), тогда заряды будут накапливаться только на внешней сто-

роне мембраны, что означает гибель клетки из-за нейтральности среды – за время τ_D этот заряд рассеется окружающей средой. Кроме того, отсутствие зарядов на клеточном мембранном конденсаторе означает отсутствие процесса клеточного обмена. Тем самым подчеркивается особая роль избирательной пропускной способности биологических клеточных мембран, которые обладают этим свойством.

Последняя из введенных характеристик – время включения внешнего воздействия, при этом не указан характер внешнего воздействия, приводящего к уносу заряда с внешней стороны мембраны. Дело в том, что любое воздействие на модельную клетку, вызывающее унос зарядов с внешней стороны мембраны, будет вызывать клеточные преобразования, аналогичные токовому воздействию. Время τ_{ex} указывает лишь быстроту включения воздействия. Заметим, что прибавка к плотности полного тока в случае электрического воздействия определяется проводимостью положительных зарядов $\sigma_+ = n_D e v_+ N$, где N – полное число клеток в обрабатываемом объеме сырья. Унос только одного заряда из каждой клетки обеспечивает прибавку к плотности полного тока значительной величины $N \approx 10^9$. Если абстрагировать внешнее воздействие фактором централизованного управления и контроля над динамикой клеточных процессов через кинетику биохимических реакций во внутреннем объеме клетки, тогда по крайней мере для клеток растительного и животного происхождения этот параметр определяет состояние их тургора. В самом деле, положительная разность зарядов $n_- - n_+ = (\gamma/\lambda)n_Q$, определяемая фактором внешнего воздействия, порождает отрицательный заряд во внутреннем объеме клетки – $Q_- = e \frac{\gamma}{\lambda} n_Q$, который поддерживает мембрану в состоянии сферической формы. Благодаря этому на внутренней стороне мембраны накапливается избыток отрицательного заряда плотностью $\rho = e \gamma n_D / 4\pi \lambda r^2$, который создает на мембране давление $P = \frac{e^2 \gamma^2 n_Q^2}{16\pi^2 \epsilon_0 \epsilon r^4}$.

Именно это давление поддерживает мембрану в напряженном состоянии, а квадрат характеристики внешнего воздействия $\left((\gamma/\lambda)n_D\right)^2$ в этой формуле указывает на то, что отклик действия на мембрану внешнего фактора усилен квадратично. Возможно, именно таким образом нервные импульсы управляют состоянием клеток живого организма. Кроме этого фактора управления кинетикой клеточных реакций особую роль играют факторы давления, температуры и обмена веществ через мембрану, которые здесь не учтены.

В заключение подчеркнем, что большое количество иерархических времен, казалось бы, должно понижать роль и способность выдвинутой модели. Однако анализ показывает, что она содержит лишь одно нововведенное время τ_s , так как остальные либо взаимно определяемые, либо внешне контролируемые.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Калашиников С.Г.* Электричество. М., 1977.
2. *Ботошан Н.И., Болога М.К., Берзой С.Е.* Время релаксации Максвелла и электризация проводящих сред // *Электронная обработка материалов.* 2003. № 6. С. 44–52.
3. *Ботошан Н.И., Болога М.К., Берзой С.Е.* Некоторые особенности разрядных и токовых режимов электроплазмолиза // Там же. 2004. № 2. С. 59–63.

Поступила 17.03.04

Summary

Peculiar side of the principle of rejection of ions with surplus mobility for vital activity of biological cells and maintenance of electric potential on the membrane is obtained. Membrane transport and conditions of potential neutralization on the membrane at charge carrying away from the cell membrane are considered. Hierarchy of the time relaxations of the cellular processes are presented and conditions of Electropasmolysis are defined by transition into stage of irreversibility of restoration of cellular membrane potential. A simple mathematical model of membrane transport stabilization has been investigated and the main characteristics of cell exchange, conditions of ensuring of the state of turgor, causes of cell death due to the breach of cell exchange have been determined. Possibility of destabilization of cellular processes until destroying of cell structure by electropasmolysis is mentioned.

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ (ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ) НА РЕГУЛЯТОРНЫЕ СИСТЕМЫ ЧЕЛОВЕКА И АДЕКВАТНОСТЬ ЕГО ПОВЕДЕНИЯ В СТРЕССОВЫХ СИТУАЦИЯХ НА ЗЕМЛЕ И В КОСМОСЕ

**Институт физики полупроводников НАН Украины,
пр. Науки, 45, 03028, г. Киев, Украина
** Департамент ГАИ МВД Украины,
ул. Лукьяновская, 52б, 01071, г. Киев, Украина*

Обзор литературных данных

Несмотря на некоторую неоднозначность в существующих взглядах на механизмы формирования геомагнитных бурь (ГМБ) в окружающей нас магнитосфере [1], бесспорна их связь с солнечной активностью (СА) [2]. Кроме того, убедительно установлена связь СА и ГМБ с сердечно-сосудистыми заболеваниями [3 – 7], определено наличие корреляции сердечного ритма с индексом геомагнитных возмущений (ГМВ) [8], выявлено влияние ГМБ на нервно-психологическое состояние [9] и связь между динамикой ГМБ и смертностью, связанной с сердечно-сосудистыми кризисами [10, 11] и заболеваниями крови [12].

Столь надежно установленная связь ГМБ с психофизиологическим состоянием человека привела исследователей к мысли о необходимости выявления корреляции ГМБ и ГМВ с правильностью экспромтного выбора ответственных решений, принимаемых космонавтами, летчиками сверхзвуковой авиации и даже водителями современных быстроходных транспортных средств, вынужденных прибегать к этому буквально в режиме "молниеносного" реагирования на угрожающую тяжкими последствиями внешнюю обстановку. Такие сведения можно получить, сопоставляя, например, действия водителей транспортных средств, приведших к тяжким (летальным) последствиям в дорожно-транспортных происшествиях (ДТП), с уровнем геомагнитной обстановки, характерной для тех же временных интервалов, в течение которых ДТП происходили [13]. Полученная на обширном массиве опытных данных такая информация о корреляции названных показателей ГМБ с ДТП безусловно это как утверждение будет объективной, а ее результаты (с учетом необходимых временных поправок), несомненно, могут быть распространены и на класс операторов типа летчиков и космонавтов, работающих еще в более жестких (временных) условиях.

Работы [14, 15] иллюстрируют полную корреляцию между солнечной и магнитной активностью за 50 и 100 лет соответственно.

По свидетельствам авторов [13], врач из Мюнхена Р. Рейтер впервые сравнил данные 150 тысяч ДТП, происшедших в этом городе в 1950–1951 гг., с показателями СА (которые он устанавливал по нарушению радиосвязи на сверхдлинных волнах) и определил, что в дни повышенной СА число ДТП в городе резко возросло. С помощью автоматической записи он установил, что в дни повышенной СА реакция человека на сигнал замедлялась почти в четыре раза. Эти результаты (из данных авторов [13]) были независимо подтверждены К. Вернером на материале 67 727 ДТП в Гамбурге.

Проведенное авторами [11] на протяжении 1958–1964 гг. в Томске сравнение ежедневных данных о ДТП с характеристиками СА показало возрастание относительного числа ДТП в дни ГМБ почти в четыре раза по сравнению с числом ДТП в магнитоспокойные (МС) дни.

Считая, что малейшие отклонения от нормального состояния нервной системы водителей транспортных средств в условиях ГМБ может существенно сказаться на увеличении удельного числа ДТП (в пересчете на каждую тысячу машин), Масамура [16] сопоставил число ДТП в Токио и по всей Японии (за период времени с 1943 по 1965 г.) с изменением чисел Вольфа W за те же годы и получил

между этими данными хорошую корреляцию (рис. 1). А чтобы исключить влияние региональных микроклиматических условий на изменение числа ДТП в [16] приведено (воспроизводимое на рис. 2) количество ДТП в 10 городах Японии на каждый день с 1 по 15 июля 1966 г. с учетом того, что именно 7 июля 1966 г. на Солнце наблюдалась сильная хромосферная вспышка.

Как видно из рис. 2, приблизительно в этот день (или сутками позже) во всех 10 городах Японии отмечен резкий рост числа ДТП. Это и понятно, если учесть, что ГМБ на Земле наступает обычно не непосредственно после сильных хромосферных вспышек на Солнце, а некоторое время (~26 часов) спустя [14]. Исследуя связь СА с тяжестью последствий ДТП в Москве, авторы [13] показали, что ежедневное число пострадавших в магнитовозмущенные (МВ) дни в 1973 г. оказалось на 10,6% больше, чем в магнитоспокойные (МС), а в 1974 г. этот показатель составил 20,6%. При этом следует помнить, что и количество МВ дней в разные годы различное.

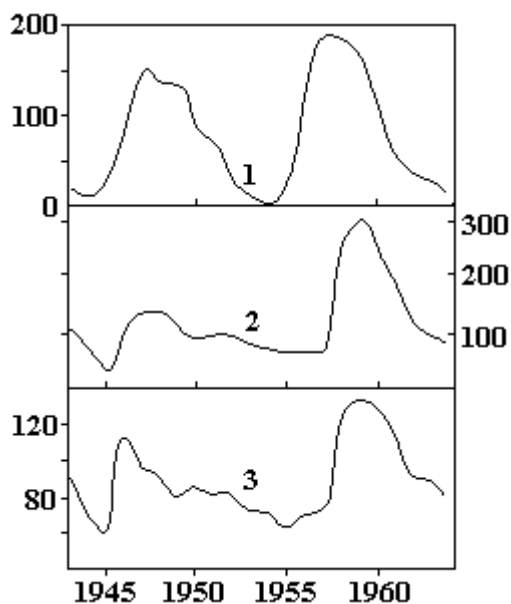


Рис. 1. Сравнение числа дорожных происшествий с солнечной активностью [16].

1 – числа Вольфа; 2 – число дорожных происшествий в Токио; 3 – то же по всей Японии. По оси ординат: для кривой 1 – числа Вольфа по Цюриху; для кривых 2 и 3 – число дорожных происшествий, приходящееся на 1000 автомобилей

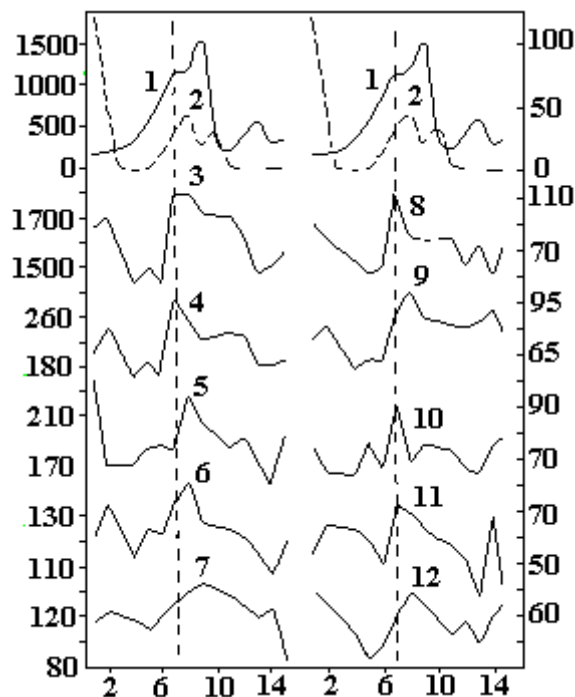


Рис. 2. Сравнение числа дорожных происшествий с 1 по 15 июля 1966 г. в различных городах Японии с солнечной активностью [16].

1 – площадь солнечных пятен на всем диске Солнца; 2 – площадь пятен в его центральной зоне; 3 – число происшествий по всей Японии; 4 – то же в Токио; 5 – в Осаке; 6 – в Нагое; 7 – в Кобе; 8 – в Иокагаме; 9 – в Шизуоке; 10 – в Фукуоке; 11 – в Киото; 12 – в Ураве. По оси ординат: для кривых 1 и 2 – площадь пятен в миллионных долях полусферы Солнца; для кривых 3–12 – число происшествий; по оси абсцисс – даты июля 1966 г.; пунктиром показан момент сильной хромосферной вспышки

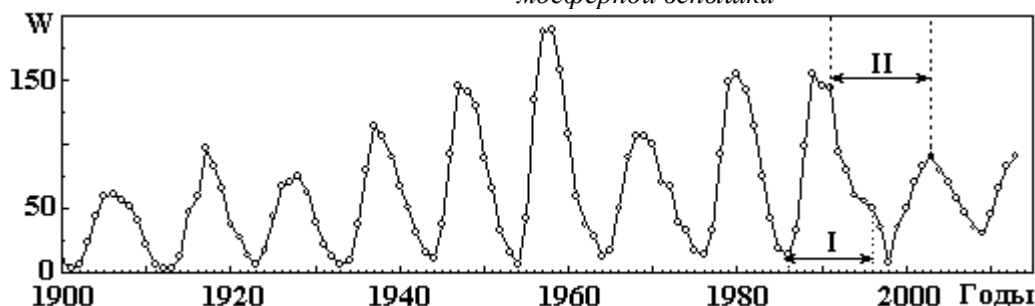


Рис.3. Числа Вольфа, характеризующие СА за 100 лет

Принимая во внимание хорошо выраженную (на огромном временном интервале $t \sim 100$ лет) 11-летнюю периодичность СА (см. рис. 3, построенный по данным RWC Belgium World Data Center for the Sunspot Index), представляет интерес выявить корреляцию изменений СА с усредненным числом ДТП на протяжении каждого года. В пределах одного из максимумов рис. 3 (между 1986 и 1996 гг., обозначенного числом I) это сделано автором [17], данные которого (рис. 4) (в виде огибающей для усредненных чисел \bar{n} ДТП) хорошо повторяют ход $W = f(t)$, изображаемый нижней кривой.

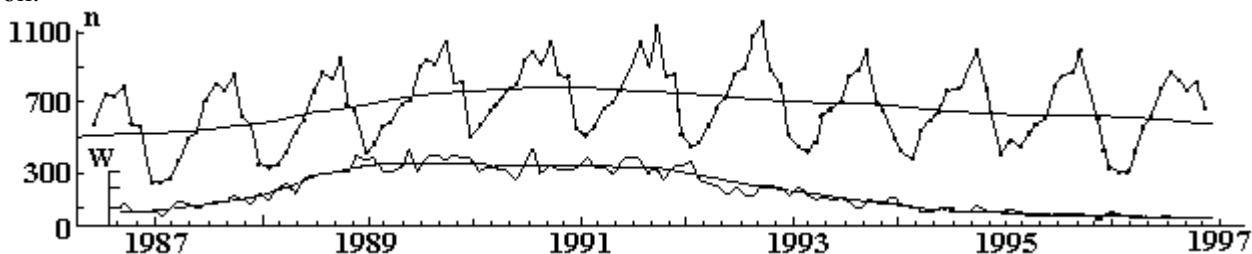


Рис. 4. Распределение количества летальных исходов n в результате ДТП по месяцам за период 1986-1997 гг. и корреляция этой зависимости с функцией $W = f(t)$ за этот же период времени [17]

Результаты наблюдений и их обсуждение

Провал функции $W = f(t)$ на рис. 3 (между 1991 и 2003 гг. – обозначенный числом II) исследован в нашей работе и представлен на рис. 5. Как и в работе [17] наблюдается корреляция изменений СА во времени $W = f(t)$ как с числом человеческих жертв ДТП за соответствующий год N , так и с тяжестью последствий ДТП, определяемой в виде соотношения $ТП = N/100ДТП = f(t)$.

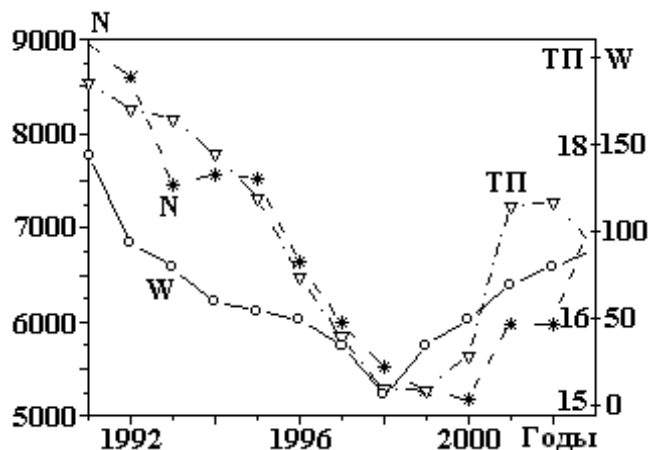


Рис. 5. Корреляция функции $W = f(t)$ с ежегодным числом человеческих жертв от ДТП (N) с тяжестью последствий ($ТП$) за период 1991–2003 гг. по статистическим данным Управления ГАИ Украины

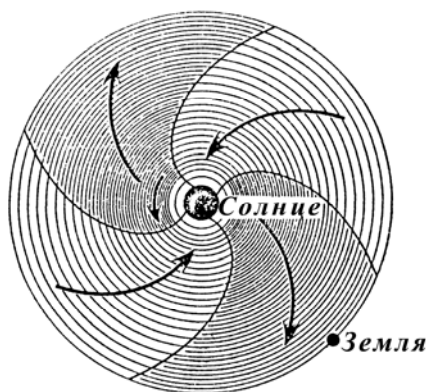


Рис. 6. Секторальная структура силовых линий межпланетного магнитного поля (ММП) в плоскости орбиты Земли по данным работы [18]

Учитывая, по данным работы [18], вид секторальной структуры межпланетного магнитного поля (ММП), изображенного на рис. 6, рассмотренные ранее в работе [19] отклонения магнитной

возмущенности от среднего значения (приводимого на вставке рис. 7,б в виде штриховой линии) с максимумами в области марта и октября каждого года – необходимо рассматривать в виде следствия указанной структуры ММП.

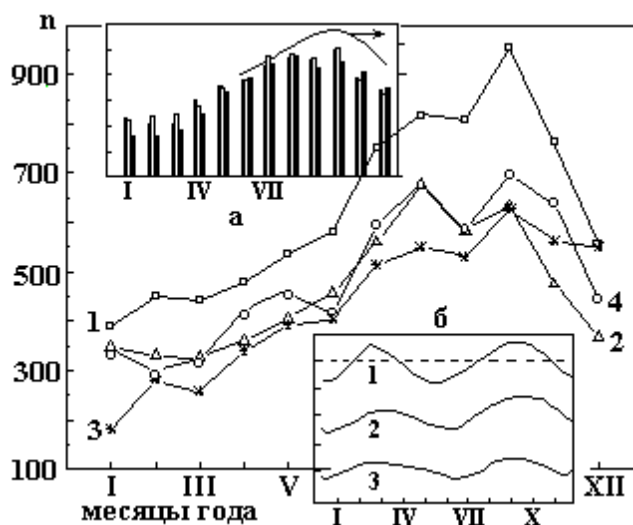


Рис. 7. Распределение месячных человеческих жертв от ДТП (n) в Украине за 1995 (1), 1998 (2), 2000 (3) и 2001(4) гг. (О вставках а) и б) см. в тексте)

Для времени (июнь–ноябрь), характеризуемого постоянством количества ТС на автомагистралях Украины, корреляция человеческих жертв ДТП по данным Управления ГАИ МВД Украины с октябрьским максимумом ГМБ за 1994–1996 гг. установлена авторами работы [20] и приведена в виде вставки на рис.7.а. Аналогичные данные с разрывом по времени между собой в 1, 2 и 3 года (кривые 1 – 4 на рис. 7) также подтверждают максимум человеческих жертв ДТП, приходящийся на октябрь.

Выводы

1. Имеющиеся в литературе и полученные авторами данные убедительно свидетельствуют о вредном воздействии ГМБ на психофизиологическое состояние водителей автотранспорта, что на 10–20% повышает количество жертв ДТП.

Учитывая огромные масштабы человеческих жертв ДТП (исчисляемые в масштабах Украины 5–9 тыс. человек в год), а также принимая во внимание временное запаздывание ГМБ (приблизительно на 26 часов по отношению к мощным извержениям на Солнце), желательно в масштабах страны организовать астрофизическую службу, которая информировала бы (одновременно, например, с прогнозом погодных условий) страну о предстоящих ГМБ с тем, чтобы водители ТС (и не совсем здоровые люди) заблаговременно могли принять необходимые меры предосторожности, – подобно тому, как поступали в довоенные годы отдыхающие (и лечащиеся) на курортах Сочи, прислушиваясь к предупреждениям медслужбы, оберегавшей (по примеру медслужб многих зарубежных здравниц) больных сердечно-сосудистыми заболеваниями от атак СА и связанных с ней ГМБ. Ибо, когда речь идет о здоровье и жизни людей, можно не сомневаться, что ничтожные затраты на оповещение страны (по телевизору или радио) о предстоящей ГМБ будут окупаться с лихвой. Основой для такого заключения может служить то, что даже самые примитивные меры предосторожности, предпринимаемые здоровыми и серьезными водителями ТС, а также лицами со слабым здоровьем (но внимательными к добрым советам) – по самым скромным оценкам (проведенным с учетом изложенных выше данных) – спасут жизнь сотням людей.

2. Разрабатывая безопасные условия работы космонавтов, управляющих космическими кораблями, движущимися на околоземных орбитах, необходимо проявлять заботу о защите экипажа и пассажиров от вредного воздействия магнитных бурь наряду с защитой от жесткой радиации. Ибо, если пренебрежение этим фактором при освоении орбитальных полетов еще и можно было простить (хотя, возможно, и не всегда оправданно), то беспечным покорителям межпланетных трасс магнитные бури, несомненно, напомнят о своем существовании. Следовательно, обсуждаемый фактор (в виде МБ и ММВ), вредное воздействие которого так ярко проявляется в условиях работы наземных транспортных средств (движущихся с относительно малыми скоростями), в условиях космических скоростей (и весьма низкой комфортности) – ни в коем случае не должен быть пренебрегаемым.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ермолаев Ю.И., Ермолаев М.Ю. О некоторых статистических взаимосвязях солнечных, межпланетных и геомагнитосферных возмущений в период 1976–2000 г. // Космические исследования. 2002. Т. 40. № 1. С. 3.
2. Чижевский А.Л., Шишина Ю.Г. В ритме Солнца. М., 1969.
3. Новикова К.Ф., Панов Т.Н., Шушаков А.П. Геомагнитные возмущения и инфаркты миокарда // Солнечные данные. 1966. № 2. С. 69–73.
4. Сосунов А.В., Маник Ю.С. Материалы к изучению роли циклической деятельности Солнца в патогенезе важнейших сердечно-сосудистых заболеваний // Там же. 1966. № 4. С. 73–76.
5. Рывкин Б.А. Заболеваемость инфарктом миокарда и некоторые показатели солнечной активности // Там же. 1966. № 6. С. 70–74.
6. Седов К.Р., Королева Н.Н. Солнечная активность и сердечно-сосудистые катастрофы // Там же. 1966. № 11. С. 83–84.
7. Рывкин Б.А., Рывкина Ф.З., Коберина Б.И. и др. К вопросу о солнечно-земных связях в клинике сердечно-сосудистых заболеваний // Там же. 1967. № 4. С. 82–85.
8. Кайбышев М.С. Возмущенность геомагнитного поля и сердечный ритм // Солнечные данные за 1968 г. Л., 1969. № II. С. 96–98.
9. Лебедев В. Когда нет магнитного поля // Авиация и космонавтика. 1966. № 7. С. 28–30.
10. Алабовский Ю.И., Бабенко А.Н. Смертность от сосудистых заболеваний головного мозга в годы с различным уровнем магнитной активности // Влияние СА на атмосферу и биосферу Земли. 1971. М., С. 189–190.
11. Осипов А.И., Десятов В.Л. К вопросу о механизме влияния колебаний активности Солнца на организм человека // Там же. С. 204–208.
12. Платонова А.Т. Изменения в свертываемости крови за 1949–1966 гг. и солнечная активность // Там же. С. 191–193.
13. Загускин Ю.С., Иванов В.Н. Исследование связи СА и тяжести последствий ДТП в Москве. С. 59–63 (В сб.ст. Проблемы космической биологии (под ред. акад. В.Н. Черниговского) Т. 43, М., 1982.
14. Чижевский А.Л. Земное эхо солнечных бурь. М., 1976.
15. Почтарев В.И. Магнетизм Земли и космического пространства. М., 1966.
16. Масамура Ш. Сильный эффект солнечной активности в дорожных происшествиях. С. 209–210. (В кн.: Влияние СА на атмосферу и биосферу Земли. М., 1971).
17. Романчук П.Р. Вплив сонячної активності на ДТП // Автошляховик України. 1999. № I. С. 27.
18. Казимировский Э.С. Мы живем в короне Солнца. М., 1983.
19. Дубров А.П. Геомагнитное поле и жизнь. Л., 1974.
20. Баранський П.І., Венгер Є.Ф., Гайдар О.В. Вплив сонячно-земних зв'язків на регуляторні системи людини і стан аварійності на автомагістралях // Доповіді НАН України. 1999. № 8. С. 176–178.

Поступила 29.03.04

Summary

To the present time the interrelation between the geomagnetic storms (GMS) or magnetic disturbances (MD) with psychophysiological states of the man reliable was established. This to guide authors on the thought about necessity of emergence is there interrelation between GMS (or MD) and as far as right their selecting of the responsible decisions by the specialists of any professions. The cosmonauts, pilots of supersonic aviation and even the drivers of modern high-speed cars are the representatives of such professions. The representatives every of mentioned above professions instantly had to reach on the outward situation which fraught with serious consequences. The actual material about road-transport accidents (RTA) which was happened on Ukraine highways and in other countries during ten years was shown that the clear interrelation exist between the GMS and RTA; the estimations carried out by us shown, that if only astronomers in advance let know beforehand the representatives named above professions about a rise of sun's activity and forthcoming GMS's, which perform in terrestrial conditions near 26 hours late as compared with discovered the eruptions on the Sun, that by means of taking definite precautions it can be markedly reduce (to 20% at most carefully estimations). Undoubtedly that this precautions can be render inestimable services for cosmonauts (and astronauts), who are in wittingly more complicated and least comfortable not for work, but for itself way of life.

И.Ю. Гребенников, В.И. Гунько, А.Я. Дмитришин, Л.И. Онищенко, И.С. Швец

О ПОВЫШЕНИИ УДЕЛЬНЫХ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК И РЕСУРСА ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,
пр. Октябрьский 43-А, г. Николаев, 54018, Украина*

Возрастающий уровень высоковольтной импульсной техники требует создания новых типов высоковольтных импульсных конденсаторов с повышенными значениями удельной запасаемой энергии и ресурса. Такие конденсаторы необходимы для многих областей науки и техники (лазерная техника, нефтедобыча и др.), где особенно остро стоят вопросы снижения массогабаритных показателей, повышения удельных энергетических характеристик, надежности и срока службы оборудования электрофизических установок.

Проведенные в Институте импульсных процессов и технологий НАН Украины исследования показали, что повышение удельных энергетических характеристик и ресурса высоковольтных импульсных конденсаторов может быть достигнуто применением в качестве рабочего диэлектрика секций конденсаторов чистопленочной изоляции, пропитанной неполярным жидким диэлектриком с высокой газостойкостью и стойкостью к частичным разрядам, с низким тангенсом угла потерь.

Удельная запасаемая энергия конденсаторов по объему (удельная энергоемкость $W_{уд}$ чисто пленочного пропитанного конденсаторного диэлектрика без учета характеристик материала обкладок) может быть определена по известной формуле

$$W_{уд} = \frac{\varepsilon_n \cdot E_p^2 \cdot \left[d_n + \left(\frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_{жс}} \right) \cdot d_{жс} \right]}{2 \cdot (\rho_n \cdot d_n + \rho_{жс} \cdot d_{жс})}, \quad (1)$$

где ε_n , $\varepsilon_{жс}$ – относительные диэлектрические проницаемости полимерной пленки и пропитывающей жидкости соответственно; E_p – рабочая напряженность электрического поля в диэлектрике; d_n , $d_{жс}$ – общие толщины пленки и пропитывающей жидкости; ρ_n , $\rho_{жс}$ – плотности пленки и жидкости.

Ранее вопросам повышения удельной энергоемкости конденсаторов с чисто пленочным рабочим диэлектриком уделялось внимание в работах [1, 2]. В [1] повышение удельной запасаемой энергии конденсатора в соответствии с приведенной формулой достигалось за счет увеличения относительной диэлектрической проницаемости пленочного диэлектрика посредством применения поливинилиденфторидной пленки (ПВДФ). Однако пленка ПВДФ с ε_n от 10 до 14 из-за высоких диэлектрических потерь (при частоте 10^3 Гц и температуре 20°C $\text{tg}\delta = 0,015$, а при более высокой частоте 10^6 Гц – $\text{tg}\delta = 0,22$) может применяться только в конденсаторах, эксплуатирующихся в моноимпульсном режиме, и уже при частоте следования зарядов-разрядов 1 – 2 Гц в структуре рабочего диэлектрика конденсатора возникают места локального перегрева, что приводит к его быстрому выходу из строя.

В [2] с учетом [1] уже рассматривалась не сама ПВДФ пленка, а композиция полиэтилентерефталатной пленки ПЭТ-КЭ толщиной $d_{п1} = 20$ мкм и $\varepsilon_{п1} = 3,2$ и нанесенным на нее слоем ПВДФ пленки толщиной $d_{п2} = 2$ мкм и $\varepsilon_{п2} = 10$, то есть суммарной толщиной $d_n = 22$ мкм. Для сравнения рассматривалась полипропиленовая пленка ПП с $\varepsilon_n = 2,2$. Определим эквивалентную относительную диэлектрическую проницаемость ε_n композиции ПЭТ-КЭ -ПВДФ по известной формуле

$$\varepsilon_n = \frac{d_n}{\frac{d_{n1}}{\varepsilon_{n1}} + \frac{d_{n2}}{\varepsilon_{n2}}}. \quad (2)$$

Величина эквивалентной относительной диэлектрической проницаемости композиции ПЭТ-КЭ-ПВДФ составляет $\varepsilon_n = 3,41$, то есть по сравнению с пленкой ПЭТ-КЭ возрастает незначительно, но как показано в [2], длительная электрическая прочность этой композиции выше, чем у ПВДФ пленки. Однако здесь также наблюдаются места локального перегрева.

Вопросу повышения удельной запасаемой энергии конденсаторов за счет применения чисто пленочного диэлектрика уделено внимание и в [3]. Но в этой работе чисто пленочный диэлектрик рассматривался применительно к повышению рабочей частоты следования зарядов-разрядов конденсаторов, и здесь не отражена взаимосвязь среднего ресурса конденсаторов с их удельной запасаемой энергией в случае применения чисто пленочного диэлектрика.

Цель данной статьи – оценка достижимой удельной энергоемкости высоковольтных импульсных конденсаторов на основе пропитанных чисто пленочных диэлектриков с учетом ресурса конденсаторов.

В качестве объектов исследования использовались следующие структуры трехслойного чисто пленочного диэлектрика:

- полипропиленовый толщиной 36 мкм на основе полипропиленовой пленки ПП-КСШ;
- полиэтилентерефталатный толщиной 35 мкм на основе полиэтилентерефталатной пленки ПЭТ-КЭ;
- комбинированный полипропиленово-полиэтилентерефталатный толщиной 34 мкм на основе двух слоев полипропиленовой пленки ПП-КСШ и расположенного между ними слоя полиэтилентерефталатной пленки ПЭТ-КЭ.

В качестве жидких пропитывающих диэлектриков исследовались фенилксиллэтан (ФКЭ) и трансформаторное масло Т-1500.

Экспериментальные исследования кратковременной и длительной электрической прочности выбранных структур чисто пленочного диэлектрика проводились на макетах секций высоковольтного импульсного конденсатора.

В табл. 1 приведены данные экспериментальных исследований по определению кратковременной электрической прочности различных структур чисто пленочного диэлектрика.

Критерием отбора структур чисто пленочного диэлектрика для проведения экспериментальных исследований по определению их длительной электрической прочности служили величины их кратковременной электрической прочности. Поэтому для проведения дальнейших исследований выбраны структуры с наибольшей электрической прочностью – полипропиленовый диэлектрик, пропитанный фенилксиллэтаном; полиэтилентерефталатный, пропитанный трансформаторным маслом Т-1500, и комбинированный полипропиленово-полиэтилентерефталатный, пропитанный ФКЭ и трансформаторным маслом Т-1500.

Таблица 1. Данные по определению кратковременной электрической прочности

Диэлектрик пленочный	Пропитывающий диэлектрик	d_n , мкм	$\text{tg}\delta$	$R_{из}$, МОм	$E_{пр}$, кВ/мм
Полипропиленовый	фенилксиллэтан	36	0,0015	12500	424,6
	трансформаторное масло Т-1500		0,0009	23000	334,3
Полиэтилентерефталатный	фенилксиллэтан	35	0,0079	17500	325,7
	трансформаторное масло Т-1500		0,0077	25000	437,1
Полипропиленово-полиэтилентерефталатный	фенилксиллэтан	34	0,0027	13000	407,8
	трансформаторное масло Т-1500		0,0024	25000	453,0

Исследования по определению длительной электрической прочности различных структур чисто пленочного диэлектрика на макетах секций проводились в режиме колебательного разряда с реверсом разрядного тока 0,3, частотой следования зарядов-разрядов 1,5 Гц при высоких значениях рабочей напряженности электрического поля в диэлектрике.

В табл. 2 приведены данные экспериментальных исследований по определению длительной электрической прочности.

По результатам испытаний с использованием эмпирических формул построены графики зависимости удельной запасаемой энергии высоковольтного импульсного конденсатора от его ресурса при рабочих напряженностях электрического поля в диэлектрике до 183,8 кВ/мм.

Таблица 2. Данные по определению длительной электрической прочности

Диэлектрик пленочный	Пропитывающий диэлектрик	d_n , мкм	$E_{раб}$, кВ/мм	$N_{ср}$, зарядов-разрядов
Полипропиленовый	фенилксиллилэтан	36	173,6	$5,96 \cdot 10^5$
Полиэтилентерефталатный	трансформаторное масло Т-1500	35	178,6	$4,83 \cdot 10^5$
Полипропиленово-полиэтилентерефталатный	фенилксиллилэтан	34	183,8	$6,27 \cdot 10^5$
	трансформаторное масло Т-1500		183,8	$5,3 \cdot 10^5$

На рис. 1 и 2 показаны кривые зависимости удельной запасаемой энергии конденсатора от ресурса для различных структур чисто пленочного диэлектрика, пропитанных ФКЭ и трансформаторным маслом Т-1500, в сравнении с бумажно-пленочным диэлектриком, пропитанным касторовым маслом.

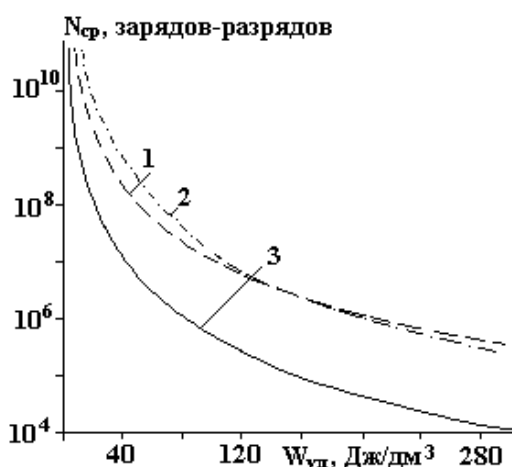


Рис. 1. Зависимость среднего ресурса конденсаторов от удельной запасаемой энергии при пропитке пленочного диэлектрика фенилксиллилэтаном в сравнении с бумажно-пленочным диэлектриком, пропитанным касторовым маслом. 1 – полипропиленовый диэлектрик, 2 – комбинированный полипропиленово-полиэтилентерефталатный диэлектрик, 3 – комбинированный бумажно-пленочный диэлектрик, пропитанный касторовым маслом

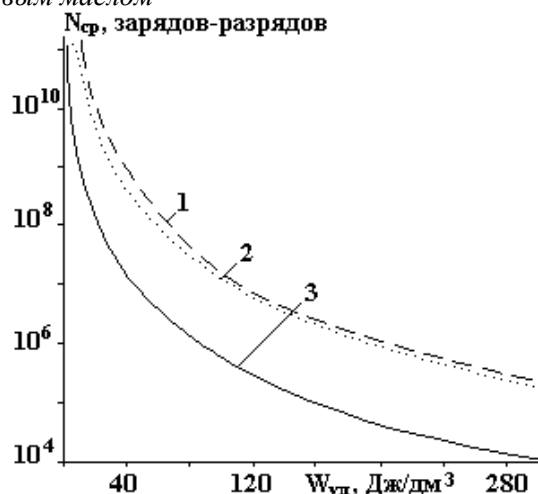


Рис. 2. Зависимость среднего ресурса конденсаторов от удельной запасаемой энергии при пропитке пленочного диэлектрика трансформаторным маслом Т-1500 в сравнении с бумажно-пленочным диэлектриком, пропитанным касторовым маслом. 1 – полиэтилентерефталатный диэлектрик, 2 – комбинированный полипропиленово-полиэтилентерефталатный диэлектрик, 3 – комбинированный бумажно-пленочный диэлектрик, пропитанный касторовым маслом

Анализируя зависимости, приведенные на рис. 1, видно, что при удельной запасаемой энергии 180 Дж/дм³ ресурсы конденсаторов с полипропиленовым и комбинированным полипропиленово-

полиэтилен-терефталатным диэлектриком, пропитанным ФКЭ, равны. С дальнейшим ростом удельной запасаемой энергии до 300 Дж/дм³ ресурс конденсаторов с комбинированным диэлектриком незначительно снижается. Это может быть объяснено меньшей электрической прочностью комбинированного диэлектрика и большими диэлектрическими потерями по сравнению с полипропиленовым диэлектриком.

При снижении удельной запасаемой энергии конденсаторов от 160 до 20 Дж/дм³ при равном ресурсе конденсаторы с комбинированным полипропиленово-полиэтилентерефталатным диэлектриком имеют большую удельную запасаемую энергию по сравнению с полипропиленовым из-за большей относительной диэлектрической проницаемости комбинированного диэлектрика. Необходимо учитывать и то, что при снижении удельной запасаемой энергии конденсатора до 20 Дж/дм³ уменьшалась и величина рабочей напряженности электрического поля, а при величинах от 100 до 120 кВ/мм эти диэлектрики имеют примерно равную длительную электрическую прочность.

Из анализа зависимостей, приведенных на рис. 2, видно, что полиэтилентерефталатный и комбинированный полипропиленово-полиэтилен-терефталатный диэлектрики, пропитанные трансформаторным маслом Т-1500, имеют примерно одинаковую зависимость удельной запасаемой энергии конденсатора от ресурса. При этом удельная запасаемая энергия конденсатора с полиэтилентерефталатным диэлектриком несколько выше по причине большей относительной диэлектрической проницаемости.

Сравнивая между собой зависимости, приведенные на рис. 1 и 2, видно, что в области высоких значений удельной запасаемой энергии, начиная с 140 Дж/дм³ и выше, то есть при высоких напряженностях электрического поля в диэлектрике, пропитка фенилксилитаном по сравнению с трансформаторным маслом Т-1500 обеспечивает более высокий ресурс конденсатора. Это объясняется более высокой газостойкостью и более высокой напряженностью начала частичных зарядов в ФКЭ по сравнению с трансформаторным маслом Т-1500.

Анализируя зависимости удельной запасаемой энергии конденсаторов от ресурса для различных структур чисто пленочного диэлектрика, пропитанных ФКЭ и трансформаторным маслом Т-1500 в сравнении с бумажно-пленочным диэлектриком, пропитанным касторовым маслом, видим, что применение чисто пленочного диэлектрика позволяет повысить удельную запасаемую энергию конденсатора при одинаковом ресурсе более чем в два раза или на порядок повысить ресурс конденсатора при одинаковой удельной запасаемой энергии в зависимости от структуры пленочного диэлектрика и типа пропитывающей жидкости.

При этом следует отметить, что при применении чисто пленочного диэлектрика пропитывающая жидкость должна быть совместима с применяемой пленкой и должен быть выбран режим термовакуумной сушки и пропитки, который обеспечивает высокую электрическую прочность рабочего диэлектрика конденсатора, исключив образование воздушных карманов. Вместе с тем необходимо отметить, что длительность цикла термовакуумной обработки конденсаторов с чисто пленочным диэлектриком, а соответственно и энергозатраты значительно ниже по сравнению с аналогичными конденсаторами, в конструкции которых применен чисто бумажный или комбинированный бумажно-пленочный диэлектрик.

Таким образом можно сделать выводы, что применение чисто пленочного диэлектрика в конструкциях высоковольтных импульсных конденсаторов позволит в сравнении с бумажно-пленочным диэлектриком повысить удельную запасаемую энергию конденсаторов более чем в два раза или увеличить на порядок их ресурс, а также снизить энергозатраты на их изготовление, а следовательно, снизить их стоимость.

ЛИТЕРАТУРА

1. Беленький Б.П., Тывина О.В. Проблемы повышения удельной запасаемой энергии конденсаторов с органическим диэлектриком // *Электротехника*. 1992. № 2. С. 64–66.
2. Андреев А.М., Журавлева Н.М., Сажин Б.И., Луцкая Т.В. Оценка удельной энергоемкости пленочных полимерных конденсаторных структур, пропитанных жидкими диэлектриками // Там же. 1994. № 9. С. 57–60.
3. Комин С.Н., Морозов Е.А., Соколова Т.Г. и др. Высоковольтные конденсаторы для мощных импульсных источников питания // Там же. 1991. № 5. С. 51–53.

Поступила 26.01.04

Summary

In the article the estimation of accessible specific energy output of high-voltage pulse capacitors are made on the basis of different frames of impregnated only film dielectrics with allowance of safe life of capacitors.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ТОНКИХ МИКРОПРОВОДОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ МАГНИТОСТРИКЦИЕЙ В НУЛЕВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

^{*}*Instituto de Ciencia de Materiales de Madrid, Cantoblanco, Spain,*

^{**}*НИИП ЦМТ ТЕХМЕД,*

ул. Академией, 3/3, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова

Введение

В последнее время возрос интерес к исследованиям магнитных характеристик литого аморфного микропровода в стеклянной изоляции. В частности, такой микропровод на основе Co с отрицательной магнитострикцией обладает отличными магнитомягкими свойствами и прекрасными характеристиками гигантского магнитоимпеданса.

Простейшая доменная структура в таком микропроводе предложена в [1]. Основные домены этой структуры представляют собой эллиптические диски с осью намагниченности, направленной перпендикулярно к оси микропровода. Однако в очень тонких микропроводах с радиусом r_c меньшим размера доменной стенки получены бездоменные структуры [2–5].

В данной работе представлен теоретический расчет магнитных свойств тонкого ($r_c \sim 1$ мкм или меньше) литого аморфного микропровода с отрицательной магнитострикцией в стеклянной изоляции.

Цель данной работы – получение аналитического решения известного уравнения Брауна, которое имеет вид [2, 3]

$$\theta''(\rho) + 1/\rho \theta'(\rho) + (\eta/\rho - 1/\rho^2) \sin\{2\theta(\rho)\}/2 = 0, \quad (1)$$

где $0 < \theta(\rho) < \pi/2$ – относительная намагниченность микропровода (которая геометрически равна величине угла $\theta(\rho)$, измеряемого между осью цилиндра и его магнитным моментом), $\rho = r/r_c$ – относительная радиальная координата (за единицу измерения взята длина радиуса цилиндра), $\rho^0 < \rho < 1$, где $(\rho^0)^2 = A/[K(r_c)^2]$, а $\rho^0 < 0,1$ по физическому смыслу – относительный радиус области внутри микропровода, где намагниченность однородна и направлена вдоль оси цилиндра, то есть $\theta(\rho) = 0$ [4, 5]; A – константа обменной энергии, K – константа энергии анизотропии рассматриваемого микропровода.

Ранее показано [5], что если магнитострикция микропровода отрицательна, то параметр $\eta = 1$ (если магнитострикция положительна, $\eta = -1$ [5], этот случай в данном сообщении не рассматривается).

Согласно результатам [6], примем вид функции

$$1/f(\rho) = 1/(\rho^0)^2 \{|\sigma_{\min} - \sigma_z|/\sigma_z\}, \quad (2)$$

где σ_{\min} – минимальная из функций σ_ρ , σ_ϕ (в нашем случае использование σ_ρ или σ_ϕ не изменяет вид функции). Следует отметить, что случай, когда функциями σ_ρ , σ_ϕ пренебрегали, рассмотрен в [4, 5].

Следуя [1, 7], примем следующую модель формирования напряжений для литого аморфного микропровода в стеклянной изоляции. Благодаря электрохимическому взаимодействию наружная поверхность жилы подвержена сильному сцеплению со стеклянной оболочкой. От наружной поверхности до радиуса b происходят релаксационные уменьшения этих напряжений. По физическому смыслу радиуса b , внутри которого релаксация только пластическая, можно считать, что для тонкого микропровода $b \sim \rho^0$.

Действительно, намагниченность провода с отрицательной магнитострикцией, когда напряжения уменьшаются, должна стремиться к оси цилиндра. Согласно [1, 7], представим формулы для остаточных напряжений в жиле микропровода в виде

$$\sigma_\rho = P(1 - b^2/\rho^2) + \sigma^0, \quad \sigma_\phi = P(1 + b^2/\rho^2) + \sigma^0, \quad \sigma_z = \nu(\sigma_\rho + \sigma_\phi) \sim P + \sigma^0, \quad (3)$$

где ν – коэффициент Пуассона (который в случае упругопластической релаксации изменяется в пределах $\nu \sim 0,3 - 0,5$), а σ^0 – все остальные неучтенные напряжения, для которых выполняется $\sigma^0 < P$ [1, 7] и которые сокращаются.

Параметр P определен ранее [8], и порядок его величины оценивается произведением разно-

сти коэффициентов термического расширения металла и стекла на разность между температурами застывания жилы микропровода в стеклянной оболочке и комнатной температурой эксперимента и модулем Юнга металлической жилы.

Основываясь на приведенных аргументах для неизвестной функции $1/f(\rho)$, в уравнении (1) получим:

$$1/f(\rho) = \{1/(\rho^0)^2\} \{b^2/\rho^2\} \sim 1/\rho^2. \quad (4)$$

С учетом формулы (4) асимптотический вид уравнения (1)

$$\theta''(\rho) + 1/\rho \theta'(\rho) = 0. \quad (5)$$

В отличие от уравнения (1) уравнение (5) линейно и легко интегрируется. Частное решение уравнения (5), учитывающее граничные условия [4–6], имеет вид

$$\theta(\rho/\rho^0) = C \ln |\rho/\rho^0|, \quad (6)$$

$$C = \pi / 2 \ln |1/\rho^0|.$$

Интегрируя выражение (6) от ρ^0 (которое для численной оценки примем $\rho^0 \sim 0,1$) до единицы, получим выражение для относительной намагниченности микропровода:

$$M / M_0 \sim 0,2. \quad (7)$$

Если считать, что $M_0 \sim 0,06$ Т, то M может быть $\sim 0,01$ Т, что является достаточно большой величиной для измерений и практического использования.

Выводы

1. Полученный результат – формула (6) для намагниченности не содержит вращательных мод (мод закручивания и выпучивания [2, 3]), которые найдены для однородно–изотропного цилиндра [2, 3].

2. Микропровод остается намагниченным в нулевом поле. Величина намагниченности зависит от технологического параметра ρ^0 .

3. Благодаря существованию остаточной намагниченности, микропровод можно использовать как элемент памяти в микроэлектронике.

4. Сравнение измеренной намагниченности с теорией позволяет определять технологические параметры ρ^0 и соответственно b из формулы (7).

Автор С.А. Баранов выражает благодарность за поддержку этой работы НАТО грантом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Baranov S.A. Magnetic properties of Co-based amorphous microwire // JMMM. 2003. 266. P. 278–281.
2. Браун У.Ф. Микромагнетизм. Москва, 1974.
3. Aharoni A., Shtrikman S. Magnetization curve of the infinite cylinder // Phys. Rev. 1958. 109.5. P. 1522–1528.
4. Baranov S.A., Larin V.S., Torcunov A.V., et al. Magnetic properties of glass insulated amorphous microwires // In M.Vazquez, A. Hernando eds. Nanostructured and Noncrystalline materials. Proceeding of the Fourth International Workshop on Non /crystalline Solids. World Scientific. Singapore 1995. P. 425–428.
5. Баранов С.А. Магнитные свойства микропровода с тонкой жилой // Эффекты Баркгаузена и аналогичные физические явления. Ижевск, 1995. С. 12–14.
6. Antonov A., Dykhne A.A., Lagar'kov A., Usov N. Structure of 90° domain wall in Co – based amorphous wire // Phys. A. 1997. 241. P. 425–427.
7. Баранов С.А. Изучение электрохимических и термопластических процессов, участвующих в формировании магнитной структуры микропровода // Электронная обработка материалов. 2002. № 3. С. 84–86.
8. Баранов С.А., Бержанский В.Н., Зотов С.К. и др. Ферромагнитный резонанс в аморфных магнитных проводах // ФММ. 1989. Т. 67. Вып. 1. С. 73–78.

Поступила 16.04.04

Summary

The effect of the residual quenching stresses on the magnetization distribution in thin cast amorphous microwire with negative magnetostriction in zero magnetic field is studied. The cast amorphous microwire with negative magnetostriction has total magnetization in zero magnetic field and does not have curling and buckling mode.

Т.Д. Денисюк, А.Р. Ризун

ПРЕДПОСЫЛКИ К ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ПОВЕРХНОСТНО-АКТИВНЫХ ВЕЩЕСТВ ДЛЯ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОЙ СРЕДЫ ПРИ РАЗРУШЕНИИ ФОРМОВОЧНЫХ СМЕСЕЙ

Институт импульсных процессов и технологий Национальной академии наук Украины, проспект Октябрьский 43-А, г. Николаев, 54018, Украина

Электроразрядное разрушение формовочных смесей в технологическом процессе очистки отливок становится малоэффективным при очистке тонкостенного литья и наличии высокопрочных формовочных и стержневых смесей. Для исключения вредного воздействия силовых параметров на материал отливки требуются дополнительные факторы, способствующие разупрочнению формовочных смесей. Возможно использование активных разрядных сред на основе поверхностно-активных веществ (ПАВ), способствующих разупрочнению формовочных смесей, что позволит решить затронутые проблемы.

ПАВ, широко применяющиеся в промышленности, объединяет то, что их использование обусловлено адсорбцией на границах раздела фаз и способностью понижать поверхностное натяжение. Процесс понижения прочности основан на диспергирующем действии ПАВ. Диспергаторы, используемые для этой цели, мало изучены [1].

При механическом нагружении на поверхности твердого тела образуются микротрещины, которые служат основной причиной понижения прочности по сравнению с теоретически возможной, вычисленной на основании данных об их строении [2]. Микротрещины образуются в слабых местах кристаллической решетки в области существования дефектов структуры. При этом на 100 правильных межмолекулярных расстояний встречается один дефект. «Слабыми местами» могут быть границы между отдельными кристалликами, если тело состоит из микрокристаллитов, и любые неоднородности.

При снятии нагрузки, если не достигнуто разрушение тела, образовавшиеся трещины, по мнению П. А. Ребиндера [3], смыкаются и исчезают, как бы «залечиваются». В случае нагрузок, превышающих предел прочности, разрушение тела идет в основном по этим микротрещинам.

Развитие микротрещин под действием внешних деформирующих сил может происходить значительно легче при адсорбции различных веществ из среды, в которой происходит процесс диспергирования (разрушения).

Адсорбироваться могут как ионы электролитов, так и молекулы ПАВ, образуя на поверхности двумерный газ в результате нелокализованной адсорбции. Под давлением газа молекулы ПАВ проникают в устья микротрещин и стремятся раздвинуть каждую микрощель, содействуя таким образом внешним деформирующим силам и способствуя разрушению образцов. Схематически этот процесс представлен на рис. 1.

Разрушение твердого тела облегчается не только благодаря давлению двумерного газа, но и вследствие экранирования сил сцепления, действующими между противоположными поверхностями щели в результате проникновения в образовавшуюся микрощель ПАВ. Безусловно, этот эффект должен зависеть как от природы диспергируемого твердого тела, так и от природы используемого ПАВ [3].

Основное свойство ПАВ, определяющее эффективность его действия как диспергатора, – это способность смачивать твердую поверхность. Основным экспериментальным показателем этой характеристики является поверхностное натяжение. С его понижением облегчается диспергируемость гетерогенных систем. Оценкой диспергирующего действия ПАВ должно служить снижение поверхностного натяжения $\Delta\sigma = \sigma_0 - \sigma$, где σ и σ_0 – поверхностное натяжение с ПАВ и без него, эрг/см².

При некоторой концентрации достигается предел растворимости C_p , и поверхностное натяжение больше не понижается. Максимальный достижимый эффект определяется соотношением $\Delta\sigma/\Delta C_p$, который и является критерием оценки диспергирующего действия ПАВ. Соотношение $\Delta\sigma/\Delta C_p$ характеризует зависимость изменения поверхностного натяжения от изменения концентрации ПАВ в водном растворе.

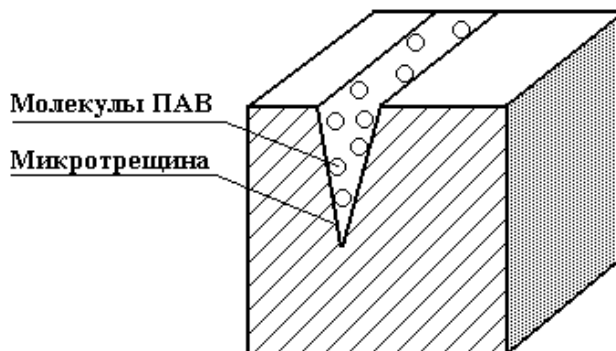


Рис. 1. Схема механизма адсорбционного понижения прочности твердых тел

Зависимость поверхностного натяжения от концентрации ПАВ – адипиновой кислоты – в качестве примера представлена на рис. 2.

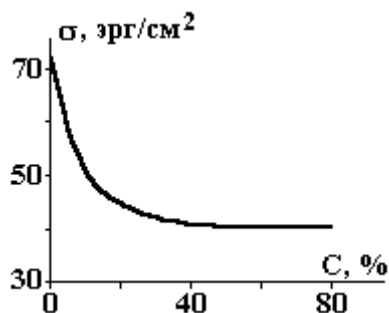


Рис. 2. Зависимость поверхностного натяжения рабочей среды от концентрации адипиновой кислоты при $t = 20^\circ\text{C}$

Пересыщенность ПАВ в растворе приводит к мицеллообразованию, которое в начальной стадии тормозит адсорбционные процессы, а затем и снижает их.

С другой стороны, при изучении адгезии полярных и неполярных жидкостей к твердым поверхностям различной природы было установлено, что адгезия неполярной жидкости к твердым телам не зависит от полярности твердого тела. Кроме того, адгезия к неполярной поверхности в свою очередь также не зависит от природы жидкости.

Адгезия полярных жидкостей на поверхности твердых тел, образованных полярными молекулами, имеет более высокие значения по сравнению с адгезией на неполярных телах [4].

Например, для глицерина (полярная жидкость, хорошо растворимая в воде) работа адгезии на парафине (неполярная поверхность), кварце (полярная поверхность) и сапфире (полярная поверхность) имеет соответственно следующие значения: 59; 127 и 123 мДж/м².

Таким образом, при выборе соответствующего вещества (диспергатора), которое обеспечило бы эффективное удаление полярных по своей химической природе компонентов стержней отливок (корунд, кварц) с минимальным воздействием на основной металл (неполярная поверхность), необходимо руководствоваться описанными выше закономерностями, то есть оно должно быть полярным.

Полярными веществами являются неорганические кислоты, соли и основания, – однако их использование может вызвать коррозию обрабатываемого металлического изделия, а также значительно изменить характер электроразрядного процесса.

Среди органических веществ полярными являются органические соединения, содержащие полярные группы –COOH (карбоновые кислоты), –OH (спирты), –NH₂ (амины), –SO₃H (сульфосоединения) и др. Если при этом углеродная цепь в молекулах данных органических соединений достаточно длинная, то они называются дифильными или амфифильными, то есть в своем составе имеют полярную или гидрофильную часть и неполярную или гидрофобную часть (рис. 3).

На границе раздела фаз, одна из которых полярная (например, вода), а другая – неполярная (например, воздух, неполярное твердое вещество), такие молекулы будут концентрироваться у поверхности с тем, чтобы уменьшить энергию взаимодействия неполярных частей с полярным растворителем. При этом гидрофобные участки будут ориентированы в сторону неполярной среды, а гидрофильные обращены в полярный растворитель.

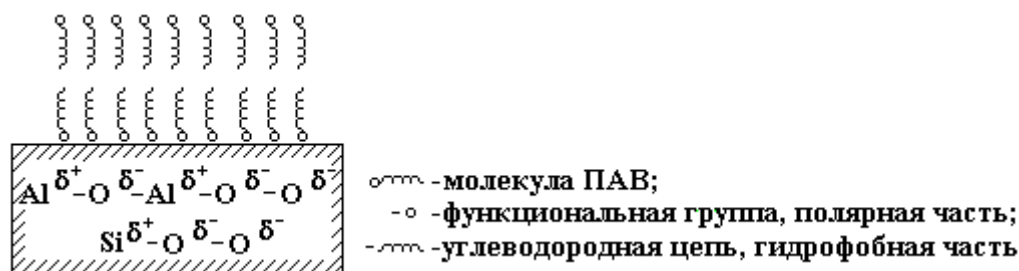


Рис. 3. Схема взаимодействия диспергатора (ПАВ) с формовочными смесями отливки

При адсорбции на полярных твердых поверхностях гидрофильный участок будет обращен к поверхности, а гидрофобный – во внешнюю среду. При достаточной концентрации ПАВ в полярном растворителе возможно образование бислоя за счет гидрофобного взаимодействия между углеродными радикалами ПАВ [4].

Взаимодействие ПАВ, содержащих полярные группы, с поверхностью оксидов металлов осуществляется по двум возможным механизмам.

В случае хорошо диспергируемых веществ (додецилсульфонат натрия, цетилтриметиламмония бромид, стеаринат натрия и другие органические соли) образование связи молекул ПАВ с поверхностными атомами оксида металла протекает за счет электростатического взаимодействия заряженных частиц.

Если молекулы ПАВ относятся к классу органических спиртов, карбоновых кислот, аминов и т.п. с длинной алифатической цепью, то взаимодействие полярных групп этих соединений с атомами на поверхности оксидов протекает за счет образования водородной связи. Частично отрицательно заряженный атом кислорода оксида будет притягивать частично положительно заряженный атом водорода, входящий в состав гидроксильной, карбоксильной аминогрупп и т.п.

Образование бислоя ПАВ, обуславливающее гидрофилизацию поверхности наряду с понижением механической прочности твердого тела, должно благоприятствовать переходу диспергируемых частиц стержня в водную среду.

При адсорбции на неполярных поверхностях молекулы ПАВ ориентированы углеводородной частью к поверхности, а полярной – во внешнюю среду. В водной среде двойной слой в этом случае, естественно, не образуется (рис. 4).

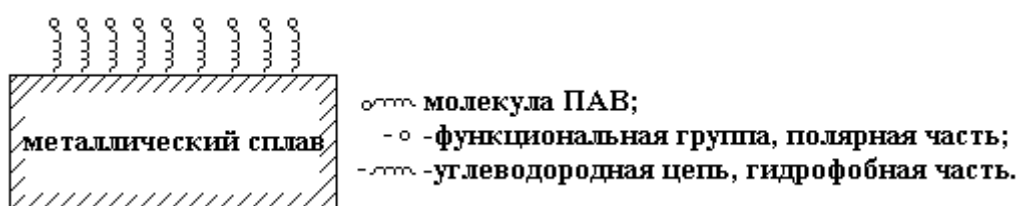


Рис. 4. Схема взаимодействия диспергаторов (ПАВ) с неполярной поверхностью (металл отливки)

Таким образом, можно сделать предположение об эффективности использования для рабочих сред электроразрядов ионогенных ПАВ (как катионных, так и анионных). Неионные ПАВ, по всей видимости, в этом случае будут малоэффективны.

Поскольку поверхность материала стержня полярна, а металла – неполярна, то наличие большого количества полярных групп в органических соединениях будет предпочтительно, то есть это могут быть: поликарбоновые кислоты; соли высших карбоновых кислот; сульфокислоты и их соли; многоатомные спирты и их эфиры; амины и их соли; галогенпроизводные (кроме пергалогенпроизводных) и т.п.

При этом, поскольку активность ПАВ как смачивателя увеличивается с ростом алифатической цепи, – это должны быть соединения с длинным углеводородным остатком, то есть с достаточно большим количеством углеродных атомов.

Выводы

Таким образом, для повышения эффективности электрического разряда в технологиях разрушения высокопрочных формовочных или других высокопрочных материалов можно использовать нетоксичные ПАВ, относящиеся к классу диспергаторов, что даст возможность сократить время очистки отливок, снизить критические нагрузки на отливку, а главное, обеспечит высокую экологическую чистоту процесса разрушения. В настоящее время потребность в разработке активных рабочих сред для электрогидроимпульсных установок, широко используемых в литейном производстве, обусловлена технологическими принципами и требованиями к получению высокой чистоты поверхности отливок, снижению допусков на механическую обработку за счет использования высокопрочных формовочных и стержневых смесей. Результаты практического использования в технологических процессах разрушения будут представлены в следующих работах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амбрамзон А.А., Зайченко Л.П., Файнгольд С.И. Поверхностно-активные вещества. Синтез, анализ, свойства, применение: Учеб. пособие для вузов / Под ред. А.А. Амбрамзона. Л., 1988.
2. Амбрамзон А.А., Амбрамзон А.А., Бочаров В.В., Гаевой Г.М. и др. Поверхностно-активные вещества: Справочник / Под ред. А.А. Амбрамзона и Г.М. Гаевого. Л., 1979.
3. Ребиндер П.А. Избранные труды. Поверхностно-активные явления в дисперсных системах. Коллоидная химия. М., 1978.
4. Воюцкий С.С. Курс коллоидной химии. М., 1975.

Поступила 27.02.04

Summary

Application of surface-active substances, which belong to the class of dispersants, in the time of electrical hydro pulse cleaning of thin-wall castings from high strength and core molding mixtures is shown. It enables to reduce the cleaning time, to decrease the critical load on cast material and to provide the high ecologies cleanness of banishing casting operations. For scientists and engineers developing electrical discharge technologies.

В.Л. Ланин

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ НАГРЕВ В ПРОЦЕССАХ ПАЙКИ ЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники,
ул. П. Бровки, 6, г. Минск, 220013, Республика Беларусь*

Воздействие энергии высокочастотных (ВЧ) электромагнитных колебаний позволяет осуществлять высокопроизводительный бесконтактный нагрев при пайке деталей и припоя с помощью наведенных в них вихревых токов, а также активировать припой и улучшить его растекание по паяным поверхностям. Качество паяных соединений зависит от следующих факторов ВЧ нагрева: времени, скорости, площади зоны нагрева, плотности мощности и др. [1]. Эффективность нагрева определяется электрофизическими свойствами материалов деталей, частотой тока и конструктивными параметрами индукционных устройств. Вследствие поверхностного эффекта тепловая энергия локализуется в тонком слое, толщина которого определяется глубиной проникновения токов ВЧ. Пайка электронных устройств характеризуется невысокой удельной мощностью нагрева, малыми габаритами деталей, подвергаемых пайке, чувствительностью электронных устройств к электромагнитным наводкам. Поэтому для оптимизации параметров ВЧ нагрева в процессах пайки электронных устройств необходимы аналитические зависимости для вычисления эффективной мощности, выделяемой в зоне нагрева и КПД нагрева.

Эффективная мощность ВЧ нагрева в общем случае определяется согласно выражению [2]:

$$P_{эф} = \frac{U_{эф}^2 \cos \varphi \eta}{R_H}, \quad (1)$$

где $U_{эф}$ – эффективное напряжение на индукторе, $\cos \varphi$ – коэффициент мощности, η – КПД ВЧ нагрева, R_H – электрическое сопротивление токам ВЧ в зоне нагрева.

Для оптимизации пайки соединений различного типа необходимо получить выражения для $\cos \varphi$ и η . Коэффициент мощности ВЧ нагрева зависит от величины зазора h между поверхностью детали и индуктором, а также от глубины проникновения δ токов ВЧ и магнитной проницаемости μ материала

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(1 + \sqrt{2} \frac{h}{\delta \mu}\right)^2}}. \quad (2)$$

Учитывая, что

$$\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\mu_0 \mu \cdot f}}, \quad (3)$$

где ρ – удельное электрическое сопротивление материала, f – частота тока, а μ_0 – магнитная постоянная, получим

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(1 + \sqrt{2\mu_0} h \sqrt{\frac{f}{\rho_d \mu}}\right)^2}}. \quad (4)$$

В процессах пайки соединений телескопического типа используют схему ВЧ нагрева с индуктором кольцевого типа (рис. 1). При увеличении зазора h от 1 до 10 мм на частотах от 400 до 2000 кГц коэффициент мощности для диамагнетиков падает почти в 10 раз, а для ферромагнетиков – в 3–4 раза (рис. 2). Поэтому для нагрева диамагнитных материалов необходимо уменьшить величину зазора для значений, обеспечивающих нормальную работу индуктора.

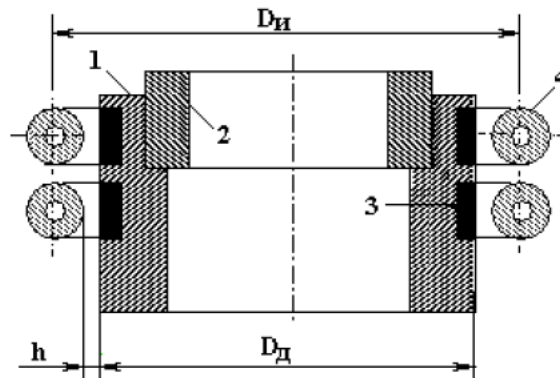


Рис. 1. Схема нагрева при ВЧ пайке: 1, 2 – детали, 3 – зона нагрева, 4 – индуктор

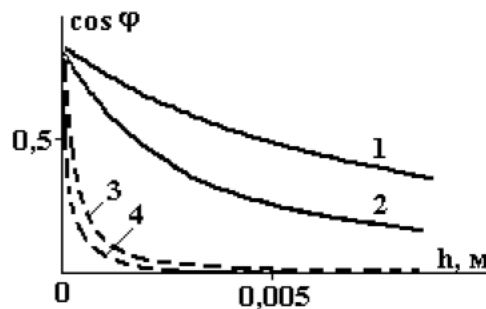


Рис. 2. Зависимости коэффициента мощности от величины зазора h и магнитных свойств материалов: 1 – ковар, 2 – сталь, 3 – олово, 4 – алюминий

КПД ВЧ нагрева определяется соотношением электрических сопротивлений индуктора R_H и материала детали в зоне нагрева R_d [3]

$$\eta = \frac{R_d}{R_d + R_n} = \frac{1}{1 + R_n / R_d}. \quad (5)$$

В индукционных устройствах ВЧ нагрева деталей небольших размеров необходимо в формуле (5) учитывать также активное сопротивление токоподвода $R_{ТИ}$, соединяющего индуктор с генератором и которое по величине сравнимо с R_n .

При определении R_n допускаем, что ток ВЧ в индукторе протекает в основном в слое глубиной δ_n , а длина индуктора зависит от диаметра витка D_n и числа витков N

$$R_n = \frac{ND_n \sqrt{\rho_n \mu_0 f}}{d_n}, \quad (6)$$

где d_n – диаметр трубки индуктора.

Подставив значения констант ρ_n , μ_0 и приняв размерность частоты в МГц, получим

$$R_n = 0,15ND_n \frac{\sqrt{f}}{d_n}, \text{ мОм.} \quad (7)$$

При тех же допущениях сопротивление токоподвода

$$R_{ТИ} = 2\rho_n \frac{L_{ТИ}}{\pi \cdot d_n \delta_n}. \quad (8)$$

С учетом выражения (3) получим

$$R_{ТИ} = 2L_{ТИ} \frac{\sqrt{\rho_n \mu_0 f}}{\pi \cdot d_n}. \quad (9)$$

Подставив значения констант,

$$R_{ТИ} = 0,1L_{ТИ} \frac{\sqrt{f}}{d_n}, \text{ мОм.} \quad (10)$$

Тогда КПД нагрева определяется выражением

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{R_n + R_{ТИ}}{R_d}} = \frac{1}{1 + \frac{(0,15ND_n + 0,1L_{ТИ}) \cdot \sqrt{f}}{R_d \cdot d_n}}. \quad (11)$$

Электрическое сопротивление токам ВЧ в зоне нагрева можно определить из предположения, что ширина зоны нагрева при малых зазорах h определяется проекцией диаметра индуктора, а длина зоны – кольцом длиной $\pi \cdot ND_d$ (рис. 1)

$$R_d = \frac{\rho_d N \pi D_d}{d_n \delta}. \quad (12)$$

С учетом выражения (3) получим

$$R_d = \frac{\pi ND_d}{d_n} \sqrt{\frac{\rho_d}{\mu_0 \rho f}}. \quad (13)$$

Электрическое сопротивление в зоне ВЧ нагрева линейно снижается с уменьшением числа витков индуктора, диаметра детали. Максимальные значения КПД на уровне 0,9 – 0,95 достигаются для магнитных материалов при $D_d \leq 0,01$ м (рис. 3).

Подставим выражения (4), (11), (13) в (1) и, сделав преобразования, получим итоговое выражение для эффективной мощности ВЧ нагрева

$$P_{\text{эф}} = \frac{U_{\text{эф}}^2}{\left(\sqrt{1 + \left(1 + \sqrt{2\mu_0 h} \sqrt{\frac{f}{\rho_d \mu}} \right)^2} \right) \left(1 + \frac{(0,15ND_n + 0,1L_{ТИ})f}{\pi ND_d} \sqrt{\frac{\rho_n \mu_0}{\rho_d}} \right)}. \quad (14)$$

Эффективное напряжение на индукторе зависит от типа ВЧ генератора и составляет 50 – 500 В, при этом мощность нагрева изменяется от 1 до 100 кВт в зависимости от магнитных и электрических свойств материалов (рис. 4). Магнитные материалы при прочих равных условиях требуют меньшей

удельной мощности. Общей закономерностью для всех магнитных материалов является нелинейное снижение мощности нагрева в зависимости от частоты токов ВЧ, что связано с проявлением поверхностного эффекта. Однако снижение частоты тока увеличивает электродинамический эффект перемешивания расплавленного припоя и тем самым повышает его растекаемость.

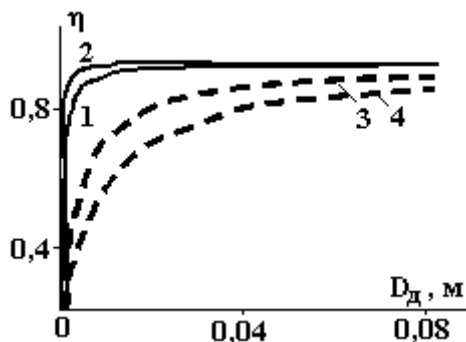


Рис. 3. Зависимости КПД ВЧ нагрева от диаметра детали и свойств материалов: 1 – ковар, 2 – сталь, 3 – олово, 4 – алюминий

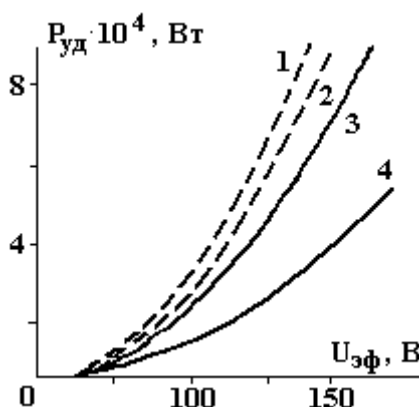


Рис. 4. Зависимости мощности ВЧ нагрева от напряжения на индукторе и свойств материалов: 1 – олово, 2 – алюминий, 3 – сталь, 4 – ковар

При пайке корпусных электронных устройств, чувствительных к электрической составляющей поля, выбор частоты необходимо осуществлять из условия [4]

$$\delta < H/4, \tag{15}$$

где H – толщина стенки корпуса.

В этом случае напряженность поля внутри корпуса будет ослаблена в 100 раз по сравнению с поверхностью, что исключит деградацию электронных компонентов. Нижняя граница частотного диапазона с учетом соотношения (15) определится как

$$f_{\min} > 4 \cdot 10^6 \rho / \mu H^2. \tag{16}$$

Верхняя граница частотного диапазона выбирается исходя из максимального КПД нагрева.

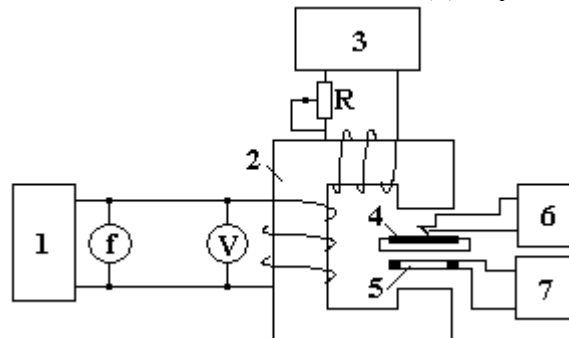
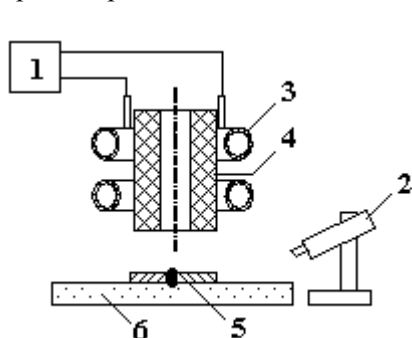


Рис. 5. Схема нагрева круговым индуктором: 1 – генератор, 2 – пирометр, 3 – индуктор, 4 – вода магнитный сердечник, 5 – детали, 6 – термоизолятор

Исследования проведены для двух типов индукционных устройств: кругового (рис. 5) и на незамкнутом магнитопроводе (рис. 6). Первое устройство содержало круговой индуктор с цилиндрическим магнитным сердечником, ВЧ генератор, пирометр. Во втором устройстве генератор 1 подключался к обмотке индуктора с магнитопроводом 2 из ферромагнитного материала. В зазоре магнитопровода нагревались детали 4. Обмотка подмагничивания постоянным током подключена к входу регулирующего выпрямителя 3. Температура в рабочей зоне измерялась термопарой и регистрировалась прибором 6. Напряженность ЭМ поля в зазоре воспринималась рамкой и оценивалась прибором 7. Параметры ЭМ поля контролировались на выходе генератора с помощью стандартных приборов. Величина тока подмагничивания варьировалась переменным резистором R.

Зависимости напряженности ЭМ поля от анодного напряжения носят нелинейный характер (рис. 7). Для второго типа индуктора напряженность поля в 4,5 раза выше ввиду концентрации магнитного поля.

Термические зависимости для пайки корпусов интегральных схем (рис. 8) показали влияние конструкции индуктора кругового типа. Двухвитковый индуктор с витками в одной плоскости 3 имеет более пологий участок кривой нагрева, чем у одновиткового индуктора 2. Это создает более равномерный нагрев деталей, соединяемых пайкой, способствует более полному заполнению припоем зазора между соединяемыми деталями при сравнительно небольшом времени пайки – не свыше 10 с. Применение магнитопровода из феррита 1 повышает эффективность нагрева в 1,6 – 1,7 раза, сокращая тем самым время пайки.

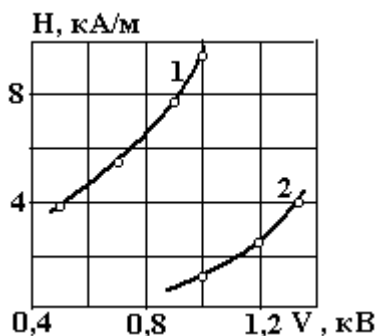


Рис. 7. Зависимости напряженности ЭМ поля от анодного напряжения

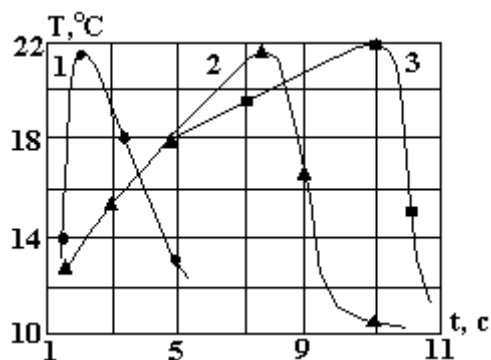


Рис. 8. Термические зависимости в зоне пайки интегральной микросхемы (пояснения в тексте)

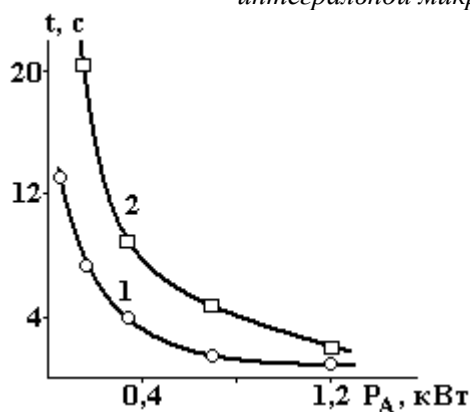


Рис. 9. Зависимости времени пайки от мощности ВЧ нагрева
1 – диамагнитные материалы, 2 – магнитные материалы

Анализ зависимостей температуры в рабочей зоне устройства на незамкнутом магнитопроводе от времени нагрева и коэффициента перекрытия зазора K_n показал, что на первом этапе нагрева (до 10 с) скорость нагрева составляла $60\text{ }^\circ\text{C/s}$, в дальнейшем скорость уменьшилась до $20\text{ }^\circ\text{C/s}$, что объясняется увеличением потерь энергии в окружающую среду за счет излучения. При $K_n > 1$ рассеяние тепла происходит с большей скоростью. Материалы с низкой электропроводностью при оптимальном перекрытии зазора испытывают нагрев со скоростью до $30\text{ }^\circ\text{C/s}$. Напряженность электромагнитного поля в зазоре на низких частотах 20 – 60 кГц составляла $(2,0 - 2,5) \cdot 10^4\text{ А/м}$.

Для повышения качества паяных соединений за счет увеличения площади растекания припоя и более полного заполнения им капиллярных зазоров в соединении с момента начала растекания припоя до окончания процесса изделия, подвергнутому пайке, сообщали низкочастотные вибрации

путем подачи переменного тока подмагничивания частотой 50 – 400 Гц и амплитудой 1 – 10 А в индуктирующую обмотку. Амплитуда вибраций деталей составляла 0,5 – 1,0 мм.

ВЧ нагрев в диапазоне частот 1200 – 1500 кГц характеризуется большей зависимостью от величины мощности и электрофизических характеристик материалов. При мощности нагрева 1 кВт напряженность поля составляет $4,5 \cdot 10^4$ А/м, а время пайки магнитных материалов – 5 с (рис. 9).

Оптимизация параметров ВЧ нагрева позволила обеспечить его высокую скорость в локальных зонах формирования паяных соединений и улучшить их качество за счет совместного действия поверхностного эффекта и пондеромоторных сил. Предпочтительным является индуктор на магнитопроводе, так как у него более высокий КПД за счет снижения излучения в окружающее пространство.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Thwaites C.J.* Soldering technology – a decade of developments // *Int. Metals. Rev.* 1984. V. 29. № 2. P. 45–74.
2. *Benkowsky G.* Grundlagen der Induktionserwärmung // *Elektro-Praktiker.* 1974. Bd 28. № 8. S. 265–268.
3. *Вологдин В.В., Куц Э.В., Асамов В.В.* Индукционная пайка. Л., 1989.
4. *Ланин В.Л., Хмыль А.А.* Современные процессы пайки в производстве РЭА. Минск, 1988.
5. *Ланин В.Л., Тявловский М.Д.* Особенности высокочастотного нагрева при герметизации пайкой корпусов БИС // *Электронная техника. Сер. 7.* 1980. № 3(100). С.11 – 14.
6. *Ланин В.Л., Черник А.А.* Герметизация интегральных схем электромагнитным нагревом // *Известия Белорусской инженерной академии.* 2000. № 1(9)/2. С. 132 – 133.
7. *Ланин В.Л.* Эффективность нагрева концентрированными потоками энергии при пайке в электронике // *Электронная обработка материалов.* 2002. № 2. С. 17 – 20.
8. *Ланин В.Л.* Моделирование высокочастотного электромагнитного нагрева в процессах пайки электронных устройств // *Известия Белорусской инженерной академии.* 2002. № 2(14)/2. С. 167 – 169.

Поступила 28.11.03

Summary

The parameters of a high-frequency heating for inductive systems of a circle type and an open-ended magnetic circuit are optimized. The frequency band for the soldering of the packed electronic systems is determined. The quality of connections is improved due to the combined action of a skin effect and ponderomotive forces.

А.М. Гашимов, К.Б. Гурбанов, Р.Н. Мехтизаде, А.М. Гасанов

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЙ МЕТОД ОЧИСТКИ СТОЧНЫХ ВОД КОЖЕВЕННОГО ПРОИЗВОДСТВА С ПРИМЕНЕНИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ

*Институт физики НАН Азербайджанской Республики,
проспект Г. Джавида, 33, АЗ-1143, Баку, Азербайджан*

Сточные воды предприятий кожевенного и овчинно-мехового производств относятся к многокомпонентным системам и характеризуются содержанием высоких концентраций различного рода органических и неорганических веществ, которые достаточно сильно загрязняют водные ресурсы. Сточные воды этих предприятий представляют собой сложную смесь различных химических веществ и отходов производства, которые определяются ассортиментом используемых в технологических процессах реагентов.

Технологический процесс обработки кожи заключается в последовательном выполнении следующих операций: отмоки и золения, мездрения сырья и голья, обеззоливания, мягчения, пикекелевания, дубления, красильно-жировальных процессов, нейтрализации, наполнения, сушильно-увлаж-

нительных процессов, промывки изделия и т.д., требующих применения таких реагентов, как жиры, взвешенные вещества, красители, отделочные препараты, сульфиды, бикарбонат и формиат натрия, соединения хрома, циркония, полимеры кремниевой и фосфорной кислот, пигментные концентраты, аммиак, соли аммония и т.д. В связи с этим технологический процесс очистки сточных вод кожевенного производства представляется достаточно трудоемким, и решение вопроса требует применения комплекса комбинированных физико-химических методов очистки.

В работе приведены результаты исследований по очистке сбросовых вод предприятий «Аз мехшуба» г. Баку.

Использовались комбинированные физико-химические методы очистки, включающие адсорбционную очистку в условиях воздействия озона, электрических полей и разрядов.

Эксперименты проводились с использованием клиноптилолита (цеолит-природные молекулярные сита), большие запасы которых на территории Азербайджанской республики (Ай-дагское месторождение, расположенное в Таузском районе). Адсорбент предварительно подвергался терморегенерации при $T = 700^{\circ}\text{C}$ в течение 5 часов.

Исследования последних лет существенно расширили диапазон применения природного цеолита, открыв новые технические возможности этого минерала. Адсорбционные, ионообменные способности природного цеолита поглощать электрически заряженные частицы и другие его свойства определяют широкий масштаб использования в научных, технических и технологических целях [1].

Установлено, что электроразрядная активация природных цеолитов способствует более эффективному поглощению примесей из углеводородных жидкостей [2 – 4], цеолиты проявляют барьерную роль в отношении ряда веществ: нефти и нефтепродуктов ксилола, толуола, бензола, фенола и др. Указанные свойства цеолитов, активированных электрическими разрядами, позволяют использовать их для очистки сточных вод промышленных предприятий.

Воздействие электрического разряда осуществляли в специальном стеклянном реакторе со встроенной электродной системой, образующей в межэлектродном промежутке конфигурацию слабонеоднородного электрического поля с диэлектрическими барьерами. Воздействие барьерным разрядом проводилось при переменном напряжении 15 кВ, разрядном токе 80 мА, время обработки составляло 60 мин. Природный цеолит, предварительно обработанный барьерным электрическим разрядом, загружался в реактор. В опытах использовались электрически необработанные и обработанные образцы природного цеолита.

Некоторые эксперименты проводились с применением воздействий озона на сточные воды как отдельно, так и в комбинации с адсорбционными методами [5, 6]. При всех опытах другие физические и технологические параметры, характеризующие процесс очистки, оставались строго идентичными, поэтому представлялась возможность сравнивать результаты различных способов очистки сточных вод.

Для синтеза озона использовалась озонаторная установка, состоящая из озонатора, озономера АФ-2 и компрессора, который обеспечивает подачу кислорода.

Сточные воды кожевенного производства пропускались через озонатор и последовательно включенный цеолитовый фильтр с определенной постоянной скоростью. После очистки каждая проба воды вместе с пробой исходной (неочищенной) воды подвергалась химическому анализу на содержание в них различных примесей.

Результаты анализа различных способов очистки проб сточных вод приведены в таблице.

Результаты анализа проб исходной воды и очищенной различными способами

Показатели	Вода		Обработанная озоном	Предварительная обработка O_3 +клиноптилолит
	исходная	необработанная		
рН	12,5	12,3	12,25	9
Удельная электропроводность, мСм/см	46400	44100	46,30	40400
ТДС (total dissolved solids), мг/л		31000	3100	2000
$\Sigma_{\text{ионов}}$ Минерализация, мг/л	43188	43160	41516	
Сухой остаток (105%), мг/л	42425	40480	39760	36860
Сухой остаток (150%), мг/л	36875	35882	30000	2500
Плотный остаток (600%), мг/л	25285	24610	23550	20860
Потери при прокаливании, мг/л	40,4	39	37,8	30
Мутность (оптическая плотность), ед/см	3,8	2,8	2	0,16
HCO_3^- , мг/л	18,4	10	0	0

CO_3^{2-} , мг/л	6000	5880	5328	2568
OH^- , мг/л	272	170	31,2	0
Ca^{2+} , мг/л	521	401	400	0
Mg^{2+} , мг/л	0	0	0	0
Na^+ , мг/л	17377	17377	16647	8000
NH_4^+ , мг/л	875	209,9	212	0,66
NaHCO_3 , мг/л	0	0	0	0
Na_2CO_3 , мг/л	10388	4536	850	90
NaOH , мг/л	196	170	120	90
$\text{Ca}(\text{OH})_2$, мг/л	592,6	201,6	0	0
NH_4Cl , мг/л	2598,2	1234,8	48,61	2
Соединения серы, окисляемые йодом (по H_2S), мг/л	32846	2846,7	1750	0
$\sum \text{H}_2\text{S} + \text{HS}^- + \text{S}^{2-}$, мг/л	6166	6091	6234	
S^{2-} , мг/л	809	667	600	470
HS^- , мг/л	5499	5282	5634	123
PO_4^{3-} , мг/л	130	130	70	1,4
Хлориды, Cl^- , мг/л	90000	5167	5148	213,7
Na_2S , мг/л	167,45	120,5	92,7	60,7
SiO_3^{2-} , мг/л	8048	8048	7425	10
Фенолфталеин, мг/л			0	0

Из таблицы видно, что количество вредных примесей в очищенной воде существенно уменьшилось по сравнению с исходной водой. Следует отметить фактическое отсутствие в очищенной воде NH_4 в случае применения озонирования воды с последующим пропусканием ее через фильтр, загруженный природным цеолитом, предварительно обработанным воздействием электрических разрядов.

Очищенную воду можно использовать в производственных и технических целях в цикле замкнутого водоснабжения.

Кроме того, активация адсорбента и озонирование воды исключают использование реагента, что удешевляет процесс очистки.

Таким образом, результаты исследований позволяют предложить новый технологический процесс очистки сточных вод кожевенных предприятий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тарасевич Ю.И., Овчаренко Ф.Д. Применение природных сорбентов для очистки нефтепродуктов и воды. Адсорбент их получение, свойства и применение / Под ред. М.М. Дубинина. 1976.
2. Ерматов С.Е. Радиационно–стимулированная адсорбция. Алма-Ата, 1973.
3. Джусварлы Ч.М., Дмитриев Е.В., Курбанов К.Б. и др. Образование заряженного состояния в силикагелях под воздействием электрических полей и разрядов // Электронная обработка материалов. 1991. № 4. С. 46–47.
4. Гашимов А.М., Гурбанов К.Б., Гасанов М.А., Закиева И.Г. Применение новых электрофизических методов в процессах очистки промышленных сточных вод // Изв. НАН Азербайджан сер. физ.-мат. и техн. наук. Физика и Астрономия. 2003. № 2.
5. Проскуряков В.А., Шмидт Л.И. Очистка сточных вод в химической промышленности. Л., 1977.
6. Шевченко М.А., Марченко П.В., Таран П.Н., Лизунов В.В. Окислители в технологии водообработки. Киев, 1979. С. 111–120.

Поступила 03.02.04

Summary

In the paper the results of researches of process of complex purification of leather manufacture's sewage with application of electrical discharge effect. It is shown that application of electrical discharge barrier type and ozonizing significantly raises the effectiveness of adsorption purification of sewage. Offered method represents the very promising purification technology for leather manufacture's sewage.

РАСЧЕТНАЯ ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОННОЙ ОБРАБОТКИ ОПТИЧЕСКОЙ КЕРАМИКИ

*Черкасский государственный технологический университет,
бул. Шевченко, 460, г. Черкассы, 18006, Украина

**Черниговский государственный технологический университет,
ул. Шевченко, 95, г. Чернигов, 14027, Украина

Перспективным направлением в обработке материалов электронными потоками является формирование функциональных слоев в оптических стеклах и керамиках [1–3]. В частности, оно позволяет решить проблему надежной эксплуатации летательных аппаратов, оснащенных инфракрасными системами самонаведения (рис. 1).

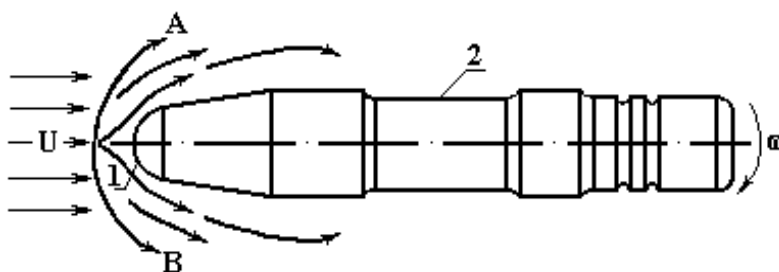


Рис. 1. Схема условий эксплуатации изделий с ИК-системами: U – скорость встречного потока воздуха (до 5 – 6 М); ω – угловая скорость осесимметричного вращения (до 5000 рад/с); АВ – фронт ударной волны; 1 – полусферический обтекатель из оптической керамики, защищающий устройство самонаведения; 2 – изделие

Ударные стартовые и интенсивные полетные нагрузки на изделие сопровождаются возникновением термических напряжений в материале обтекателя, приводящих к его разрушению (рис. 2).

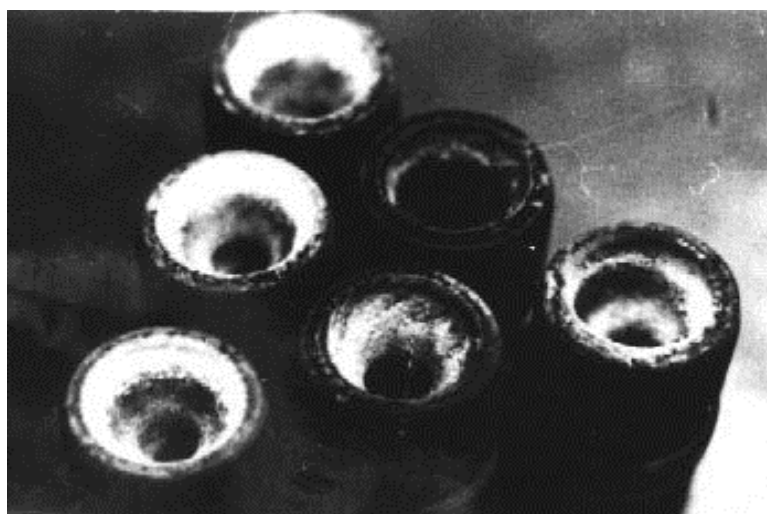


Рис. 2. Внешний вид изделий со стороны обтекателя после сверхзвукового обдува потоком воздуха и вращения ($M = 4,5$, $\omega = 30000$ об/мин)

Для повышения надежности изделий с ИК-системами самонаведения необходимо на финишной стадии изготовления обтекателей сформировать в их поверхности слои повышенной термомеханической прочности. Исследования технологических свойств оптических керамик (КО-2, КО-4, КО-12 и др.) показали приемлемость обработки ленточными электронными потоками [4–6]. Для эффективного применения электронного метода обработки необходимо знать наиболее опасные участки на поверхности обтекателей, где в зависимости от параметров их эксплуатации (скорости и высоты полета, состава окружающей среды и др.) зарождаются микродефекты, приводящие к разрушению изделий.

Теоретически их можно определить, решив газодинамическую задачу сверхзвукового обтекания полусферы и нахождения теплового потока q_w из пограничного слоя в изделие [7–9].

Газодинамическую задачу будем рассматривать как квазистационарную (рис. 3), что справедливо для большинства практических случаев, за исключением импульсных режимов [10, 11]. Это обусловлено тем, что объемная теплоемкость газового потока ($C_{vг}$) мала по сравнению с объемной теплоемкостью материала обтекателя ($C_{vп}$), то есть $C_{vг}/C_{vп} \ll 1$ [4, 9]. Предполагая, что газовый поток несжимаем (справедливо для $M < 6-10$ [10]), для теплового потока q_w из пограничного слоя (нулевые углы атаки и скольжения) имеем следующее выражение [11, 12]:

$$q_w = \frac{f(\text{Pr})}{\left(\frac{\rho_\delta u_\delta x}{\mu_\delta}\right)^{1/5}} \cdot \rho_\delta \cdot u_\delta \cdot C_p \cdot (T_r - T_w), \quad (1)$$

где $f(\text{Pr})$ – заданная функция числа Прандтля, зависящая от геометрической формы тела и режима обтекания ($\text{Pr} = C_p \cdot \mu / \lambda_\Gamma$); ρ , u , μ , C_p , λ_Γ – соответственно плотность, скорость вдоль координаты x , коэффициент динамической вязкости, теплоемкость при постоянном давлении и коэффициент теплопроводности газового потока; T_w – температура поверхности обтекателя; δ – толщина динамического пограничного слоя и условия на его границе; T_r – температура восстановления в пограничном слое, представляющая собой температуру воздуха в непосредственной близости к поверхности обтекателя, которая определяется по эмпирической формуле [11, 12]:

$$T_r = T_\delta (1 + 0,2 \cdot r \cdot M^2), \quad (2)$$

где r – коэффициент, характеризующий долю кинетической энергии внешнего потока воздуха, переходящей в теплосодержание при полном торможении потока (для ламинарного режима обтекания обычно принимают $r = 0,85$, для турбулентного – $r = 0,88-0,90$).

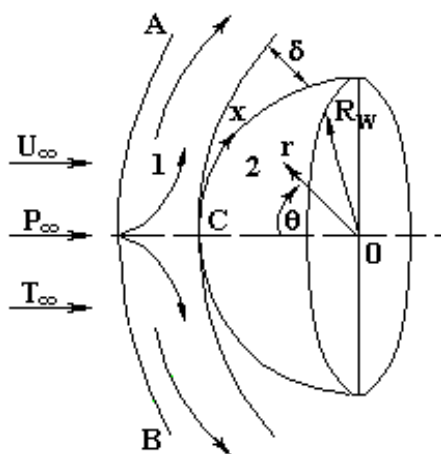


Рис. 3. Схема нагрева полусферического обтекателя: 1 – внешний газовый поток; 2 – обтекатель; U_∞ , P_∞ , T_∞ – скорость, давление и температура невозмущенного газового потока; AB – фронт ударной волны; C – передняя критическая точка; R_w – радиус обтекателя; r , θ – координаты частиц газового потока

Так как формы уравнений (1), (2) остаются такими же, как и в случае ламинарного режима обтекания, предполагается, что для зон, близких к критической точке C, остается справедливым равенство $u_\delta = \beta \cdot x$, где β – функция только числа M невозмущенного потока перед ударной волной (для ла-

минарного режима указанное соотношение получено путем измерения давления и расчета скоростей). Подставляя равенство $u_\delta = \beta \cdot x$ в (1) и учитывая известные газодинамические соотношения [11, 12], получаем следующее выражение для теплового потока в случае турбулентного режима обтекания:

$$q_w(r, M) = \frac{0,00042}{Pr^{2/3}} \cdot \left(\frac{\beta \cdot R_w}{U} \right)^{4/5} \cdot \left(\frac{v_\infty}{U \cdot R_w} \right)^{1/5} \cdot \left(\frac{\rho_\delta}{\rho_\infty} \right)^{4/5} \cdot \left(\frac{\mu_\delta}{\mu_\infty} \right)^{1/5} \cdot \rho_\infty \cdot U_\infty \cdot C_p \cdot (T_r - T_w) \cdot (\sin(\Theta))^{3/5}, \quad (3)$$

где $v_\infty = \mu_\infty / \rho_\infty$ – коэффициент кинематической вязкости невозмущенного газового потока; μ_∞ , ρ_∞ – коэффициенты динамической вязкости и плотности невозмущенного газового потока.

Аналогично для ламинарного режима обтекания полусферы (для нулевых углов атаки и скольжения) тепловой поток можно представить в виде

$$q_w(r, M) = \frac{0,0083}{Pr^{0,6}} \cdot \left(\frac{\beta \cdot R_w}{U} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{v_\infty}{U \cdot R_w} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\rho_\delta}{\rho_\infty} \right)^{1/2} \cdot \left(\frac{\mu_\delta}{\mu_\infty} \right)^{1/2} \cdot \rho_\infty \cdot U_\infty \cdot C_p \cdot (T_r - T_w). \quad (4)$$

Для последующей детализации формул (3) и (4) воспользуемся известными газодинамическими соотношениями [8, 12]:

$$\beta = \frac{u}{2R_w} \left(\frac{8(\gamma_\infty - 1) \cdot M^2 + 2}{(\gamma_\infty + 1) \cdot M^2} \left[1 + \frac{\gamma_\infty - 1}{2} \cdot \frac{(\gamma_\infty - 1) \cdot M^2 + 2}{2\gamma_\infty \cdot M^2 - (\gamma_\infty - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma_\infty - 1}} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

где $\gamma_\infty = C_p / C_v = 1,4$ (воздух).

Соотношения $\rho_\delta / \rho_\infty$ и μ_δ / μ_∞ определяются расчетом давления по методу Ньютона и адиабатического расширения от критической точки вдоль поверхности изделия (в направлении x):

$$\frac{\rho_\delta}{\rho_\infty} = 6,35 \left(1 - \frac{1}{7M^2} \right)^{-2,5} \cdot \left(1 + \frac{5}{M^2} \right)^{-1} \cdot \bar{P}^{5/2}, \quad (6)$$

$$\frac{\mu_\delta}{\mu_\infty} = 0,447M \left(1 + \frac{5}{M^2} \right)^{1/2} \cdot \frac{1 + S/T_\infty}{1 + S/T_T} \cdot \bar{P}^{3/14}, \quad (7)$$

где S – постоянная Сатерленда ($S = 110,4$ К); \bar{P} – отношение давления P_δ к давлению торможения P_T на границе пограничного слоя; T_T – температура торможения. В работе [13] на основе сравнения экспериментальных данных получена достаточно точная (относительная погрешность 3 – 5%) формула для определения распределения давления в направлении x (для $M > 2-3$ и $x/R_w < 1,2-1,5$):

$$\bar{P} = \frac{P_\delta}{P_T} = 1 - (1,525 - 1,85 \cdot k_0) \cdot (\sin(\Theta))^2 + (0,487 - 1,323 \cdot k_0) \cdot (\sin(\Theta))^4, \quad (8)$$

где k_0 – уплотнение воздуха за прямым скачком:

$$k_0 = \frac{\gamma_\infty - 1}{\gamma_\infty + 1} + \frac{2}{(\gamma_\infty + 1) \cdot M^2}. \quad (9)$$

Давление в точке торможения определяется по формуле

$$P_T = P_\infty \cdot M^2 \frac{\gamma_\infty - 1}{2} \left[\frac{(\gamma_\infty - 1) \cdot M^2}{4\gamma_\infty \cdot M^2 - 2(\gamma_\infty - 1)} \right]^{\frac{1}{\gamma_\infty - 1}}, \quad (10)$$

где P_∞ – давление в невозмущенном газовом потоке.

Температура торможения имеет вид

$$T_T = T_\infty \left(1 + \frac{\gamma_\infty - 1}{2} \cdot M^2 \right), \quad (11)$$

где T_∞ – температура невозмущенного газового потока.

При расчетах число Pr_δ для воздуха можно считать постоянным и равным 0,71, поскольку оно мало зависит от температуры. Удельную теплоемкость воздуха C_p для течения идеального газа также можно считать постоянной величиной, равной $C_p = 10^3$ Дж/кг·К.

По формулам (2) – (11) с помощью программы MathCad 2001 [14] проведены расчеты распределений теплового потока из пограничного слоя вдоль поверхности обтекателя в зависимости от различных условий эксплуатации изделий (рис. 4–7).

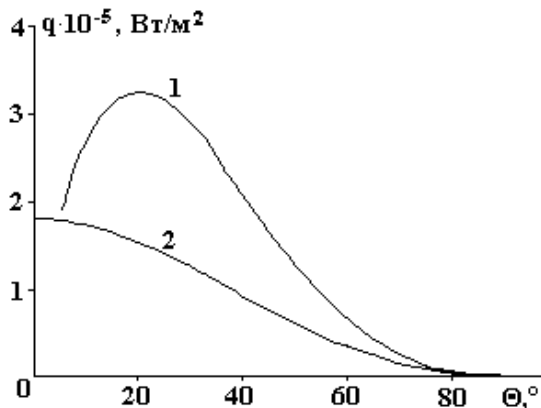


Рис. 4. Распределение теплового потока q_w вдоль поверхности обтекателя при сверхзвуковом обдуве потоком воздуха (высота полета 3000 м; $T_w/T_0 = 1$; $T_0 = 300$ К – начальная температура изделия до обдува потоком воздуха; оценка q_w по максимуму; $R_w = 0,015$ м; $M = 6$); 1 – турбулентный; 2 – ламинарный режим обтекания

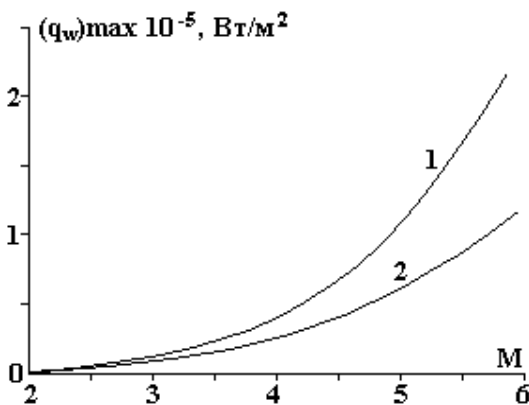


Рис. 5. Зависимость максимальных значений теплового потока $(q_w)_{max}$ от скорости сверхзвукового обдува потоком воздуха изделия (высота полета 3000 м; $T_w/T_0 = 1$; $T_0 = 300$ К; $R_w = 0,015$ м); 1 – турбулентный; 2 – ламинарный режим обтекания

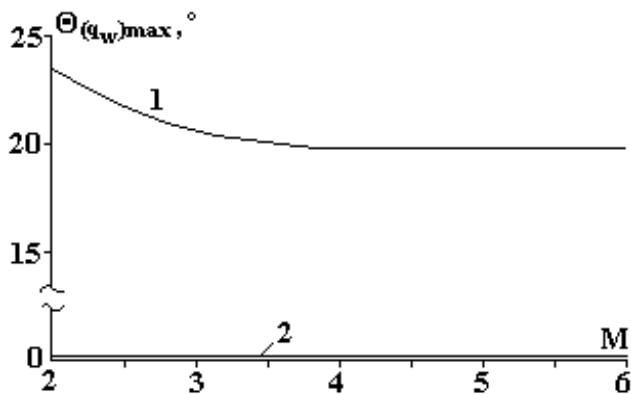


Рис. 6. Зависимость $\Theta_{(q_w)_{max}}(M)$ для различных сверхзвуковых режимов обтекания (высота полета 3000 м; $T_w/T_0 = 1$; $T_0 = 300$ К; $R_w = 0,015$ м); 1 – турбулентный; 2 – ламинарный режим обтекания

Из рис. 4–7 следует, что месторасположение максимальных значений теплового потока $(q_w)_{\max}$ на поверхности обтекателя существенно зависит от режима обтекания: для ламинарного режима обтекания значения $(q_w)_{\max}$ находятся вблизи передней критической точки ($\Theta = 0$) обтекателя; для турбулентного режима обтекания значения $(q_w)_{\max}$ уже смещаются от $\Theta = 0$ до $\Theta_{(q_w)_{\max}}$. При этом с увеличением скорости обдува потоком воздуха от $M = 2$ до $M = 6$ значения $(q_w)_{\max}$ возрастают от $0,3 \cdot 10^5$ до $2,3 \cdot 10^5$ Вт/м² (турбулентный режим обтекания) и от $0,2 \cdot 10^5$ до $1,3 \cdot 10^5$ Вт/м² (ламинарный режим обтекания). Что касается значений $\Theta_{(q_w)_{\max}}$, то для ламинарного режима обтекания $\Theta_{(q_w)_{\max}} \approx 0$ независимо от M . При турбулентном режиме обтекания для исследованного диапазона изменения $M = 2 - 6$ значения $\Theta_{(q_w)_{\max}}$ находятся в диапазоне $20-23^\circ$.

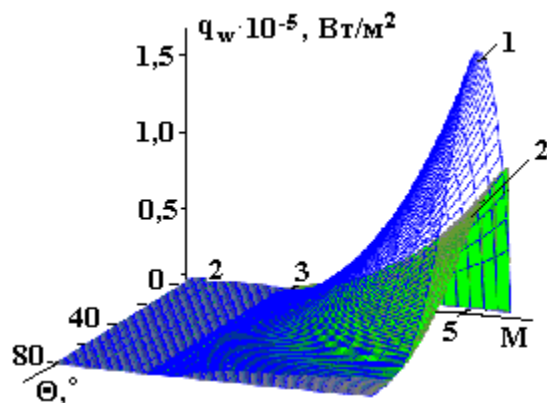


Рис. 7. Зависимость распределения теплового потока $q_w(\Theta, M)$ на поверхности полусферического обтекателя $R_w = 0,015$ м от скорости M встречного потока воздуха на высоте полета изделия 3000 м при $T_w/T_0 = 1$ и $T_0 = 300$ К для разных режимов обтекания: 1 – турбулентный; 2 – ламинарный

Качественное различие в зависимостях $\Theta_{(q_w)_{\max}}(M)$ для турбулентного и ламинарного режимов обтекания объясняется структурой приведенных выше формул (3) и (4). Так, из формулы (3) следует, что тепловой поток q_w при турбулентном режиме обтекания возрастает с увеличением расстояния от передней критической точки (содержит член $\sim (\sin \Theta)^{3/5}$). Однако в сверхзвуковом потоке параметры ρ_δ и μ_δ уменьшаются вдоль поверхности обтекателя, то есть уменьшается и член $\sim \rho_\delta^{4/5} \cdot \mu_\delta^{1/5}$ в формуле (3), что приводит в конечном итоге к появлению $(q_w)_{\max}$ на расстоянии $\Theta_{(q_w)_{\max}}$ от передней критической точки. В формуле (4), соответствующей ламинарному режиму обтекания, уже отсутствует $\sim (\sin \Theta)^{3/5}$, а член $\sim \rho_\delta^{1/2} \cdot \mu_\delta^{1/2}$ остается. Поэтому для ламинарного режима обтекания функция $q_w(\Theta)$ убывает при увеличении Θ , то есть $(q_w)_{\max}$ на поверхности обтекателя должен находиться при $\Theta = 0$, что подтверждается результатами расчетов.

Результаты расчетно-теоретических исследований использованы при разработке серийных изделий оптико-механических приборов ИК-области спектра, оптико-электронных и интегрально-оптических приспособлений специального назначения (ПО «завод Арсенал», ЦКБ «Арсенал», НПО «Фотоприбор», Киев, Черкассы).

Авторы выражают благодарность профессору Г.Ю. Мазингу (Московский приборостроительный институт) за полезные советы при обсуждении полученных результатов.

В результате расчетно-теоретических исследований получены следующие результаты.

Тепловой поток из пограничного слоя в обтекатель имеет максимум для всего исследованного диапазона скоростей газового потока ($M = 2-6$).

При ламинарном режиме обтекания максимум теплового потока находится в окрестности передней критической точки полусферы.

При турбулентном режиме обтекания максимум теплового потока находится в диапазоне $\Theta_{(q_w)_{\max}} = 20-30^\circ$ от передней критической точки полусферического обтекателя.

В зонах максимального внешнего термовоздействия в материале обтекателя происходит формирование термоупругих напряжений, превышающих предел прочности оптической керамики.

Для определения оптимальных режимов упрочняющей электронной обработки поверхности керамических обтекателей необходимы экспериментальные исследования формы и расположения зон

максимальных термовоздействий при их сверхзвуковом обдуве потоком воздуха в зависимости от различных режимов обтекания (ламинарного, турбулентного).

ЛИТЕРАТУРА

1. Котельников Д.И., Канашиевич Г.В. Электронная обработка оптических материалов // Электронная обработка материалов. 2002. № 2. С. 12–16.
2. Бочок М. П., Бутко М.П., Ващенко В.А. и др. Спеціальні методи обробки оптичного скла (технологія, техніка, економіка): Навчальний посібник за ред. академіка ІАУ, проф. Д. І. Котельникова. Чернігов, 2002.
3. Канашиевич Г.В., Котельніков Д.І. Передумови використання електронно-променевого методу у формуванні функціональних шарів на оптичному склі і оптичній кераміці // Збірник наукових праць Кіровоградського державного технічного університету. 2003. Вип. 12. С. 107–113.
4. Ващенко В.А. Высокотемпературные технологические процессы взаимодействия концентрированных источников энергии с материалами (монография) / Деп. в ВИНТИ 07.08.96, № 62-хп 96.
5. Ващенко В.А. Физико-технические процессы взаимодействия электронного луча с оптическими материалами // Вісник ЧІТІ. 2000. № 2. С.14–19.
6. Ващенко В.А. Процессы горения металлизированных конденсированных систем при различных внешних условиях // Там же. 2000. № 2. С.185–188.
7. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М., 1987.
8. Тимошенко В. И. Сверхзвуковые течения вязкого газа. Киев, 1987.
9. Воронова Е.М., Гречушиников Б.Н., Дистлер Г.Н., Петров И.П. Оптические материалы для инфракрасной техники. М., 1965.
10. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. М., 1969.
11. Беляев Н.М., Рядно А. Методы теории теплопроводности. М., 1982.
12. Карташов Э. М. Аналитические методы в теории теплопроводности твердых тел. М., 1985.
13. Ван-Драйт. Проблемы аэродинамики нагрева // Вопросы ракетной техники. 1976. № 5(41). С. 46–57.
14. Дьяконов В. А. Mathcad 2001. Учебный курс. СПб., 2001.

Поступила 10.03.04

Summary

Electron heat treatment zone parameters are calculated for creation the thermo-shock resisted layers into optical ceramics streamliner of infrared self-direct devices of flying apparatus.
