

Г.Ф. Володина^{*}, В.Г. Звонкий^{**}, А.А. Зуев^{**}, И.И. Магурян^{**},
О.О. Редкозубова^{*}, Е.А. Яхова^{**}, А.И. Дикусар^{*,**}

ЛОКАЛИЗАЦИЯ АНОДНОГО ТРАВЛЕНИЯ ТОЛСТЫМИ ПОЛИМЕРНЫМИ МАСКАМИ И СОСТАВ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ ПРИ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОМ МАРКИРОВАНИИ ДЕТАЛЕЙ ИЗ АЛЮМИНИЕВЫХ СПЛАВОВ

^{}Институт прикладной физики АН Молдовы,
ул. Академией, 5, Кишинев, MD-2028, Республика Молдова
^{**}Приднестровский госуниверситет им. Т.Г. Шевченко,
ул. 25 октября, 128, Тирасполь, Молдова*

Современное производство, реализация и учет продукции требуют применения высокотехнологичных методов маркировки – гибких, скоростных, допускающих автоматизацию, обеспечивающих защиту изделий от подделок, не влияющих на работоспособность и потребительские свойства маркируемых деталей, узлов и изделий.

Из существующих методов (ударно-механического, химического, электрохимического, электроэрозионного, окрашивания красками, наклеивания этикеток и т.д.) необходимым комплексом свойств, отвечающих требованиям высокой технологичности в сочетании с высоким уровнем экологической чистоты, обладают методы, основанные на использовании электрической энергии и электромагнитного излучения (лазерная, электрохимическая и электроэрозионная маркировка) [1–4]. Настоящее исследование посвящено изучению возможностей электрохимической маркировки с применением трафарета [2], причем в качестве последнего используется относительно новый (применительно к задачам электрохимического маркирования) тип маски – самоклеющиеся поливинилхлоридные (ПВХ) маски.

В настоящее время такие маски выпускаются и широко используются промышленностью. Метод изготовления трафарета включает: компьютерное получение требуемого рисунка на маске; плоттерную резку по линии контура для получения рисунка на двухслойной пленке из ПВХ, которая в последующем исполняет роль трафарета; нанесение пленки на обрабатываемую поверхность и удаление части ее с «пробельных» мест.

Пленки стойки в различных средах, удобны в эксплуатации, могут использоваться неоднократно. Применительно к электрохимической маркировке их возможности практически не исследованы.

В работе описаны методы локализации анодного травления с применением такого типа маски и показаны возможности использования для целей электрохимической маркировки на примере анодной обработки алюминиевых сплавов (Al–Cu–Mn) в хлоридных растворах.

Методика эксперимента

Анодному травлению подвергались плоские образцы из деформируемого алюминиевого сплава Д1 (3,8–4,8% Cu, 0,4–0,8% Mn, 0,4–0,8% Mg, ост. – Al). Исследования [5, 6] показали, что при анодном растворении этого сплава в хлоридных растворах после пропускания плотности заряда 200–600 Кл/см² на поверхности металла образуется плотная, черная, хорошо сцепленная с поверхностью пленка.

В работе отмечены результаты анодного растворения образцов из указанного сплава в ней-

травлении в растворе NaCl концентрацией 150 г/л при $Q = 400$ Кл/см² и объемной температуре 25°C. Анодному растворению подвергались прямоугольные образцы 5×5 мм. Остальная часть поверхности изолирована самоклеющейся ПВХ маской, толщиной ~ 100 мкм. Образцы завешивались вертикально в электрохимической ячейке объемом ~ 0,5 л. Раствор перемешивался магнитной мешалкой.

Использованы три вида обработки: постоянным; импульсным униполярным (рис. 1,а); импульсным биполярным (анодно-катодная обработка) током (рис. 1,б). Импульсную обработку осуществляли при постоянной длительности анодного τ_p^a и катодного τ_p^c импульсов $\tau_p^a = \tau_p^c = 0,1$ с. Использовались плотности тока (при импульсной обработке – средние плотности тока i_{cp}) в интервале 0,2–1,0 А/см². Средняя плотность анодного тока при импульсной униполярной обработке рассчитывалась как $i_{cp} = i_p / q$, где i_p – плотность анодного тока в импульсе, q – скважность (отношение суммы длительностей импульса и паузы ($\tau_p + \tau_n$) к длительности импульса τ_p ; в описываемых экспериментах $q=2$). Средняя плотность тока при импульсной биполярной обработке равна: $i_{cp} = (i_p^a \tau_p^a - i_p^c \tau_p^c) / (\tau_p^a + \tau_p^c)$. Импульсная анодно-катодная обработка проводилась при следующих соотношениях величин заряда в анодном и катодном импульсах Q_a/Q_c : 3; 5; 10.

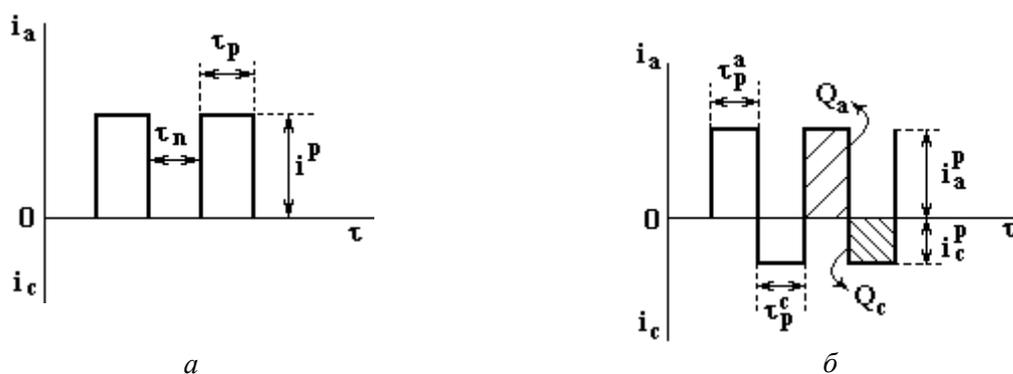


Рис. 1. Типы импульсных токов и условные обозначения

В качестве показателя локализации электрохимического процесса использовался фактор травления EF – отношение скорости травления в нормальном направлении к скорости травления под изоляцией (см. рис. 2). $EF = h/\Delta$, где $\Delta = (d - d_0)/2$, d_0 – длина стороны квадрата до обработки (отверстия на маске); d – длина стороны квадрата после обработки; h – глубина травления.

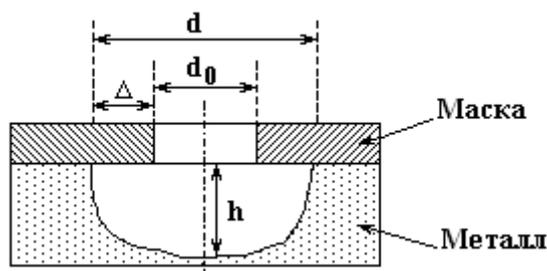


Рис. 2. Схема формирования полости травления

По результатам определения глубины травления h рассчитывали скорость травления в нормальном направлении $V = h/t$ (мкм/мин), где t – общее время обработки. Определенную экспериментально в зависимости от условий обработки величину V сравнивали со значениями V_p – фарадеевской скорости растворения, рассчитанной в предположении: 1) отсутствия подтравливания под изоляцией; 2) величины $n_{эф} = 3$ ($n_{эф}$ – эффективная валентность растворения Al). Величина V_p равна 20,7 мкм/мин при 1 А/см² и в соответствии с законом Фарадея находилась в прямой пропорциональной зависимости от плотности (средней плотности) тока. Для определения состава поверхности до и после обработки использовали рентгенофазовый анализ.

Результаты и их обсуждение

Точность изготовления и нанесения маски. Точность изготовления маски (а также ее нанесения) является одним из важнейших параметров, определяющих технологические возможности мар-

кировки. Из представленных в табл. 1 точностных параметров маски видно, что среднее отклонение от заданного размера при изготовлении трафарета не превышает ± 200 мкм. По существу этот показатель отражает точность плоттерной резки при изготовлении трафарета. В табл. 1 Δ' – разница между заданным характерным и средним размером, полученным из серии измерений. Там же приведены значения стандартного отклонения для среднего размера δ . Величина $\delta_{\text{ср}}$ соответствует среднему стандартному отклонению, полученному из 6, 3 и 5 измерений соответственно. Иными словами, для поверхностей, использованных в настоящей работе (первая строка в табл. 1), проведены измерения 23 электродов. При этом средняя величина длины квадрата для всех 23 электродов оказалось равной 5,14 мм. Для каждого электрода проведено 6 измерений d_0 . Среднее стандартное отклонение $\delta_{\text{ср}}$ оказалось равным 0,03 мм. Аналогичные измерения проведены и на поверхностях других размеров, не использованных в работе. Видно, что разброс получаемых размеров равен $\sim 30\text{--}40$ мкм. Эта величина наряду со средним отклонением от задаваемой величины характеризует точность изготовления трафарета.

Специальными измерениями показано, что именно точность плоттерной резки определяет точность установки трафарета после его нанесения на деталь, поскольку измерения характерных линейных размеров трафарета после его нанесения на обрабатываемую поверхность, а также после обработки оказались лежащими в пределах точности изготовления трафарета.

Таблица 1. Точностные параметры трафарета из самоклеющейся ПВХ пленки

№	Тип отверстия	Заданный размер, мм	Число измерений	$d_0^{\text{ср}}$, мм	Δ' , мкм	Число измерений для определения δ	$\delta_{\text{ср}}$, мм
1	Квадратный	Сторона квадрата 5,0	23	5,14	+ 140	6	0,03
2	Круглый	Диаметр 3,5	144	3,44	- 60	3	0,04
3	То же	Диаметр 2,0	16	1,83	-170	5	0,03

Специальные измерения показали, что размеры трафарета не изменяются после его длительной выдержки в концентрированных растворах кислот и при высокой температуре. После выдержки в растворе хромовой кислоты при температуре 50°C размеры трафарета не отличались от полученных в исходном состоянии в пределах ошибок измерения.

Скорость анодного травления в условиях маркирования. Величины скоростей травления в нормальном направлении при различных плотностях тока и видах обработки представлены в табл. 2 и на рис. 3 (для импульсной анодно-катодной обработки). Значения получены на основе измерений средних глубин травления после обработки, которые изменялись в зависимости от режимов травления в пределах $\sim 60\text{--}200$ мкм.

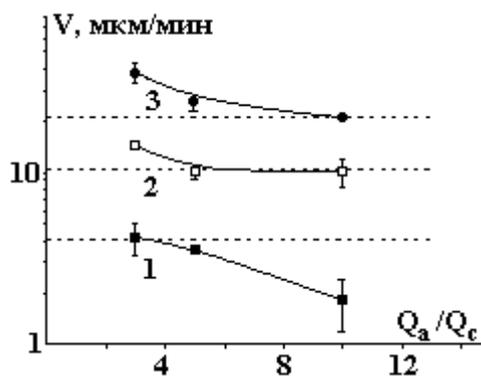


Рис. 3. Влияние соотношения величин заряда в анодном и катодном импульсах на скорость травления при импульсной анодно-катодной обработке и плотностях тока, A/cm^2 : 0,2 (1); 0,5 (2); 1,0 (3). Пунктирными линиями показаны значения V_p для соответствующих плотностей тока

Видно, что достигаемые значения скорости травления определяются рядом факторов. Во-первых, они зависят от плотности тока, но зависимость эта существенно более сложная, чем прямая пропорциональность, как это следовало бы из закона Фарадея. Во-вторых, скорость при биполярной обработке зависит от соотношения зарядов в анодном и катодном импульсах, увеличиваясь с уменьшением соотношения Q_a/Q_c в исследованных пределах изменения этого соотношения (3–10) (рис. 3).

В-третьих, она может быть не только ниже фарадеевской при расчете с $n_{эф} = 3$ (что естественно, поскольку V_p рассчитывается без учета подтравливания под изоляцию), но и выше (например, при анодно-катодной обработке) (рис. 3).

Таблица 2. Средняя скорость травления в нормальном направлении при использовании постоянного и импульсного униполярного тока ($Q_{cp} = 400$ Кл/см²)

№	i_{cp} , А/см ²	Вид тока	V , мкм/мин	V_p , мкм/мин
1	0,2	Постоянный	$2,7 \pm 0,3$	4,1
2		Импульсный	$2,4 \pm 1,2$	
3	0,5	Постоянный	$5,3 \pm 0,7$	10,3
4		Импульсный	$7,5 \pm 0,8$	

Как минимум, два фактора влияют на достигаемые значения V . Во-первых, это подтравливание под изоляцией (рис. 2). Очевидно, чем оно выше, тем ниже при прочих равных условиях скорость травления. Далее будет показано, как плотность и параметры импульсного тока влияют на локализацию, определяя значения скорости травления. Но наличие подтравливания может только снижать достигаемые значения V в сравнении с V_p ($V < V_p$). Из результатов рис. 3 следует, что V может быть больше V_p при определенных значениях Q_a/Q_c . Очевидно, что в этих условиях возможно так называемое «аномальное» анодное растворение Al с $n_{эф} < 3$. Конкретный механизм явления требует более детального исследования. Но известно, что Al относится к числу металлов, для которых при определенных условиях наблюдается аномальное анодное растворение (так называемый отрицательный дифференц-эффект) [7]. Таким образом, при электрохимическом маркировании глубину травления можно представлять только в «нулевом» приближении, если известны значения подтравливания для заданных технологических условий.

Локализация анодного травления. Из представленных на рис. 4–7 результатов влияния плотности тока и параметров импульсного травления на локализацию электрохимического процесса можно заключить, что: 1) повышение плотности тока независимо от вида обработки (постоянный ток, различные виды импульсного тока) приводит к повышению локализации травления (в исследованном диапазоне плотностей тока и для использованного состава электролита); 2) при импульсной обработке подтравливание понижается, а следовательно, повышается локализация; 3) максимальная локализация достигается при импульсной анодно-катодной обработке; 4) для заданного значения средней плотности тока наблюдается свое оптимальное соотношение зарядов в анодном и катодном импульсах, приводящее к максимальной локализации; 5) оптимальное соотношение Q_a/Q_c увеличивается с ростом средней плотности импульсного тока (рис. 8).



Рис. 4. Зависимость локализации травления от отношения плотностей пропущенного заряда в анодном и катодном импульсах при $i = 0,2$ А/см²



Рис. 5. Зависимость локализации травления от отношения плотностей пропущенного заряда в анодном и катодном импульсах при $i = 0,5$ А/см². Штрих-пунктиром показан возможный интервал Q_a/Q_c , в котором может наблюдаться увеличение локализации

Наблюдаемые явления, очевидно, тесно связаны с особенностями переноса при электрохимическом травлении в нормальном направлении и в области подтравливания, как это происходило, в частности, при обработке стали с использованием тонких фоторезистивных масок, а также меди при больших толщинах изоляции [8–10]. Наличие концентрационных ограничений скорости растворения в области подтравливания приводит к росту сопротивления переносу при увеличении плотности тока и, как следствие: а) к повышению скорости растворения вследствие перераспределения скоростей в сторону увеличения скорости растворения в нормальном направлении; б) к повышению локализации.



Рис. 6. Зависимость локализации травления от отношения плотностей пропущенного заряда в анодном и катодном импульсах при $i = 1,0 \text{ A/cm}^2$

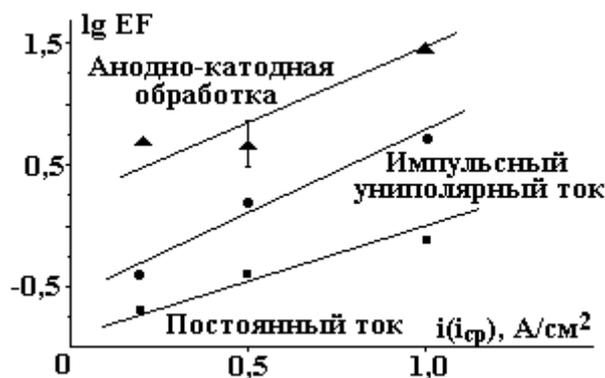


Рис. 7. Влияние плотности тока на локализацию травления при различных видах электрохимической обработки

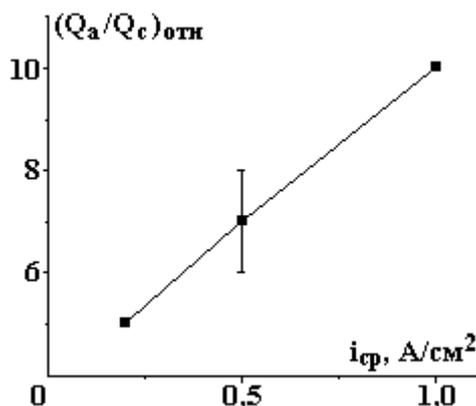


Рис. 8. Влияние средней плотности тока на отношение плотностей заряда в анодном и катодном импульсах, при котором достигается максимальная локализация травления. Значение при плотности тока $0,5 \text{ A/cm}^2$ получено экстраполяцией экспериментальных данных

Использование импульсной анодно-катодной обработки, так же как и в [8–10] (то есть при обработке стали с другим типом изолирующих пленок), приводит к повышению локализации. Можно предположить, что в данном случае, как это предполагалось в [8–10], имеет место восстановление продуктов растворения в период катодного импульса, приводящее к дополнительному увеличению сопротивления переносу в области подтравливания. Однако механизм этих процессов, видимо, существенно иной, чем наблюдаемый в [8–10] для случая электрохимической обработки стали.

Состав поверхностных пленок и его изменение в зависимости от режимов травления. Полученные черные, хорошо сцепленные с поверхностью анодные пленки (которые можно рассматривать как конверсионное покрытие, получаемое в результате анодного травления) анализировались с использованием рентгенофазового анализа. На дифрактограммах исходных образцов (до травления) присутствовали только линии Al (концентрация легирующих компонентов Cu, Mn и Mg недостаточна для регистрации их с помощью данного метода анализа). На дифрактограмме после травления присутствовал ряд линий, отличных от наблюдаемых на исходной поверхности. Результаты анализа показали, что пленка представляет собой смесь оксидов Cu(I) и $\epsilon\text{-MnO}_2$.

Наиболее сильным сигналом оказалась линия, соответствующая фазе ϵ -MnO₂ (межплоскостное расстояние 3,71 Å). Очевидно, что образование черной пленки – следствие накопления в ней продуктов «нерастворения» – оксидов легирующих компонентов, как это наблюдалось ранее для сплавов W [11] и Fe [12] (в последнем случае карбидов железа).



Рис. 9. Влияние условий обработки на величину сигнала при рентгенофазовом анализе пленки, полученной при травлении сплава (межплоскостное расстояние 3,71 Å), при средней плотности тока 0,5 А/см²



Рис. 10. Влияние условий импульсной обработки на величину сигнала при рентгенофазовом анализе пленки, полученной при травлении сплава (межплоскостное расстояние 3,71 Å), при различных плотностях тока

Анализ влияния режимов обработки на величину сигнала для фазы ϵ -MnO₂ (при межплоскостном расстоянии 3,71 Å) показал, что высота пика $I_{отн}$ зависит от условий электрохимического травления (рис. 9, 10). Наличие зависимости состава пленки от режимов обработки позволяет использовать режимы электрохимической обработки в сочетании с рентгенофазовой диагностикой пленки как метод защиты изделий из данного сплава при их маркировке [13].

ЛИТЕРАТУРА

1. Горный С.Г., Юдин К.В. Применение лазерной маркировки в промышленности // *Металлообработка*. 2003. № 6. С. 21–23.
2. Смоленцев В.П., Смоленцев Г.П., Садыков З.Б. Электрохимическое маркирование деталей. М., 1983.
3. Смоленцев Г.П., Смоленцев М.Г. Автоматизация процессов электрохимического маркирования изделий // *Техника машиностроения*. 1999. № 2. С. 64–66.
4. Кирсанов С.В., Глебов В.В. Применение методов электрохимического маркирования в машиностроении // *Электронная обработка материалов*. 2004. № 5. С. 4–6.
5. Володина Г.Ф., Дудин Ф.В., Зувев А.А. и др. Локализация анодного растворения толстыми полимерными масками и состав поверхностных слоев при электрохимической обработке деталей из алюминиевых сплавов (Al–Cu–Mn) // *Материалы IV Международного научно-практического семинара «Современные электрохимические технологии в машиностроении»*. Иваново, 16–17 октября 2003 г. С. 31–34.

6. Яхова Е.А., Магурян И.И. Конверсионные электрохимические покрытия на поверхности алюминиевых сплавов // Тезисы докладов Международной научно-технической конференции «Электрохимические и электролитно-плазменные методы модификации металлических поверхностей». Кострома, 8–11 сентября 2003 г. С. 41–42.
7. Колотыркин Я.М., Флорианович Г.М. Аномальные явления при растворении металлов // В кн. Итоги науки и техники. Электрохимия. Т. 7. М. 1971. С. 5–64.
8. Редкозубова О.О., Келоглу О.Ю., Ющенко С.П., Дикусар А.И. Локализация растворения при больших толщинах изолирующих масок в условиях электрохимической микрообработки меди в нитратных растворах // Электронная обработка материалов. 1999. № 5. С. 4–19.
9. Редкозубова О.О. Импульсная анодно-катодная электрохимическая микрообработка при наличии изолирующих масок // Электронная обработка материалов. 2002. № 6. С. 4–11.
10. Dikusar A.I., Yuschenko S.P., Redcozubova O.O., Kriksunov L.B., Harris D. Pulse Anodic Dissolution of Macroscopically Non-uniform Surface in Presence of Photoresist Mask // 53rd Annual Meeting of the International Society of Electrochemistry (ISE) “Electrochemistry in Molecular and Microscopic Dimensions”. Düsseldorf. September 15–20, 2002. Book of Abstracts. P. 213.
11. Дикусар А.И., Ющенко С.П., Киоссе Г.А., Петренко П.А. Диффузионная кинетика анодного растворения вольфрама, содержащего пассивную фазу, в щелочи // Электронная обработка материалов. 1995. № 5–6. С. 64–75.
12. Дикусар А.И., Редкозубова О.О., Ющенко С.П., Яхова Е.А. Анализ влияния макроскопической неоднородности на скорость анодного растворения при смешанном контроле скорости реакции // Электрохимия. 2002. Т. 38. № 6. С. 712–718.
13. Cerere de brevet de invenție MD nr. Dep. a2003 0290. Metoda de identificare a produselor din aliaje de aluminiu. Cl. Int⁷ 1325H7/00 H05K3/18 / Dikusar A., Volodina G., Redcozubova O., Dudin T., Yahova E., Zvonkii V., Zuev A.

Поступила 23.08.04

Summary

The possibilities of application of thick (thickness ~ 100 μm) self-glued polyvinylchloride masks (SPM) as mask at electrochemical marking of parts from aluminum alloys (alloy D1 with Cu, Mn and Mg as alloying components) have been investigated. We demonstrate that at anode etching of alloy in chloride solution there is black, well-adhesive film from oxides of alloying components on the surface. This film may serve as base for patterning at marking. Localization of marking at various kinds of electrochemical machining (direct current, pulse unipolar current, anode-cathode machining at different ratio of charges in anode and cathode pulses Q_a/Q_c) has been investigated. We demonstrate that localization increases at increasing current density. Maximal localization was observed at anode-cathode machining. We determined optimal ratios Q_a/Q_c for applied average current densities, which provide maximal localization. We showed that suggested method of marking in combination with X-ray analysis of formed film may be used for protection of parts from given alloy at marking of they.

Ю.И. Усенко *, В.И. Иванов **, В.П. Грицай **, Т.Н. Нестеренко **

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНАЯ ОБРАБОТКА В ИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ ПОВЕРХНОСТИ ВАЛКОВ СТАНОВ ХОЛОДНОЙ ПРОКАТКИ СТАЛЬНОЙ ПОЛОСЫ

*Национальная металлургическая академия Украины,
г. Днепропетровск,
Запорожская государственная инженерная академия,
пр. Ленина, 226, г. Запорожье, 69006, Украина*

Состояние поверхности стальной холоднокатаной полосы для глубокой вытяжки, величина и равномерность шероховатости являются важнейшими ее качественными показателями и оказывают существенное влияние на штампуемость металла, внешний вид и прочность защитных покрытий.

При прочих равных условиях лучшими свойствами обладает металл, микрогеометрия поверхности которого характеризуется хаотично расположенными, но равномерно распределенными по ее различным участкам микровпадинами и микровыступами, имеющими заданную высоту. В свою очередь, микрогеометрия поверхности стальной полосы после холодной прокатки в значительной степени зависит от состояния микропрофиля рабочей поверхности валков прокатных станов.

Нанесение на рабочую поверхность валков микрорельефа с заданными параметрами шероховатости, как правило, осуществляют различными механическими методами с использованием гидроабразивных и свободно абразивных частиц [1, 2].

В настоящее время наряду с механическими методами обработки поверхности металла получают распространение и электрофизические методы: ультразвуковой и электроразрядный в импульсном режиме (электроискровой) [3].

Электроразрядный метод обработки следует отнести к наиболее перспективным, так как он в отличие от механических методов является инженерно управляемым и экологически чистым, а в отличие от ультразвукового метода – характеризуется высокой производительностью процесса, относительной дешевизной оборудования и простотой его обслуживания.

Сущность метода заключается в изменении шероховатости и свойств поверхностного слоя металла под воздействием импульсных электрических разрядов, которые протекают в рабочей диэлектрической жидкости, заполняющей пространство между электродом-инструментом (анодом) обрабатываемой деталью (катодом). Формирование поверхностного слоя обрабатываемого металла происходит под воздействием высоких температур (10^4 – 10^5 °С), которые развиваются в зоне действия импульсного электрического разряда. Получение такого уровня температур в канале разряда достигается с использованием генератора электрических импульсов, позволяющих создавать большую концентрацию энергии.

В Национальной металлургической академии Украины (г. Днепропетровск) совместно с сотрудниками Запорожской государственной инженерной академии выполнен комплекс исследований, направленных на изучение возможности использования электроразрядной обработки для нанесения микрорельефа с заданным уровнем шероховатости на рабочую поверхность литых валков станов холодной прокатки стальной полосы.

Эксперименты проводили на стенде, разработанном на кафедре теплотехники и экологии металлургических печей НМетАУ и позволяющем успешно моделировать рассматриваемый процесс применительно к обработке валков прокатных станов [4]. Во время исследований варьировали вели-

чину рабочего напряжения, которое подводят к электроду-инструменту (в диапазоне от 40 до 300 В), частоту следования электрических разрядов (от 50 до 450 кГц), а также скорость вращения изделий (от 30 до 300 мин⁻¹).

В результате подачи импульсного напряжения на рабочие электроды процесс электроразрядной обработки поверхности металла периодически повторяется. Под воздействием серии высокочастотных импульсных разрядов рабочая поверхность валка покрывается явно выраженными микроуглублениями в виде множества лунок, которые по форме приближаются к шаровым сегментам и, накладываясь одна на другую, формируют матовый высокоразвитый микрорельеф, который характеризует шероховатость обрабатываемой поверхности.

В процессе электроразрядной обработки, наряду с образованием шероховатой рабочей поверхности прокатных валков, происходит значительное упрочнение ее тонкого поверхностного слоя. Это достигается путем легирования обрабатываемого материала, как продуктами испарения электродов-инструментов, так и пиролиза диэлектрической жидкости, а также в результате высокоскоростной закалки микроскопических объемов металла, располагаемых в зоне действия электрического разряда.

На основании проведенных исследований разработана и изготовлена в условиях опытного завода НМетАУ конструкция универсального многоместного станка серии СЭИ для электроразрядной обработки в импульсном режиме рабочей поверхности валков станов холодной прокатки полосового металла.

Станок содержит подвижную станину, на которой смонтированы роликовые опоры для закрепления прокатных валков, ванну с рабочей жидкостью (индустриальным маслом марки 20), двигатель привода вращения обрабатываемых валков, генератор импульсов постоянного тока и систему электродных кассет (по три кассеты на каждое обрабатываемое изделие), которые представляют собой обоймы из диэлектрического материала со свободно размещаемыми электродами-инструментами (медными пластинами). Для обеспечения безопасности технологического процесса электроразрядной обработки поверхности прокатных валков станки оборудованы защитными колпаками и зонтами вытяжной вентиляции.

Большая плотность следов разрядов (50–100 на см²) и равномерность их размещения по всей площади контакта электродов-инструментов и рабочей поверхности прокатных валков позволяют формировать на ней равномерный микрорельеф с заданными параметрами шероховатости.

Формирование импульсов тока, подводимых к электродам-инструментам станка серии СЭИ и обрабатываемой поверхности валков прокатных станов, производится при помощи генератора импульсов, изготовленного по классической RC-схеме и состоящего из двенадцати одинаковых контуров. К каждому обрабатываемому изделию (валку) подведено три контура, что позволяет повысить производительность станка. В процессе заряда накопительного конденсатора от источника постоянного тока напряжением 100–200 В, осуществляемого через токоограничительный резистор, наблюдается повышение напряжения на его обкладках, а также напряжения промежутка между электродом-инструментом и обрабатываемой поверхностью валка, подключенного параллельно конденсатору. При напряжении определенной величины энергия, запасенная в накопительном конденсаторе, выделяется в виде короткого импульса большой мощности, что вызывает появление микроуглублений на обрабатываемой поверхности. В процессе разряда конденсатора напряжение промежутка между электродом-инструментом и обрабатываемой поверхностью валка уменьшается до величины, при которой разряд не может поддерживаться. Резко увеличивается сопротивление межэлектродного промежутка, быстро уменьшается величина тока и прекращается его протекание. Восстановление диэлектрических свойств данного промежутка характеризуется зарядкой накопительного конденсатора. Далее процесс повторяется с частотой, зависящей от параметров схемы, расстояния между электродами и качества жидкого диэлектрика.

Глубину микровпадин и диаметр лунок, получаемых на станках серии СЭИ, регулируют путем изменения энергии электрического разряда. Независимо от твердости поверхности обрабатываемого металла электроразрядная обработка в импульсном режиме позволяет изменять уровень ее шероховатости в широком диапазоне (1–20 мкм Ra) и обеспечить высокое сопротивление изнашиванию поверхности рабочих валков станов холодной прокатки. Изотропность шероховатости поверхности валков, которая получена на станках данной серии, составляет 0,8–0,9.

Станки серии СЭИ просты в изготовлении, компактны, экономичны, работают в автоматическом режиме по программе от управляющей ЭВМ и не требуют вмешательства обслуживающего персонала.

Электроразрядную обработку в импульсном режиме рабочей поверхности валков станов холодной прокатки с использованием специализированных станков СЭИ-1 и СЭИ-2 впервые примени-

ли на Нижегородском металлургическом заводе. Поверхность каждого прокатного валка обрабатывали при помощи четырехканальной системы электродов-инструментов. При этом сплошность обрабатываемой поверхности достигали после десяти проходов электрода-инструмента, а возможность выбора режимов обработки рабочей поверхности прокатных валков (изменением в заданных пределах регулируемых электрических параметров исследуемого процесса) позволила получать в производственных условиях высокоразвитые изотропные поверхности с широким диапазоном шероховатости и глубины упрочнения.

Техническая характеристика станков серии СЭИ представлена в таблице.

Техническая характеристика станков серии СЭИ

Наименование параметра	Тип станка		
	СЭИ-1	СЭИ-2	СЭИ-3
Диаметр валов, мм	45–90	100–150	200–320
Количество одновременно обрабатываемых валов	4	4	2
Потребляемая мощность, кВт	2,0	4,0	6,0
Величина рабочего напряжения, В	0–150	50–250	50–250
Частота поступления импульсов, кГц	0–200	0–300	0–400
Скорость вращения валков, об/мин	60–240	70–100	90–100
Задаваемый интервал шероховатости, мкм	0,5–1,2	0,8–2,0	1,0–2,5
Глубина упрочнения поверхностного слоя, мкм	0,12–0,70	0,15–1,20	0,15–1,20
Производительность, валков/сутки	8–10	16–20	10–16
Габаритные размеры, м	0,6×1,2×0,9	1,1×1,7×0,8	1,2×2,2×1,0

Опытно-промышленные испытания литых валков станков холодной прокатки стальной полосы Нижегородского металлургического завода, предварительно подвергнутых электроразрядной обработке на станках СЭИ-1 и СЭИ-2, зафиксировали повышение более чем в 1,7–2,0 раза срока их службы в условиях цеха холодной прокатки стальной полосы, что является несомненным преимуществом данного метода. При этом наблюдается рост производительности прокатных станков и увеличение количества тонколистового металла, прокатанного без переделки валков с заданной микрогеометрией. Достигнута принципиальная возможность перевода станка СЭИ-2 на электроразрядную обработку в импульсном режиме рабочей поверхности валков дрессировочных станков путем реконструкции его механической части.

Кроме того, результаты экспериментов, выполненных в производственных условиях, свидетельствовали о качественном превосходстве микроповерхности готовых стальных полос, прокатанных в валках, подвергнутых электроразрядной обработке. Так, установлено, что количество микровыступов на единицу длины микропрофиля изменяется в зависимости от конечной величины параметра Ra: при Ra = 1,2–1,5 мкм количество микровыступов достигает величины 180–200, при Ra = 2,0–3,0 мкм – 120–150, а при Ra = 6,0–7,0 мкм – 50–100. Следовательно, для любого значения параметра Ra из вышеприведенного диапазона получаемая плотность микровыступов исключает вероятность свариваемости витков в рулонах стальной полосы и ленты при отжиге в колпаковых печах. Как следствие, существенно повышается качество готовой продукции, и улучшаются условия работы на дрессировочных станах.

Как показали испытания, защитные покрытия такого полосового металла (как органического, так и неорганического происхождения) обладают высокой адгезией и однородностью, равномерностью нанесения по длине и ширине полосы, стойкостью при работе в агрессивной среде. Этому способствуют как высокое развитие поверхности полосового металла, так и ее микропрофиль, который представляет собой монотонно чередующиеся микровыступы и микровпадины одинаковой высоты и глубины.

В процессе усовершенствования конструкции станков данной серии осуществили замену РС-генератора импульсов электрического тока новым генератором, в зарядную и разрядную цепи которого ввели управляющие тиристоры, которые позволили полностью использовать энергию накопительных конденсаторов и способны создавать электрические импульсы малой мощности с большой частотой следования.

Возможность выбора режимов обработки рабочей поверхности валков станков холодной прокатки на станках серии СЭИ позволяет обеспечить минимальный расход материалов покрытий при высоком их качестве за счет получения оптимальных значений шероховатости на поверхности стальной полосы.

Заключение. При обработке валков станов холодной прокатки полосового металла электрическими импульсными разрядами с использованием универсальных станков серии СЭИ достигается нанесение на их рабочие поверхности матового изотропного микрорельефа с высокими качественными и эксплуатационными характеристиками.

Поступила 02.09.04

ЛИТЕРАТУРА

1. Малкин А.Я. Жидкостное полирование и его применение в промышленности. М., 1952.
2. Беляковский М.Е., Ширинская С.А., Фирсов П.А. Микрогеометрия валков и холоднокатаной ленты // *Металлург.* 1969. С. 31–32.
3. Лазаренко Н.И. Электроискровое легирование металлических поверхностей. М., 1981.
4. Усенко Ю.И., Иванов В.И., Нестеренко Т.Н., Грицай В.П. Импульсная электротепловая обработка поверхности прокатных валков // *Прогрессивные технологии машиностроения и современность.* Донецк, 1997.

Summary

It is offered the technology of electric discharge treatment in the impuls regime of the cast rollers working surface, which, from one side, allows to create on the surface of treatment mikrorelef with the prescribed parameters of roughness, and, with other, to give the substantial consolidating for the superficial layer of metal for the workshops of steel bar cold rolling and strip of a number of metallurgical plants of NIS countries. It is developed, made and passed the successful industrial tests the universal equipment for realization of the developed technology. Possibility of the choice of treatment regimes for surface rollers in the wide range of electric parameters allows due to the receipt of rational values of roughness and compactness of microbulges on the bar surface to secure a minimum expense of coverages materials with high their quality.

М.И. Дворник, А.Д. Верхотуров, Т.Б. Ершова, В.И. Палажченко

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ И ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА НА СОСТАВ ПОРОШКА, ПОЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОЭРОЗИОННЫМ ДИСПЕРГИРОВАНИЕМ ТВЕРДОГО СПЛАВА ВК8 В ВОДЕ

*Институт материаловедения Хабаровского Научного центра
Дальневосточного отделения Российской Академии наук,
ул. Тихоокеанская, 153, г. Хабаровск, Россия*

Введение

Современная промышленность широко использует твердые сплавы типа ВК, ТК [1]. Сокращение запасов кондиционного сырья и высокая стоимость вызывают необходимость поиска путей рециркуляции сплавов из отходов, образующихся в процессе производства изделий из твердых сплавов и при их эксплуатации. По расчетам специалистов при сохранении темпов развития промышленности и отсутствии новых месторождений вольфрама, его запасов хватит на 15–20 лет [2]. Поэтому уже сейчас в мире перерабатывается около 30% твердого сплава.

Основной проблемой переработки твердого сплава является его измельчение. Одним из перспективных методов получения порошка из компактных отходов является метод электроэрозионного диспергирования, впервые предложенный Б.Р. Лазаренко и Н.И. Лазаренко в 1943 году [3]. Работы по диспергированию различных материалов продолжены в 70–90 годы XX века в Институте неорганической и физической химии АН Киргизской ССР и в НПО «Тулачермет» [4, 5]. Возрастает интерес к

© Дворник М.И., Верхотуров А.Д., Ершова Т.Б., Палажченко В.И., *Электронная обработка материалов*, 2005, № 2, С. 14–19.

Заключение. При обработке валков станов холодной прокатки полосового металла электрическими импульсными разрядами с использованием универсальных станков серии СЭИ достигается нанесение на их рабочие поверхности матового изотропного микрорельефа с высокими качественными и эксплуатационными характеристиками.

Поступила 02.09.04

ЛИТЕРАТУРА

1. Малкин А.Я. Жидкостное полирование и его применение в промышленности. М., 1952.
2. Беляковский М.Е., Ширинская С.А., Фирсов П.А. Микрогеометрия валков и холоднокатаной ленты // *Металлург.* 1969. С. 31–32.
3. Лазаренко Н.И. Электроискровое легирование металлических поверхностей. М., 1981.
4. Усенко Ю.И., Иванов В.И., Нестеренко Т.Н., Грицай В.П. Импульсная электротепловая обработка поверхности прокатных валков // *Прогрессивные технологии машиностроения и современность.* Донецк, 1997.

Summary

It is offered the technology of electric discharge treatment in the impuls regime of the cast rollers working surface, which, from one side, allows to create on the surface of treatment mikrorelef with the prescribed parameters of roughness, and, with other, to give the substantial consolidating for the superficial layer of metal for the workshops of steel bar cold rolling and strip of a number of metallurgical plants of NIS countries. It is developed, made and passed the successful industrial tests the universal equipment for realization of the developed technology. Possibility of the choice of treatment regimes for surface rollers in the wide range of electric parameters allows due to the receipt of rational values of roughness and compactness of microbulges on the bar surface to secure a minimum expense of coverages materials with high their quality.

М.И. Дворник, А.Д. Верхотуров, Т.Б. Ершова, В.И. Палажченко

ВЛИЯНИЕ ЭНЕРГИИ И ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИСКРОВОГО РАЗРЯДА НА СОСТАВ ПОРОШКА, ПОЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОЭРОЗИОННЫМ ДИСПЕРГИРОВАНИЕМ ТВЕРДОГО СПЛАВА ВК8 В ВОДЕ

*Институт материаловедения Хабаровского Научного центра
Дальневосточного отделения Российской Академии наук,
ул. Тихоокеанская, 153, г. Хабаровск, Россия*

Введение

Современная промышленность широко использует твердые сплавы типа ВК, ТК [1]. Сокращение запасов кондиционного сырья и высокая стоимость вызывают необходимость поиска путей рециркуляции сплавов из отходов, образующихся в процессе производства изделий из твердых сплавов и при их эксплуатации. По расчетам специалистов при сохранении темпов развития промышленности и отсутствии новых месторождений вольфрама, его запасов хватит на 15–20 лет [2]. Поэтому уже сейчас в мире перерабатывается около 30% твердого сплава.

Основной проблемой переработки твердого сплава является его измельчение. Одним из перспективных методов получения порошка из компактных отходов является метод электроэрозионного диспергирования, впервые предложенный Б.Р. Лазаренко и Н.И. Лазаренко в 1943 году [3]. Работы по диспергированию различных материалов продолжены в 70–90 годы XX века в Институте неорганической и физической химии АН Киргизской ССР и в НПО «Тулачермет» [4, 5]. Возрастает интерес к

© Дворник М.И., Верхотуров А.Д., Ершова Т.Б., Палажченко В.И., *Электронная обработка материалов*, 2005, № 2, С. 14–19.

методу со стороны исследователей в США [6], Аргентине [5]. К основным преимуществам электроэрозионного диспергирования относятся следующие: возможность диспергирования любых токопроводящих материалов, получение частиц преимущественно сферической формы размером от нескольких нанометров до 100 мкм [6], порошка за одну операцию, невысокая стоимость и отсутствие механического износа оборудования, безвредность и экологическая чистота производства. Тем не менее применение данного метода для переработки твердых сплавов сталкивается с трудностями, вызванными отсутствием информации об основных зависимостях между энергетическими параметрами искровых разрядов и гранулометрическим, морфологическим, химическим, фазовым составами порошка, полученного диспергированием твердого сплава. Поэтому цель данной работы – изучение влияния параметров искрового разряда на гранулометрический, морфологический, фазовый и химический составы порошка, полученных электроэрозионным диспергированием твердого сплава ВК8 в воде.

Методика эксперимента

Схема установки для получения порошка представлена на рис. 1. В сосуд с дистиллированной водой помещен катод (ВК8), сверху находится анод (ВК8), установленный на вибраторе. Через генератор импульсов на электроды подаются импульсы напряжения ($U_{xx} = 40-70$ В) частотой 400–2450 Гц одновременно с работой вибратора. Между анодом и катодом происходят разряды, электрические параметры (напряжение и ток) которых фиксируют с помощью АЦП, входящего в состав измерительного комплекса, разработанного в Институте материаловедения ХИЦ ДВО РАН [7]. Частота дискретизации регистрируемого сигнала составляет 100 кГц. По полученным данным рассчитаны энергии в импульсе на всех исследуемых режимах. Полученный порошок отстаивался в сосуде, затем высушивался в сушильном шкафу.

Массу анода и катода определяли с помощью аналитических весов ВЛР-200. Фазовый анализ состава полученного порошка проводили на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М. Содержание углерода в полученном порошке измеряли с помощью анализатора АН-7520. Дериватографический анализ осуществляли на дериватографе Q-1000°C системы E. Paulik, J. Paulik, L. Erdey, микроскопические исследования полученных порошков – на электронном микроскопе LEO-1420. Спектральный анализ проводили на энергодисперсионном спектрометре RONTES, рентгеноспектральном микроанализаторе MAP-3 и рентгенофлуоресцентном анализаторе СПЕКТРОСКАН, гранулометрический состав порошка исследовали на микроскопе БИОЛАН-М.

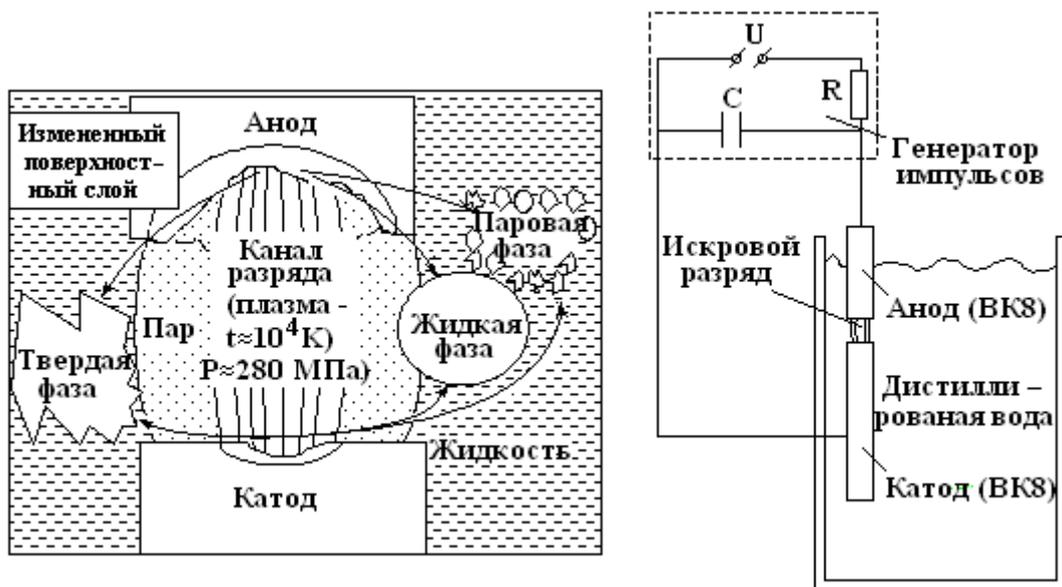


Рис. 1. Схема электроэрозионного процесса

Результаты и обсуждение

Установлено, что эрозия анода и катода напрямую зависит от частоты разрядов между анодом и катодом (рис. 2). Это подтверждает принцип аддитивности эрозии электродов, высказанный Б.Р. Лазаренко [3], при соблюдении которого за каждый отдельный импульс эродирует в среднем равное количество материала.

Исследования эрозии анода и катода от энергии импульса при различных длительностях импульсов показали, что в исследуемом диапазоне с увеличением энергии импульса эрозия анода увеличивается независимо от длительности импульса (рис. 3).



Рис. 2. Зависимость эрозии анода и катода от частоты импульсов при средней энергии импульсов $E = 0,1$ Дж, длительности импульсов $\tau = 60$ мкс; 1, 2 – удельная эрозия анода и катода соответственно

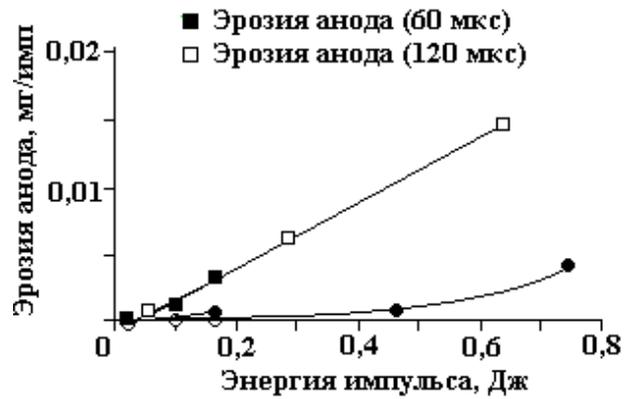


Рис. 3. Зависимость эрозии анода и катода от энергии и длительности импульсов (частота 500 Гц)

Полученный порошок имеет широкий диапазон распределения частиц по размерам от ультрадисперсных до отдельных частиц размером 30 мкм. Порошок состоит из частиц преимущественно сферической формы, некоторые из них полые (рис. 4). В порошке присутствует большое количество слипшихся ультрадисперсных частиц. Порошок содержит незначительное количество частиц исходного твердого сплава, полученных хрупким разрушением.

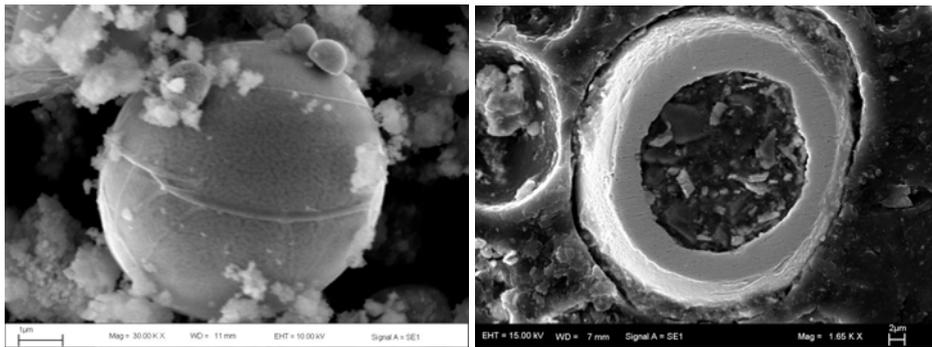


Рис. 4. Морфология и внутреннее строение сферических частиц

Исследования показали, что с увеличением энергии импульса средний арифметический диаметр частиц увеличивается (рис. 5). Это связано с тем, что при меньшей энергии импульса градиент температур выше, следовательно, доля материала, образующегося кристаллизацией паровой фазы больше [9]. На фотографиях видно, что с увеличением энергии импульса количество паровой фазы, которая облепляет сферические частицы жидкой фазы, уменьшается (рис. 6).

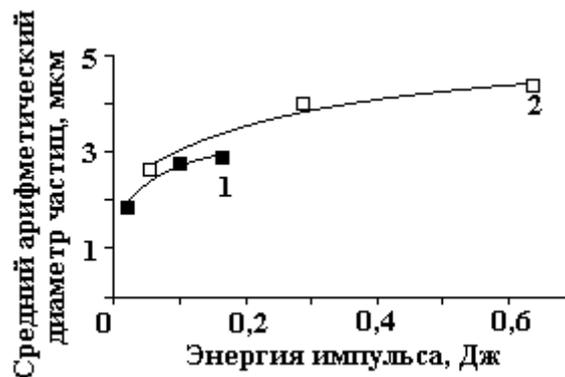
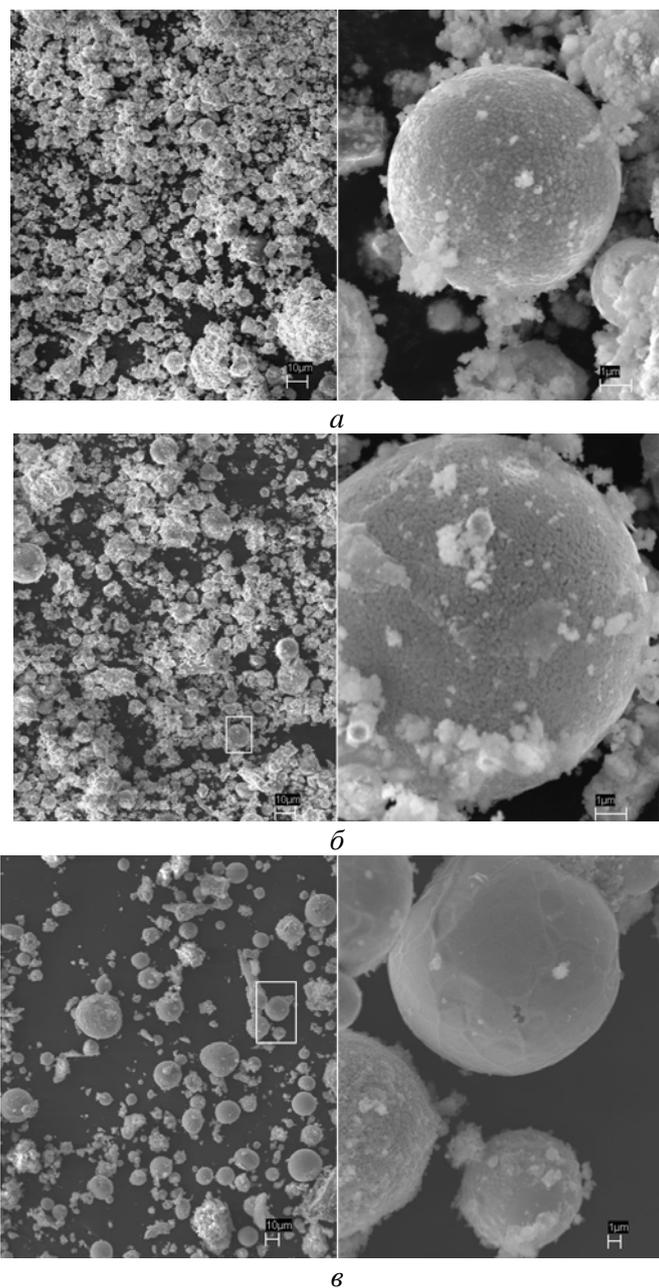


Рис. 5. Зависимость среднего арифметического диаметра частицы от энергии и длительности импульса (1 – 60; 2 – 120 мкс)



6

Рис. 6. Размеры и морфология частиц порошка, полученного при энергиях импульса (а) $E = 0,06$ Дж, (б) $E = 0,29$ Дж, (в) $E = 0,64$ Дж. Длительность импульса $\tau = 120$ мкс

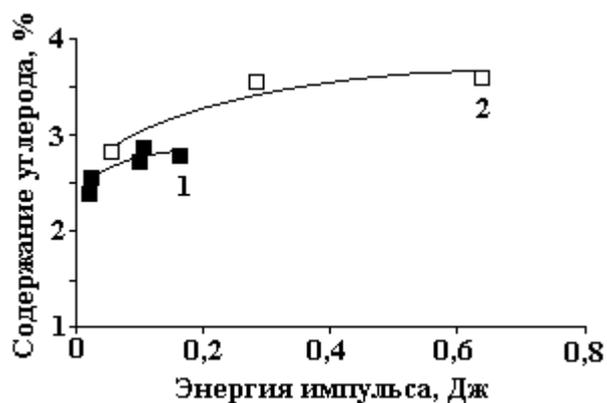


Рис. 7. Зависимость содержания углерода в полученном порошке от энергии импульса при различных длительностях импульса (1 – 60; 2 – 120 мкс)

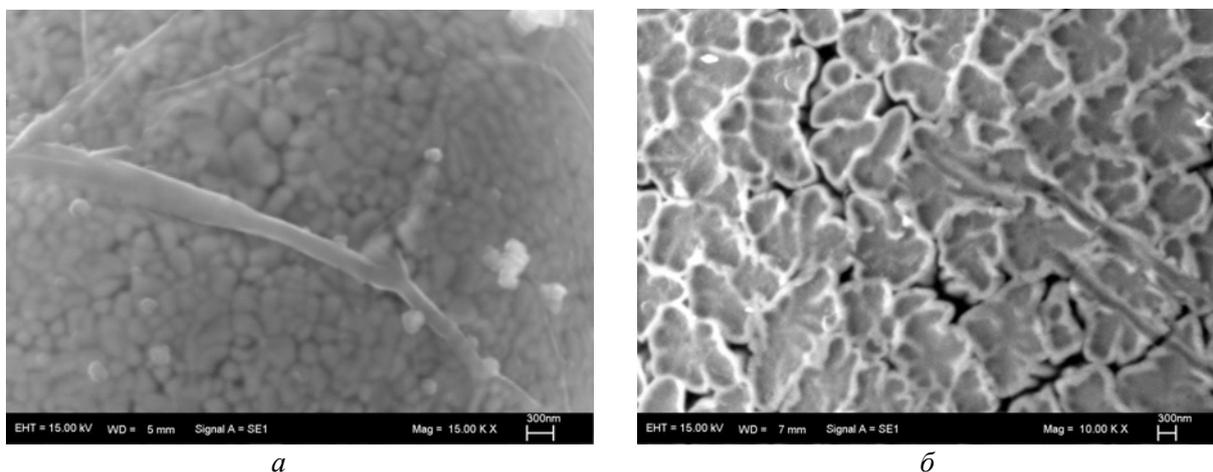
Порошки, высушенные при комнатной температуре, содержат 4–5% воды, которая адсорбирована на поверхности, в порах и внутренней поверхности полых частиц и удаляется при 250–300°C. Фазовый состав порошков, полученных при различных энергиях и длительностях импульса, следующий: $\alpha - W$, $\beta - W$, W_2C , $\beta - WC$, $\beta - Co$, $Co_x W_y C_z$. Спектральный анализ показал,

что в порошках содержится 91,5% вольфрама и 8,5% кобальта, что соответствует изначальному содержанию металлов в сплаве ВК-8. Сферические частицы состоят из смеси кобальта и вольфрама в соотношении W – 90–95%, Co – 5–10%. На поверхности сферических и среди ультрадисперсных частиц содержание кобальта увеличивается до 30–46%.

Содержание углерода в порошке увеличивается от 2,7 до 3,5% в зависимости от энергии импульса (рис. 7). То есть более половины изначального углерода, который содержится в карбиде вольфрама (5,8%), переходит в CO₂.

Обсуждение результатов

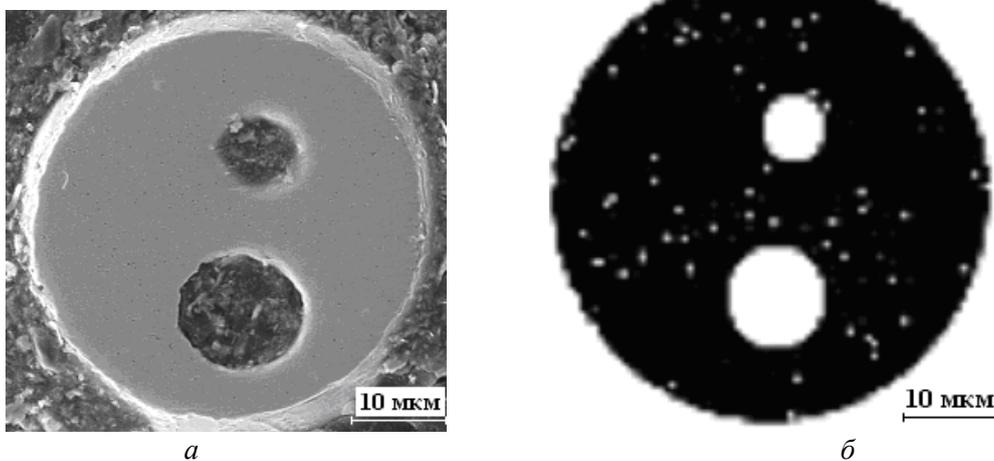
В условиях искрового разряда ($T \approx 10^4$ К, $P \leq 280$ МПа) [6] с твердым сплавом последовательно происходят следующие процессы: фаза α -WC нагревается до температуры плавления вольфрама (3410°C) и выше. Капли расплавленного твердого раствора W+C выбрасываются из лунки и обезуглероживаются под воздействием ионов кислорода и водорода; быстрое охлаждение в воде со скоростью 10^6 – 10^9 К/с [6, 9] приводит к кристаллизации с образованием фаз α , β -W, β -WC, W₂C. Поверхность частиц покрывается оксидами, концентрирующимися на границах зерен (рис. 8). Быстрое охлаждение предотвращает дальнейшее окисление частиц. Содержание оксидов остается меньше чувствительности рентгеновского дифрактометра. Внутренние полости в таких частицах образуются, когда часть паров жидкости не успевает покинуть частицу и остается внутри (рис. 4). Кобальт, заполняющий пространство между зернами WC, плавится при 1495°C и кипит при 2960°C, в результате он кристаллизуется частично внутри сферических (рис. 9) и в большем соотношении в ультрадисперсных частицах.



а

б

Рис. 8. Морфология поверхностей сферических частиц порошка, полученных электроэрозионным диспергированием твердого сплава ВК8



а

б

Рис. 9. Фотография сечения сферической частицы (а). Распределение вольфрама и кобальта по сечению сферической частицы (б)(вольфрам – черный, кобальт – белый)

Выводы

В результате исследований подтвержден механизм образования сферических (жидкая фаза) и ультрадисперсных частиц (паровая фаза) под действием электроискрового разряда, заключающийся в выбрасывании из лунки расплавленного и кипящего материала, который быстро кристаллизуется при взаимодействии с окружающей средой. Увеличение энергии импульсов от 0,02 до 0,64 Дж приводит к увеличению эрозии электродов от 0,00014 до 0,015 мг/имп по линейному закону и увеличению среднего размера частиц от 1,87 до 4,31 мкм, при этом увеличение длительности импульса увеличивает средний размер частиц. Уменьшение среднего размера частиц, вероятно, связано с увеличением доли паровой фазы при уменьшении энергии импульса. Содержание углерода в полученном порошке увеличивается от 2,8 до 3,6% при увеличении энергии импульса от 0,06 до 0,64 Дж (содержание углерода в исходном ВК8 – 5,8%). Увеличение длительности импульса приводит к увеличению содержания углерода. Кобальт равномерно распределен по порошку, его содержание среди ультрадисперсных частиц 30–46%, а в сферических 5–10% (содержание кобальта в исходном сплаве ВК8 – 8%).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 04-03-97001.

ЛИТЕРАТУРА

1. Панов В.С., Чувиллин А.М. Технология и свойства спеченных твердых сплавов и изделий из них. М., 2001.
2. Резниченко В.А., Липихина М.С., Морозов А.А. Комплексное использование руд и концентратов. М., 1989.
3. А.с. 70000 СССР. Способ получения порошков и устройство для его осуществления. Лазаренко Б.Р., Лазаренко Н.И. // Открытия. Изобретения. 1964. № 22. С.120.
4. Марусина В.И., Исхакова Г.А., Филимоненко В.Н., Синдеев В.И. Структура и фазовый состав диспергированного электроискровым методом сплава WC–Co // Порошковая металлургия. 1991. № 5. С. 75–79.
5. Cabanillas E.D., Pasqualini E.E., Lopez M. et al. Morphology and Phase Composition of Particles Produced by Electro-Discharge-Machining of Iron // Hyperfine Interactions. 2001. № 134. P. 179–185.
6. Berkowitz A.E., Hansen M.F., Parker F.T. et. al. Amorphous soft magnetic particles produced by spark erosion // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. 2003. № 1-6. P. 254–255.
7. Пячин С.А., Маслов Б.Я., Химухин С.Н., Пугачевский М.А. Установка для исследования электрических и оптических параметров импульсных искровых разрядов // Измерительная техника. 2003. № 8. С. 43–46.
8. Марусина В.И., Филимоненко В.Н. Взаимосвязь теплового режима искрового разряда с формой и диапазоном распределения частиц микропорошка карбида вольфрама по размерам // Порошковая металлургия. 1984. № 6. С. 10–14.
9. Полубесов Ю.С., Дмитриев Г.Г., Фоминский Л.П. Расчет скорости охлаждения частиц сферической формы // Металлические порошковые материалы, их обработка и свойства. М., 1985.

Поступила 29.07.04

Summary

Grain-size and chemical composition of powder obtained by spark erosion of hard alloy VK-8 in water were studied as functions of spark energies ranging from 0.02 to 0.64 J and spark duration ranging from 60 to 120 μ s. Growth of spark energies results in growth of erosion under the linear law and in growth of arithmetic mean diameter of particles. Carbon contents growth with spark energy. Tungsten and cobalt distribution in obtained particles has been researched.

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

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПРОЦЕССА ЭЛЕКТРОЛИТНОГО НАГРЕВА

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

На основе принципа наименьшей скорости рассеяния энергии в неравновесных процессах Онзагера найдены доли тепловой энергии, выделяющейся в парогазовой оболочке при протекании тока между металлическим электродом, опущенным в электролит, и поверхностью электролита, идущие на нагревание и испарение электролита и на нагрев пара. Выяснилось, что температура пара электролита не может превышать ≈ 1284 К. Получены аналитические выражения для таких характеристик процесса как толщина паровой оболочки, давление пара электролита и скорость, с которой пар вытекает из разрядной зоны. Оценено влияние на параметры процесса теплопотерь из зоны протекания тока. Показано, что основным источником теплопотерь является тепловое излучение нагретого электрода.

Если металлический электрод опустить в электропроводный сосуд, заполненный жидким электролитом, и приложить к электроду и сосуду разность потенциалов $U \sim 100$ В, то вследствие выделения джоулева тепла при протекании электрического тока, температура электрода увеличится до температуры, большей температуры кипения электролита, и вблизи поверхности электрода образуется паровая прослойка толщиной h порядка сотен микрометров, отделяющая его от электролита. Дальнейшее выделение джоулева тепла в электроде и паровой оболочке приведет к разогреву электрода до еще большей температуры $T \approx 1000$ К, а паровой оболочки до ≈ 1300 К и установится стационарный режим протекания тока. Величина плотности тока, текущего в такой системе, достаточно велика $j > 0,1$ А/см². Разогрев электрода, по всей видимости, происходит за счет его теплообмена с паровой оболочкой, которая разогревается вследствие плохой электропроводности и малой теплоемкости, а также за счет энергии ионов обуславливающих ток, ускоряемых в сильном приэлектродном электростатическом поле. Температура электролита в объеме, вдали от электрода, при этом лишь незначительно превышает комнатную.

Описанная картина электролитного разогрева электрода, опущенного в электролит, когда между электродом и электролитом приложена разность потенциалов U , сложилась на уровне феноменологии еще в конце позапрошлого века. В настоящее время описанный феномен широко используется в различных технических и технологических приборах и устройствах (см., например, [1–10] и указанную там литературу).

Тем не менее, к настоящему времени не существует единой точки зрения на физические процессы, реализующиеся при электролитном нагреве электрода. Во многих своих физических чертах электролитный разогрев электрода непонятен. В частности, основные физические характеристики процесса: толщина и температура парогазовой оболочки, скорость выхода пара, давление пара в парогазовой оболочке не измеряются в прямых экспериментах, но лишь оцениваются на основе косвенных данных или на основе не всегда строгих теоретических теплофизических расчетов. Непонятна природа регистрируемых в экспериментах пульсаций тока. Не исследована роль неустойчивости границы раздела электролит-пар по отношению к поверхностному заряду и тангенциальному скачку на ней поля скоростей. Достоверно можно утверждать лишь следующее: толщина парогазовой оболочки, разделяющей нагреваемый электрод и электролит, мала ($h \approx 100$ м), давление пара электролита p немного (на $\Delta p \sim 0,1p^*$) превышает атмосферное p^* , температура пара весьма высока ($T \geq 1000$ К),

также как и плотность тока $j \sim 0,1-1 \text{ А/см}^2$.

В нижеследующем изложении рассмотрим некоторые закономерности распределения Ленц–Джоулева тепла, выделяющегося при протекании электрического тока, между теплопотерями, затратами на испарение электролита и нагревание пара, принимая во внимание то обстоятельство, что мы имеем дело со стационарным неравновесным термодинамическим процессом [11]. Для определенности примем, что нагреваемый электрод поддерживается при положительном потенциале, а водный раствор электролита при отрицательном. Все рассмотрение проведем, придерживаясь схемы рассуждений, использованной ранее в [11], не повторяя, однако, допущенных там ошибок и некорректностей.

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 эмиттироваться 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 $V = h \cdot 1 \text{ см}^2$ ежесекундно выделяется тепловая энергия $W = U \cdot j$, идущая на испарение электролита, нагревание пара и частично теряющаяся вследствие отвода тепла в токоподводящие провода, идущая на нагревание электролита и тепловое излучение с поверхности наружной части нагреваемого электрода.

Пусть на нагревание и испарение электролита идет α часть выделяющегося тепла. То есть через единичную площадку невозмущенной границы раздела электролит-пар в электролит будет втекать тепловая энергия $\alpha \cdot W$, из которой β часть пойдет именно на испарение. Иначе говоря, на испарение электролита будет затрачено тепло: $\alpha \cdot \beta(\alpha) \cdot W$. Причем β будет функцией α : $\beta = \beta(\alpha)$, что представляется достаточно очевидным из общефизических соображений. В самом деле, при малых α большая часть тепла, поступающего внутрь электролита, будет отводиться от поверхности внутрь объема электролита за счет теплопроводности и пойдет на его нагревание. При больших α , наоборот, большая часть поступающего тепла уйдет на испарение, поскольку скорость отвода тепла внутрь объема электролита ограничена небольшими величинами градиента температуры, который может иметь место в жидкости с достаточно низкой (по сравнению с температурой пара и нагреваемого электрода) температурой кипения. В итоге ежесекундно с единицы площади поверхности раствора будет испаряться его масса:

$$m = \alpha \cdot \beta(\alpha) \cdot W \cdot \eta^{-1} \quad (1)$$

η – удельная теплота парообразования.

На нагревание электролита (на теплоотвод в жидкий электролит) пойдет тепло $\alpha(1 - \beta) \cdot W$. На нагревание пара и на теплопотери с нагреваемого электрода будет затрачено тепло $(1 - \alpha) \cdot W$. На нагревание пара пойдет часть тепла равная $(1 - \alpha)(1 - \gamma)W$ (параметр γ изменяется в пределах: $0 < \gamma < 1$). В итоге уравнение теплового баланса феномена разогрева пара примет вид:

$$m \cdot c(T) \cdot (T - T_0) = (1 - \alpha) \cdot (1 - \gamma) \cdot W; \quad (2)$$

$c(T)$ – зависящая от температуры удельная теплоемкость пара; T_0 – начальная температура пара, которую естественно принять равной температуре кипения электролита.

На теплопотери с нагреваемого электрода уйдет тепло: $(1 - \alpha)\gamma W$.

Подставим (1) в (2) и из получившегося соотношения выразим температуру конечного состояния T :

$$T = T_0 + \frac{\eta}{c(T)} \cdot \frac{(1 - \alpha)(1 - \gamma)}{\alpha \cdot \beta(\alpha)}. \quad (3)$$

Скорость возрастания энтропии в указанном процессе определится соотношением:

$$\dot{S} \equiv \frac{dS}{dt} = \frac{W}{T}.$$

Потребуем, чтобы в силу принципа минимальности скорости возрастания энтропии в неравновесных процессах Онзагера [12] \dot{S} была экстремальна по свободному параметру α . Для этого приравняем нулю производную от \dot{S} по α , принимая во внимание то обстоятельство, что температура пара согласно (3) является функцией свободного параметра $T = T(\alpha)$. Функцией свободного параметра является и скорость тепловыделения $W = W(\alpha)$, но в отличие от температуры для записи этой зависимости в явном виде нет физически ясных оснований. В самом деле, скорость джоулева тепловыделения кроме “задаваемой руками” разности потенциалов U пропорциональна плотности тока, которая в свою очередь определяется через концентрации нейтральных и заряженных частиц и частоты

столкновений частиц друг с другом. Физически очевидно, что концентрации и частоты столкновений частиц будут зависеть от количества тепловой энергии в единице объема газа (плазмы), или, что то же самое, от свободного параметра α . Вот только явный вид такой зависимости не представляется возможным выписать в явном виде в виду большой сложности элементарных и коллективных процессов в плазме парогазовой оболочки, окружающей нагреваемый электрод [13]. Задаваясь различными модельными видами зависимости $W = W(\alpha)$, основанными на разной степени правдоподобности физическими аргументами, можно получить различные зависимости от α и основных параметров электролитного нагрева [11]. В этой связи на существующем уровне понимания процессов в парогазовой оболочке, окружающей нагреваемый электрод, единственно, что можно с достоверностью утверждать так это то, что скорость тепловыделения как-то зависит от температуры: $W = W(T)$. Не конкретизируя вида этой зависимости, запишем условие экстремальности по α скорости увеличения энтропии при протекании тока в парогазовой оболочке в виде:

$$\frac{d}{d\alpha} \dot{S} = \frac{d}{d\alpha} \left(\frac{W(T(\alpha))}{T(\alpha)} \right) = 0.$$

В весьма широком диапазоне возможных зависимостей $W = W(T)$ искомая производная будет иметь вид:

$$\frac{d}{d\alpha} \left(\frac{W(T(\alpha))}{T(\alpha)} \right) = \left(\frac{-W(T(\alpha)) + T(\alpha) \cdot \frac{dW}{dT}}{T(\alpha)^2} \right) \cdot \frac{dT}{d\alpha} = 0.$$

Получившееся уравнение имеет два решения: $W \sim T$ и $T = \text{const}$. Первое решение лишено смысла, поскольку конкретизирует физически неопределенную ситуацию и потому работать нужно со вторым, из которого следует, что температура парогазовой среды не зависит от свободного параметра α и является постоянной. Согласно (3):

$$T = T_0 + \frac{\eta(1-\gamma)}{c(T)}. \quad (3a)$$

Кроме того, из условия $T = \text{const}$ следует связь между параметрами α и β :

$$\beta = \frac{1-\alpha}{\alpha}.$$

Из требования $\beta < 1$ легко найти, что диапазон изменения α ограничен условиями: $1/2 < \alpha \leq 1$. Теперь из (3a) можно оценить и максимально достижимую при $\gamma = 0$ температуру перегретого пара. Примем (как это будет показано ниже), что давление пара лишь незначительно превышает атмосферное, что $\eta \approx 2,25$ кДж/г. Для оценки величины слабо зависящей от температуры теплоемкости парогазовой смеси возьмем среднюю величину $C_p \approx 2,47$ Дж/г·К [14]. В итоге при $T_0 = 373$ К получим, что максимально достижимая температура пара $T \approx 1284$ К.

Оценим теперь величину давления перегретого пара в паровой оболочке и скорость, с которой пар движется относительно поверхности электролита. Для этого примем, что нагреваемый электрод имеет форму параллелепипеда с основанием длиной a , шириной b , который опущен в электролит на глубину c , а толщина паровой оболочки h постоянна и не зависит от координат ее измерения. Тогда полная площадь поверхности нагреваемого электрода, через которую течет электрический ток (или площадь электролита с которой имеет место его испарение), определится простым выражением: $\Sigma = a \cdot b + 2(a+b)c$, а площадь канала в окрестности электрода, через который из разрядной зоны удаляется под действием перепада давлений перегретый пар: $s = 2(a+b)h$. Скорость, с которой пар плотностью ρ выходит из разрядной зоны, обозначим u и с учетом (1) и найденной связи между α и β составим уравнение баланса массы пара:

$$\rho \cdot s \cdot u = \frac{(1-\alpha) \cdot W \cdot \Sigma}{\eta}. \quad (4)$$

В (4) выражение, стоящее в правой части, определяет массу пара, образующегося в окрестности электрода в единицу времени при испарении электролита, а выражение, стоящее слева, определяет массу пара, покидающего разрядную зону в тот же интервал времени. Отсюда можно выразить скорость u с которой пар выходит наружу из разрядного промежутка через неизвестную толщину парового слоя h и физические параметры, контролируемые в эксперименте:

$$u = \frac{(1-\alpha) \cdot U \cdot j \cdot [ab + 2(a+b) \cdot c]}{2 \cdot \rho \cdot \eta \cdot h \cdot (a+b)} \quad (5)$$

Свяжем теперь величину давления пара p с толщиной паровой оболочки h и со скоростью u на основе уравнения Бернулли, моделируя пар идеальной несжимаемой жидкостью. Обозначим индексом «0» значения физических характеристик пара, взятых в центре основания нагреваемого электрода, и индексом «*» взятых у поверхности электролита в месте выхода пара. Тогда получим:

$$p_0 + \frac{1}{2} \rho_0 \cdot u_0^2 = p_* + \frac{1}{2} \rho_* \cdot u_*^2.$$

p_0 – давление пара у основания нагреваемого электрода, в его центре, p_* – атмосферное давление. Для нижеследующих оценок примем, что $u_0 = 0$, $u_* \equiv u$, $\rho_0 = \rho_* \equiv \rho$. В итоге получим:

$$\Delta p \equiv p_0 - p_* = \frac{1}{2} \rho \cdot u^2; \quad (6)$$

где u определяется соотношением (5).

Перепад давлений Δp обеспечивает существование паровой оболочки (в окрестности электрода) толщиной h и смещение на $(c+h)$ свободной электролита, противолежащей нагреваемому электроду, от естественного в поле силы тяжести положения. Следовательно:

$$\rho_e \cdot g \cdot (c+h) = p_0 - p_* = \frac{1}{2} \rho \cdot u^2; \quad (7)$$

ρ_e – плотность раствора электролита.

Из (5)–(7) видно, что все искомые характеристики $p_0 - p_*$, h , u зависят от геометрии электрода и глубины погружения основания электрода в раствор электролита.

Подставляя в (7) выражение (5) несложно получить уравнение для определения толщины паровой прослойки h :

$$(c+h) \cdot h^2 = \frac{\rho}{2\rho_e \cdot g} \left(\frac{(1-\alpha) \cdot U \cdot j \cdot [a \cdot b + 2(a+b)c]}{2 \cdot \rho \cdot \eta \cdot (a+b)} \right)^2. \quad (8)$$

Это алгебраическое уравнение третьей степени, имеющее два комплексно сопряженных корня, не представляющих интереса в контексте проводимого рассмотрения, и один вещественный, величину которого и наиболее характерные зависимости от входящих физических параметров легко оценить в приближении $c \gg h$:

$$h \approx \left(\frac{(1-\alpha) \cdot U \cdot j \cdot [a \cdot b + 2(a+b)c]}{2 \cdot \rho \cdot \eta \cdot (a+b)} \right) \sqrt{\frac{\rho}{2\rho_e \cdot g \cdot c}}.$$

Подставляя это выражение в (5) несложно найти, что скорость, с которой пар покидает разрядный промежуток, не зависит от свободного параметра α . Согласно (6) не зависит от α и перепад давлений между основанием нагреваемого электрода и окружающей средой.

Чтобы найти значение толщины парогазовой оболочки h необходимо задаться конкретным значением свободного параметра α . Как будет показано ниже параметр α мало отличается от 0,5, поэтому для оценок примем $\alpha = 0,5$. Тогда при $U = 150$ В $j = 0,2$ А/см²·с, $a = b = 1$ см, $c = 0,5$ см, $\rho_e \approx 1$ г/см³, $\rho \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$ г/см³ [14] и принятых выше значениях остальных физических величин из (5) – (7) несложно найти $h \approx 0,013$ см = 130 мк, $u \approx 26$ м/с, $p_0 - p_* \approx 490$ дин/см².

Полученное значение для перепада давлений Δp хорошо согласуется с принятым выше при оценках предположением о малости отклонения давления пара от атмосферного. Найденное высокое значение скорости пара свидетельствует в пользу высказанного в [10] утверждения о возможности развития на границе раздела: пар-электролит неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Но этот вопрос нуждается в отдельном исследовании, также как и вопрос о вкладе в физическую картину феномена неустойчивости Тонкса–Френкеля заряженной поверхности электролита.

Данное обстоятельство представляется важным, поскольку этот параметр не определяется экспериментально и выводится лишь из грубых косвенных оценок, тогда как от его величины зависит величина напряженности электрического поля, в котором реализуется разряд между поверхностью электролита и металлическим электродом. Что же касается перепада давлений и скорости пара, то они изменяются с варьированием α весьма мало: при изменении α от 0,4 до 0,5 изменение этих величин составляет порядка десятой доли процента.

Попробуем оценить по порядку величины реальное значение параметров α и β . Для этого посчитаем величину теплопотерь в стационарном процессе за счет теплоотвода в электролит. Решение проведем в простейшей декартовой геометрии, в которой ось OX направлена перпендикулярно свободной поверхности электролита внутрь жидкости, считая, что глубина погружения электрода в жидкость много меньше характерных поперечных линейных размеров электрода: $c \ll a, b$, и что поток тепла плотностью \vec{q} считается по закону Фурье: $\vec{q} = -\lambda \cdot \text{grad}(T)$.

Математическая формулировка задачи о расчете стационарного поля температур в декартовой системе координат с началом на границе раздела сред в безграничном по осям OY и OZ плоском слое жидкости толщиной L, верхняя граница которого поддерживается при температуре кипения электролита T_k , а нижняя при постоянной температуре окружающей среды T_* , имеет вид:

$$\Delta T = 0; \quad x = 0: \quad T = T_k; \quad x = L: \quad T = T_*.$$

Решение такой задачи имеет вид: $T = -(T_k - T_*)/L \cdot x + T_k$. Подставляя это выражение для температуры в закон Фурье, найдем для количества тепла отводимого в единицу времени с единицы площади поверхности электролита в его объем следующее выражение:

$$q = \lambda \frac{T_k - T_*}{L}. \quad (9)$$

Учтем теперь, что согласно сказанному в п.2, в единицу времени через единицу площади поверхности электролита в его объем ежесекундно втекает количество тепла: $\alpha \cdot (1 - \beta) \cdot U \cdot j$, и получим оценку значения параметра α в виде:

$$\alpha \cdot (1 - \beta) \cdot U \cdot j \equiv (2\alpha - 1) \cdot U \cdot j = \lambda \frac{T_k - T_*}{L};$$

или
$$\alpha = \frac{1}{2} \left(1 + \lambda \frac{T_k - T_*}{L \cdot U \cdot j} \right). \quad (10)$$

Принимая для оценки $U = 150$ В, $j = 0,2$ А/см² · с, $L = 10$ см, $T_* = 293$ К, $T_k = 373$ К, $\lambda = 0,65$ Вт/м·К, получим $\alpha \approx 0,500085$. Принимая во внимание найденную выше связь параметров α и β получим оценку β : $\beta \approx 0,9997$.

Несложные оценки показывают, что теплопотери с нагреваемого электрода, определяющие величину параметра γ , в основном объясняются тепловым излучением электрода, теплоотвод же через токоподводящие провода по сравнению с ним пренебрежимо мал.

Примем, что наружная поверхность нагреваемого электрода имеет температуру $T = 900$ К, а площадь его поверхности, с которой имеет место тепловое излучение, равна $s = 1$ см². Оценим теплопотери на излучение на основе формулы Больцмана: $q_r = \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4$, где ε – степень черноты электрода, которую положим равной единице, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/м²К⁴ – постоянная Стефана–Больцмана. Согласно сказанному в п.2 теплопотери с нагреваемого электрода определяются выражением: $(1 - \alpha) \cdot \gamma \cdot U \cdot j \approx 0,5 \cdot \gamma \cdot U \cdot j$. В итоге для оценки величины параметра γ получим соотношение: $0,5 \cdot \gamma \cdot U \cdot j = s \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4$, или

$$\gamma = \frac{2 \cdot s \cdot \varepsilon \cdot \sigma \cdot T^4}{U \cdot j} \approx 0,25.$$

Тогда в соответствии с формулой (3а) температура электролита пара будет равна ≈ 1056 К.

Заключение. Проведенное теоретическое модельное исследование физических закономерностей реализации электроразрядного нагрева металлического электрода, опущенного в электролит, позволило физически корректно оценить толщину и температуру паровой прослойки, разделяющей электролит и электрод, скорость пара, с которой он покидает разрядный промежуток и давление пара у основания нагреваемого электрода.

Естественно, что проведенное рассмотрение в силу своей модельности описывает лишь схему возможных расчетов. Значения физических параметров, при которых проводились оценки, брались лишь условно приближенными к реальным. Поэтому приведенные расчеты должны быть скорректированы сравнением с реальными экспериментальными данными.

Использованная при проведенном анализе физическая модель должна быть уточнена в смысле выявления явного вида зависимости функции тепловыделения в парогазовой оболочке от параметра α и от ее температуры. Для достижения этой цели предварительно должны быть тщательно про-

анализированы элементарные процессы рождения – исчезновения заряженных частиц в парогазовой оболочке и их взаимодействия друг с другом и нейтральными частицами, поскольку именно они определяют закономерности выделения тепла.

Дальнейшее развитие модели может идти и в сторону учета ее неравновесности: температура является характеристикой термодинамически равновесной системы тогда как в рассматриваемом феномене термодинамическое равновесие не успевает установиться и молекулы пара и газа вероятнее всего покидают разрядное пространство в возбужденных состояниях, унося с собой избыточную энергию. Это обстоятельство легко обнаруживается, если проанализировать энергетический баланс отдельной молекулы пара.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лазаренко Б. Р., Фурсов С.П., Факторович А.А., Галанина Е.К., Дураджди В.Н. Коммутация тока на границе металл – электролит. Кишинев, 1971. С. 11–13.
2. Лазаренко Б.Р., Дураджди В.Н., Факторович А.А., Брянцев И.В. Об особенностях электролитного нагрева при анодном процессе // Электронная обработка материалов. 1974. № 3. С. 37–40.
3. Дураджди В.Н., Брянцев И.В. Некоторые особенности нагрева металлов в электролитной плазме при анодном процессе // Электронная обработка материалов. 1977. № 1. С. 45–48.
4. 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.
5. Белкин П.Н., Ганчар В.И. Прохождение тока через парогазовую оболочку при анодном электролитном нагреве // Электронная обработка материалов. 1988. № 5. С. 59–62.
6. Ганчар В.И. Параметры теплообмена в процессе анодного электролитного нагрева // Инженерно-физический журнал. 1991. Т. 60. № 1. С. 92–95.
7. Belkin P.N., Ganchar V.I., Davydov A.D. et al. Anodic heating in aqueous solutions of the electrolytes and its use for treating metal surfaces // Surf. Eng. Appl. Electrochemistry. 1997. № 2. P. 1–15.
8. Шадрин С.Ю., Белкин П.Н. Расчет температуры анодного нагрева // Электронная обработка материалов. 2002. № 3. С. 24–30.
9. Белкин П.Н., Белихов А.Б. Стационарная температура анода, нагреваемого в водных электролитах // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75. № 6. С. 19–24.
10. 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 // Электронная обработка материалов. 2003. № 4. С. 15–20.
11. Григорьев А.И. О переносе энергии и формировании электрического тока в окрестности опущенного в электролит, сильно нагретого протекающим током электрода // ЖТФ. 2004. Т.74. Вып.5. С.38–43.
12. Yang Ch. C. T., Song Ch. C.S. Theory of minimal energy and minimal energy dissipation rate // Encyclopedia of Fluid Mechanics. Vol.1. Flow Phenomena and Measurement. Houston; London; Paris; Tokyo: Gulf Publishing Company, 1986. P.353–399.
13. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Морозов В.В. О некоторых закономерностях формирования электрического тока в окрестности опущенного в электролит электрода // Электронная обработка материалов. 2004. № 5. С. 16–20.
14. Вукалович М.П. Термодинамические свойства воды и водяного пара. М., 1950.

Поступила 03.01.04,
Переработана 17.01.05

Summary

On the base of the principal of minimal energy dissipation rate in nonequilibrium processes are found parts of a Lenz-Joul heat energy which are dividing between electrolyte evaporation and its vapor heating. It is found that vapor temperature not exceed ≈ 1284 K. Are found the analytical expressions for thickness of vapor shell, vapor pressure and vapor velocity, with which it escape from discharge zone.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ДУГА В ПОПЕРЕЧНОМ ПОТОКЕ СРЕДЫ-ДИЭЛЕКТРИКА КАК ИСТОЧНИК ТЕПЛА ДЛЯ НОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

*Кировоградский национальный технический университет,
пр. Университетский, 8, Кировоград, 25006, Украина*

Технологии, основанные на использовании известных электрических дуг, достигли «технологического потолка», критической «точки насыщения» и до известной степени исчерпали себя. Поэтому появление новых технологий с использованием электрической дуги может быть связано только с появлением качественно новых дуг с новым, более высоким уровнем регулируемых энергетических, а следовательно, и технологических характеристик.

В этой связи научный и практический интерес представляет предложенная нами и получившая практическое применение электрическая дуга в поперечном потоке среды-диэлектрика, отличающаяся тем, что ее получают при динамическом давлении потока более 5–10 кПа [1], то есть при давлениях, которые ранее не были реализованы ни наукой, ни практикой. Такая дуга позволяет получить качественно новый уровень энергетических характеристик, легко регулируемых в самых широких пределах и значительно превышающих известные, что дает возможность рассматривать ее как качественно новый источник тепла для целей науки и новых технологий. Опишем ее.

Энергетические характеристики дуги. В качестве рабочей среды-диэлектрика могут быть использованы не только газы, но, и все известные среды-диэлектрики, позволяющие сформировать поперечный поток среды-диэлектрика: вода, нефтепродукты, эмульсии, суспензии, твердые среды. Более того, именно жидкие среды (а не газы) являются более удобными и эффективными. Для разнообразных рабочих сред универсальный параметр взаимодействия дуги с потоком – динамическое давление потока, Па:

$$P_d = \frac{\rho v^2}{2}, \quad (1)$$

где ρ – плотность (объемная масса), кг/м³; v – скорость потока, м/с.

На рис. 1 показана принципиальная схема получения электрической дуги в поперечном потоке жидких сред-диэлектриков. При этом необходимые динамические давления потока в зоне горения дуги достигаются применением соответствующих насосных установок. Важным является наличие источников питания технологическим током соответствующих характеристик. Необходимо учитывать, что напряжение дуги при заданных длине дуги и силе тока является функцией динамического давления потока и резко возрастает при увеличении последнего. Так, при динамическом давлении потока 1 МПа напряженность электрического поля в столбе дуги достигает 4 кВ/см.

Для количественной и качественной оценки такой электрической дуги как источника тепла необходимо установить ее электрические характеристики (силу тока и напряжение), определить геометрические характеристики (площадь поперечного сечения и длину), плотность тока на катоде и аноде, суммарное значение катодного и анодного падения напряжения, напряженность электрического поля в столбе дуги, построить вольт-амперную характеристику дуги. В качестве примера рассмотрим эти характеристики для случая реализации дуги в поперечном потоке водопроводной воды.

Электрические характеристики дуги – сила тока I и напряжение U – могут быть установлены по осциллограммам. Типичная осциллограмма I и U такой дуги (рис. 2) подтверждает непрерывное протекание разряда и не имеет принципиальных отличий от типичных осциллограмм известных стационарных дуг. Силу тока такой дуги можно регулировать, как и для известных дуг, от нескольких до многих тысяч ампер. Напряжение дуги определяется главным образом длиной дуги и динамическим давлением потока и может изменяться от значений, характерных для обычных сварочных дуг, и дос-

тигать сотен и тысяч вольт.

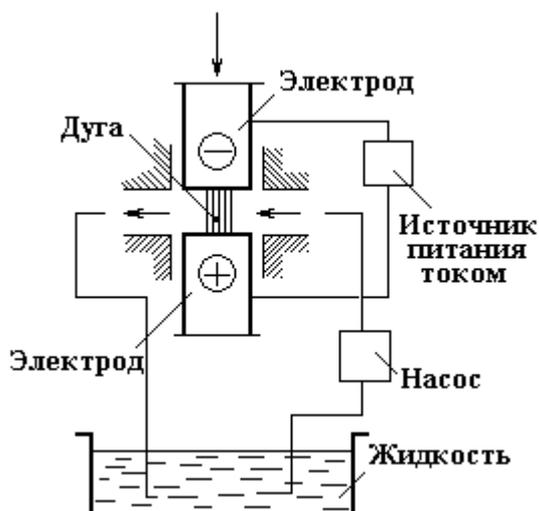


Рис. 1. Принципиальная схема получения электрической дуги в поперечном потоке жидких сред

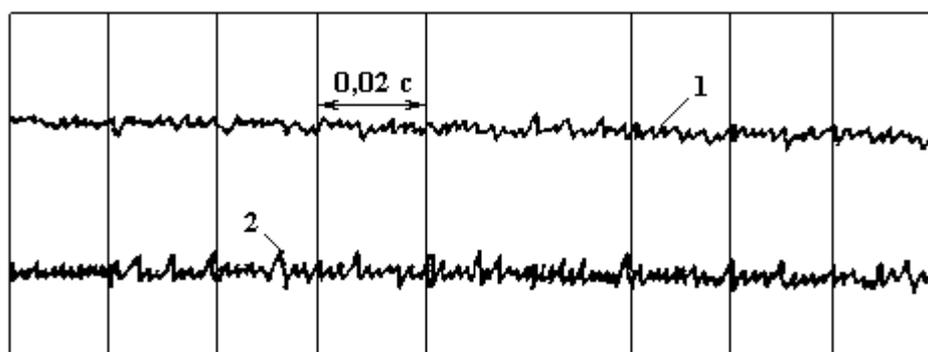


Рис. 2. Типичная осциллограмма силы тока (1) и напряжения (2) дуги

Электрические дуги в поперечном потоке среды-диэлектрика при динамическом давлении потока более 5–10 кПа характеризуются всеми признаками стабилизированных дуг. Они имеют вид, близкого к цилиндру, непрерывно мигрирующего столба с четкими оптическими границами. Площади поперечного сечения столба, катодной и анодной областей дуги примерно равны. На рис. 3 приведен типичный кадр скоростной киносъемки дуги, протекающей в поперечном потоке воды между медным (расположен сверху, на снимке не показан) и графитовым катодом (внизу); сила тока дуги $I = 250$ А, напряжение $U = 70$ В, динамическое давление потока $P_d = 0,3$ МПа, частота киносъемки 4000 кадр/с, экспозиция 1/20000 с.



Рис. 3. Кадр скоростной киносъемки дуги

На рис. 4 показана зависимость площади поперечного сечения дуги S от I и P_d , на рис. 5 – зависимость длины дуги L от U и P_d , на рис. 6 – зависимость плотности тока в дуге j от I и P_d , на рис. 7 – зависимость напряженности электрического поля в столбе дуги E от I и P_d , на рис. 8 – зависимость объемной плотности тепловой мощности в столбе дуги K от I и P_d , на рис. 9 – вольт-амперная характеристика дуги, которая построена и в функции P_d , то есть $U = f(I, P_d)$ при длине дуги 0,2 мм (все зависимости приведены для случая протекания разряда в поперечном потоке воды между катодом из стали 45 и анодом из электроэрозионного графита МПГ-7 и ограничены возможностями

применяемой техники: $U = 80$ В, $I = 1000$ А, $P_d = 1$ МПа). Суммарное значение катодного и анодного падений напряжения мало зависит от режимов горения дуги, определяется прежде всего материалом электродов и составом рабочей среды и колеблется в пределах 12–21 В. Такие выводы позволяет сделать совокупность представленных экспериментальных данных.

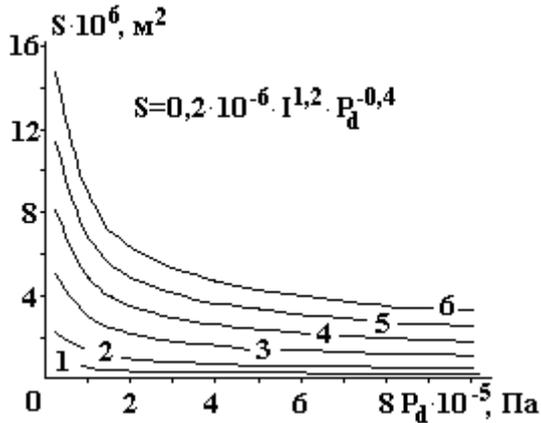


Рис. 4. Зависимость площади поперечного сечения S столба дуги от I и P_d . I , А: 1 – 100; 2 – 200; 3 – 400; 4 – 600; 5 – 800; 6 – 1000

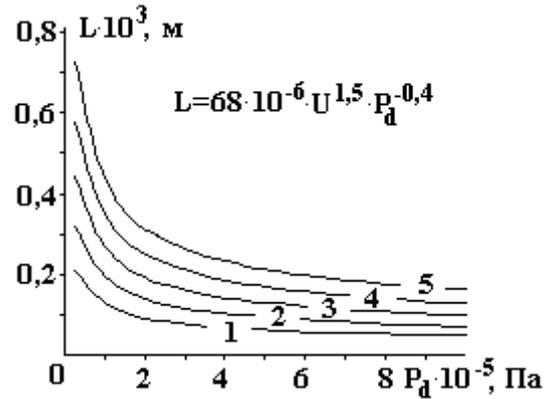


Рис. 5. Зависимость длины дуги L от U и P_d . U , В: 1 – 30; 2 – 40; 3 – 50; 4 – 60; 5 – 70

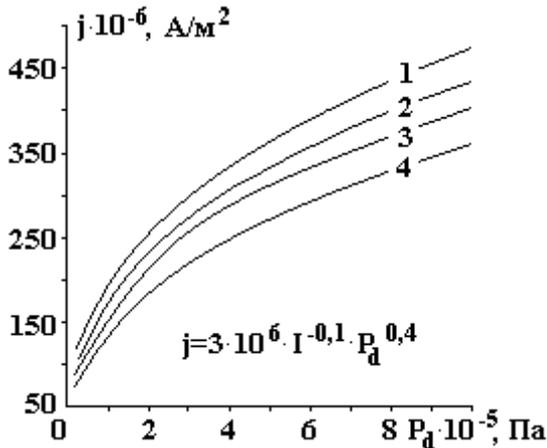


Рис. 6. Зависимость плотности тока j от I и P_d . I , А: 1 – 100; 2 – 200; 3 – 400; 4 – 1000

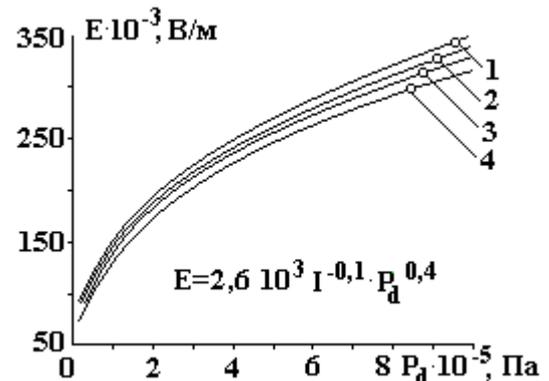


Рис. 7. Зависимость напряженности E в столбе дуги от I и P_d . I , А: 1 – 100; 2 – 200; 3 – 600; 4 – 1000

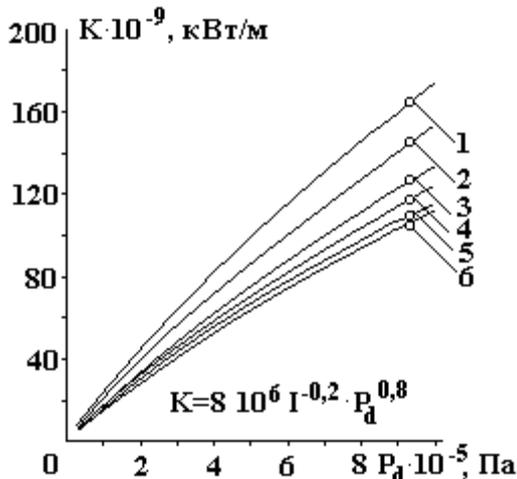


Рис. 8. Зависимость объемной плотности тепловой мощности K в столбе дуги от I и P_d . I , А: 1 – 100; 2 – 200; 3 – 400; 4 – 600; 5 – 800; 6 – 1000

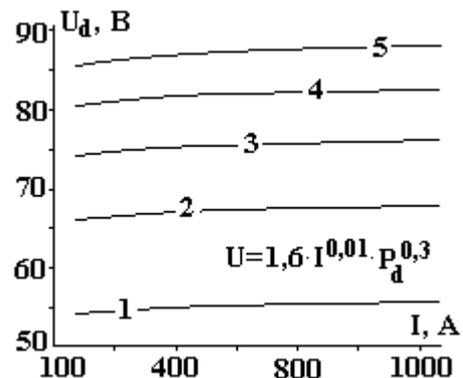


Рис. 9. Вольт-амперные характеристики дуги в поперечном потоке воды при $L = 0,2$ мм. P_d , МПа: 1 – 0,2; 2 – 0,4; 3 – 0,6; 4 – 0,8; 5 – 1,0

Геометрические параметры дуги (площадь поперечного сечения, длина и в конечном счете объем) обусловлены силой тока и динамическим давлением потока и с увеличением последнего уменьшаются.

По сравнению с известными сварочными и плазменными дугами площадь поперечного сечения такой дуги при прочих равных условиях (сила тока и напряжение) в несколько раз меньше, длина дуги в десятки раз меньше, а ее объем в сотни раз меньше.

Плотность тока в дуге является главным образом функцией динамического давления потока, возрастает с его увеличением, достигая 40 кА/см^2 более и по сравнению с обычными сварочными и плазменными дугами при прочих равных условиях (сила тока и напряжение) по крайней мере в несколько раз больше.

По сравнению с известными сварочными и плазменными дугами напряженность электрического поля в столбе дуги при прочих равных условиях (сила тока и напряжение) в десятки раз выше, достигает 3 кВ/см и более и является главным образом функцией динамического давления потока.

Объемная плотность тепловой мощности в столбе исследованной дуги обусловлена прежде всего динамическим давлением потока, резко возрастает с его увеличением и по сравнению с известными сварочными и плазменными дугами при прочих равных условиях (сила тока и напряжение) в десятки и сотни раз выше.

Таким образом, при горении дуги в поперечном потоке среды-диэлектрика с увеличением (уменьшением) динамического давления потока геометрические характеристики дуги (площадь поперечного сечения и длина) уменьшаются (увеличиваются), а ее энергетические данные, характеризующие, в частности, напряженностью электрического поля и плотностью тока в столбе дуги, возрастают (уменьшаются), что следует рассматривать как явление саморегулирования геометрических и энергетических характеристик дуги в функции динамического давления потока.

Оценим энергетическое состояние плазмы в столбе дуги, определяемое концентрацией элементарных частиц, температурой и давлением. Измерение этих характеристик сопряжено с большими трудностями и является особой проблемой. Покажем, однако, что состояние теории и практики дугового разряда позволяет описать эти характеристики просто и надежно по полученным выше значениям плотности силы тока и напряженности электрического поля. Для этого воспользуемся следующими соображениями.

Описываемая дуга имеет достаточно четкие оптические границы, что позволяет достоверно определить ее геометрические характеристики – площадь поперечного сечения, длину, объем. Известно явление саморегулирования дуги по площади поперечного сечения: с увеличением (уменьшением) силы тока площадь поперечного сечения дуги увеличивается (уменьшается) примерно прямо пропорционально току [2, с. 14]. Механизм такого саморегулирования состоит в том, что с увеличением (уменьшением) силы тока число носителей тока (элементарных частиц) увеличивается (уменьшается), следствием чего, собственно, и является увеличение (уменьшение) площади поперечного сечения дуги. Из этого следует, что число частиц в столбе дуги прямо пропорционально току, а их концентрация (число в единице объема) может быть представлена выражением, $1/\text{м}^3$:

$$n = C_1 j, \quad (2)$$

где C_1 – коэффициент размерности; j – плотность тока, А/м^2 .

Температура плазмы в столбе дуги определяется энергией элементарных частиц. Она прямо пропорциональна объемной плотности тепловой мощности столба дуги, Вт/м^3 :

$$K = E j, \quad (3)$$

где E – напряженность электрического поля, В/м , и обратно пропорциональна концентрации частиц (см. выражение (2)). Поэтому температура плазмы в столбе дуги может быть представлена выражением, К :

$$T = C_2 E, \quad (4)$$

где C_2 – коэффициент размерности, согласно обработанных статистических данных,

$$C_2 = 150\text{--}200 \text{ К/(В/см)}.$$

Чтобы убедиться в этом, достаточно изучить результаты измерений температуры плазмы в столбе различных дуг согласно литературным данным. Если, например, температура плазмы в столбе обычной сварочной дуги $T = 5000\text{--}6000 \text{ К}$ при $E \approx 30 \text{ В/см}$, то для дуги Гердиена $T = 50\ 000 \text{ К}$ при $E \approx 300 \text{ В/см}$ [3, с. 101–102, 245].

Давление плазмы в столбе дуги прямо пропорционально концентрации частиц и их температуре и определяется по известной формуле, Па:

$$p = n kT, \quad (5)$$

здесь k – постоянная Больцмана.

После подстановки (2) и (4) получаем

$$p = C_3 jE, \quad (6)$$

где C_3 – коэффициент размерности.

Соотношения (2), (4), (6) позволяют просто и надежно оценить энергетическое состояние плазмы в столбе дуги с точки зрения простой сути такого сложного физического явления, как дуга. Используя эти соотношения, сравним значения максимально достигнутых энергетических характеристик плазмы столба описанной дуги с наиболее эффективной дугой Гердиена (см. таблицу).

Энергетические характеристики столба дуги

Вид дуги	Плотность силы тока, кА/см ²	Напряженность электрического поля, В/см	Концентрация элементарных частиц, 1/м ³	Температура плазмы, К	Давление плазмы, МПа	Объемная плотность тепловой мощности, кВт/см ³
Дуга Гердиена	30	300	10 ¹⁸	50 000	12	9000
Описанная дуга	40	3500	10 ²⁴	500 000	200	140 000

В связи с ограниченными возможностями применяемой техники полученные результаты требуют дальнейшего уточнения.

Феноменологическое описание дуги. Из выражений (2), (4), (6), а также описанных зависимостей плотности силы тока и напряженности электрического поля (см. рис. 6, 7) и таблицы следует, что энергетические характеристики плазмы в столбе рассматриваемой дуги регулируются в широких пределах и значительно превышают энергетические характеристики плазмы известных дуг, что следует рассматривать как результат саморегулирования энергетических характеристик плазмы в столбе дуги в функции динамического давления потока. Рассмотрим вероятный физический механизм подобного саморегулирования, являющийся результатом взаимодействия дуги с потоком.

Описать такое явление в терминах фундаментальных частиц и их взаимодействий пока не представляется возможным. Поэтому рассмотрим это взаимодействие на феноменологическом уровне с макроскопической точки зрения, с точки зрения взаимодействия собственно дуги и поперечного потока среды-диэлектрика. Согласно представлениям современной физики, любое взаимодействие осуществляется через некоторые поля. Электрическая дуга – это порождение того, что называем электрическим полем, это материальная форма его проявления, это в отличие от металлических проводников тока “обнаженная” форма существования электрического поля, которое таким образом имеет самый непосредственный контакт с внешней средой, взаимодействуя с ней, и чем, собственно, объясняются тонкие механизмы саморегулирования дуги в функции состава и состояния внешней среды. Поток среды – это силовое поле. Напомним, что силовое поле – это любая причина, вызывающая движение или его изменение.

Таким образом, взаимодействие дуги с потоком следует рассматривать как взаимодействие электрического поля, характеризуемого силой тока I , и силового поля, характеризуемого динамическим давлением потока P_d . Основным результатом такого взаимодействия является то, что взаимодействующие системы претерпевают изменения.

Как было показано, в результате взаимодействия дуги с потоком наблюдается явление саморегулирования энергетических характеристик дуги (напряженности электрического поля и плотности тока) и соответственно энергетических характеристик плазмы в столбе дуги (концентрации элементарных частиц, температуры и давления) в функции динамического давления потока. Опишем физический механизм такого взаимодействия. Начнем с анализа некоторых фактов существования дуги в экстремальных условиях “механического” взаимодействия дуги с потоком, когда, во-первых, дуга обычно перемещается по направлению движения потока, но перемещается дискретно, после некоторого выстаивания, со скоростью примерно на порядок меньше скорости потока (но тогда, скажем так, какова природа сил, “механического сцепления” дуги с электродами), и, во-вторых, в результате бокового давления потока на столб дуги существования дуги казалось бы возможным только в том случае, когда столб дуги будет обладать достаточной “механической прочностью” (иначе будет разру-

шен). Следствие взаимодействия дуги с потоком есть также факт движения дуги в направлении, поперечном направлению движения потока, что наблюдается, например, при горении дуги между стальными электродами при $I > 300\text{--}400$ А и динамическом давлении потока $P_d > 0,3$ МПа. Это также требует объяснения, но и позволяет более определенно взглянуть на совокупность изложенных фактов.

Согласно существующим представлениям, в данном случае единственной силой, которая может перемещать дугу в направлении, поперечном потоку, может быть только собственное магнитное поле дуги, усиленное действием ферромагнетика. При этом в отличие от обычных дуг типа сварочных такое магнитное поле не является симметричным, а направление вектора магнитной индукции поля совпадает с направлением потока среды-диэлектрика (согласно правилу “левой” руки). Понятно при этом и “механическая прочность” такой дуги, так как собственное магнитное поле дуги соответствующих характеристик, определяемых динамическим давлением потока и значительно более высоких по сравнению с обычными дугами, сжимает, удерживает и уравнивает давление плазмы в столбе дуги (которое, напомним, многократно превышает давление в столбе известных дуг – см. выражение (6) и таблицу) и таким образом обеспечивает соответствующую энергетическую структуру столба дуги, которая термически разрушает набегающий на нее поток среды-диэлектрика. Получает объяснение и указанный ранее факт, когда дуга в поперечном потоке среды-диэлектрика перемещается не вместе с потоком и не с его скоростью, так как мощное собственное магнитное поле обеспечивает перемещение дуги согласно принципу минимума Штеенбека.

Таким образом наличие собственного мощного магнитного поля, магнитная индукция которого является функцией не только силы тока I (что известно как закон Био–Саварра), но и динамического давления потока P_d (что неизвестно), является следствием и необходимым условием существования дуги в экстремальных условиях поперечного потока среды-диэлектрика. Определим магнитную индукцию такого поля.

На основании изложенного и выполненных экспериментальных исследований, а также учитывая существующие представления в области теории и практики известных дуг, можно сделать вывод, что магнитная индукция такого поля пропорциональна силе тока I и динамическому давлению потока среды-диэлектрика P_d , зависит от направления потока по отношению к столбу дуги и может быть представлена выражением, Гл:

$$B = k_1 I P_d \sin \alpha, \quad (7)$$

где k_1 – коэффициент пропорциональности (при надлежащем выборе единиц измерения $k_1 = 1$); α – угол между направлением потока среды-диэлектрика и столбом дуги; при горении дуги в поперечном потоке среды диэлектрика $\alpha = 90^\circ$ и тогда $\sin \alpha = 1$.

На языке векторной алгебры выражение (7) может быть представлено в виде

$$\vec{B} = \vec{I} \times \vec{P}_d. \quad (8)$$

Выражение (8) имеет принципиальное значение и важные последствия. Сформулируем в самом общем виде его физический смысл, приняв во внимание, что I – основная количественная характеристика электрического поля, P_d – основная количественная характеристика силового поля.

Соотношение (8) выражает, по существу, неизвестную ранее закономерность взаимодействия электрического и силового полей, результатом которого является преобразование энергии электрического поля в энергию собственного магнитного поля дуги, сжимающего и удерживающего плазму столба дуги высоких энергетических характеристик. Следовательно, в столбе предложенной дуги одновременно достигается и получение, и удержание плазмы высоких энергетических характеристик.

Это означает, что одно явление (получение в столбе плазмы соответствующих характеристик) обязательно сопровождается другим (наличием собственного магнитного поля дуги соответствующих характеристик). Иначе говоря, каждое из этих явлений есть следствие и продолжение другого, а в целом – это две стороны одного и того же явления, называемого электромагнетизмом дугового разряда.

Соответствующий анализ показывает, что указанная закономерность распространяется на все известные дуги. В этой связи любые перемещения известных дуг, в том числе и многочисленные примеры так называемого аномального обратного движения дуги [3, с. 306], объясняются наличием собственного магнитного поля дуги, которое всегда несимметрично и переменчиво и обеспечивает перемещение дуги согласно принципу наименьшего действия, сформулированного для дуг как принцип минимума Штеенбека. Именно поэтому перемещение дуги в пространстве является ее безусловным свойством.

В отличие от существующих представлений, что магнитная индукция – функция только силы

тока (закон Био–Саварра), выражение (8) устанавливает, что в условиях существования дуги в поперечном потоке среды-диэлектрика магнитная индукция собственного магнитного поля дуги является также и функцией динамического давления потока. Однако если учесть, что электрические и магнитные силы составляют части одного физического явления – электромагнитного взаимодействия частиц [4, с. 276], и соответственно электрические и магнитные эффекты следует рассматривать как разные стороны одного и того же явления, называемого электромагнетизмом, указанная закономерность не противоречит существующим в этой области представлениям.

Следует напомнить, что любое явление вне связи и взаимозависимости с другими явлениями становится иррациональным. В этой связи отметим, что выражение (8) в известной мере аналогично выражениям, описывающим закон электромагнитной силы (закон Ампера) и закон электромагнитной индукции (закон Фарадея) с той принципиальной разницей, что в первом случае устанавливается, по существу, закон взаимодействия электрического и магнитного полей, результатом которого является преобразование энергии электрического поля в энергию силового поля; во втором случае – закон взаимодействия силового и магнитного полей, результатом которого является преобразование энергии силового поля в энергию электрического поля; выражение (8) устанавливает закономерность взаимодействия электрического и силового полей, результатом которого является преобразование энергии электрического поля в энергию магнитного поля, в связи с чем такая закономерность может быть названа законом магнитной индукции.

В аналогиях и общности форм указанных закономерностей, в том, что их объединяет и делает похожими, следует искать общность физической сущности рассматриваемых явлений, которая, по видимому, может быть сформулирована как закономерность взаимопревращения энергий электрического, магнитного и силового полей. В этой связи удобно проследить за такими фактами взаимопревращений энергий электрического E , магнитного B и силового P полей на условной схеме (рис. 10), названной нами треугольником взаимопревращения энергий этих полей.

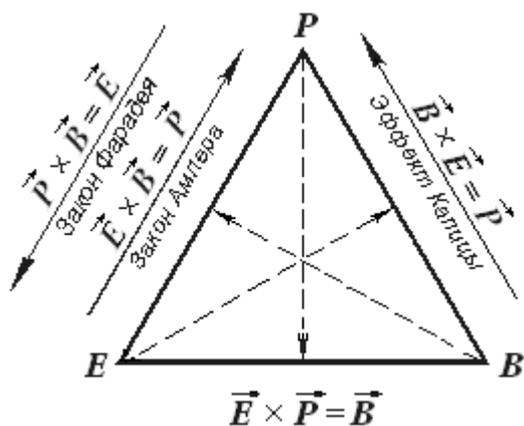


Рис. 10. Треугольник взаимопревращений энергий электрического E , магнитного B и силового P полей

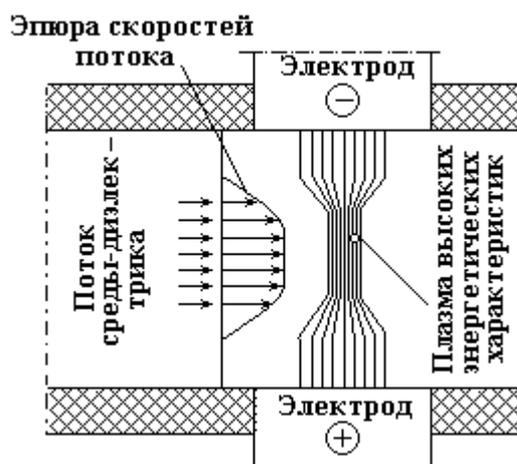


Рис. 11. “Механическая ловушка”

Области рационального применения дуги. В соответствии с изложенным электрическая дуга в поперечном потоке среды-диэлектрика по сравнению с известными дугами обеспечивает значительно более высокий уровень легко регулируемых энергетических характеристик и поэтому может рассматриваться как качественно новый источник тепла для разнообразных применений в областях науки и новых технологий.

Так, в столбе такой дуги можно получить и удерживать плазму высоких энергетических характеристик, ограничиваемых лишь возможностями применяемой техники. Здесь возникает проблема термоизоляции полученной высокотемпературной плазмы и ее удержание в столбе стационарной дуги. Проблему можно решить, если поток среды-диэлектрика в межэлектродном зазоре формировать так, чтобы в приэлектродных областях его скорость равнялась или приближалась к нулю при сохранении необходимой скорости потока (динамического давления) в средней части столба дуги (рис. 11). При этом в отличие от известных технических решений, когда для удержания плазмы высоких энергетических характеристик используются внешние магнитные поля и системы такого вида называются “магнитными ловушками”, предложенное техническое решение согласно изложенной сути рас-

смотренного физического явления (см. выражение (8)) следует назвать “механической ловушкой”.

Следует также учитывать, что энергетические характеристики катодного и анодного источников тепла на электродах описанной дуги также регулируются в самом широком диапазоне режимов, начиная от значений, характерных для обычных дуг, типа сварочных, достаточных для плавления металла и заканчивая значениями, достаточными для тонкого локального испарения любых токопроводящих материалов. Это позволяет применять дугу для реализации самых разнообразных новых высокоэффективных технологий, таких как размерная обработка металлов, различные способы поверхностного упрочнения металлов, более эффективная, по сравнению с известной, подводная резка металлов, плазменная резка металлов при отсутствии зоны термического влияния, получение металлических порошков, металлических суспензий, проведение химических реакций и др.

Заключение

Установлена не известная ранее закономерность взаимодействия электрического поля, материальной формой проявления которого является электрическая дуга, характеризуемая силой тока I , и силового поля, материальная форма проявления которого – поток среды-диэлектрика, характеризуемый динамическим давлением P_d , состоящая в том, что такое взаимодействие сопровождается явлением саморегулирования энергетических характеристик плазмы в столбе дуги, собственно температуры, концентрации элементарных частиц, давления, а также магнитной индукции собственного магнитного поля дуги, которые описываются в функции векторного произведения силы тока дуги I на динамическое давление потока среды-диэлектрика P_d , то есть $\vec{I} \times \vec{P}_d$, и возрастают при увеличении последнего.

Изложенная закономерность означает, что при протекании электрической дуги в поперечном потоке среды-диэлектрика энергетические характеристики плазмы в столбе дуги (температура, концентрация элементарных частиц, давление) регулируются в самых широких пределах в функции динамического давления потока, а собственное магнитное поле дуги сжимает и удерживает в столбе дуги полученную плазму заданных, регулируемых энергетических характеристик, начиная от значений, характерных для обычных сварочных дуг и кончая плазмой, энергетические характеристики которой ограничиваются лишь возможностями применяемой техники (рабочим напряжением источника питания дуги и динамическим давлением потока среды-диэлектрика). Это позволяет использовать такую дугу для разнообразных применений в областях науки и новых технологий.

При протекании электрической дуги в поперечном потоке среды-диэлектрика энергетические характеристики катодного и анодного источников тепла на электродах регулируются в функции динамического давления потока в самом широком диапазоне режимов, начиная от значений, характерных для обычных дуг, типа сварочных, достаточных для плавления металла, и заканчивая значениями, достаточными для тонкого размерного испарения любых токопроводящих материалов. Это позволяет реализовать самые разнообразные новые высокоэффективные технологии, в частности, размерную обработку металлов, различные способы поверхностного упрочнения металлов, более эффективную, по сравнению с известной, подводную резку металлов, плазменную резку металлов при отсутствии зоны термического влияния, получение металлических порошков, получение металлических суспензий, проведение химических реакций и др.

ЛИТЕРАТУРА

1. Носуленко В. І. Розмірна обробка металів електричною дугою: Автореф. дис. д-ра техн. наук: 05.03.07./ Кіровоградський держ. техн. ун-т. Киев, 1999.
2. Мазель А. Г. Технологические свойства электросварочной дуги. М., 1969.
3. Финкельбург В., Меккер Г. Электрические дуги и термическая плазма. М., 1961.
4. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Электричество и магнетизм. М., 1977.

Поступила 10.05.04

Summary

The electrical arc in a transversal stream of an environment-dielectric is circumscribed which as contrasted to with known arcs ensures considerably more high level of easily regulated power performances, that allows to consider such arc as a qualitatively new source of heat for new techniques.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КОНТАКТА «МЕТАЛЛ – КОНСИСТЕНТНАЯ СМАЗКА» МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

*Гродненский государственный университет имени Янки Купалы,
ул. Ожешко, 22, г. Гродно, 230023, Республика Беларусь*

Вопросы повышения долговечности и надежности различных видов сопряжений до нашего времени остаются актуальными в машиностроении и непосредственно связаны с развитием фундаментальных и прикладных исследований в области триботехники. Особое место среди таких сопряжений занимают подвижные электрические соединения – скользящие электрические контакты. Особая сложность решения триботехнических проблем в электрических контактах обусловлена действием такого фактора, как электрический ток, приводящего к ужесточению условий внешнего трения и повышенному износу взаимодействующих поверхностей.

Применение в электрических контактах специальных смазочных композиций, создающих на поверхностях контакта переходные (приэлектродные) слои с особыми электрофизическими свойствами, снижающими коэффициент трения и обеспечивающими необходимое токопрохождение, позволит существенно повысить эксплуатационные характеристики электрических машин. Изучение механизма проводимости таких слоев служит основой для создания новых электропроводных смазок.

В работе исследование проводимости переходных (приэлектродных) слоев выполнено методом импульсных вольт-амперных характеристик [1, 2], впервые примененном для консистентных смазок. В качестве модельной среды использовалась композиция на основе консистентной смазки типа ЦИАТИМ-201 с различным содержанием модификаторов: ЦИАТИМ-201 + 2,5% Cu + 2,5% С (графит), ЦИАТИМ-201 + 5% Cu + 5% С (графит), ЦИАТИМ-201 + 2,5% Fl (фолеокс), ЦИАТИМ-201 + 5% С (графит), ЦИАТИМ-201 + 5% Cu, ЦИАТИМ-201 чистый.

Методика эксперимента

К выходной цепи генератора прямоугольных импульсов подключается измерительная кювета с исследуемой композицией, которая вместе со входным сопротивлением осциллографа образует дифференцирующую RC-цепь. Подавая с генератора импульсы напряжения прямоугольной формы на RC-цепь, получают характерный отклик, параметры которого наблюдают на осциллографе. Типичная осциллограмма тока и напряжения в цепи ячейки показана на рис. 1.

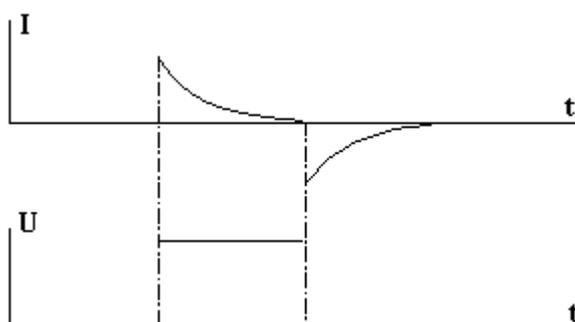


Рис. 1. Осциллограмма тока I и напряжения U в цепи кюветы с исследуемой композицией

Блок-схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Осциллограф С9-8 имеет два независимых входа, что обеспечивает возможность одновременной регистрации напряжения, подаваемого на кювету, и тока, протекающего через нее при подаче на электроды напряжения прямоугольной формы. Генератор Г6-31 позволяет изменять форму, амплитуду и частоту импульсов.

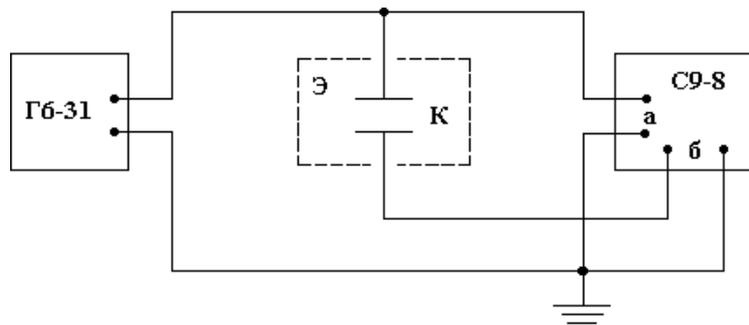


Рис. 2. Блок-схема установки для измерений импульсных вольт-амперных характеристик консистентной смазки. Г6-31 – генератор сигналов специальной формы ($10^{-3} - 10^5$ Гц); К – экспериментальная кювета с исследуемой смазкой; Э – экран для устранения электрических наводок; С9-8 – цифровой осциллограф

В состав экспериментальной установки входит специально изготовленная кювета с парой плоских электродов. Качество обработки поверхности электродов из электротехнической меди марки М00 соответствует $R_z = 0,1$ мкм, отклонение от плоскостности и непараллельность взаимного расположения электродов таковы, что обеспечивают между ними площадь контакта не менее 95% от номинальной. Для точного измерения расстояния d между электродами применен микрометрический механизм, обеспечивающий точность измерения расстояния в межэлектродном промежутке не менее 0,01 мм. Начиная с 5 и до 1 мм, межэлектродное расстояние изменяется через 1 мм, с 1 до 0,5 мм – через 0,1 мм, от 0,5 мм и до полного смыкания электродов через 0,01 мм. При этом фиксируются амплитуда и длительность импульса отклика τ . Измерения производятся до полного исчезновения межэлектродной емкости, то есть до пропадания импульса отклика. Одновременно с применением метода импульсных вольт-амперных характеристик прибором Е6-13А контролируется сопротивление межэлектродного промежутка по постоянному току. Амплитуды всех зондирующих сигналов выбираются таким образом, чтобы оказывать минимальное влияние на физико-химические свойства исследуемой композиции.

По результатам измерений построены зависимости $R(d)$ и $\tau(d)$, приведенные на рис. 3–6.

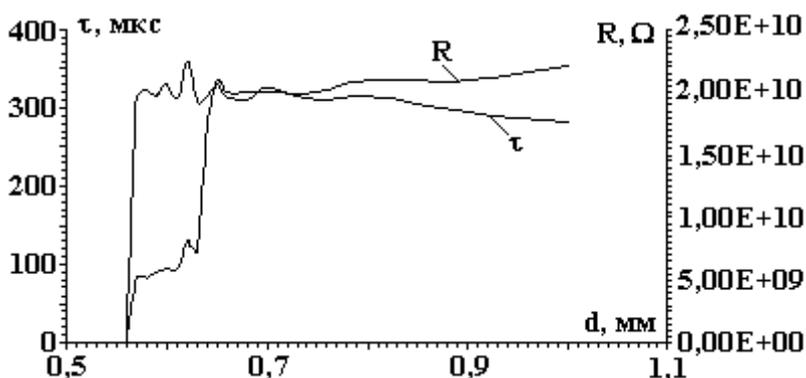


Рис. 3. Зависимость длительности фронта импульса отклика τ и сопротивления межэлектродного промежутка R от расстояния между электродами d для ЦИАТИМ-201 + 2,5% Si + 2,5% С (графит)

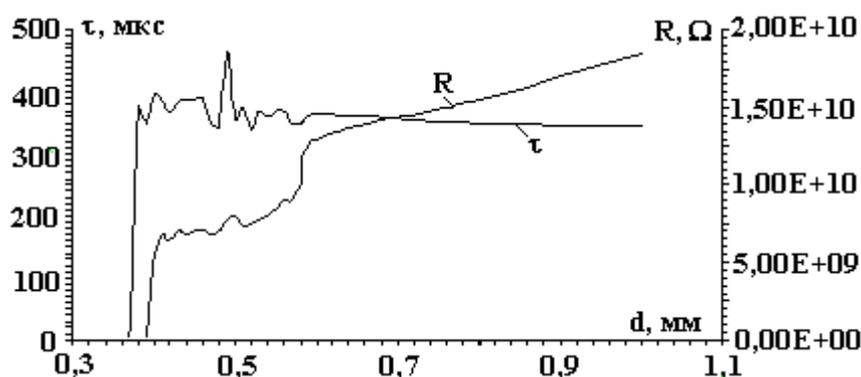


Рис. 4. Зависимость длительности фронта импульса отклика τ и сопротивления межэлектродного промежутка R от расстояния между электродами d для ЦИАТИМ-201 + 5% Si + 5% С (графит)

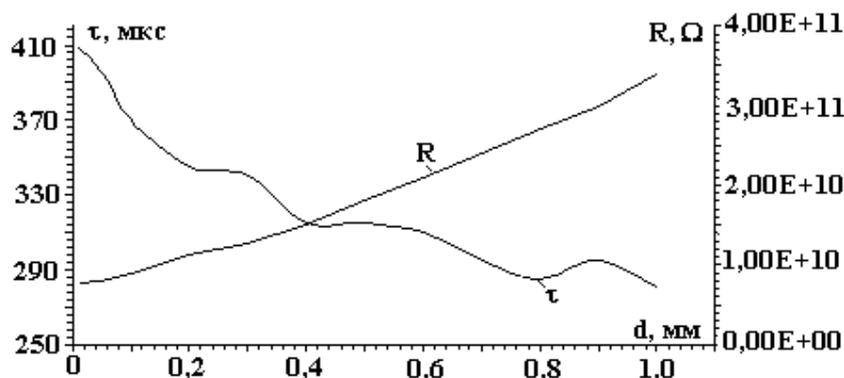


Рис. 5. Зависимость длительности фронта импульса отклика τ и сопротивления межэлектродного промежутка R от расстояния между электродами d для ЦИАТИМ-201 + 5% Cu

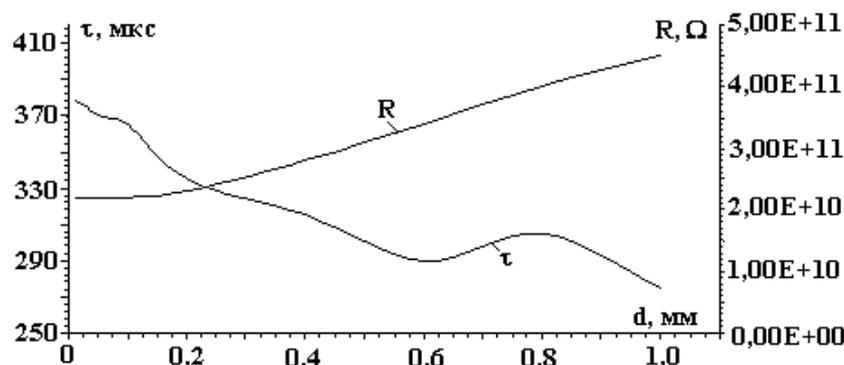


Рис. 6. Зависимость длительности фронта импульса отклика τ и сопротивления межэлектродного промежутка R от расстояния между электродами d для ЦИАТИМ-201 + 5% С (графит)

Интерпретация результатов

Для чистого ЦИАТИМа-201 наблюдались линейные зависимости $R(d)$ и $\tau(d)$. Отклик не пропал до предельных значений сближения электродов. Это доказывает, что без модификаторов консистентная смазка сохраняет свои диэлектрические свойства на любых межэлектродных расстояниях. Толщина приэлектродных слоев для чистой смазки минимальна.

В композициях ЦИАТИМ-201 + 2,5% С + 2,5% Cu (рис. 3) и ЦИАТИМ-201 + 5% С + 5% Cu (рис. 4) наблюдаются флуктуации длительности отклика, а также флуктуации сопротивления на одних и тех же межэлектродных расстояниях. Причем сопротивление резко убывает, начиная с некоторого расстояния между электродами (для ЦИАТИМ-201 + 2,5% С + 2,5% Cu характерным расстоянием является 0,57 мм, а для ЦИАТИМ-201 + 5% С + 5% Cu – 0,37 мм). Для композиции ЦИАТИМ + 2,5% фолеокса таких явлений не наблюдается.

Для определения причин вызывающих вышеуказанные флуктуации, исследованы композиции ЦИАТИМ-201 + 5% С и ЦИАТИМ-201+5% Cu. Но эксперименты, проведенные с этими средами, не выявили ничего необычного, зависимости $R(d)$ и $\tau(d)$ носят практически линейный характер (рис. 5 и 6).

Таким образом, присутствие в ЦИАТИМ-201 графита в смеси с медью в определенных пропорциях приводит к возникновению флуктуаций сопротивления и исчезновению импульса отклика, начиная с некоторого значения расстояния между электродами, то есть для каждой среды существует некоторая критическая величина зазора между электродами, начиная с которой сопротивление резко уменьшается и исчезает отклик на воздействие прямоугольного импульса. Это позволяет предположить, что причиной высокой электропроводности композиций на основе ЦИАТИМ, графита и меди на указанных межэлектродных расстояниях является перекрытие приэлектродных слоев (толщиной порядка 0,18–0,25 мм), обладающих повышенной удельной проводимостью по сравнению с остальным межэлектродным промежутком. Для каждого типа наполнителя, в зависимости от его электрофизических свойств и дисперсности, существует некоторое предельное значение концентрации, при которой проводимость наполненной среды резко повышается, хотя среда в общем сохраняет свойства диэлектрика.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кропачева Л.В., Рычков Ю.М. Приэлектродная проводимость изолирующих жидкостей // Тез. Докл. 6-го Всесоюзного совещания по электронной обработке материалов. Кишинев, 1990. С. 168–169.

Summary

The application of the method of pulsing volt-ampere characteristics for the research of the properties of transition layers of the electric contact "metal – grease lubricant" is shown.

П.П. Малюшевский

ЯВЛЕНИЕ КУМУЛЯЦИИ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ВИХРЕВЫХ КОЛЕЦ (ЧАСТЬ I. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ)

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

Согласно существующим представлениям классической гидродинамики [1] кумуляция энергии и формирование кумулятивных струй происходят при быстром (взрывообразном) захлопывании конической оболочки из вещества по нормали к поверхности внутрь на ось оболочки. В результате обжимающийся конус вещества генерирует тонкую осевую струю вещества оболочки, движущуюся с очень большой скоростью.

Эта теория полностью подтверждается на опыте в достаточно широких пределах варьирования взрывных зарядов, характеристик вещества, из которого состоит коническая оболочка, а также их форм и толщин. Однако имеются экспериментальные факты, не укладывающиеся в теорию. Например, казалось бы, выполняя угол конуса все меньше, можно получить любые сверхскоростные струи, а следовательно, в области образования струи любые сверхвысокие давления. Но обнаружен предельный угол конуса, начиная с которого скорость струи непрерывно уменьшается, а давление – падает. Оказалось, что этот предельный угол существенно определяется свойствами вещества, из которого состоит оболочка, в частности сжимаемостью.

Подробный анализ проблем взрывных струйных течений и проблем кумуляции, выполненный в работе [2], раскрывает механизм уменьшения эффекта кумуляции при изменении оптимального угла конусности $\alpha_{кр}$. При прочих равных условиях, если увеличивать угол конусности, вектор скорости метания струи отходит от оси симметрии – эффект кумуляции уменьшается, а затем возникает инверсия потока относительно обычного течения, масса струи в направлении оси существенно возрастает, скорость падает.

При исследовании классической кумуляции хорошо изучена структура течения [2]: она представляется системой из скоростной кумулятивной струи с относительно высокой удельной кинетической энергией и так называемого низкоскоростного песта, содержащего основную массу вещества исходной облицовки конической выемки.

В этом же основательном обзоре [2] большого количества работ в области проблем кумуляции и струйных течений указывается на возможность существования режима "обратной" кумуляции при схождении на оси метаемых взрывом элементов так называемых "мелких облицовок". При этом эффект "обратной" кумуляции – следствие сложной деформации с разрушением и "выворачиванием" периферии облицовки, а не ее центра. Показано, что при малых углах соударения струи возникают только в том случае, если схлопывание облицовок происходит с дозвуковой скоростью, а при переходе в зазвуковую – струя неустойчива и диспергируется на части.

Здесь же рассмотрены некоторые отличающиеся от классической кумуляции схемы и механизмы формирования кумулятивных течений. Например, при схлопывании осесимметричной цилиндрической облицовки происходит нагрев ее внутренних слоев до температуры испарения (в результа-

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАБОЧЕЙ СРЕДЫ НА АМПЛИТУДУ ИМПУЛЬСОВ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДАХ

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

Теоретическими и экспериментальными исследованиями, проведенными в различных странах в последние годы, установлено, что наиболее эффективные технологии разработки трудноизвлекаемых запасов нефти основываются на комбинации известных методов воздействия на нефтяные пласты, например, физико-химических. Основной целью является подбор такого сочетания рабочих агентов, которое обеспечивает наиболее эффективное интегральное проявление факторов увеличения притока нефти, присущих каждому методу отдельно [1, 2].

Известно, что эффективность высоковольтных электрических разрядов в жидкости зависит от свойств рабочей среды [3]. Для электроразрядной технологии воздействия на призабойную зону скважин (ПЗС), которая реализуется при высоких гидростатических давлениях, выбор среды, заполняющей скважину, имеет решающее значение [4]. Как показали результаты лабораторных исследований и обработка ПЗС устройствами типа "Скиф" [5], электроразрядная технология не всегда обеспечивает необходимый положительный эффект, в частности, это относится к низкопроницаемым коллекторам со сниженной проницаемостью за счет выпадения асфальто-смоло-парафиновых отложений (АСПО) и отложения минеральных солей (ОМС). Предложено повысить эффективность электроразрядного воздействия в коллекторах со сниженной проницаемостью от выпадения АСПО и ОМС, совмещая комплексное воздействие электрического разряда и раствора поверхностно-активных веществ (ПАВ) [6].

Известно [7], что искровой разряд в водных электролитах носит случайный характер ввиду большого количества факторов, влияющих на его формирование. Поэтому наблюдается значительный разброс основных характеристик при многочисленном повторении разряда. В [7] показано, что при многократном повторении опыта распределение характеристик разряда подчиняется нормальному закону.

Одним из основных факторов воздействия на ПЗС при электрических разрядах являются импульсы давления, возникающие после искрового разряда в межэлектродном промежутке.

Цель работы – исследование влияния рабочей среды на амплитуду импульсов давления при высоковольтных импульсных разрядах.

Исследования проводились на экспериментальном стенде, схема которого приведена на рис. 1. Стенд состоит из энергетической и технологической частей.

Энергетическая часть стенда предназначена для формирования импульсов тока в разрядном промежутке технологической камеры и включает регулируемый автотрансформатор 1, повышающий трансформатор-выпрямитель 2, блокировки 3, зарядные резисторы 4, емкостный накопитель 5, пульт управления 6, воздушный разрядник 7, шунт 8, осциллограф 9, делитель напряжения 10, киловольтметр 11, электродную систему 12.

Технологическая часть (рис. 1), предназначенная для физического моделирования скважинных условий, содержит камеру высокого давления 13, насос высокого давления 19, манометр 14, вентили для забора проб газов 15 и рабочей среды 16, вентили для слива 21 и сброса давления 17, запорный вентиль 20 и бак с жидкостью 18. Забор проб жидкости производился из зоны разрядного промежутка 12, проб газа (вентиль 15) – из верхней точки и слив жидкости (вентиль 16) – из нижней точки камеры 13. Электродная система 12 повторяет электродную систему устройств "Скиф".

В качестве рабочей среды при электрическом разряде применялись жидкости, которые могут быть использованы для заполнения скважины при ее остановке для ремонта: водный электролит от

0 до 30% (удельное сопротивление дисперсной фазы – водного электролита $\sigma_0 = 1,1 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$) с ($\sigma_0 = 0,1 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$); 0,3% водный раствор НМК-21 ($\sigma_0 = 0,1 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$) и водонефтяная эмульсия обводненностью добавкой 0,3% НМК-21, в дальнейшем ВНЭ+НМК-21.

Исследования выполнялись при исходных параметрах экспериментальной установки, близких к номинальным параметрам устройств типа “Скиф”:

- емкость накопительной батареи конденсаторов $C = 2,4 \cdot 10^{-6} \text{ Ф}$;
- зарядное напряжение $U = 3 \cdot 10^4 \text{ В}$;
- индуктивность разрядной цепи $L = 3 \cdot 10^{-6} \text{ Гн}$;
- радиус электрода-анода $r = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$.

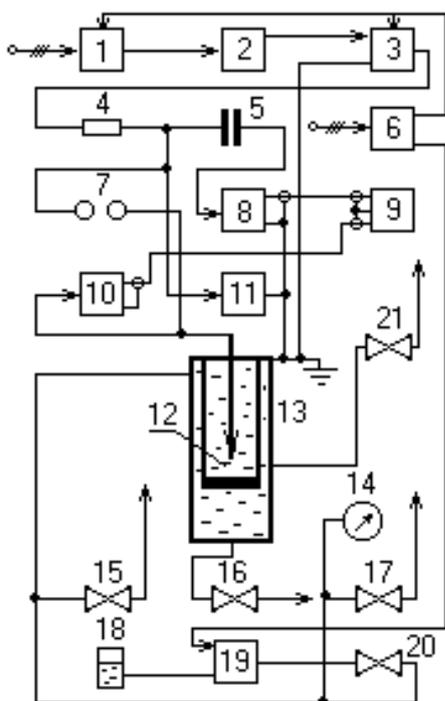


Рис. 1. Структурная схема стенда

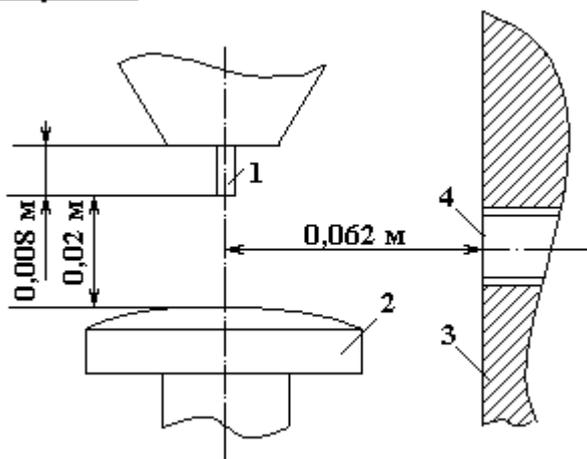


Рис. 2. Расположение волноводного датчика давления: 1 – положительный электрод (анод); 2 – отрицательный электрод (катод); 3 – внутренняя поверхность камеры высокого давления; 4 – расположение приемного доньшка ВДД

Гидростатическое давление P_2 в камере варьировалось в диапазоне 0,1–30 МПа.

Качественная оценка импульсов давления производилась в камере высокого давления (КВД) волноводным датчиком давления (ВДД). На рис. 2 показано расположение датчика в камере относительно элементов электродной системы, которое поддерживалось неизменным для всех сред.

Оценка сигналов с ВДД при электрических разрядах выполнялась на сериях разрядов. Сигналы фиксировались на запоминающем осциллографе (схема приведена на рис. 3).

Типичная форма сигналов регистрируемых импульсов давления представлена на рис. 4.

Периодический контроль характеристик ВДД производился на установке динамической калибровки широкополосных датчиков давления [8].

Форма исследуемого сигнала при разрядах в различных средах при неодинаковых гидростатических давлениях оставалась неизменной. На один канал (рис. 3) подавался сигнал, полученный с помощью коаксиального шунта (импульсный ток), на второй – импульс, снимаемый с ВДД. Производилась серия разрядов и фиксировались сигналы с разбросом амплитудного значения тока $\pm 10\%$. Обработка результатов в каждой точке производилась по 50 измерениям.

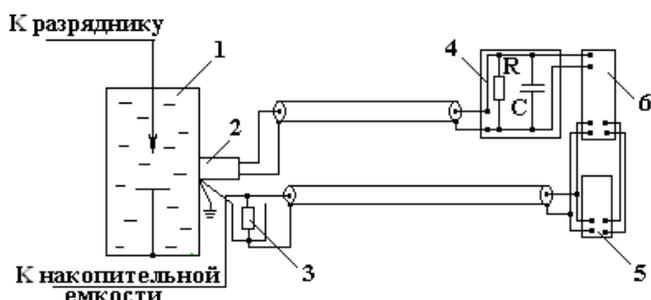


Рис. 3. Схема измерения импульсов давления ВДД: 1 – камера высокого давления; 2 – волноводный датчик давления; 3 – коаксиальный шунт; 4 – RC-цепочка; 5 – генератор импульсов; 6 – запоминающий осциллограф

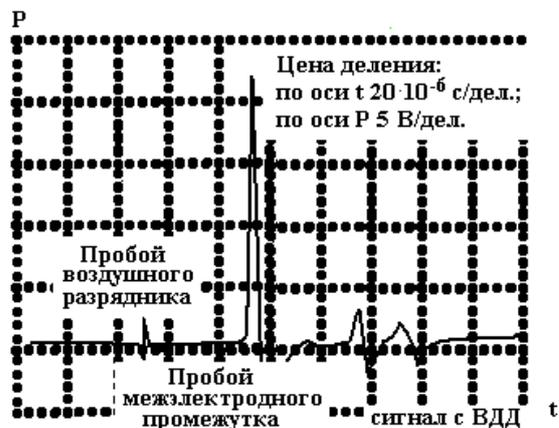


Рис. 4. Импульс, регистрируемый волноводным датчиком давления: 1 – ВНЭ+НМК-21; 2 – водный электролит, $\sigma_0 = 0,1 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$; 3 – 0,3% водный раствор НМК-21

На рис. 5 представлена зависимость амплитуды импульса давления от гидростатического давления в КВД. В данном случае

$$P_{\text{ср}} = \sum_{i=1}^n P_{mi} / n,$$

где P_{mi} – амплитуды импульса давления в рабочей среде при определенном гидростатическом давлении; n – число импульсов ($n = 50$).

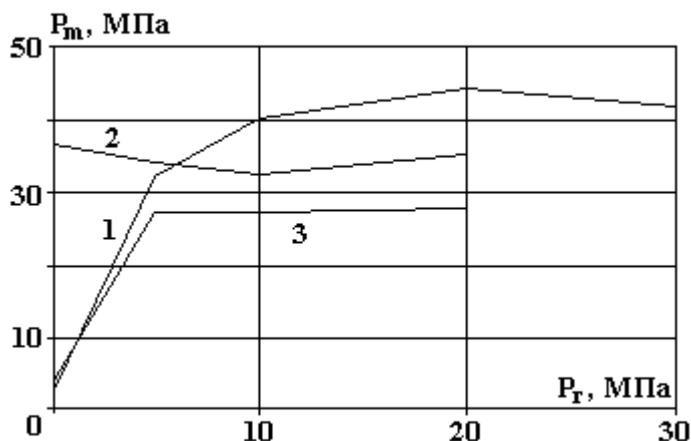


Рис. 5. Зависимость амплитуды импульса давления от гидростатического давления при электроразряде в различных средах: 1 – ВНЭ+НМК-21; 2 – водный электролит, $\sigma_0 = 0,1 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$; 3 – 0,3% водный раствор НМК-21

При атмосферном давлении в камере (рис. 5) наибольшие значения импульсного давления были зафиксированы при разряде в водном электролите (кривая 3). Практически на порядок меньшие значения импульсного давления наблюдались при разряде в водном растворе НМК-21 и ВНЭ+НМК-21. Это объясняется наличием в составе НМК-21 пенообразующих компонентов, которые в районе межэлектродного промежутка образуют большое количество газожидкостной смеси с газовыми пузырьками диаметром от 3 до 5 мм [9]. Это приводит к увеличению времени задержки t импульса давления относительно момента начала активной стадии пробоя (резкого нарастания тока) и, следовательно, уменьшению скорости распространения волн давления в среде. Так, если при разряде в водном электролите при всех значениях гидростатического давления, время задержки доста-

точно стабильно: значение $\tau \approx 4 \cdot 10^{-5}$ с, то при атмосферном давлении в водном растворе НМК-21 $\tau = 9,5 \cdot 10^{-5}$ с, а в ВНЭ+НМК-21 τ составляло от $1 \cdot 10^{-4}$ до $1,7 \cdot 10^{-4}$ с (рис. 6).

При увеличении гидростатического давления P_r до 5 МПа ситуация изменилась. Среднее значение амплитуды импульса давления P_m в водном растворе НМК-21 достигло величины ~ 28 МПа и в дальнейшем слабо зависело от изменения P_r , при этом $\tau \cong 4 \cdot 10^{-5}$ с, что свидетельствовало об уменьшении размеров газовых включений (от 70 до 45 мкм [9]). С увеличением P_r до 5 МПа существенно (с 3 до 32,5 МПа) возрастает P_m при разряде в ВНЭ+НМК-21 (рис. 5 кривая 1), а τ уменьшается до $4,5 \cdot 10^{-5}$ с. При более высоких P_r кривые 1 и 2 для ВНЭ+НМК-21 практически совпадают, достигая максимума ($P_m \approx 45$ МПа) при $P_r = 20$ МПа.

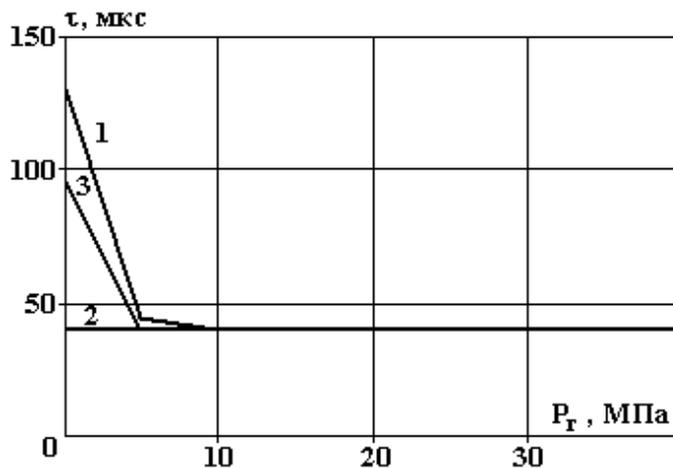
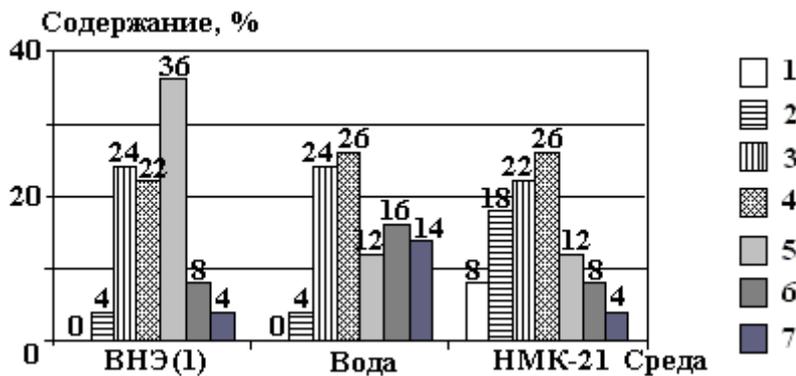
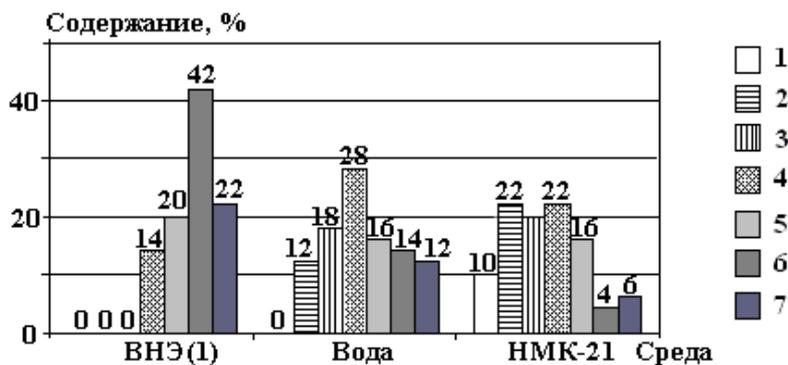


Рис. 6. Зависимость времени задержки импульса давления относительно момента начала активной стадии пробоя при изменении гидростатического давления в различных средах: 1 – ВНЭ+НМК-21; 2 – водный электролит, $\sigma_0 = 0,1 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$; 3 – 0,3% водный раствор НМК-21

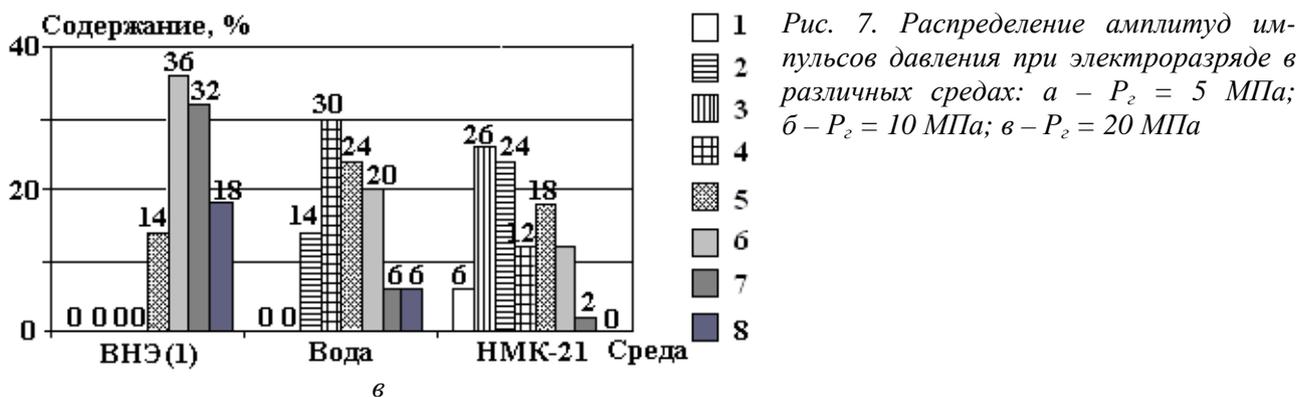
Необходимо отметить, что при разряде в различных средах наблюдался некоторый статистический разброс в показаниях ВДД, связанный с комплексным влиянием ряда факторов. Оценим разброс с помощью приведенных на рис. 7 гистограмм.



а



б



Таким образом, по результатам исследования импульсов давления электрических разрядов можно сделать следующие выводы:

- при низких значениях гидростатического давления наибольшие амплитуды импульсного давления отмечаются при разряде в водном электролите, однако наблюдается статистический разброс в показаниях ВДД, что можно объяснить нестабильностью пространственного положения канала разряда по отношению к местоположению датчика;

- значительный объем газовых включений диаметром до 5 мм, образующихся при разряде в водном растворе НМК-21 и ВНЭ+НМК-21 в условиях низкого гидростатического давления, практически на порядок уменьшает амплитуду давления по сравнению с разрядом в водном электролите; с ростом P_r при снижении размера пузырьков возрастает P_m , однако в водном растворе НМК-21 гидродинамические возмущения все-таки не достигают соответствующих значений для разрядов в водном электролите;

- при гидростатическом давлении $P_r \geq 5$ МПа лучшими показателями, с точки зрения гидродинамических характеристик, обладает разряд в водонефтяной эмульсии, что, по всей видимости, связано с благоприятным влиянием мелкодисперсных газовых пузырьков на стадию пробоя в практически обладающей высокими диэлектрическими показателями среде;

- для увеличения гидродинамического воздействия на ПЗС целесообразно в качестве рабочей среды при электрическом разряде использовать водонефтяные эмульсии с обводненностью до 30%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сургучев М.Л., Кузнецов О.Л., Симкин Э.М. Гидродинамические, акустическое, тепловое циклические воздействия на нефтяные пласты. М., 1975.
2. Тагиев Э.И., Палий П.А., Гадиев С.Н. Виброкислотная обработка эксплуатационных и нагнетательных скважин // Нефтяное хозяйство. 1968. № 2. С. 42–45.
3. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М., 1971.
4. Сизоненко О.Н., Швец И.С. О возможностях использования высоковольтного электрического разряда для интенсификации притока нефти в скважину // Геотехническая механика. 2001. Вып. 25. С. 79–85.
5. Сизоненко О.Н., Швец И.С. Особенности электроразрядной технологии интенсификации фильтрационных процессов в нефтяных коллекторах // Современные проблемы электрофизики и электродинамики жидкостей. Санкт-Петербург. НИИ. 1988. С. 137–139.
6. Сизоненко О.Н., Шерстнев Н.М. Особенности изменения фильтрационных характеристик пород-коллекторов при реагентно-импульсном воздействии // Нефтяное хозяйство. 2001. № 4. С. 49–51.
7. Жекул В.Г., Загребнюк В.И., Мурзаев А.В., Хаскина Л.С. Статистическое исследование времени запаздывания пробоя при разряде в воде // Физико-механические процессы при высоковольтном разряде в жидкости. Киев, 1980. С. 13–18.
8. Теляшов Л.Л., Чеканов Ю.С., Гнатенко Е.К. Установка для динамической калибровки широкополосных датчиков давления // Физические основы электрогидравлической обработки материалов. Киев, 1978. С. 160–165.
9. Амлян В.А., Амлян А.В., Васильева Н.П. Вскрытие и освоение нефтегазовых пластов. М., 1980.

Поступила 02.07.04

Summary

The technique and the results of experimental research of amplitude of pulses of pressure by waveguide sensor at high-voltage pulse discharges in various liquid environments and hydrostatic pressure are resulted.

ОДНОМЕРНЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ ЗАДАЧИ РАСЧЕТА ПРЕДПРОБОЙНЫХ ВОЛЬТ - АМПЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СЛАБОИОНИЗОВАННЫХ СРЕД

ИТЭС РАН

ул. Ижорская, 13/19, г. Москва, 127412, Россия

Введение

Впервые экспериментально [1] отклонения от закона Ома для слабоионизованных сред в предпробойных постоянных по времени приложенных полях плоского конденсатора обнаружил Пуль.

Теоретически экспоненциальный рост проводимости рассматриваемых сред с ростом модуля напряженности электрического поля обосновал Френкель [2], используя уравнение типа Аррениуса для зависимости объемной скорости ионизации от температуры. Переход к зависимости проводимости от температуры осуществлялся в [2] постулированием близости объемных скоростей ионизации нейтралов и рекомбинации зарядов без учета нестационарных эффектов, влияния диффузии и скорости дрейфа заряженных частиц в сильных электрических полях на проводимость, а также течений рассматриваемых сред в таких полях на распределение свободных зарядов.

В [3] показано, что для применения формулы Френкеля при установлении как для изотермических, так и неизотермических режимов достаточно выполнения плазменного условия квазинейтральности исследуемых сред в слабых и предпробойных электрических полях.

При этом в случае изотермических режимов для плоского высоковольтного конденсатора френкелевская экспоненциальная вольт-амперная характеристика, подтверждаемая экспериментами, теоретически следует из закона сохранения заряда. В случае сферического конденсатора для определения установившегося распределения потенциала электрического поля в межэлектродном промежутке из этого закона получается гораздо более сложное обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка.

Из аналитического решения уравнения, полученного в [4], следует линейность вольт-амперной характеристики в слабых полях и ее квадратичность в предпробойных, что также согласуется с результатами экспериментов разных авторов.

Для цилиндрического высоковольтного конденсатора аналогичная задача сводится к неинтегрируемой аналитически проблеме. Поэтому разработан алгоритм численного интегрирования.

Результаты расчета установившихся и квазистационарных вольт-амперных характеристик по этому алгоритму подтвердили как линейность в слабых полях, так и квадратичное отклонение от закона Ома для случая цилиндрической симметрии в неоднородных предпробойных полях.

Теоретическая модель

Представляемая модель разработана автором статьи не только для изотермических предпробойных режимов. Считаем, что объемные концентрации положительных и отрицательных зарядов, а также нейтральных и примесных молекул удовлетворяют соотношениям

$$n_{\pm} \ll n_a, \quad (1)$$

$$W_1 = W_1(n_a, n_p, T, |E|) = W_1(n_a, n_p, T, 0) f(|E|). \quad (2)$$

Первое из соотношений является необходимым условием слабой ионизации исследуемых сред. Из второго соотношения учтено наблюдаемое в экспериментах влияние примесей на их низковольтную проводимость. Рассматриваем только двухчастичную рекомбинацию зарядов, коэффициент которой удовлетворяет соотношению

$$\begin{cases} W_r = K_r n_+ n_-; \\ K_r = \frac{(b_+ + b_-)|e|}{\varepsilon \varepsilon_0}. \end{cases} \quad (3)$$

Соотношение для K_r получено Ланжевром в 1903 году, а для коэффициента диффузии используем более известное соотношение Нернста–Эйнштейна:

$$D_{\pm} = k_B T b_{\pm} / |e|. \quad (4)$$

Для анализа влияния предпробойной напряженности на объемную скорость ионизации используем соотношение, полученное Френкелем в [1]:

$$f(\vec{E}) = \exp\left(\beta |\vec{E}|^{1/2}\right); \quad \beta = \frac{|e|^{3/2}}{\sqrt{\pi \varepsilon \varepsilon_0} k_B T}. \quad (5)$$

Система макроскопических уравнений предпробойного зарядообразования в рассматриваемых средах с учетом диффузии и гидродинамического переноса объемного заряда вязким потоком, в том числе и течениями в сильных электрических полях такова:

$$\frac{\partial q}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla q) - \frac{k_B T b}{|e|} \Delta q + (\vec{E}, \nabla \sigma) = -\frac{q \sigma}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad \Delta \phi = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + (\vec{V}, \nabla \sigma) + b^2 (\vec{E}, \nabla q) - \frac{k_B T b}{|e|} \Delta \sigma - \frac{\sigma_0^2}{\varepsilon \varepsilon_0} \exp\left(\beta |\vec{E}|^{1/2}\right) + \frac{\sigma^2}{\varepsilon \varepsilon_0} = 0. \quad (7)$$

$$\operatorname{div} \vec{V} = 0 \quad (8)$$

$$\vec{\chi} = \operatorname{rot} V \quad (9)$$

$$\rho \frac{d\vec{\chi}}{dt} - \rho (\vec{\chi}, \nabla) \vec{V} - \rho \nu \Delta \vec{\chi} = [\nabla q, \vec{E}]. \quad (10)$$

Уравнение неразрывности для нейтральной компоненты верно в приближении несжимаемости среды, поэтому здесь рассматриваются только течения в электрическом поле с дозвуковыми скоростями при изотермических режимах ввиду слабого Джоулева нагрева. Выделение теплоты, обусловленное вязкостью, поляризацией, ионизационными реакциями, также предполагается слабым. Начальные условия в случае неподвижной до наложения сильного электрического поля среды выглядят следующим образом:

$$q(t=0) = V(t=0) = 0; \quad \sigma(t=0) = \sigma_0. \quad (11)$$

Граничные условия зависят от характера ионизационных реакций и гидродинамики у поверхности высоковольтных электродов, а также у свободных границ рассматриваемых сред.

Аналитическое решение этих уравнений для пространственного распределения потенциала высоковольтной сферы можно получить только при его установлении и пренебрежении влиянием дрейфа ионов или электронов в электрическом поле и их диффузии на проводимость, а также влиянием гидродинамического переноса на пространственное распределение плотности образующегося объемного заряда. Соответствующие условия пренебрежения этими процессами выведены в [4]. А в [5] математически показано, что такое пренебрежение возможно только вне погранслоев у поверхности высоковольтного электрода и свободных границ. Такие слои можно считать аналогами ленгмюровских погранслоев нарушения квазинейтральности в случае справедливости выписанных выше формул Ланжевена и Нернста–Эйнштейна. Слои Ленгмюра описаны, например, в [6] для дуговой, полностью ионизованной плазмы в случае, когда отрицательно заряженная компонента – электроны. В предлагаемой теоретической работе, как и в работах [3, 4], такая компонента может быть и ионной, а среда является только частично ионизованной. При этом для вывода выписываемых выше уравнений существенным является учет взаимодействия нейтральных частиц с заряженными. Наличие погранслоев, типа ленгмюровских, математически обосновано в [5] из выписываемых уравнений при малых параметрах в их левых частях у членов со старшими пространственными производными. Установление электрогидродинамических характеристик в рассматриваемых слабопроводящих средах при наложении сильных, постоянных по времени электрических полей происходит достаточно быстро, что теоретически показано, например, в [7].

При упрощениях, сводящихся к случаю квазинейтральных сред, установившееся решение для потенциала высоковольтной сферы вне указанных погранслоев получено в [4]. Оно выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \phi(r) &= \left(\frac{I}{4\pi\sigma_0} \right)^{1/2} \left[\frac{8}{\beta} - \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\tau\sigma_0}} \left(|\vec{E}|^{1/2} + \frac{8}{\beta} \right) \right] \cdot \text{sign}(\phi(r_0)), \\ |\vec{E}| \exp\left(\frac{\beta}{2} |\vec{E}|^{1/2}\right) &= \frac{I}{4\pi\sigma_0 r^2}; \quad |\phi(r_0)| = U. \end{aligned} \quad (12)$$

В слабых полях получается традиционный линейный закон Ома, а в предпробойных – квадратичная вольт-амперная характеристика. Такое решение можно получить при тех же условиях и из более сложной системы уравнений, выписанной из предыдущих работ автора настоящей статьи для случаев, когда подвижности положительных и отрицательных зарядов отличаются по величине друг от друга. График зависимости потенциала высоковольтной сферы от радиальной сферической координаты представлен на рис. 1, что свидетельствует об усилении отклонения поля от лапласовского с ростом приложенного напряжения. Для высоковольтного цилиндрического конденсатора аналогичная задача аналитически не решается, поэтому следует разрабатывать численный алгоритм, который будет описан далее. Формула распределения напряженности поля в межэлектродном промежутке цилиндрического конденсатора близка к аналогичной для сферического. В случаях более сложной геометрии поверхностей высоковольтных электродов типа иглы, лезвия и других тонких электродов следует решать неоднородные задачи расчета предпробойных вольт-амперных характеристик даже без учета влияния на них течений рассматриваемых сред в сильном неоднородном электрическом поле. Расчет скоростей самих течений с учетом вязкости, как показано в [4], сводится к решению неоднородных задач даже в случаях простейшей геометрии высоковольтных электродов.

Формула плоского конденсатора для установившейся или квазистационарной вольт-амперной характеристики получается из законов Ома и сохранения заряда:

$$\sigma_0 \frac{U}{d} \exp\left[\frac{\beta}{2} \left(\frac{U}{d}\right)^{1/2}\right] = \frac{I}{S}. \quad (13)$$

Из трансцендентной монотонной зависимости от напряжения следует, что наблюдаемый при многочисленных экспериментах экспоненциальный рост тока с ростом предпробойного напряжения для рассматриваемых слабоионизованных сред, помещенных в межэлектродный промежуток плоского высоковольтного конденсатора, может быть обоснован аналитически. Кроме того, аналитический результат подтверждает описанное в [4] образование объемного заряда в неоднородных полях в начальные моменты времени, из которого тоже следует сохранение Лапласа поля плоского конденсатора вне ленгмюровских погранслоев в условиях квазинейтральности. Дополнительным подтверждением квадратичного роста предпробойного тока с ростом приложенного напряжения в сильных неоднородных внешних полях цилиндрического конденсатора является проведенный при выполнении настоящей работы численный расчет соответствующей вольт-амперной характеристики. Отметим, что Таунсенд [8] получил аналитически квадратичный участок для униполярно заряженных сред в случае цилиндрического высоковольтного конденсатора. Но переходного участка от линейного омического к предпробойному квадратичному не получено. Алгоритм для получения численного решения, описывающего в случае цилиндрической симметрии оба участка, в условиях квазинейтральности разрабатывался по методу получения аналитического решения (13) для сферического конденсатора. А именно, френкелевская экспонента из аналитического выражения для напряженности поля, аналогичного для случаев плоского и сферического конденсаторов, вносилась под знак интеграла напряженности одномерного электрического поля. Но при интегрировании с переходом от переменной r к E в отличие от случая сферической симметрии подинтегральное выражение сводится к одному из типов функций, аналитически неинтегрируемых. Такого типа квадратуры, как правило, затабулированы, однако в конкретном случае для сопоставления с результатами экспериментов более целесообразно разработать достаточно простой алгоритм численного интегрирования. Интегрирование осуществлялось методами деления отрезка пополам и трапеций. Расчеты проводились при внутреннем радиусе высоковольтного цилиндрического конденсатора, равном 1,2 мм, и внешнем радиусе, равном 2 мм. Диэлектрическая проницаемость среды выбиралась также близкой к условиям

многочисленных экспериментов со слабопроводящими, а следовательно, и слабополярными средами. В расчетах принималась равной 2,24, что соответствует одной из справочных данных для проницаемостей трансформаторных масел. Для такой же среды при расчетах выбиралась и низковольтная проводимость, легко определяемая из омического участка графика рис. 2. При расчетах по аналитическому решению для случая высоковольтного сферического конденсатора, результаты которых представлены на графиках рис. 1, значения низковольтной электропроводности и диэлектрической проницаемости выбирались такими же, как и для численных расчетов в случае цилиндрического. Температура среды при проведении расчетов выбиралась комнатной, а длина цилиндрического конденсатора равной 5 см. Значения постоянной Больцмана и заряда протона брались из справочников. Кривая графика рис. 2, построенного по результатам проведенных в случае высоковольтного цилиндрического конденсатора численных расчетов, топологически близка к кривой графика вольт-амперной характеристики, получаемой из аналитического решения в случае сферического конденсатора или уединенной высоковольтной сферы. Обе зависимости описывают не только таунсендовский предпробойный квадратичный участок, но и переходный при понижении напряжения к омическому линейному. В случае высоковольтного цилиндрического конденсатора квадратичность предпробойного участка графика рис. 2 подтверждена компьютерной аппроксимацией этого участка, представленной монитором.

В заключении статьи автор считает своим долгом поблагодарить соавторов предыдущих работ Е.М. Апфельбаума и Б.А. Шутова за помощь при проведении численных расчетов в случае высоковольтного цилиндрического конденсатора.

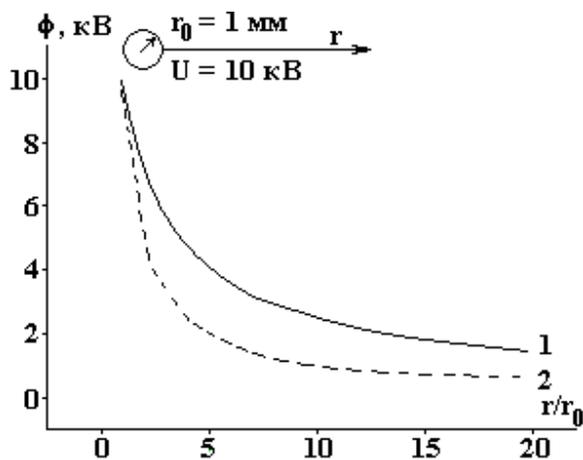


Рис. 1. Пространственное распределение электрического потенциала высоковольтной сферы в трансформаторном масле – кривая 1. Кривая 2 – лапласовское распределение потенциала такой же сферы с тем же приложенным напряжением, но при отсутствии объемных зарядов

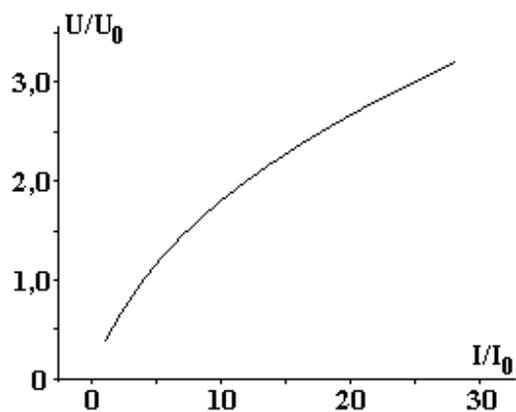


Рис. 2. Результаты численных расчетов предпробойных вольт-амперных характеристик цилиндрического конденсатора в трансформаторном масле. $U_0 = 1$ кВ, $I_0 = 0,2$ мкА. Пояснения в тексте

Обозначения

σ_0 – низковольтная проводимость среды; U – приложенное электрическое напряжение; d – межэлектродное расстояние; e – заряд протона; k_B – постоянная Больцмана; D – коэффициент диффузии; b – коэффициент подвижности; q – объемная плотность заряда; V – скорость среды; n – концентрация; E – напряженность электрического поля; S – площадь поверхности; r – радиальная координата; t – время; χ – завихренность; ϵ – диэлектрическая проницаемость; I – сила тока; T – абсолютная температура; f – функция скалярного или векторного аргумента; W – объемная скорость образования зарядов или нейтралов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Poole H.H. On the dielectric constant and electric conductivity of mica in intense fields // Philosophical Magazine. 1916. S. 6. V. 2. № 187. P. 112–129.
2. Френкель Я.И. К теории электрического пробоя в диэлектриках и электронных полупроводниках // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1938. Т. 8. Вып. 12. С. 1291–1301.

3. *Анфельбаум М.С.* Уравнения равновесной ионизации продуктов горения в электрическом поле // Физика горения и взрыва. 1988. № 2. С. 60–65.
4. *Анфельбаум М.С.* Об одной расчетной схеме электрогидродинамических течений // Электрохимия. 1986. Вып.11. С.1463–1471.
5. *Анфельбаум М.С.* Объемный заряд в слабопроводящем жидком диэлектрике со сферическими, плоскими и цилиндрическими электродами // Коллоидный журнал. 1986. Вып. 6. С. 1110–1118.
6. *Tonks L., Langmuir I.* A general theory of the plasma of an arc // Physical Review. 1929. V. 34. P.876–922.
7. *Анфельбаум М.С., Анфельбаум Е.М.* О влиянии электрического поля и температуры на нестационарную эволюцию проводимости слабоионизованных, квазинейтральных сред // Физика плазмы. 1998. Т. 24. С. 850–856.
8. *Райзер Ю.Б.* Физика газового разряда. М., 1992.

Поступила 27.09.04

Summary

The theoretical model of electrohydrodynamic prebreakdown phenomena in the weakly ionized media is proposed. Differential equations and initial conditions for describing these problems are written. The 1D analytical and numerical solutions of these equations for calculations current-voltage characteristics are given. The calculation results are in agreement with experiments for high-voltage plane, cylindrical and spherical capacitors.

Л.Ю. Демиденко, Н.А. Онацкая

О ВЛИЯНИИ СКОРОСТИ ДЕФОРМАЦИИ НА МАССОПЕРЕНОС ПРИ ЭЛЕКТРОГИДРОИМПУЛЬСНОЙ ОБРАБОТКЕ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

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

В последнее время все большее распространение в промышленности получают технологии, включающие высокоэнергетические импульсные воздействия. К их числу относятся такие широко применяемые в промышленной практике способы, как лазерная и взрывная, ультразвуковая ударная и электрогидроимпульсная (ЭГИО) обработки.

ЭГИО металлоконструкций благодаря большим энергетическим возможностям, простоте и экономичности электрогидроимпульсного нагружения является одним из эффективных методов снижения остаточных напряжений [1]. Импульсное воздействие, формируемое электрическим разрядом в воде, позволяет снижать пики остаточных напряжений и осуществлять их перераспределение как в макро-, так и микрообъемах. ЭГИО интенсифицирует процессы, способствующие релаксации напряжений.

Влияние релаксационных процессов на диффузию изучается давно. В этой связи представляет интерес явление массопереноса при ЭГИО напряженного металла сварных соединений, поскольку предварительный анализ показал, что вопрос о подвижности атомов в условиях электрогидроимпульсного воздействия не нашел должного отражения в литературе.

Известно, что для импульсного нагружения металлов характерно повышение диффузионной подвижности атомов, то есть ускорение массопереноса [2]. При этом явление, как отмечено в работе [3], носит общий характер и не зависит от способа обработки металла, а определяющим фактором в протекании процессов массопереноса при импульсной обработке является скорость деформации. В зависимо-

3. *Анфельбаум М.С.* Уравнения равновесной ионизации продуктов горения в электрическом поле // *Физика горения и взрыва*. 1988. № 2. С. 60–65.
4. *Анфельбаум М.С.* Об одной расчетной схеме электрогидродинамических течений // *Электрохимия*. 1986. Вып.11. С.1463–1471.
5. *Анфельбаум М.С.* Объемный заряд в слабопроводящем жидком диэлектрике со сферическими, плоскими и цилиндрическими электродами // *Коллоидный журнал*. 1986. Вып. 6. С. 1110–1118.
6. *Tonks L., Langmuir I.* A general theory of the plasma of an arc // *Physical Review*. 1929. V. 34. P.876–922.
7. *Анфельбаум М.С., Анфельбаум Е.М.* О влиянии электрического поля и температуры на нестационарную эволюцию проводимости слабоионизованных, квазинейтральных сред // *Физика плазмы*. 1998. Т. 24. С. 850–856.
8. *Райзер Ю.Б.* Физика газового разряда. М., 1992.

Поступила 27.09.04

Summary

The theoretical model of electrohydrodynamic prebreakdown phenomena in the weakly ionized media is proposed. Differential equations and initial conditions for describing these problems are written. The 1D analytical and numerical solutions of these equations for calculations current-voltage characteristics are given. The calculation results are in agreement with experiments for high-voltage plane, cylindrical and spherical capacitors.

Л.Ю. Демиденко, Н.А. Онацкая

О ВЛИЯНИИ СКОРОСТИ ДЕФОРМАЦИИ НА МАССОПЕРЕНОС ПРИ ЭЛЕКТРОГИДРОИМПУЛЬСНОЙ ОБРАБОТКЕ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ

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

В последнее время все большее распространение в промышленности получают технологии, включающие высокоэнергетические импульсные воздействия. К их числу относятся такие широко применяемые в промышленной практике способы, как лазерная и взрывная, ультразвуковая ударная и электрогидроимпульсная (ЭГИО) обработки.

ЭГИО металлоконструкций благодаря большим энергетическим возможностям, простоте и экономичности электрогидроимпульсного нагружения является одним из эффективных методов снижения остаточных напряжений [1]. Импульсное воздействие, формируемое электрическим разрядом в воде, позволяет снижать пики остаточных напряжений и осуществлять их перераспределение как в макро-, так и микрообъемах. ЭГИО интенсифицирует процессы, способствующие релаксации напряжений.

Влияние релаксационных процессов на диффузию изучается давно. В этой связи представляет интерес явление массопереноса при ЭГИО напряженного металла сварных соединений, поскольку предварительный анализ показал, что вопрос о подвижности атомов в условиях электрогидроимпульсного воздействия не нашел должного отражения в литературе.

Известно, что для импульсного нагружения металлов характерно повышение диффузионной подвижности атомов, то есть ускорение массопереноса [2]. При этом явление, как отмечено в работе [3], носит общий характер и не зависит от способа обработки металла, а определяющим фактором в протекании процессов массопереноса при импульсной обработке является скорость деформации. В зависимо-

сти от вида импульсного воздействия скорость пластической деформации изменяется от 10^{-1} (при ударной ультразвуковой обработке) до 10^5 с^{-1} (при взрывной обработке), что существенно увеличивает скорость массопереноса в металлах. Кроме того, по мнению авторов работы [3], немаловажное влияние на подвижность атомов в металлах в условиях импульсной обработки оказывают дислокации. Так, при взрывной обработке, как и при магнитно-импульсном воздействии, подвижность атомов уменьшается с повышением плотности дислокаций.

Следует оговорить, что приведенные в работе [3] данные не ограничивают весь фактический материал по рассматриваемому вопросу, тем более что в последние годы получены новые результаты, принятые авторами во внимание при исследовании явления массопереноса при ЭГИО.

Механизм этого явления находится в стадии изучения. В настоящий момент предложена гипотетическая модель [4], в которой физической причиной ускорения переноса атомов служит энергетическая активация подвижности атомов в условиях нелинейных аномально больших упругих деформаций, – растяжение решетки в поперечном направлении в момент динамического продольного сжатия под воздействием ударного механического нагружения.

Вклад упругих деформаций решетки ε_σ в массоперенос резко возрастает при динамических нагружениях в силу известной скоростной зависимости предела упругости σ_y^d [5]:

$$\sigma_y^d = \varepsilon_\sigma^d \cdot E, \quad (1)$$

где

$$\varepsilon_\sigma^d = \varepsilon_\sigma^c \left(\varepsilon^d / \varepsilon^c \right)^{1/3} \quad (2)$$

(индекс d означает динамическое, c – квазистатическое нагружение).

О структурной перестройке в объеме металла при ЭГИО свидетельствуют результаты исследований ее влияния на изменение дислокационной структуры напряженного металла сварных соединений, полученные в работе [6]. Дислокационная структура исследовалась в ферритных зернах зоны термического влияния (ЗТВ) сварных соединений из стали 20 в исходном состоянии (после сварки) и после ЭГИО. Электрогидроимпульсная обработка производилась при трех уровнях вводимой энергии: W_1 ; $W_2 = 8W_1$ и $W_3 = 33W_1$. Результаты электронно-микроскопического исследования приведены в таблице.

Зависимость типа дислокационной структуры сварных соединений из стали 20 от энергии обработки

Состояние образцов	Тип дислокационной структуры	Плотность дислокаций ρ , см^{-2}
После сварки	Крайне неравновесная с локальными неоднородностями	$(0,9-1,4) \cdot 10^{11}$
После ЭГИО при W_1	Удлиненные дислокационные петли (~80%); конфигурации типа барьеров Ломер–Коттрелла	$(0,4-1,2) \cdot 10^9$
После ЭГИО при W_2	Конфигурации типа барьеров Ломер–Коттрелла (~90%); клубковая структура	$\sim 10^9$ $(9,2-9,8) \cdot 10^{10}$
После ЭГИО при W_3	Ячеистая структура	$(2,0-2,5) \cdot 10^{10}$

Как следует из таблицы, под действием ЭГИО дислокационная структура металла претерпевает различные изменения в зависимости от суммарной энергии нагружающих импульсов. После сварки дислокационная структура ЗТВ сварных соединений крайне неравновесная с высокой плотностью дислокаций. В процессе ЭГИО снижается плотность дислокаций, происходит перестройка дислокационной структуры: в зависимости от энергии обработки формируются различные типы дислокационных структур – от структур с выпрямленными дислокациями до клубково-ячеистых и ячеистых структур, для образования которых необходимо диффузионное переползание дислокаций [7].

Отмеченные структурные изменения напряженного металла сварных соединений при ЭГИО происходят вследствие энергетической активации диффузионных процессов в результате многократного воздействия мощных акустических импульсов давления.

Исходя из утверждения о существенном влиянии плотности дислокаций на миграцию атомов в условиях импульсных нагрузок [3] авторы предполагали, что снижение плотности дислокаций, а также

изменение типа дислокационной структуры в результате ЭГИО напряженного металла сварных соединений приведет к повышению диффузионной подвижности атомов, то есть многократное импульсное воздействие на напряженный металл сварных соединений, по-видимому, приводит к интенсификации процесса массопереноса.

В настоящей работе диффузионную подвижность атомов в металле сварных соединений из стали 20 под действием ЭГИО оценивали по расчетной зависимости коэффициентов массопереноса D_m при различных скоростях деформации, соответствующих уровням энергий W_1 и W_3 (см. таблицу).

Пользуясь предложенной моделью ускоренного массопереноса в твердых телах под воздействием импульсных нагрузений [4], оценку коэффициентов массопереноса при ЭГИО производили по следующему выражению:

$$\lg D_m = -0,43 \lg \frac{60000}{R \left[T + \frac{\sigma_y^c}{\alpha E} (\dot{\epsilon}^d / \dot{\epsilon}^c)^{1/3} \right]}, \quad (3)$$

где D_m – коэффициент массопереноса, являющийся характеристикой подвижности атомов; σ_y^c – предел упругости металла при статическом нагружении; α – температурный коэффициент линейного расширения; E – модуль упругости металла; T – температура протекания процесса; $\dot{\epsilon}^d$ – скорость деформации при динамическом нагружении; $\dot{\epsilon}^c$ – скорость деформации при квазистатическом нагружении.

Приняв, что при обычно используемой схеме ЭГИО, то есть при разрядах на обрабатываемое изделие, амплитуда импульса сжатия равна максимальному давлению в канале разряда P_m , и зная время его нарастания t_N [8], определим скорость динамической деформации из соотношения

$$\dot{\epsilon}^d = \frac{P_m}{E \cdot t_N}, \quad (4)$$

где P_m и t_N – максимальное давление и время достижения максимальной электрической мощности в канале разряда соответственно.

Такой расчет показывает, что при реально используемых технологических режимах ЭГИО давление P_m изменяется в диапазоне $(2,05-4,11) \cdot 10^8$ Па, а скорость деформации – в интервале $(0,7-4,85) \cdot 10^2$ с⁻¹. Затем используя зависимость (3), приведенную выше, определяли коэффициент массопереноса D_m . Скорость квазистатического нагружения принималась равной 10^{-3} с⁻¹.

Расчетная зависимость коэффициентов массопереноса D_m от скорости деформации при ЭГИО представлена на рисунке. Как видно, с увеличением скорости деформации возрастает коэффициент массопереноса, характеризующий подвижность атомов, при этом зависимость $D_m = f(\dot{\epsilon}^d)$ имеет нелинейный характер. Тенденция изменения коэффициента D_m с увеличением скорости деформации сохраняется во всем исследованном интервале изменения скоростей деформации, что свидетельствует об ускорении массопереноса при ЭГИО. Однако с повышением скорости деформации ее роль в ускорении массопереноса несколько снижается, поскольку градиент изменения коэффициента массопереноса уменьшается.

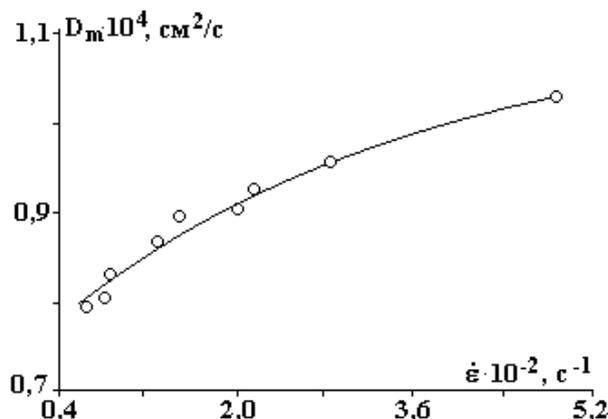


Рис. 1. Влияние скорости деформации на коэффициент массопереноса при ЭГИО

Таким образом, ЭГИО напряженного металла сварных соединений интенсифицирует процесс массопереноса, в этом случае коэффициент массопереноса D_m в зависимости от скорости деформации изменяется в диапазоне $(0,79-1,03) \cdot 10^{-4}$ см²/с.

Полученные результаты расчетной оценки диффузионной подвижности атомов при ЭГИО согласуются с выводами работы [3] о влиянии скорости деформации на подвижность атомов в металлах и сплавах в условиях импульсных нагружений.

Следует отметить, что затронутые в статье вопросы являются новыми и до сих пор остается дискуссионным объяснение механизма процессов, протекающих в металлах и сплавах при ЭГИО.

Установление закономерностей указанного явления в условиях ЭГИО может способствовать более глубокому пониманию физики протекающих процессов и их использованию в практических целях. Целенаправленно влияя на массоперенос и сопутствующие ему релаксационные процессы, можно в определенной мере управлять структурно-чувствительными служебными характеристиками сварных металлоконструкций.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Опара В.С.* Электрогидроимпульсный метод снижения остаточных напряжений в сварных конструкциях // Сварочное производство. 1990. № 2. С. 12–13.
2. *Лариков Л.И., Мазанко В.Ф., Фальченко В.М.* Массоперенос в металлах при импульсном нагружении // Физика и химия обработки металлов. 1983. № 6. С. 144–145.
3. *Герцирикен Д.С., Мазанко В.Ф., Фальченко В.М.* Импульсная обработка и массоперенос в металлах при низких температурах. Киев, 1991.
4. *Мешков Ю.А., Герцирикен Д.С., Мазанко В.Ф.* К вопросу о механизме ускоренного массопереноса в металлах в условиях импульсных нагружений // Металлофизика и новейшие технологии. 1996. Т. 18. № 4. С. 52–53.
5. *Мильман Ю.В., Трефилов В.М.* Механизм разрушения металлов. Киев, 1966.
6. *Маркашова Л.И., Опара В.С., Резникова Л.Я., Онацкая Н.А.* Эволюция дислокационной структуры зоны термического влияния сварных соединений из стали 20 при электрогидроимпульсной обработке // Металлофизика и новейшие технологии. 2000. Т. 22. № 4. С. 67–70.
7. *Новиков И.И., Розин К.М.* Кристаллография и дефекты кристаллической решетки. М., 1990.
8. *Кривицкий Е.В.* Динамика электровзрыва в жидкости. Киев, 1986.

Поступила 15.07.04

Summary

It is established that under action Electrohydropulse Treatment (EHPT) the dislocation structure of metal of welded joints undergoes various changes depending on energy of loading pulses. The estimation of diffusion mobility of atoms in metals of welded steel 20 joints under action Electrohydropulse loading is carried out. It is shown that with increase of deformation speed mass-transfer coefficient, describing atom mobility, grows, i.e. EHPT welded joints intensifies process mass-transfer.

ПРОТЯЖЕННЫЙ КОРОННЫЙ РАЗРЯД В СИЛЬНЫХ ВОДНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТАХ

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

Введение

Импульсный коронный разряд в жидкости применяется в ряде областей современной физики, электрофизических методах обработки материалов и основанных на них технологиях. Так, в частности, он может быть использован в создании и исследовании плотной низкотемпературной плазмы [1, 2], для обработки материалов путем воздействия высокими и сверхвысокими давлениями, которые образуются вследствие расширения плазмы коронного разряда [3–5], в технологиях очистки и обеззараживания промышленных стоков.

Актуальной остается задача изучения возможностей стабилизации зажигания и развития самого разряда, повышения эффективности его воздействия на материалы и среды за счет выявления и интенсификации тех факторов процесса, которые определяют необходимый технологический результат.

Механизм формирования, режим выделения энергии, динамика пространственной структуры и параметры плазмы разряда определяются, в первую очередь, такими условиями, как максимальная напряженность электрического поля, удельная электропроводность и состав среды, геометрия и полярированность электродной системы, уровень запасаемой энергии и соотношение между параметрами разрядного контура. Так, при снижении зарядного напряжения и увеличении проводимости среды кистевая корона, имевшая ветвистую структуру, преобразуется в плотное (сплошное) плазменное образование, покрывающее поверхность острийкового электрода [4, 5]. Возрастают амплитуда разрядного тока и скорость выделения энергии. Для положительного полусферического острия определены условия такого преобразования, как, пороговое значение начальной удельной электропроводности среды $\sigma^* = 3\text{--}5 \text{ Ом}^{-1}\cdot\text{м}^{-1}$ и критическая напряженность электрического поля $E_{кр}$.

В отличие от линейного разряда с образованием сквозного канала проводимости весь ток коронного разряда протекает через границу среда–плазма, поэтому эффективность превращения среды в плазму может быть существенно выше, чем при линейном разряде. Сама же плазма будет иметь минимально возможную температуру и большую плотность [2]. Вместе с тем коронный разряд с образованием сплошной плазменной области характеризуется высокой стабильностью формирования, слабой чувствительностью к длине межэлектродного промежутка, позволяет создавать локализованные в пространстве плазменные поршни заданной конфигурации [4, 5].

Большая часть содержащихся в литературе сведений по такому виду разряда относится к электродной системе с полусферическим острием. Можно утверждать, что изменение геометрии плазменной области откроет ряд новых перспектив технологического использования данного явления. Например, если выполнить острие в виде кромки металлической пластины и таким образом значительно увеличить длину острийкового электрода, можно создать протяженный плазменный слой, эффективный размер которого в поперечном сечении на несколько порядков меньше его длины. Подобная реализация разряда может быть использована в технологических процессах и устройствах для поверхностной обработки объектов плазмой разряда вдоль контура, имеющего значительную длину и сложную конфигурацию, или в плазменных фильтрах.

Цель работы – экспериментальное определение условий формирования и анализ пространственной динамики протяженного коронного разряда.

Методика эксперимента

Схема силовой части экспериментального стенда с датчиками тока (R_{III}) и напряжения (R_{D1}/R_{D2}) показана на рис. 1. Разряд осуществлялся на электродной системе типа острие–плоскость в

прозрачной диэлектрической камере (поз.1), выполненной в форме куба (14 дм^3) и заполненной водным раствором хлористого натрия (поз.2) с концентрацией от 20% до полного насыщения. Острие, всегда имеющее положительную полярность, образовано кромкой металлической пластины (поз.3), боковые поверхности которой охвачены диэлектриком (поз.4). Пластина выступает за края диэлектрика на высоту до 3 мм. Торец пластины представляет в поперечном сечении прямые углы и толщину δ , а также обрабатывается под форму боковой поверхности цилиндра. Толщина стальной либо алюминиевой пластины варьировала в широких пределах – $\delta = 10^{-5} - 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Далее, когда речь идет о радиусе электрода $r_{э}$, предполагается случай с полуцилиндрическим торцом.

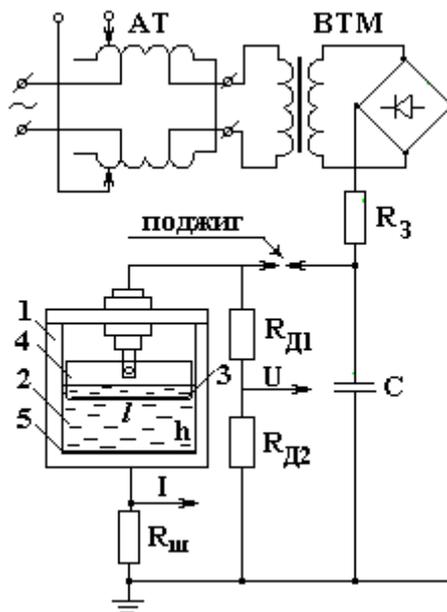


Рис. 1. Схема силовой части экспериментального стенда

В ходе опытов длина острийкового электрода l увеличивалась от 20 мм вплоть до значений, соответствующих стеканию заряда без образования короны. Расстояние от торца острия до противоэлектрода, которым служил стальной лист (поз.5), уложенный на днище камеры, составляло $h = 50 - 130 \text{ мм}$. В ряде опытов в качестве острия использовался сложнопрофильный облой отливки, изготовленной из алюминия.

Конденсаторная батарея C заряжалась через токоограничивающее сопротивление R_3 с выходного выпрямителя повышающего трансформатора-выпрямителя VTM . Плавная регулировка напряжения на первичной обмотке VTM осуществлялась автотрансформатором AT , питающимся от сети.

С помощью скоростного фоторегистратора СФР-2М, работавшего в режиме "лупы времени" с временным разрешением 1 мкс, визуализировалась динамика пространственной структуры разряда. Синхронно проводилось осциллографирование разрядного тока и падения напряжения на межэлектродном промежутке. Более подробное описание методик измерений, способа синхронизации и состава экспериментального стенда отмечено в работах [6, 7]. Токосоводящий стержень острия выполнял функцию вертикальной оси электрода и позволял изменять угол между плоскостью пластины и фокальной плоскостью съемки от 0 до 90° .

При выборе параметров разрядного контура руководствовались следующими соображениями. Во-первых, обеспечить уровень запасаемой энергии, сопоставимый с энергиями, для которых ранее проводились исследования сплошной короны на полусферическом электроде [4, 5, 8] и в диафрагме [2]. Во-вторых, установить такую величину зарядного напряжения, при которой за счет увеличения толщины острийкового электрода δ представится возможным изменить начальную напряженность электрического поля E_0 от значений, превышающих критическое [8] – $E_0 > E_{кр}$, до значений $E_0 < E_{кр}$. Выбраны следующие диапазоны: зарядное напряжение – $U_0 = 3 - 5 \text{ кВ}$; емкость накопителя – $C = 100 - 300 \text{ мкФ}$; индуктивность разрядного контура $L \approx 3 \text{ мкГн}$.

Результаты и обсуждение

Количественный анализ проводился для случаев с формированием разряда на торце плоской пластины, поскольку при использовании сложнопрофильного острия интерпретация результатов фоторегистрации затруднительна.

Типичная СФР-грамма протяженного коронного разряда представлена на рис. 2. Из рисунка видно, что свечение возникает сначала по краям пластины, а затем распространяется вдоль всей поверхности ее торца, причем элементы объема светящейся области у краев имеют больший характерный размер. По-видимому, это вызвано усилением электрического поля вблизи краев из-за продольной неоднородности. При значительной длине пластины неоднородность свечения выражена слабо, и коронный разряд формируется практически равномерно вдоль всего острия.

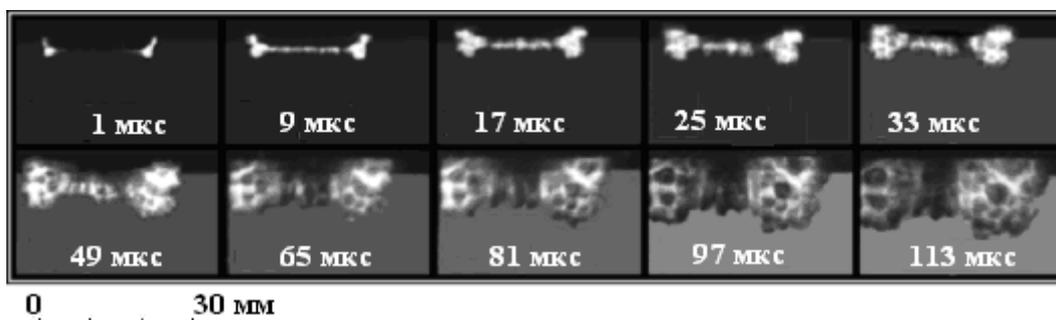


Рис. 2. Типичная скоростная фотограмма развития протяженного коронного разряда на торце плоской металлической пластины: $l = 2 \cdot 10^{-2}$ м; $\delta = 4 \cdot 10^{-5}$ м; $h = 0,1$ м; $U_0 = 3,5$ кВ; $C = 300$ мкФ

Эрозия краев пластины происходит интенсивнее, чем средней части торца. После осуществления серии разрядов увеличение объема светящейся области у краев становится менее заметным, и даже слой незначительной протяженности ($l = 20\text{--}50$ мм) с высокой степенью точности может быть аппроксимирован полуцилиндрической поверхностью. Результат эрозионного воздействия на торец тонкой пластины трех разрядных импульсов представлен на рис. 3, сплошной линией показан исходный размер.

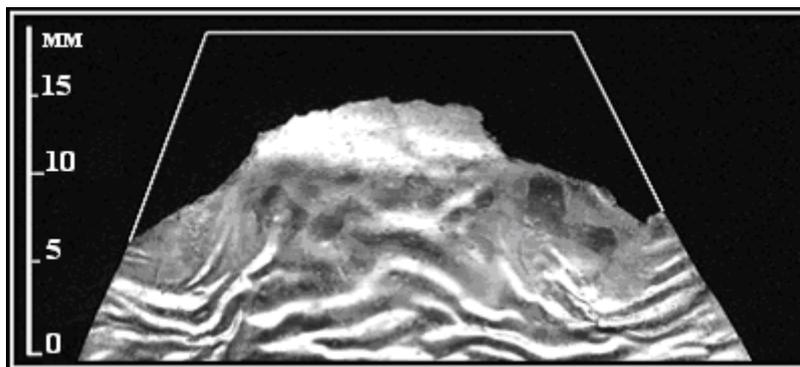


Рис. 3. Характер электроэрозионного разрушения плоского алюминиевого острия

На основании экспериментальных данных проведена оценка сплошности объема, занимаемого плазмой. Для этого использовалась методика, предложенная в работе [1]. Сплошность оценивалась объемом светящейся области в момент времени t_m , соответствующий достижению током своего максимума I_m . Информативными параметрами выступали эффективный радиус полуцилиндрического плазменного образования $r_{эф}$ и его длина l . Коэффициент сплошности выражался соотношением

$$K_{СП} = \frac{W_{\text{выд}}}{V_{\text{св}} W_{\text{уд}}}, \quad (1)$$

где $V_{\text{св}}$ – объем светящейся области, равный половине объема цилиндрического слоя (по сечению вдоль образующей) с исключенным из него эквивалентным объемом выступающей из диэлектрика торцевой части острейкового электрода

$$V_{\text{св}} = \frac{1}{2} \pi l (r_{\text{эф}}^2 - r_{\text{эл}}^2); \quad (2)$$

$W_{\text{выд}}$ – энергия, выделившаяся в плазме разряда к моменту достижения максимума тока

$$W_{\text{выд}} = \int_0^{t_m} i(t)^2 R_{\text{пл}} dt \approx \frac{1}{2} I_m^2 R_{\text{пл}} t_m ; \quad (3)$$

$W_{\text{уд}} = (0,3-3) \cdot 10^6$ Дж/м³ – удельная энергия плазмообразования, оцененная в работе [1] по величине, необходимой для ионизации молекулы воды и количеству электронов в плазме.

Сопротивление плазменной области $R_{\text{пл}}$ входит в состав импеданса разрядного промежутка последовательно с сопротивлением электролита $R_{\text{эл}}$ и переходного слоя плазма–жидкость, поэтому его определение непосредственно по результатам осциллографирования разрядного тока и падения напряжения на межэлектродном промежутке не представляется возможным. Для оценки $R_{\text{пл}}$ необходимо принять ряд допущений. Во-первых, согласно [4] удельную электропроводность плазмы можно принять равной $\sigma_{\text{пл}} = \sigma_0 \cdot 10^3$, где σ_0 – начальная электропроводность водного раствора NaCl. Во-вторых, $R_{\text{пл}}$ определяют для эффективных значений пространственных характеристик разряда. Тогда

$$R_{\text{пл}} = \frac{1}{\pi l \sigma} \ln \left| \frac{r_{\text{эф}}}{r_{\text{эл}}} \right|. \quad (4)$$

Подстановка выражений (2) и (4) в (1) приводит к следующему соотношению для коэффициента сплошности:

$$K_{\text{СП}} = \frac{I_m^2 t_m \cdot 10^{-3}}{\pi^2 l^2 \sigma_0 (r_{\text{эф}}^2 - r_{\text{эл}}^2) \cdot W_{\text{уд}}} \ln \left| \frac{r_{\text{эф}}}{r_{\text{эл}}} \right|. \quad (5)$$

Расчет коэффициента сплошности проводился для режима $U_0=3,5$ кВ, $C=300$ мкФ. Результаты расчета, основанные на усредненных значениях $r_{\text{эф}}$, I_m и t_m при $l = 40$ мм, сведены в таблицу.

Коэффициент сплошности при различных значениях $W_{\text{уд}}$

$W_{\text{уд}} 10^6, \text{ Дж/м}^3$	$r_{\text{эф}} 10^{-3}, \text{ м}$	$\sigma_0, \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{ м}^{-1}$	$I_m 10^3, \text{ А}$	$t_m 10^{-6}, \text{ с}$	$K_{\text{СП}}$
0,3	4,5	20	6,5	30	12,2
3					1,2

Условием, когда объем, занимаемый плазмой, можно считать сплошным, является $K_{\text{СП}} \geq 1$. Таким образом, для $l \leq 40$ мм, согласно [3, 5], плазму можно считать однородной, пренебрегая при этом изменением электропроводности по радиусу полуцилиндрического слоя, а сопротивление последнего представить выражением (4), где $r_{\text{эф}}$ следует заменить текущим значением. Дальнейшее увеличение параметра l , если общая площадь взаимодействия металл–электролит не превышает для острия некоторого критического значения $S_{\text{кр}}$, не приводит к качественным изменениям в феноменологии явления. К сожалению, масштаб съемки не позволил регистрировать без фрагментации объекты протяженностью свыше 50 мм. Поэтому оценка $K_{\text{СП}}$ при $l \approx 200$ мм основана на результатах опытов, когда угол между плоскостью пластины (острия) и фокальной плоскостью съемки составлял от 75 до 90°, что несколько снизило ценность полученных для таких значений l данных.

Скорость расширения протяженного плазменного образования в поперечном сечении определялась дискретными разностями путем размерного анализа последовательности кадров СФР-грамм. Для этого использовалось выражение

$$v_r = \frac{\partial r}{\partial t} \approx \frac{r_n - r_{n-1}}{t_n - t_{n-1}} \Bigg|_{t = t_{n-1} + \frac{t_n - t_{n-1}}{2}}, \quad (6)$$

где r_n – радиус плазменного образования на n -ном кадре; $t_n - t_{n-1}$ – временной интервал между n -ным и предыдущим кадрами.

Скорость расширения, усредненная за стадию протекания тока, находилась в диапазоне 100–180 м/с для различных случаев.

Электроэрозионное разрушение острийкового электрода при условии формирования протяженного коронного разряда значительной длины, по-видимому, может быть использовано для осуществления поверхностной обработки литых заготовок из легкоплавких материалов.

С целью определения возможности такой обработки поставлены опыты с использованием в качестве анода отливки, имеющей внутренние полости и сложный профиль выступающего на поверхности облоя. Отливка предварительно покрывалась диэлектрическим лаком по всей поверхности, исключая облой. Ближайшая к противоэлектроду часть отливки отстояла от него на 60–70 мм. На

анод подавался импульс напряжения от конденсаторной батареи (300 мкФ), заряженной до 4–5 кВ. В результате сплошной коронный разряд формировался не только на ближайших к катоду участках облоя, но и отстоящих от него на расстоянии до 130 мм.

Опыты показали, что максимальная поверхность взаимодействия металл–электролит $S_{кр}$, при которой еще формируется разряд в данных условиях, составляет для острия от 10 до 12 см². Максимальная длина торца плоской модельной пластины, выступающей из диэлектрической оправы на 3 мм, при этом равна 205 мм.

Приведение максимальной площади металла острия, взаимодействующего с электролитом, к площади эквивалентной полусферы дало значение ее радиуса $r_{экр} = 14$ мм.

Энергозатраты на эрозию единицы массы острийкового электрода определялись из следующего опыта. На электроде, выполненном из алюминиевой фольги толщиной 10 мкм, выступающей из диэлектрической оправы на предельно возможную по условиям формирования высоту, при постоянных параметрах генератора импульсных токов, сплошной коронный разряд периодически формировался до тех пор пока фольга не эродировала до уровня диэлектрика. После чего зажигание последующих разрядов самопроизвольно прекращалось. Максимум амплитуды тока от разряда к разряду снижался, что, вероятно, вызвано уменьшением площади взаимодействия металл–электролит. Через начальные размеры эродировавшего участка металлической пластины определялась его масса и затем оценивались удельные энергозатраты по отношению суммарной энергии, выделившейся в импульсах, к массе. Энергозатраты на эрозию составили 3,8 МДж/г.

Выступающая часть фольги толщиной 40 мкм после разрядов не деформировалась, хотя в среде происходили интенсивные гидродинамические возмущения. Как видно из рис. 3, на фольге, находившейся под диэлектрическими накладками, образовались гофры, сформированные, по-видимому, вследствие теплового воздействия тока. Возможно, это объясняется более высокой плотностью тока в пластине под накладками, чем на выступающей поверхности, где присутствовало растекание в окружающую проводящую среду.

Характерная осциллограмма процесса показана на рис. 4. Разряд аperiодический, очевидно условия экспериментов таковы, что для интегрального сопротивления промежутка $R_{и}$ всегда выполнялось условие $R_{и} > \sqrt{L/C}$. Кривые тока имели неправильную куполообразную форму с выполаживанием по мере спада амплитуды.

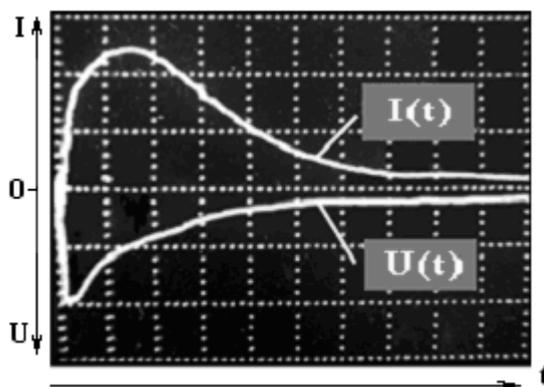


Рис. 4. Характерная осциллограмма протяженного коронного разряда.
 $I_m = 6700$ А; $U_m = 1800$ В; 20 мкс/дел

Различными авторами приводятся близкие значения критической напряженности поля [1, 3] для проводящих растворов. Так, для $\sigma_0 > 0,1$ Ом⁻¹·м⁻¹ и полусферического электрода $E_{кр} = 3,4 \cdot 10^6$ В/м.

Для протяженного электрода, аппроксимированного боковой поверхностью цилиндра, оценка начальной напряженности электрического поля у его поверхности может быть проведена на основании следующего выражения

$$E_0 = \frac{j}{\sigma} \approx \frac{U_0}{r_{эл} \ln \left| \frac{h}{r_{эл}} \right|}. \quad (7)$$

Минимальная начальная напряженность по условиям экспериментов, при которой еще происходит зажигание разряда, рассчитанная на основании (7), имеет значение $E_0 = 1,2 \cdot 10^6$ В/м. Таким образом, для сильнопроводящих растворов хлористого натрия и протяженной геометрии острия, при $\sigma_0 \approx 20 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, значение критической напряженности несколько ниже встречающегося в литературе.

Заключение

Проведенные исследования позволили получить следующие результаты:

- на положительном острие возможно создавать протяженный плазменный слой сложной конфигурации с переменным расстоянием до противоэлектрода;
- для $\sigma_0 \geq 15$ ч $20 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ значение критической напряженности $E_{\text{кр}} \geq 1,2 \cdot 10^6$ В/м;
- максимальная площадь взаимодействия металл–электролит для положительного острия, при которой еще происходит формирование разряда, $S_{\text{кр}} = 10\text{--}12 \text{ см}^2$;
- удельные энергозатраты на эрозию алюминиевого острия $W_{\text{э,уд}} = 3,8 \text{ МДж/г}$;
- коэффициент сплошности протяженного плазменного слоя $K_{\text{СП}} > 1$;
- скорость расширения плазменного слоя в поперечном сечении $v_r \approx 100\text{--}180 \text{ м/с}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ушаков В.Я. Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск, 1975.
2. Дробышевский Э.М., Дунаев Ю.А., Розов С.И. Сферический диафрагменный разряд в электролитах // Журнал технической физики. 1973. Т. 43. Вып.6. С. 1217–1221.
3. Наугольных К.А., Рой Н.А. Электрические разряды в воде. М., 1971.
4. Богуславский Л.З., Кривицкий Е.В., Петриченко В.Н. Коронный разряд в водных электролитах // Теория, эксперимент, практика электроразрядных технологий. 1993. Вып. 1. С. 8–13.
5. Богуславский Л.З., Кучеренко В.В., Кривицкий Е.В. Динамика импульсного коронного разряда в водных электролитах. Николаев. 1993. (Препринт /АН Украины, ИИПТ, № 22).
6. Щерба А.А., Петриченко С.В. Влияние параметров электрических разрядов на динамику искроразрядных каналов при объемной электроискровой обработке плоского слоя токопроводящих гранул // Техническая электродинамика. Темат. вып. "Силовая электроника и энергоэффективность". Киев, 2002. Ч. 3. С. 61–65.
7. Щерба А.А., Петриченко С.В. Физическое моделирование и анализ динамики искроплазменных процессов при электроэрозионном диспергировании токопроводящих гранул в жидкости // Техническая электродинамика. 2004. № 3. С. 27–32.
8. Богуславский Л.З., Кривицкий Е.В., Петриченко В.Н. Электродинамические явления при коронном импульсном разряде в сильных водных электролитах // Электронная обработка материалов. 1991. № 5. С. 51–54.

Поступила 30.07.04

Summary

The conditions of formation of a corona discharge have been investigated. The discharge was as a dense plasma substance on a anode spearhead. The substance had considerable length. Solution NaCl in water as environment. The electrical conductivity of solution was more than $15 - 20 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$. The speed of the extension of plasma has been determined. The initial electric field strength and specific power inputs for erosion of an anode has been counted. The estimation of a degree of density of a plasma volume has been conducted.

СЕДИМЕНТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ ГИДРОКСИДОВ АЛЮМИНИЯ И ЖЕЛЕЗА

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

Введение. Сточные воды гальванических цехов содержат в своем составе ядовитые вещества (цианиды, медь, хром, кадмий, никель, цинк), концентрация которых в десятки тысяч раз превосходит предельно допустимые ПДК. Для ионов тяжелых металлов, содержащихся в гальванических стоках (ГС), не существует механизмов естественного самоочищения, в связи с чем они особенно опасны для окружающей среды. Поэтому проблеме очистки гальванических стоков во всех развитых странах уделяется особое внимание, так как от ее качества зависит экологическая безопасность окружающей среды.

Традиционной технологией, практически повсеместно применяемой для очистки гальванических стоков, является реагентная. По этой технологии из гальванических соков не удается удалить больше 90% солей тяжелых металлов. Практически 100% очистка гальваностоков от ионов CrO_4^{2-} , Ni^{2+} , Cd^{2+} , Zn^{2+} достигнута применением электрокоагуляторов [1]. Но при этом способе очистки чрезвычайно велик расход электроэнергии.

Радикальное изменение процесса очистки ГС может быть достигнуто при комплексном воздействии на обрабатываемую жидкость ряда факторов. В [2, 3] рассмотрены результаты экспериментальных исследований очистки хромсодержащих гальваностоков в электроразрядных реакторах с металлической загрузкой.

Данная работа является продолжением исследований.

С целью интенсификации процесса очистки гальваностоков с использованием электроразрядных коагулянтов изучено влияние различных типов реакторов на свойства получаемых гидроксидов металлов (алюминия и железа), а также влияние природы и концентрации солей, содержащихся в гальваностоках, на седиментационные характеристики гидроксидов.

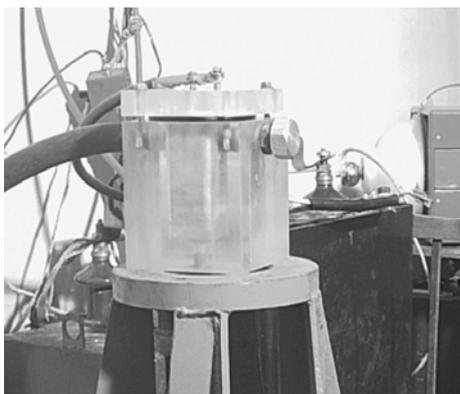


Рис. 1. Реактор электроэрозионного диспергирования № 1

Получение электроразрядных гидроксидов алюминия и железа осуществляли в трех различных камерах-реакторах: для реактора № 1 (рис. 1) длина камеры составляла $5,6 \cdot 10^{-2}$ м, ширина слоя загрузки b варьировала от $1,2 \cdot 10^{-2}$ до $5,8 \cdot 10^{-2}$ м, высота загрузки h – от $0,7 \cdot 10^{-2}$ до $4,0 \cdot 10^{-2}$ м, индуктивность L варьировала от $1,1 \cdot 10^{-6}$ до $2,8 \cdot 10^{-6}$ Гн, напряжение U – от $2,1 \cdot 10^3$ до $7,1 \cdot 10^3$ В, емкость C – от $0,25 \cdot 10^{-6}$ до $2,7 \cdot 10^{-6}$ Ф; для реактора № 2 (рис. 2) длина камеры варьировала от $1,5 \cdot 10^{-1}$ до $5,0 \cdot 10^{-1}$ м,

ширина слоя загрузки b составляла $1,5 \cdot 10^{-2}$ м, высота загрузки h – от $1,3 \cdot 10^{-2}$ до $2,5 \cdot 10^{-2}$ м, индуктивность L варьировала от $1,2 \cdot 10^{-6}$ до $1,5 \cdot 10^{-6}$ Гн, напряжение U – от $4,5 \cdot 10^3$ до $12,5 \cdot 10^3$ В, емкость C – от $0,25 \cdot 10^{-6}$ до $1,35 \cdot 10^{-6}$ Ф; для реактора № 3 (рис. 3) длина камеры варьировала от $5,5 \cdot 10^{-2}$ до $8,0 \cdot 10^{-2}$ м, высота загрузки h – от $1,0 \cdot 10^{-2}$ до $2,0 \cdot 10^{-2}$ м, индуктивность L варьировала от $1,2 \cdot 10^{-6}$ до $2,0 \cdot 10^{-6}$ Гн, напряжение U – от $3,5 \cdot 10^3$ до $9,2 \cdot 10^3$ В, емкость C составляла $1,35 \cdot 10^{-6}$ Ф.

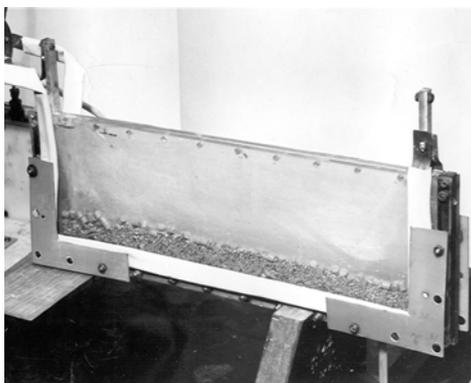


Рис. 2. Реактор электроэрозионного диспергирования № 2

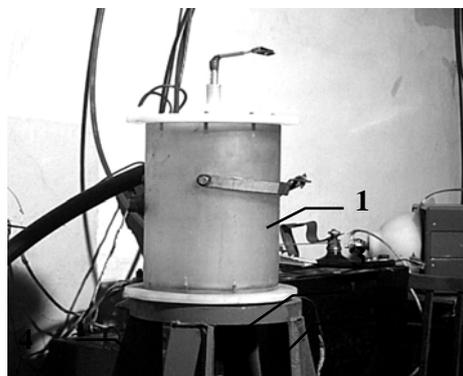


Рис. 3. Реактор электроэрозионного диспергирования № 3. 1 – высоковольтный анод; 2 – анод объемной электроискровой обработки; 3 – диэлектрические крышка и корпус; 4 – система прокачки рабочей жидкости

Исследования влияния характеристик электроразрядных реакторов на увеличение выхода гидроксидов различных металлов в электроразрядных процессах его получения проводились в каждом из реакторов по разным параметрам.

Реактор № 1 предназначался для исследования зависимостей от высоты и ширины слоя загрузки, реактор № 2 от высоты и длины, реактор № 3 – от геометрических свойств камеры и высоты слоя жидкости над загрузкой.

В табл. 1 представлены режимы получения электроразрядного гидроксида алюминия в водопроводной воде.

Таблица 1. Режимы получения электроразрядного гидроксида алюминия

№ образца	Напряжение, 10^3 В	Емкость, 10^{-6} Ф	Количество импульсов	Разрядный промежуток, 10^{-3} м	Тип разрядной камеры	Толщина слоя загрузки, 10^{-3} м	Размер частиц загрузки, 10^{-3} м	Индуктивность, 10^{-6} Гн	Масса загрузки, 10^{-3} кг
1	4,5	1,35	1000	55	Реактор 1	8	4	2,0	210
2	Режим обработки, как в 1 + 100 импульсов с $U = 20000$ В и $C = 0,25 \cdot 10^{-6}$ Ф								
3	5	1,35	5000	500	Реактор 2	18	4	1,5	200
4	4,5	1,35	10000	55	Реактор 3	12	4	1,2	330
5	3,7	1,35	10000	50	Реактор 1	15	2,5	1,1	66
6*	4,5	1,35	10000	55	Реактор 3	12	4	1,5	330

* Электроэрозионная обработка проводилась в сточной воде, остальные образцы получены при разряде в водопроводной воде

По данным седиментационного анализа рассчитаны радиусы образовавшихся частиц гидроксида алюминия (табл. 2) в соответствии с методикой, приведенной в [4]. Вычисления проводили, используя зависимость:

$$r = \sqrt{\frac{9\eta u}{2(\rho - \rho_0) \cdot g}} \quad (1)$$

где r – радиус частицы, м; η – вязкость жидкости, Па·с; u – скорость седиментации частиц, м/с; ρ – плотность вещества частицы, кг/м^3 ; ρ_0 – плотность среды, кг/м^3 ; g – ускорение свободного падения, м/с^2 .

Исследования по кинетике осаждения гидроксидов выполняли визуальным и фотометрическим методами. Измерения проводили сразу же после электроразрядного получения гидроксида.

Таблица 2. Результаты седиментационного анализа

№ образца	1	2	3	4	5	6
Радиус частиц, мкм	20,3	21,5	21,7	24,6	20,1	40,6

Как следует из таблиц, размер частиц электроразрядного гидроксида алюминия в основном определяется энергией в импульсе и мало зависит от количества импульсов, геометрической формы разрядной камеры, массы и толщины слоя загрузки.

Увеличение размера частиц электроразрядного гидроксида алюминия при его получении в сточной воде обусловлено, по-видимому, участием ионов растворенных солей в формировании частиц гидроксида. Аналогичное влияние концентрации электролита (NaCl) на максимальный размер агрегатов в коллоидном растворе $Al(OH)_3$ описано в [4]. С увеличением концентрации электролита размер хлопьев коагулята сначала, как правило, возрастает, а затем уменьшается.

Результаты исследований влияния солей металлов на седиментационные характеристики и размер частиц электроразрядного гидроксида алюминия представлены в табл. 3. Опыты проводили в водных растворах солей сульфатов меди и цинка, моделирующих содержание сточных вод.

Добавление солей металлов в рабочую среду при получении электроразрядного гидроксида алюминия увеличивает примерно от 2 до 3 раз размер его частиц по сравнению с чистой водной средой (см. табл.2). Причем в случае сульфатов меди и цинка природа катиона соли оказывает относительно слабое влияние на метрические характеристики частиц гидроксидов.

Большая концентрация соли, как это отмечалось ранее на примере хлорида натрия, сначала увеличивает агрегаты частиц, а затем приводит к уменьшению их размера. Эта тенденция наблюдается и для сульфата цинка.

Таблица 3. Режимы получения и результаты седиментационного анализа электроразрядного гидроксида алюминия, выработанного в разрядной камере РЭД2, в растворах солей

№ образца	Напряжение, 10^3 В	Емкость, 10^{-6} Ф	Количество импульсов	Разрядный промежуток, м	Толщина слоя загрузки, 10^{-3} м	Размер частиц загрузки, 10^{-3} м	Исходная концентрация, 10^{-3} кг/м ³	Масса загрузки, кг	Радиус частиц сразу после обработки, 10^{-6} м	Радиус частиц через 2 часа, 10^{-6} м	Радиус частиц через сутки, 10^{-6} м
Сульфат меди (гидроксид алюминия)											
1	8,2	0,25	30000	0,5	30	3	1000	0,3	39,43	39,27	38,43
Сульфат цинка (гидроксид алюминия)											
2	7,7	0,25	10000	0,5	30	3	300	0,3	91,40	89,77	–
3	7,7	0,25	20000	0,5	30	3	1000	0,3	54,93	–	76,26

Сохранение размеров частиц через сутки после получения гидроксида свидетельствует о медленных процессах кристаллизации, что согласуется с данными других исследователей (кристаллизация обнаруживается только в промежутке времени от 4 до 5 недель после образования гидроксида, полученного химическим методом в растворе сульфата алюминия) [5].

Аналогичные исследования проведены для электроразрядного гидроксида железа.

В табл. 4 представлены результаты экспериментальных исследований по получению электроразрядного гидроксида железа в растворах солей металлов в воде. Согласно данным подтверждается влияние солей металлов в рабочей среде на размеры образующихся хлопьев аморфного гидроксида железа. Причем сохраняются те же закономерности, что при электроразрядном гидроксида алюминия – добавление соли вначале увеличивает размер частиц гидроксида, а затем при последующем увеличении концентрации растворенной соли происходит уменьшение размера образующихся частиц.

Сравнивая результаты исследований по гидроксидам алюминия и железа, нетрудно заметить, что для последнего размеры образующихся частиц в некоторых случаях от 2 до 4 раз превышают аналогичные значения для гидроксида алюминия.

Таблица 4. Режимы получения и результаты седиментационного анализа электроразрядного гидроксида железа в растворах солей

№ образца	Напряжение, 10^3 В	Количество импульсов	Разрядный промежуток, 10^{-3} м	Толщина слоя загрузки, 10^{-3} м	Размер частиц загрузки, 10^{-3} м	Исходная концентрация, 10^{-3} кг/м ³	Масса загрузки, кг	Радиус частиц сразу после обработки, 10^{-6} м	Радиус частиц через 2 часа, 10^{-6} м	Радиус частиц через сутки, 10^{-6} м
Вода (железная металлозагрузка)										
1	13,2	4000	500	10	3	–	0,7	14,70	–	220,00
Сульфат меди (железная металлозагрузка)										
2	13,2	4000	500	10	3	300	0,7	71,11	268,00	248,50
Сульфат меди (железная металлозагрузка)										
3	13,2	12000	500	10	3	1000	0,7	156,00	152,00	162,00
Сульфат цинка (железная металлозагрузка)										
4	13,2	3200	500	10	3	300	0,7	331,49	320,65	311,79
5	13,2	10000	500	10	3	1000	0,7	78,69		70,34
6	13,2	30000	500	10	3	3000	0,7	38,63	41,68	41,68
калий двуххромовокислый (железная металлозагрузка)										
7	13,6	4000	500	10	3	300	0,7	252,2	283,8	–
8	13,6	8000	500	10	3	300	0,7	255,5	259,5	–
Модельный сток (аналог реального)										
9	12,5	24000	500	20	4	1000	0,8	161,8	161,8	–
Реальный сток, разведенный трижды										
10	10,0	45000	500	20	4	3000	0,8	108,9	101,1	–

Это связано с тем, что ориентация и плотность упаковки частиц в коагуляционных структурах могут быть неодинаковыми в разных участках. Как показано в [6], для солей гидроксида железа имеются, по крайней мере, две группы частиц, отличающихся по механическим свойствам. Это явление связано, вероятно, со способностью аннотодиметрических частиц гидроксида железа к построению тактоидов – агрегатов с ясно выраженной периодичностью расположения первичных частиц.

Таким образом, исследования показывают, что свойства электроразрядных гидроксидов алюминия и железа зависят не только от энергетических параметров их получения, но и состава водной среды. Это следует учитывать в тех технологических процессах, где предусмотрено совмещение стадий получения электроразрядного коагулянта и одновременной очистки гальваностокков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Назарян М.М., Ефимов В.Т. Электрокоагуляторы для очистки промышленных стоков. Харьков, 1983.
2. Зубенко А.А., Юцишина А.Н. Исследование свойств электроразрядного гидроксида алюминия // Электронная обработка материалов. 2001. № 6. С. 60–65.
3. Зубенко А.А., Юцишина А.Н. Очистка хромсодержащих стоков в электроразрядных реакторах с металлической загрузкой // Там же. 2002. № 4. С. 77–79.
4. Воюцкий С.С. Курс коллоидной химии. М., 1975.
5. Бабенков Д.Е. Очистка воды коагулянтами. М., 1977.
6. Ефремов И.Ф. Периодические коллоидные структуры. Л., 1971.

Поступила 04.10.04

Summary

The properties of electrical discharge aluminium hydroxide and iron hydroxide have been investigated. On the basis of sedimentation technique the particle size of these materials has been accounted. It was shown that the parameter dependent on obtaining of the coagulants. So the presence of copper, chromium and zinc salts in water solution is result to increasing of the radii particles of the materials. Apart from this sedimentation behavior of coagulants are also changed. Obtaining facts are needed to take into account on processes of purification of galvanic pollution by electrical discharge coagulant method.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ОБРАБОТКА БИОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ И ПИЩЕВЫХ ПРОДУКТОВ

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

МОДЕЛЬ ОПИСАНИЯ ЭЛЕКТРОПЛАЗМОЛИЗА ДВУХКОМПОНЕНТНОГО БИОЛОГИЧЕСКОГО СЫРЬЯ

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

Идея описания явлений переноса двухкомпонентной моделью биологического сырья, состоящая из жидкой фракции и тканей сухого вещества была заложена в работе [1]. Обычно, жидкую фракцию растительного сырья подразделяют на две части, которые участвуют в явлениях переноса по-разному. Внеклеточная жидкость имеет непосредственный контакт с внешней средой, а внутриклеточная через "сэндвич" из множества биологических мембран и желеобразного содержимого цитоплазмы. Удельные характеристики процессов переноса обеих жидких фракций примерно равны. Составляющая тканей сухих веществ характеризуется удельной величиной являющиеся средней арифметической всех составляющих сухого вещества среды. Для описания динамических характеристик среды следует учесть, что составляющая внутриклеточной жидкости изолирована для прямого участия в процессах переноса, будучи равнозначной по удельным характеристикам внеклеточной. Таким образом, сумма объемных долей составляющих удовлетворяет условию полноты [2, 3]:

$$x + y + z = 1,$$

где x и y – доли внеклеточной и внутриклеточной жидкости, z – суммарная доля тканей сухих веществ.

Ограничимся рассмотрением процессов переноса для образца в виде параллелепипеда с контактной поверхностью переноса S и расстоянием между поверхностями d . Обобщенные динамические характеристики процессов переноса являются: полное электрическое сопротивление $R = d/\sigma S$, где σ – удельная электропроводность среды; тепловое сопротивление $R_T = d/\lambda S$, где λ – коэффициент удельной теплопроводности среды; полное диффузионное сопротивление $R_D = d/DS$, где D – обобщенный коэффициент удельной диффузии среды. В некоторых случаях [1, 4] модельное описание релаксационных процессов в биологической среде при электрическом воздействии требует определения характерного времени релаксации $\tau_M = \varepsilon/\sigma = RC$, где $C = \varepsilon S/d$ – емкость среды, заключенной в экспериментальном параллелепипеде, ε – обобщенная удельная диэлектрическая проницаемость среды. Дальнейшее моделирование среды зависит от правильного выбора геометрии описания процесса переноса. Естественно, динамика всех перечисленных процессов аналогична, и отличается лишь удельными характеристиками составляющих среды. Поэтому, ограничимся вычислениями обобщенных характеристик воздействия электрического поля на среду.

Моделью биологической среды при электроплазмолизе является параллелепипед вида:

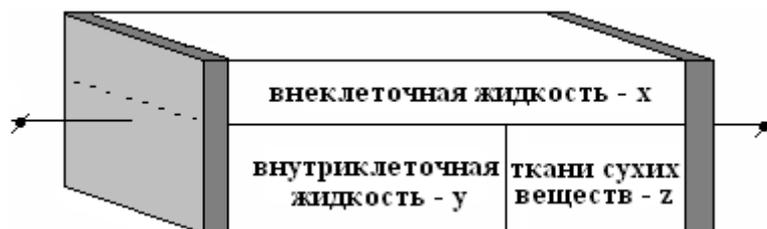


Рис. 1. Схематичное представление модели биологической среды для явлений переноса

Согласно приведенной схеме $d_y S_{yz} = yV, d_z S_{yz} = zV, dS_x = xV$, где $V = dS$. Смысл введенных геометрических характеристик следующий: d_y – суммарное расстояние переноса через внутриклеточную жидкость, d_z – суммарное расстояние переноса через ткани сухих веществ, S_{yz} – суммарное поперечное сечение двухкомпонентного переноса, S_x – суммарное поперечное сечение внеклеточной жидкости. Учитывая соотношения $S_{yz} + S_x = S$ и $d_y + d_z = d$ можно выразить второстепенные компонентные характеристики геометрии модели, через базовые размерные величины d и S :

$$d_y = \frac{y}{y+z}d, d_z = \frac{z}{y+z}d, S_{yz} = (y+z)S, S_x = xS.$$

Согласно рассматриваемой модели, электрическое сопротивление среды определяется условием параллельного соединения $R^{-1} = R_{yz}^{-1} + R_x^{-1}$, где $R_{yz} = R_y + R_z$ сопротивление последовательно соединенных сопротивлений $R_y = d_y / \sigma_L S_{yz}$ и $R_z = d_z / \sigma_S S_{yz}$; $R_x = d / \sigma_L S_x$ – сопротивление внеклеточной составляющей жидкой фракции. Здесь σ_L и σ_S – удельные характеристики электропроводности жидкой фракции и тканей сухих веществ биологической среды, соответственно.

В результате моделирования удельная электропроводность биологической среды является функцией долей составляющих и в общем случае для предложенной геометрии модели:

$$\sigma(x, y, z) = \sigma_L \frac{\sigma_S(1-x) + xz(\sigma_L - \sigma_S)}{\sigma_S(1-x) + z(\sigma_L - \sigma_S)},$$

с учетом соблюдения условия полноты $x + y + z = 1$.

Для свежего, неплазмоллизованного сырья имеет место соотношение $x \rightarrow 0$, или $y + z = 1$. Удельная электропроводность среды является функцией лишь содержания тканей сухих веществ согласно формуле

$$\sigma(z) = \frac{\sigma_L \sigma_S}{\sigma_S(1-z) + z\sigma_L},$$

или лишь функцией содержания внутриклеточной вакуольной жидкости: $\sigma(y) = \frac{\sigma_L \sigma_S}{\sigma_S y + (1-y)\sigma_L}$.

Интересен для рассмотрения случай полного плазмоллиза сырья $y \rightarrow 0$, когда вся жидкость становится внеклеточной благодаря разрушению клеточного строения среды $x + z = 1$:

$$\sigma(x, 0, z) = \sigma_S + (1-z)(\sigma_L - \sigma_S) = \sigma_S + x(\sigma_L - \sigma_S).$$

Другой характеристикой процесса переноса является скорость изменения обобщенного коэффициента передачи с изменением соотношения между долями внеклеточной и внутриклеточной жидкости. При сохранении условия полноты доля тканей сухих веществ остается постоянной, поэтому для скорости изменения обобщенного коэффициента электропроводности получаем выражение:

$$\chi(x, y, z) = \frac{d\sigma(x, y, z)}{dx} = \frac{\sigma_L(\sigma_L - \sigma_S)^2 z^2}{[\sigma_S(1-x) + z(\sigma_L - \sigma_S)]^2},$$

с учетом соблюдения условия полноты $x + y + z = 1$.

Скорость изменения удельной электропроводности модельной биологической среды зависит от стадии процесса плазмоллиза и является заведомо положительной величиной. Характерна квадратичная зависимость от разности удельных характеристик составляющих среды и доли тканей сухих веществ z .

Для свежего, неплазмоллизованного сырья $x \rightarrow 0$ и $y + z = 1$ скорость изменения удельной электропроводности равна:

$$\chi(0, y, z) = \frac{\sigma_L(\sigma_L - \sigma_S)^2 z^2}{[\sigma_S(1-z) + z\sigma_L]^2} \text{ с условием полноты } y + z = 1.$$

В конце плазмоллиза, когда $y \rightarrow 0$ скорость изменения удельной электропроводности перестает зависеть от доли составляющей тканей сухих веществ и выражается формулой

$$\chi(x, 0, z) = (\sigma_L - \sigma_S)^2 / \sigma_L \text{ с условием полноты } x + z = 1.$$

Это максимально возможное значение скорости изменения обобщенного коэффициента переноса не зависит от доли составляющей тканей сухих веществ. Таким образом, скорость изменения обобщенного коэффициента переноса в конце плазмолиза является чисто материальной характеристикой удельных компонент сырья.

Динамика процесса переноса для удельной электропроводности определена соотношением между долями компонент x и y . Доля составляющей тканей сухих веществ (при соблюдении условия полноты) остается постоянной и может служить потенциальной характеристикой уровня возможного плазмолиза среды. Отметим, что в случае обмена между средой и окружением (испарения жидкости или её выжимания из среды) доля составляющей сухих веществ перестает быть постоянной величиной. Введем динамический параметр $\zeta(z)$, характеризующий отношение удельной электропроводности полностью плазмолизованного к её значению для свежего, неплазмолизованного сырья:

$$\zeta(z) = \frac{\sigma_P}{\sigma_N} = \frac{[z\sigma_S + (1-z)\sigma_L][(1-z)\sigma_S + z\sigma_L]}{\sigma_L\sigma_S}.$$

Эта характеристика среды рассмотрена ранее, как величина определяющая эффективность плазмолиза для процессов переноса в биологической среде, в частности, был рассмотрен процесс переноса тепла [2]. График эффективности плазмолиза $\zeta(z)$ представляет куполообразную кривую, характеризующую производной

$$\frac{d\zeta(z)}{dz} = \frac{(\sigma_L - \sigma_S)^2}{\sigma_L\sigma_S} (1 - 2z).$$

Таким образом, наибольшую интенсификацию процессов переноса плазмолизом следует ожидать у биологических сред со сравнительно большим содержанием тканей сухих веществ $z \approx 0,5$. В самом деле, проведенные эксперименты [5] указывают, что эффективность плазмолиза растительных сред ниже эффективности плазмолиза рыбного сырья [6], у которого доля составляющей тканей сухих веществ выше.

Анализ модели биологической среды

В случае выполнения плазмолиза без нарушения условия полноты, доля сухих веществ среды является постоянной величиной, поэтому $\frac{dy}{dx} = -1$. Обработка биологической среды, при нарушении

условия полноты, например когда часть внеклеточной жидкости отделяется путем уноса из среды прессованием или самотеком, тогда $\frac{dy}{dx} + \frac{dz}{dx} = -1$. Фактически убыль внутриклеточной жидкости

зависит не только от процесса плазмолиза клеток сырья, но и от массового обмена между сырьем и окружающей средой. В таком случае эффект плазмолиза характеризуется большими коэффициентами переноса внутриклеточной жидкости в объем внеклеточной. Этот вывод прослеживается из зависимости $\zeta(z)$, когда z растет, приближаясь к значению 0,5, эффективность увеличивается. Для определения эффективности плазмолиза и его динамических характеристик скорости и длительность процесса достаточно иметь первоначальные, оценочные данные об отношении соответствующих коэффициентов переноса (электропроводности, теплопроводности, диффузии) для тканей сухих веществ и жидкой фракции, а также о процентном содержании сухих веществ.

Хотя плазмолиз представляет один из самых эффективных способов усиления процессов переноса электричества, тепла и массы, его применение не всегда энергетически выгодно. Дело в том, что электроплазмолиз осуществляется с затратами энергии на обработку сырья током, которые при определенных условиях и начальных характеристиках являются неприемлемыми. Поэтому, представленный анализ обобщенной, двухкомпонентной модели биологической среды является в то же время выводом критерия энергетической эффективности плазмолиза или целесообразности его применения.

Формула для эффективности плазмолиза, представленная в виде

$$\zeta(z) = \frac{(1+\gamma)^2}{\gamma} - \frac{(1-\gamma)^2}{\gamma} (z-0,5)^2,$$

указывает, как изменится коэффициент переноса по отношению к первоначальному значению для неплазмолизованного сырья. Видно, что чем параметр γ меньше, тем значительнее эффект плазмолиза. Коэффициент эффективности электроплазмолиза сырья, у которого γ весьма малая величина до-

стигает внушительной величины: при $\gamma \approx 0,001$, $\zeta(z) \approx 10^4$. Однако, потребительский эффект плазмолиза определяется не изменением обобщенного коэффициента электропроводности, а теплопроводности при интенсификации теплообмена, диффузии при извлечении и разделении жидкой фракции от тканей сухих веществ или экстракции ценных составляющих сырья. Учитывая, что для отношения удельных коэффициентов теплопроводности составляющих двухкомпонентной модели $\gamma \approx 0,6$, эффект плазмолиза определяется значениями $\zeta(z) < 10$. Зависимость отношения обобщенного коэффициента теплопроводности плазмолизованного сырья к его значению в начале плазмолиза представлена на рисунке 1, которое в максимуме не превышает значения 12,5. $\zeta(z)$

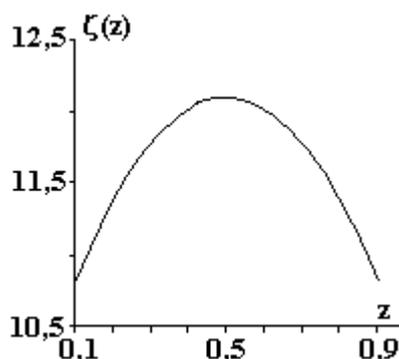


Рис. 2. Зависимость эффективности переноса от доли составляющей сухих веществ

В однородном сырье, для которого $\gamma = 1$, эффект плазмолиза не зависит от составляющей доли сухих веществ z , и равен четырем. Таким образом, даже при одинаковых удельных характеристиках составляющих жидкой фракции и тканей сухих веществ эффективность электроплазмолиз равна четырем, и не зависит от z . Однако, зависимость от z весьма ощутима при малых значениях γ , что обычно характерно для отношения коэффициентов электропроводности составляющих двухкомпонентной модели биологического сырья. Поэтому, для усиления эффекта электроплазмолиза и понижения уровня неэффективных энергозатрат при обработке сырья иногда целесообразно предварительно модифицировать значение доли тканей сухих веществ путем удаления или добавления жидкости в обрабатываемую током среду. Если начальная доля сухих веществ $z < 0,5$, тогда для увеличения z следует удалить часть внеклеточной жидкости, и, наоборот, в случае $z > 0,5$, следует добавить жидкость в обрабатываемую среду. Эффект плазмолиза будет максимальный, когда $z = 0,5$, и $\zeta(0,5) = (1 + \gamma)^2 / \gamma$.

Длительность обработки сырья током при электроплазмолизе зависит от скорости изменения обобщенного коэффициента электропроводности при разрушении клеточного строения и переводе жидкой фракции в состояние свободной, внеклеточной жидкости. Заметим, что отношение скорости плазмолиза к коэффициенту электропроводности жидкой фракции стремится к нулю, при $\gamma \approx 1$:

$$\frac{\chi(x, y, z)}{\sigma_L} = \frac{(1 - \gamma)^2 z^2}{[\gamma(1 - x) + z(1 - \gamma)]^2},$$

являясь заведомо положительной величиной. Таким образом, для сред, у которых $\gamma \approx 1$ плазмолиз неосуществим. Характерно, что у большинства биологических сред $\gamma \approx 10^{-3} - 10^{-4}$, что является четким критерием целесообразности электроплазмолиза. Фактически, у большинства видов сырья скорость электроплазмолиза имеет порядок величины, равный σ_L . Когда удельная электропроводность жидкой фракции низкая величина необходимо добавить в сырье растворенные соли, и осуществить плазмолиз путем приведения клеток среды в состояние анабиоза благодаря осмосу. Состояние анабиоза клеток не равносильно плазмолизу, когда клеточная структура разрушается, поэтому электроплазмолиз не теряет своей значимости, а иногда и необходимости для интенсификации обменных процессов.

В общих чертах модель биологической среды для процессов переноса и обмена веществ позволяет выявить основные характеристики электроплазмолиза и оценить его целесообразность в зависимости от основных удельных характеристик двухкомпонентной модели. Характерно то, что модель носит принципиально общий характер для описания процессов переноса электричества, тепла и массы. Согласование с экспериментом указывает на качественное и частичное количественное совпадение результатов анализа. Недостатком, при согласовании модели с экспериментом является разброс значений характеристик среды, экспериментальное определение которых является не тривиальным.

Для биологических сред, у которых эти характеристики четко определены согласие между экспериментом и моделью вполне удовлетворительное.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ботошан Н.И., Папченко А.Я., Чебану В.Г., Берзой С.Е., Лымарь А.С. Явление гистерезиса при электрообработке биологических сред // Электронная обработка материалов. 1988. № 3. С. 70–74.
2. Ботошан Н.И., Болога М.К., Берзой С.Е. Интенсификация переноса тепла электроплазмолизом // Промышленная теплотехника. 2003. Т. 25. № 4. Киев, С. 290–292.
3. Ботошан Н.И., Болога М.К., Берзой С.Е. Интенсификация теплообмена в биологической среде электроплазмолизом // Электронная обработка материалов. 2005. № 1. С. 68–75.
4. Ботошан Н.И., Болога М.К., Берзой С.Е. Время релаксации Максвелла и электризация проводящих сред // Электронная обработка материалов. 2003. № 6. С. 44–52.
5. Ботошан Н.И., Берзой С.Е., Болога М.К., Чебану В.Г., Папченко А.Я. Динамические характеристики процесса электроплазмолиза растительного сырья // Электронная обработка материалов. 1989. № 5. С. 58–62.
6. Болога М.К., Берзой С.Е., Ботошан Н.И., Захарчук А.В., Скимбов А.А. Применение электроплазмолиза в производстве жира из светящегося анчоуса // Электронная обработка материалов. 1988. № 6. С. 67–72.

Поступила 05.05.04

Summary

Model of description of electropasmolysis of a two-component biological medium, capable to describe both dynamics and efficiency of electropasmolysis as well as the effect of subsequent processes of heat and mass transfer, is developed. The main parameters of the model are specific characteristics of the transfer process and the constituent part of tissue of dried substances. Criterion of efficiency the processes of transfer is found and the way of their enhancing by means of modification of ratio among the medium parts, by adding or removal of some part of liquid fraction, is proposed.

В.И. Зеленцов, Т.Я. Дацко, В.В. Ковалев

СВОЙСТВА И ПОРИСТАЯ СТРУКТУРА МОДИФИЦИРОВАННЫХ ОТХОДОВ ВИНОДЕЛЬЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

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

Твердые отходы винодельческой промышленности (продукты после обработки виноматериалов бентонитом) представляют собой бентонит, соосажденный с белковыми, пектиновыми, дубильными и красящими соединениями, а также ферроцианид железа [1, 2]. Этот шлам является сложной коллоидно-молекулярной смесью, где вещество представлено во всем диапазоне крупности частиц от грубодисперсных до коллоидных и молекул. Ввиду того, что в результате осветления вин образуются большие объемы этих шламов, возникает вопрос об их утилизации. Предприняты попытки добавлять шламы в керамические изделия, плитку и т.д., но практического применения они не получили.

Авторы предлагают рассмотреть возможность повторного использования шламов в виноделии для доочистки вина от соединений железа. Однако в исходном виде шлам для этой цели непригоден, так как все активные центры бентонита заблокированы, а ферроцианид полностью насыщен железом. Следовательно, необходимо предварительно активировать шлам, модифицируя его в желательном направлении. Модифицирование может быть произведено путем прививки к шламуаниона селективного к иону железа. Таковым может служить сульфид-ион, введенный в структуру шлама в виде

Для биологических сред, у которых эти характеристики четко определены согласие между экспериментом и моделью вполне удовлетворительное.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ботошан Н.И., Папченко А.Я., Чебану В.Г., Берзой С.Е., Лымарь А.С. Явление гистерезиса при электрообработке биологических сред // Электронная обработка материалов. 1988. № 3. С. 70–74.
2. Ботошан Н.И., Болога М.К., Берзой С.Е. Интенсификация переноса тепла электроплазмолизом // Промышленная теплотехника. 2003. Т. 25. № 4. Киев, С. 290–292.
3. Ботошан Н.И., Болога М.К., Берзой С.Е. Интенсификация теплообмена в биологической среде электроплазмолизом // Электронная обработка материалов. 2005. № 1. С. 68–75.
4. Ботошан Н.И., Болога М.К., Берзой С.Е. Время релаксации Максвелла и электризация проводящих сред // Электронная обработка материалов. 2003. № 6. С. 44–52.
5. Ботошан Н.И., Берзой С.Е., Болога М.К., Чебану В.Г., Папченко А.Я. Динамические характеристики процесса электроплазмолиза растительного сырья // Электронная обработка материалов. 1989. № 5. С. 58–62.
6. Болога М.К., Берзой С.Е., Ботошан Н.И., Захарчук А.В., Скимбов А.А. Применение электроплазмолиза в производстве жира из светящегося анчоуса // Электронная обработка материалов. 1988. № 6. С. 67–72.

Поступила 05.05.04

Summary

Model of description of electropasmolysis of a two-component biological medium, capable to describe both dynamics and efficiency of electropasmolysis as well as the effect of subsequent processes of heat and mass transfer, is developed. The main parameters of the model are specific characteristics of the transfer process and the constituent part of tissue of dried substances. Criterion of efficiency the processes of transfer is found and the way of their enhancing by means of modification of ratio among the medium parts, by adding or removal of some part of liquid fraction, is proposed.

В.И. Зеленцов, Т.Я. Дацко, В.В. Ковалев

СВОЙСТВА И ПОРИСТАЯ СТРУКТУРА МОДИФИЦИРОВАННЫХ ОТХОДОВ ВИНОДЕЛЬЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

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

Твердые отходы винодельческой промышленности (продукты после обработки вино материалов бентонитом) представляют собой бентонит, соосажденный с белковыми, пектиновыми, дубильными и красящими соединениями, а также ферроцианид железа [1, 2]. Этот шлам является сложной коллоидно-молекулярной смесью, где вещество представлено во всем диапазоне крупности частиц от грубодисперсных до коллоидных и молекул. Ввиду того, что в результате осветления вин образуются большие объемы этих шламов, возникает вопрос об их утилизации. Предприняты попытки добавлять шламы в керамические изделия, плитку и т.д., но практического применения они не получили.

Авторы предлагают рассмотреть возможность повторного использования шламов в виноделии для доочистки вина от соединений железа. Однако в исходном виде шлам для этой цели непригоден, так как все активные центры бентонита заблокированы, а ферроцианид полностью насыщен железом. Следовательно, необходимо предварительно активировать шлам, модифицируя его в желательном направлении. Модифицирование может быть произведено путем прививки к шламуаниона селективного к иону железа. Таковым может служить сульфид-ион, введенный в структуру шлама в виде

сульфида натрия первый способ. Другой метод активирования основан на электрообработке дисперсии шлама в бездиафрагменном электролизере с графитовым анодом и катодом из нержавеющей стали, а также в анодной камере электролизера.[3].

В данной работе представлены результаты исследования свойств исходного и модифицированного образцов шламов: химического и фазового состава и пористой структуры. Основное внимание будет уделено первому способу модифицирования.

Исходный шлам, предварительно высушенный при комнатной температуре, смешивали с сульфидом натрия в соотношении 10:1 по массе и проводили пиролиз при 450°C в течение 4 часов. При пиролизе вещество распределяли тонким слоем (1–5 мм), во избежание гидротермальной обработки. Для выбора оптимальной температуры пиролиза проведены термогравиметрические исследования. Из рис. 1 видно, что первый эндотермический эффект имеет место в интервале температур 75–130°C с минимумом при 92°C и обусловлен удалением свободной воды, находящейся в образце в виде молекул H₂O. Количество несвязанной воды составляет 14,3%. В интервале 130–200°C происходит значительное выделение влаги –21,12%, что связано, очевидно, с удалением ОН–групп. Минимум 92°C и максимум 200°C характерны для минералов монтмориллонитовой группы, таких, как аскангель используемый при обработке вин [4, 5].

Начиная с 200°C, кривая ДТА поднимается с увеличением температуры вплоть до 630°C, что связано с непрерывным процессом окисления органических соединений различной природы и состава, адсорбированных из вин поверхностью твердых отходов. В этой области температур на кривых нагревания на фоне непрерывного экзоэффекта выделяются эндоэффекты небольшой интенсивности с минимумами при 330 и 420°C, которые, по-видимому, связаны с разложением ферроцианида железа.

Для идентификации этих эффектов снята термограмма синтетического ферроцианида железа (рис.1, кривая 2). Как видно, на кривой ДТА этого образца в области 290–320°C имеется эндоэффект, связанный с началом разложения берлинской лазури. После чего происходит окисление продуктов разложения, являющееся экзотермической реакцией, и в первую очередь окисление железа из внешней координационной сферы. Интенсивнее окисление железа происходит в области температур 350–400°C. Образующийся при этом оксид железа (III) кристаллизуется с экзотермическим эффектом при 380°C. Далее происходит, по-видимому, разложение ферроцианидного комплекса Fe(CN)₆³⁻. Этот процесс сопровождается эндоэффектом с минимумом при 412°C. Одновременно идет и процесс окисления продуктов разложения этого комплекса – железа, углерода и азота с экзоэффектом при 445°C.

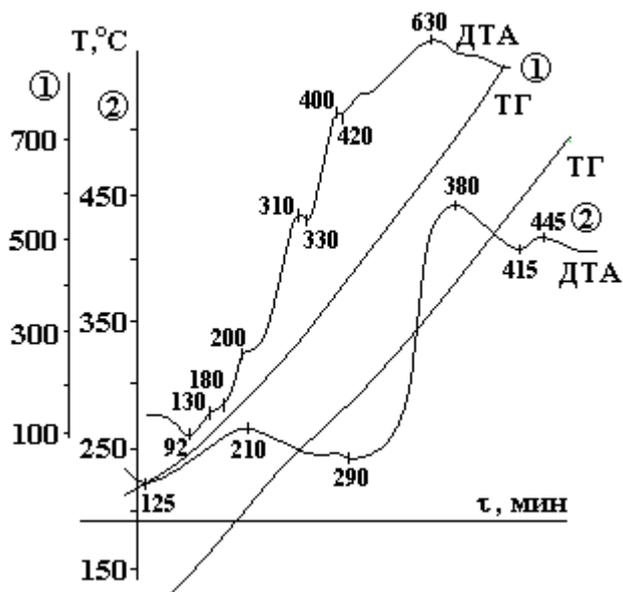


Рис. 1. Термограммы образцов: 1 – отработанный бентонит, 2 – ферроцианид калия. Шкала 1 относится к первому, шкала 2 – ко второму образцу

При дальнейшем повышении температуры прокаливанию на термограмме можно выделить четкий пик при 630°C, который соответствует, очевидно, образованию нового кристаллического вещества на основе аморфных продуктов разложения исходных материалов. При этой температуре разрушается кристаллическая решетка самого минерала бентонита [5], однако эндоэффект, соответ-

ствующий этому процессу, полностью перекрывается интенсивным экзотермическим пиком кристаллизации. Подтверждением тому служит вид кривой ТГ – она снижается во всем температурном интервале.

Таким образом, можно считать, что наблюдаемые на термограмме образца бентонитового шлама экзо- и эндоэффекты с экстремумами при 330 и 420°C имеют ту же природу, то есть связаны с процессом разложения ферроцианида железа и окисления продуктов его разложения до оксидов железа углерода и азота.

Для подтверждения изложенного сняты ИК-спектры исходного и подвергнутого при 450°C пиролизу образцов шлама (рис. 2). Для большей уверенности в исходный шлам добавлено 15% по весу синтетической берлинской лазури. Такой же состав у образца, подвергнутого пиролизу. Спектры сняты в области 400–4000 см⁻¹ в вазелиновом масле, поскольку его собственные колебания не совпадают по частотам с колебаниями исследуемых образцов.

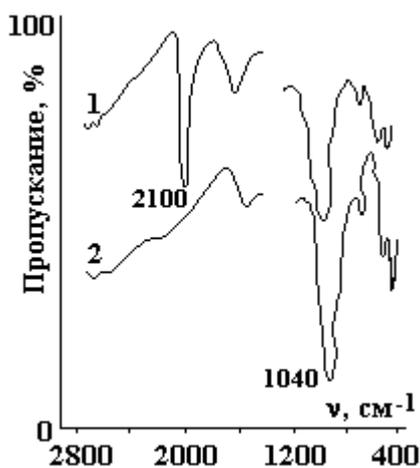


Рис. 2. ИК-спектры шламов виноделия: 1 – исходный воздушно-сухой шлам с добавлением 15% ферроцианида калия; 2 – первый образец, подвергнутый пиролизу при 450°C

Сопоставление данных [6] позволяет сделать следующее соотнесение полос в спектрах. Сильная полоса в области 2100 см⁻¹ в спектре исходного образца шлама (рис. 2, кривая 1) обусловлена наличием в нем ферроцианида железа и относится к валентным колебаниям С–N группы CN, координированной с металлом (в данном случае с железом). Широкая линия поглощения с максимумом около 1625 см⁻¹ указывает на существование в образце адсорбированной воды. Широкую и интенсивную полосу 1040 см⁻¹ связываем с валентными колебаниями С–О в алкоксидных комплексах шламов [(СН₃)₂Fe(ОСН₃)], а несколько линий в области 600–300 см⁻¹ могут быть отнесены к валентным колебаниям Ме–О. Доказательством того, что при пиролизе происходит разложение цианок комплексов, служит отсутствие в спектре образца, подвергнутого пиролизу, самой характерной для них линии поглощения 2100 см⁻¹ (рис. 2, кривая 2). В то же время остальные полосы остались без существенных изменений по сравнению со спектром исходного шлама. Аналогичная картина наблюдается и при ИК-спектроскопических исследованиях электрообработанных образцов.

Таким образом, на основе результатов термогравиметрического анализа и данных ИК-спектроскопии обоснован выбор оптимальной температуры пиролиза бентонитового шлама – 450°C. При этой температуре в образце практически полностью отсутствуют группы CN, в основном закончилось окисление органических веществ и в то же время еще не затронута кристаллическая решетка самого минерала.

Для характеристики пористой структуры полученных образцов сняты изотермы адсорбции–десорбции паров метилового спирта при 20°C на вакуумной адсорбционной установке с пружинными кварцевыми весами Мак–Бена–Бакра [7]. Молекулярная площадка метанола принималась равной 25 Å² [8]. Экспериментальные изотермы адсорбции–десорбции паров метанола отходами винодельческой промышленности, вычисленные на их основе величины удельной поверхности, объема и радиусов пор, а также измеренные плотности и вычисленные диаметры частиц образцов представлены на рис. 3 и в таблице.

Анализ изотерм адсорбции (рис. 3) позволяет отнести их ко второму типу по классификации А.В. Киселева [9]: все образцы имеют S-образную форму изотерм, что характерно для неоднородно-пористых адсорбентов. Изотермы как исходного (кривая 1), так и модифицированных образцов (кривая 2 и 3) имеют широкий гистерезис, и десорбционная ветвь не совпадает с адсорбционной вплоть до самых низких относительных давлений. Величина предельной адсорбции метанола исходных об-

разцов значительно превышает такую для термообработанных и несколько меньше, чем у электрообработанного образца.

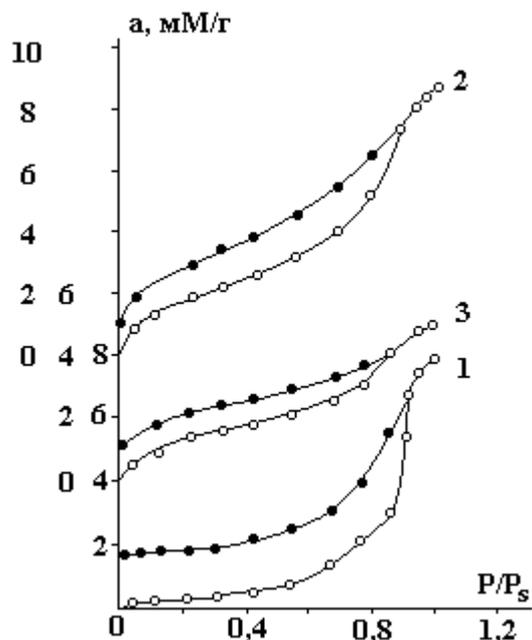
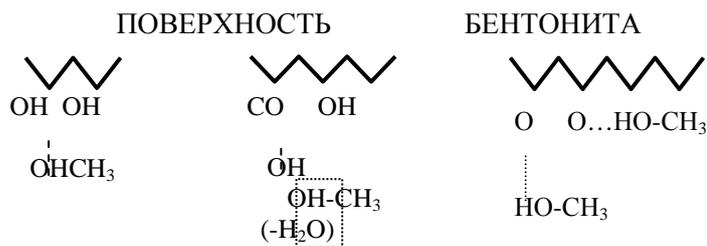


Рис. 3. Изотермы адсорбции метанола при 20°С исходным (1), модифицированным электрообработкой (2) и термообработанным при 450°С (3) образцами отходов виноделия

Таблица. Адсорбционно-структурные характеристики исходных термо- и электрообработанных образцов шламов виноделия

Образец	$S, \text{ м}^2/\text{г}$	$V, \text{ см}^3/\text{г}$	$r, \text{ \AA}$	$\rho, \text{ см}^3/\text{г}$	$D_{\text{част}}, \text{ \AA}$
Исходный	30	0,316	210	2,2	909
ТО, 450°С	152	0,192	25	2,7	146
ЭО, смесь газов	219	0,344	32	2,2	124
ЭО (O ₂)	203	0,451	45	2,2	146

Величина остаточной адсорбции при $p = 0$ значительно больше у исходного образца. Это может быть связано со специфическим взаимодействием между молекулами адсорбата и активными гидрофильными группами на поверхности необработанного образца бентонита, такими, как OH, H₂O, COOH, R-COOH по типу химического соединения или образования водородной связи:



Термообработка (ТО) приводит к удалению как адсорбированной, так и части структурной воды, что сопровождается сокращением числа активных центров на поверхности. В результате количество хемосорбированного метанола уменьшается. Обращает на себя внимание то, что для контрольного образца адсорбционная ветвь почти во всей области относительных давлений лежит значительно ниже, чем у модифицированных образцов. Это является, по всей вероятности, следствием значительного содержания в шламе органических и высокомолекулярных соединений, блокирующих большую часть активных центров сорбента. Резкий рост величины адсорбции при повышении давления паров метанола связан с конденсацией. При ТО часть органики выгорает, освобождая поры, чем и объясняется большая величина адсорбции паров метанола модифицированным образцом в области малых относительных давлений газа.

Термообработка, как видно из таблицы, приводит к увеличению удельной поверхности в пять раз, уменьшению радиуса пор.

Механизм происходящих изменений, очевидно, состоит в том, что одновременно идут конкурентные процессы. С одной стороны, процесс диспергации исходных частиц ведет к уменьшению их размеров* и увеличению удельной поверхности за счет выделившихся при ТО паров воды и газов [10]. С другой – процессы спекания и объемной диффузии приводят к уменьшению размеров пор и соответственно к более плотной упаковке частиц, что находит отражение в уменьшении радиуса пор. В случае электрообработки увеличение удельной поверхности, связанное с уменьшением размеров частиц за счет диспергирующего действия газов электролиза [11], сопровождается увеличением сорбционного объема пор частиц, что, по-видимому, связано с рыхлой упаковкой. Соответственно уменьшению удельной поверхности и объема пор изменяется и эффективный радиус пор частиц.

Таким образом, как термо-, так и электрообработка исходного шлама позволяют получать новые материалы с развитой пористой структурой, пригодные для дальнейшего применения в качестве адсорбентов.

Материалы по прививке специфических функциональных групп к шламу, экспериментальные исследования адсорбции из растворов и вина ионов железа и других будут рассмотрены отдельно.

* Расчет размера частиц на основании данных удельной поверхности и плотности осуществляется по формуле: $l = 6/S\rho$ [10], где l – длина ребра куба, в предположении кубической формы частиц

ЛИТЕРАТУРА

1. *Stanescu C.* Vinul, stabilizare – ameliorare // Red. Revistelor Agricole. Bucuresti, 1968.
2. *Кердиваренко М.А., Дульнева И.П., Тарыца В.Ф.* Осветление виноградного сока местными бентонитами // Садоводство, виноградарство и виноделие Молдавии. 1973. № 6.
3. А.с. 1065004. *Зеленцов В.И., Ненно В.Э., Дацко Т.Я., Чертов В.М.* Способ стабилизации сорбента 1983.
4. *Топор Н.Д.* Дифференциально-термический и термовесовой анализ минералов. М., 1964.
5. *Комаров В.С.* Адсорбционно-структурные, физико-химические и каталитические свойства глин Белоруссии. Минск, 1979.
6. *Накамото К.* Инфракрасные спектры неорганических и координационных соединений М., 1966.
7. Экспериментальные методы в адсорбции и молекулярной хроматографии / Под ред. А.В.Киселева. М., 1973.
8. *Аристов Б.Г., Киселев А.В.* // ЖФХ. 37. 1963. С. 2520.
9. Методы исследования структуры высокодисперсных и пористых тел. М., 1958.
10. *Грег С., Синг К.* Адсорбция, удельная поверхность, пористость. М., 1970.
11. *Datsko T.Ya., Zelentsov V.I.* The role of electrolysis gases in the electrochemical stabilization of aluminium hydroxide // Revue Romaine de Chimie. 34. 1. P. 1163–1167.

Поступила 09.08.04

Summary

Two methods of modification of bentonite used in vine clarification have been applied: introduction of Na_2S in report 1:10 into bentonite paste followed by pyrolysis at 450°C ; electrotreatment of slime suspension in electrochemical cell (in anodic camera and in diaphragmless electrolyzer). By means of thermogravimetric analysis some thermal effects attributed to different processes have been observed: removing of water (dehydration), phase transformations, oxidation of organic compounds, crystallization and destruction of bentonite structure. Adsorption-structural characteristics of initial and modified samples of bentonite slimes have been examined and the mechanism of their change under thermo- and electrotreatment has been discussed.

ОБОРУДОВАНИЕ И ПРИБОРЫ

М.А. Фатыхов, Н.Я. Багаутдинов

УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ДИНАМИКИ РАЗЛОЖЕНИЯ ГАЗОГИДРАТА В ТРУБЕ ПРИ СВЧ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

*Башкирский государственный педагогический университет,
ул. Октябрьской революции, 3, Уфа-центр, 450000, Башкортостан, Россия*

При добыче, сборе, подготовке и промышленной обработке газа и нефти наблюдается образование газогидратов в различных участках трубопроводов [1, 2]. В таких случаях разрушение газогидратов обычными методами зачастую затруднительно.

В отечественной и зарубежной практике до настоящего времени не найдено универсального метода борьбы с парафино- и газогидратами в скважинах и трубопроводах. Это связано, прежде всего, с многообразием причин, обуславливающих образование парафино- и газогидратов в процессе добычи нефти и газа, и многообразием конструкций скважин и трубопроводов. В реальных условиях для ликвидации образовавшихся пробок необходимо снизить давление при постоянной температуре или повысить температуру выше температуры разложения гидрата или выпадения парафина, либо ввести в скважину веществ, разлагающих пробки.

В отношении электрических свойств парафино- и газогидраты представляют собой диэлектрик с потерями, который характеризуется комплексной относительной диэлектрической проницаемостью [3]

$$\epsilon(\omega, T, P) = [\epsilon'(\omega, T, P) - j\epsilon''(\omega, T, P)], \quad j = \sqrt{-1}. \quad (1)$$

Мнимая часть диэлектрической проницаемости, как известно, определяет плотность источников тепла, возникающих в материале при его взаимодействии с высокочастотным электромагнитным полем, в соответствии с выражением

$$q = \omega \epsilon' \epsilon_0 \operatorname{tg} \delta \cdot E^2, \quad \operatorname{tg} \delta = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}. \quad (2)$$

В формулах (1) и (2) ω – циклическая частота, рад/с; ϵ' , ϵ'' – относительная диэлектрическая проницаемость и фактор потерь соответственно, T – температура, °С; P – давление, Па; ϵ_0 – диэлектрическая постоянная, Ф/м; $\operatorname{tg} \delta$ – тангенс угла диэлектрических потерь, E – напряженность электрического поля, В/м.

Возникновение внутренних источников тепла в таком диэлектрике при его взаимодействии с высокочастотным электромагнитным полем и, как следствие, изменение температуры и давления в нем, представляет физическую основу метода разложения парафино- и газогидратных пробок, образующихся в различных узлах нефтегазопромыслового оборудования, с применением энергии высокочастотного электромагнитного поля. Одним из преимуществ данного метода является также выделение дополнительного тепла в материале узлов нефтегазопромыслового оборудования вследствие конечной проводимости.

Несмотря на достоинства рассматриваемого метода, изучение доступной литературы показывает, что проблемы, связанные с разложением газогидрата в электромагнитном поле, совершенно не изучены экспериментально.

В связи с этим рассмотрим возможность разложения гидрата воздействием СВЧ излучения, рассматривая трубопровод как некий круглый волновод [4–6].

Для исследования особенностей разложения газогидрата в трубопроводе при воздействии СВЧ

электромагнитного поля была разработана экспериментальная установка, блок-схема которой приведена на рис.1. СВЧ электромагнитная энергия в модель трубопровода 1 вводится медным штырем 14, соединенным прямоугольным волноводом генератора 2 с помощью коаксиально-волноводного перехода. Энергия от прямоугольного волновода снимается также с помощью штыря. Источником СВЧ энергии является СВЧ генератор типа «Парус».

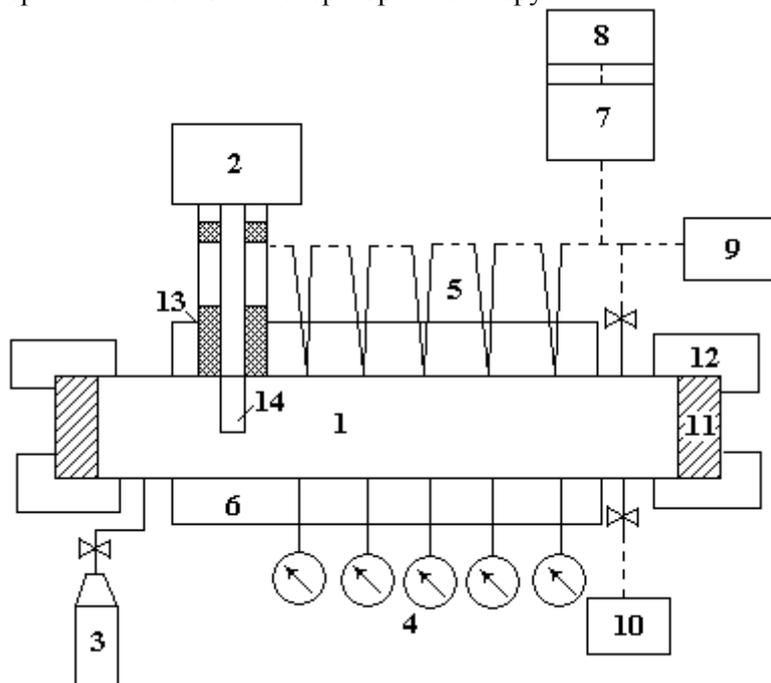


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки

Разрушение газогидрата в трубопроводе, который в электродинамическом отношении представляет собой круглый волновод, возможно только при возбуждении в нем электромагнитного поля соответствующей конфигурации. Основным типом волны в круглом волноводе является волна типа H_{11} [4–6]. Этот тип волны распространяется в нем с наименьшими потерями, что является одним из требований применения СВЧ энергии с целью разрушения газогидрата большой толщины в трубопроводе.

В круглом волноводе электромагнитная волна может распространяться лишь в том случае, если рабочая частота источника электромагнитной энергии удовлетворяет условию $f > f_{кр}$, или $\lambda < \lambda_{кр}$ [4, 7]. В данном эксперименте $f = 2375$ МГц. Поэтому радиус трубопровода a для возбуждения в нем волны типа H_{11} находится в пределах $0,036 < a < 0,048$ м.

В разработанной установке радиус модели трубопровода составляет 4 см, что удовлетворяет этому неравенству. Для модели трубопровода критическая частота для волны H_{11} по известным формулам [4, 7] равна 2,2 ГГц. Следовательно, условие $f > f_{кр}$ выполняется.

Чтобы обеспечить измерения температуры вдоль модели трубопровода и одновременно давления, длина волновода принята равной четырем длинам электромагнитной волны в воздухе. Учтено также количество газа, которое необходимо для заполнения модели. Поскольку концы волновода прозрачны для СВЧ электромагнитной волны, необходимо, чтобы излучение в окружающее пространство было минимально или вообще отсутствовало. Для этого рассчитывалось значение выражения

$$P(z)/P_0 = e^{-2\alpha z},$$

где $P(z)$ – мощность электромагнитного поля в сечении z трубопровода, Вт; P_0 – мощность электромагнитного поля в точке ввода СВЧ энергии в трубопровод, Вт; α – коэффициент поглощения СВЧ электромагнитной волны, m^{-1} . Для того, чтобы экспериментальная установка была безопасна, необходимо обеспечить убывание мощности электромагнитного поля вдоль модели трубопровода более чем в $e = 2,73\dots$ раз.

Для расчета коэффициента поглощения α СВЧ электромагнитной волны в трубе с воздушным наполнителем, воспользовались выражением $\alpha = \alpha_d + \alpha_m$, где α_d – коэффициент затухания электромагнитных волн в газогидрате, m^{-1} ; α_m – коэффициент затухания электромагнитных волн в материале трубопровода, m^{-1} . Эти коэффициенты рассчитывали по формулам работ [4, 7]. При

рабочей частоте $f = 2375$ МГц, электропроводности материала трубы $\sigma = 0,34 \cdot 10^7$ Ом⁻¹ м⁻¹ и его магнитной проницаемости $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 2,72$ Гн/м [8], относительной диэлектрической проницаемости гидрата пропана $\epsilon' = 3,75$, его тангенсе угла диэлектрических потерь $\text{tg}\delta = 0,02$ [3] получили $\alpha = 2,15$ м⁻¹. При этих условиях энергия электромагнитного поля не выходит за пределы трубы, что важно при проведении экспериментов, связанных с использованием СВЧ энергии.

Следует заметить, что потери электромагнитной энергии в трубе существенно зависят от диэлектрических свойств газогидрата. Некоторые результаты исследований представлены в [3], остальные данные могут быть получены в дальнейшем.

Контрольно-измерительные приборы включают манометры 4 и термометры 5. На боковой поверхности цилиндра приварены штуцера для манометров и термометров. Концы термометров опущены через штуцера в модель трубопровода 1 на уровне его внутренней поверхности. Термометры подключены к милливольтметру 8 через распределитель 7. Для поддержания определенной температуры в модели трубопровода используется терморубашка 6, которая с помощью штуцеров соединяется с термостатом. Торцевые части модели трубопровода изготовлены из оргстекла 11 и герметизированы крышками 12, что необходимо для визуального наблюдения за образованием и разрушением газовых гидратов.

Рабочий объем цилиндра составляет 30 дм³. Для герметизации в точке ввода СВЧ электромагнитной волны применен фторопластовый уплотнитель 13. Внешний и внутренний электроды коаксиальной линии разделены фторопластовыми шайбами. До образования газогидрата модель заполняется газом из баллона 3. Объем газа, который выходит из модели при разрушении газогидрата, измеряется расходомером 9. Для подачи воды в модель трубопровода применен краник 10. Для создания СВЧ энергии в трубопроводе применен штыревой излучатель 14, который выступает от внутренней поверхности трубы на длину, равную четверти длины электромагнитной волны в воздухе.

Методика эксперимента заключалась в следующем:

1. Исследование термогидродинамических особенностей, возникающих при плавлении льда в СВЧ поле.
2. Отработка методики получения газогидрата в модели трубопровода.
3. Исследование особенностей разложения газогидрата в трубопроводе при СВЧ электромагнитном воздействии.

Предварительная опрессовка модели показала ее работоспособность до давлений 9,5–10,0 МПа.

На основе методики проведено 10 серий экспериментов.

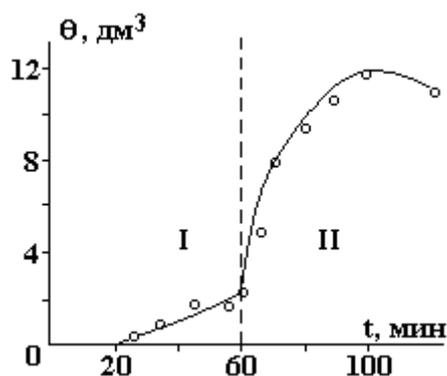


Рис. 2. Скорость плавления льда: I – при комнатной температуре, II – при СВЧ воздействии

Первая серия экспериментов заключалась в определении эффекта влияния СВЧ электромагнитного поля на скорость плавления льда. Для этого проводились исследования объема воды, выходящей из трубопровода без СВЧ воздействия, то есть при комнатной температуре 22 °С. Наблюдения показали, что вода на выходе из трубы появилась через 17–18 мин. Как видно из рис. 2 (область I), при отсутствии СВЧ воздействия расход воды из трубы не превышал 2–3 мл/мин. После этого в модели трубопровода создавалось СВЧ электромагнитное воздействие в соответствии с блок-схемой, рис.1. Мощность СВЧ энергии, подводимой к входу модели, рассчитывалось по формуле

$$\Delta P = P_{\text{ол}} - P_{\text{л}} = 0,07CV [(T_2 - T_1) - (T_3 - T_1)],$$

где $P_{\text{бл}}$ – мощность электромагнитного поля в волноводе СВЧ генератора без соединения с экспериментальной установкой, Вт; $P_{\text{л}}$ – мощность электромагнитного поля при соединении экспериментальной установки, Вт; C – теплоемкость воды, $^{\circ}\text{C}$; V – объемный расход воды, $\text{м}^3/\text{с}$; T_2 – температура выходящей воды без соединения экспериментальной установки, $^{\circ}\text{C}$; T_1 – температура воды на выходе в волноводе, $^{\circ}\text{C}$; T_3 – температура воды на выходе при соединении экспериментальной установки к волноводу, $^{\circ}\text{C}$.

По результатам измерений: $T_2 = 17,1^{\circ}\text{C}$; $T_3 = 12^{\circ}\text{C}$; $T_1 = 7,7^{\circ}\text{C}$. Поэтому мощность электромагнитного поля, отбираемая от СВЧ генератора, составила $P = 257 \pm 1$ Вт. Как видно из рис. 2 (область II), при СВЧ электромагнитном воздействии, объем воды, вытекающей из трубопровода, резко возрастает, следовательно, увеличивается скорость таяния льда в СВЧ электромагнитном поле. При этом расход воды, вытекающей из модели трубопровода, достигает $12 \text{ дм}^3/\text{мин}$. Это показывает, что скорость таяния льда увеличилась в 5–6 раз по сравнению с естественным расплавлением льда. При дальнейшем воздействии СВЧ электромагнитным полем наблюдается некоторый спад объема воды, вытекающей из модели, что обуславливается нелинейным характером изменения температуры в модели.

В дальнейшем отработывались методика получения газогидрата и были исследованы особенности разложения его в модели трубопровода при СВЧ электромагнитном воздействии, которым были посвящены остальные девять серий экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Истомин В.А.* Предупреждение и ликвидация газовых гидратов в системах сбора и промышленной обработки газа и нефти. М., 1990.
2. *Blanc C., Tournieer-Lasserve J.* Controlling hydrates in high-pressure flow lines // *World Oil*, 1990, XI, vol 211, №5, p. 63, 65, 66, 68.
3. *Фатыхов М.А., Саяхов Ф.Л., Макогон Ю.Ф.* Результаты исследования диэлектрических свойств газогидрата пропана // *Экспресс-информация: Подготовка, переработка и использование газа*. М., 1989. № 3. С. 3–5.
4. *Ширман Я.Д.* Радиоволноводы и объемные резонаторы. М., 1959.
5. *Стрэттон Дж.А.* Теория электромагнетизма. М.–Л., 1948.
6. *Вольман В.Н., Пименов Ю.В.* Техническая электродинамика. М., 1971.
7. *Рамо С., Уиннери Дж.* Поля и волны в современной радиотехнике. М.–Л., 1950.
8. *Саяхов Ф.Л., Бабалян Г.А., Чистяков С.И.* О высокочастотном нагреве призабойной зоны скважин // *Нефтяное хозяйство*. 1970. № 10. С. 49–52.

Поступила 13.04.04

Summary

The experimental installation is depicted and the outcomes of studies of fusion of ice in a superhigh-frequency electromagnetic field created in the pipe line are reduced. The given installation can be used as for study of breaking down of a gaseous hydrate in an electromagnetic field.

Ж.Н. Ищенко, В.П. Завода, В.Я. Тодышев, Ю.Н. Дегтев

РАЗРУШЕНИЕ ПРОЧНЫХ ОТЛОЖЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ ОЧИСТКИ ТРУБ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ РАЗРЯДАМИ. ЧАСТЬ I

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

1. Введение

Теплообменные аппараты (ТА) широко используются на предприятиях химической, коксохимической, нефтеперерабатывающей, энергетической (тепловые и атомные электростанции), а также на глиноземных заводах цветной металлургии, сахарных и пивоваренных заводах и пр. Известно, что уже при толщине отложений на стенках ТА от 1,5 до 2 мм резко снижается коэффициент теплопередачи, и возрастают потери основного технологического продукта. Увеличение толщины отложений приводит к зарастанию проходного сечения труб от 20 до 100% и необходимости выведения ТА из технологического цикла для ремонта.

Изучение проблемы очистки труб ТА непосредственно на предприятиях показало, что особенно остро стоит вопрос удаления прочных отложений с пределом прочности на сжатие $\sigma_{сж} \geq 40$ МПа. В странах СНГ в этом случае одновременно применяют несколько способов: размягчение отложений химическим способом (например, с помощью раствора соляной кислоты или углекислотных растворителей) и последующее удаление отложений (доочистка) механическим способом (бурами, ершами, шарошками и пр.) или гидромеханическим способом – струей воды высокого давления (от 15 до 70 МПа).

Однако химический способ экологически грязен, а травильные растворы могут вызвать коррозию материала труб. У механического способа недостаточная полнота очистки (60–70% от начальной массы прочных отложений), большая доля ручного труда, низкая производительность и пр. Гидромеханический способ также не обеспечивает требуемую полноту очистки прочных отложений. Кроме того, этот способ энергоемкий, металлоемкий и не исключает ручной труд. Все это свидетельствует о необходимости разработки и исследования новых высокопроизводительных, экологически чистых способов очистки труб ТА, позволяющих механизировать и автоматизировать этот процесс.

Одним из таких способов является электрогидроимпульсный (ЭГИ), при котором разрушение слоя отложений происходит под действием электрического разряда в конденсированной среде. Практическое использование этого способа показало положительные результаты, например [1–4]. Чаще всего в качестве положительного электрода использовался высоковольтный кабель, концевая часть которого укорачивалась по мере ее разрушения под действием разрядов. Однако широкое внедрение ЭГИ метода в производство сдерживается скудными сведениями о процессе разрушения прочных отложений, режимах и технологических приемах обработки, отсутствием конструкции надежных электродных систем с автоматизированным перемещением электрода.

Целью настоящей работы является исследование особенностей и характеристик процесса разрушения прочных отложений при ЭГИ очистке стальных труб с внутренним диаметром $d_в = 20, 50$ и 70 мм от прочных отложений ($\sigma_{сж} \geq 40$ МПа) при толщине слоя отложений $\delta_{от}$ от 3 до 8 мм в зависимости от параметров разрядного контура и структуры разрядного промежутка.

2. Особенности процесса

Процесс ЭГИ очистки труб от отложений имеет ряд существенных особенностей по сравнению с другими технологическими процессами, использующими электрический разряд в жидкости [5, 6], в том числе:

- необходимость введения высоковольтного электрода внутрь трубы и перемещения его вдоль всей длины трубы;
- невозможность обеспечения оптимальной длины разрядного промежутка во многом определяется диаметром проходного сечения трубы и толщиной слоя отложений;
- требуемая величина энергии для разрушения отложений может превышать прочностные характеристики материала труб;
- требование по минимизации диаметра изоляции электрода из-за малых величин остаточных проходов в отложениях входит в противоречие с необходимостью обеспечения высокой электрической прочности изоляции электрода;
- сложность удаления разрушенных отложений из-за малого диаметра (20–70 мм) и большой длины (до 9 м) труб;
- большая вероятность пробоя на стенку трубы по торцу изоляции электрода, что приводит к быстрому износу;
- ограниченное время действия гидропотока, по сравнению с разрядом в больших объемах жидкости, из-за малого объема воды в зоне разрушения отложений и пр.

Все это свидетельствует о том, что для широкого внедрения в производство ЭГИ очистки труб от прочных отложений необходимо решить ряд прикладных научных, технологических и конструкторских задач.

3. Методика исследований

Проблема высоковольтного электрода обусловлена тем, что его конструкция и особенности развития электрического разряда определяются размерами разрядной камеры – трубы с отложениями. Для рассматриваемого в работе диапазона труб отрицательным электродом являлась сама труба, на которую и осуществлялся разряд. На рис. 1 представлены рассмотренные варианты разрядных промежутков [7, 8]. Каждый из этих вариантов влияет на процессы ввода энергии в канал разряда, меняет характеристики разряда и разрушения отложений.

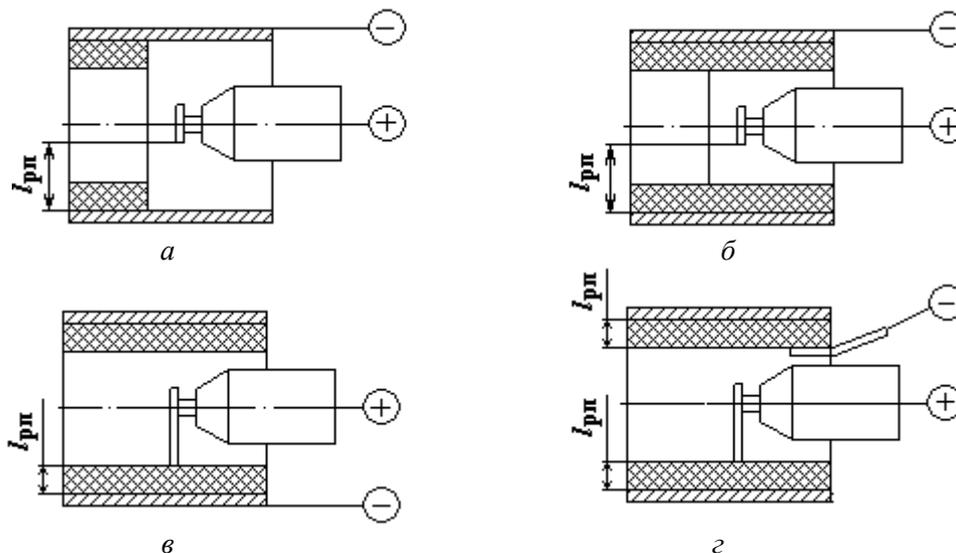


Рис.1. Варианты разрядных промежутков $l_{рп}$ при ЭГИ очистке труб: а – водный; б – комбинированный (вода – слой отложений); в – в слое отложений; г – из двух разнесенных в пространстве участков в отложениях

Экспериментальная установка состояла из генератора импульсов тока (ГИТ), включающего блок питания и блок разрядного контура, и технологического блока. Технологический блок обеспечивал установку и крепление образца трубы, ввод в полость трубы электрода, подачу в зону обработки жидкости (воды) и сброс разрушенных отложений. Образец трубы с отложениями мог обрабатываться как при горизонтальном, так и вертикальном положении (рис. 2).

После крепления образца и ввода в него электрода с помощью вентилей системы подачи воды осуществлялось заполнение трубы. При срабатывании разрядника ГИТ накопленная в конденсаторной батарее энергия выделялась в канал разряда, образующийся между концом электрода и стенкой трубы. В основном использовалась схема рис. 2,б, как более удобная для удаления разрушенных отложений в процессе очистки при выдвигании электрода из трубы. Изменение параметров энерговыделения достигалось путем варьирования зарядного напряжения U_0 от 15 до 30 кВ, индуктивности

разрядного контура L от 4,6 до 14 мкГн, емкости батареи конденсаторов C от 0,65 до 2,37 мкФ. Значения параметров U_0 , L , C , особенно U_0 , жестко ограничиваются, с одной стороны, прочностью материала трубы, а с другой – необходимостью обеспечения электрической прочности изоляции высоковольтного электрода. Пределы изменения индуктивности L определялись возможностью достижения ее значений в ЭГИ установке.

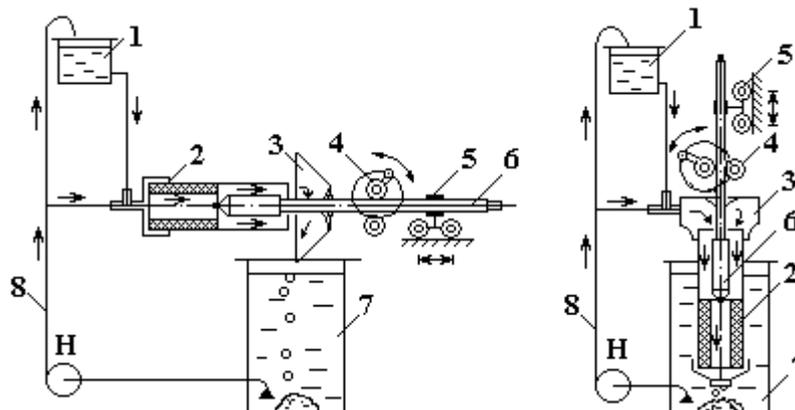


Рис. 2. Схемы компоновки технологического блока экспериментальной установки при горизонтальном (а) и вертикальном (б) расположении образца трубы: Н – насос; 1 – раздаточный бак с водой; 2 – труба с отложениями; 3 – приемная воронка; 4 – устройство подачи электрода; 5 – каретка электрода; 6 – электрод; 7 – бак для сбора жидкости и разрушенных отложений; 8 – система подачи рабочей жидкости (воды)

Торец стержня высоковольтного электрода (см. рис. 1) выполнялся в виде диска, отстоящего от изоляции электрода на расстояние 5–6 мм (возможны иные формы: Т-образная, Г-образная и др.). Это позволило устранить пробой на стенку трубы по поверхности изоляции электрода, приводящий к быстрому ее износу.

Прочностные характеристики и химический состав трубных отложений зависят от технологического процесса, в котором используется ТА. В качестве образцов труб с прочными натуральными отложениями выбраны отрезки труб с отложениями из первичного газового холодильника коксохимического завода Донецкой области.

Кроме натуральных в экспериментальных исследованиях использовались образцы труб с внутренним покрытием из модельного состава – цементно-песчаного раствора (цемент : песок : вода = 1:1:0,5). Предел прочности на сжатие $\sigma_{сж}$ такого состава, определенный по стандартной методике для кубических образцов 70,7×70,7×70,7 мм, составил 53 МПа.

Для сравнительных испытаний на прочность модельного состава и натуральных трубных отложений изготавливали образцы размером 5×5×5 мм, которые подвергали ступенчатой нагрузке с шагом 0,5 кг на универсальном приборе ИТ 5010, ГОСТ 23677-79, при диаметре плоского основания пуансона 10 мм. Тогда прочность $\sigma_{сж}$ образцов из натуральных отложений оценивали как среднее $\bar{\sigma}_{сж} = 44,5$ МПа из ее значений при приложении нагрузки вдоль $\sigma_{сж1} = 31,5$ МПа и поперек $\sigma_{сж2} = 57,5$ МПа слоев. Для аналогичных образцов (5×5×5 мм) модельного состава – $\sigma_{сж} = 40$ МПа. Плотность натуральных и модельных отложений составляла 2,5 и 2,13 г/см³ соответственно.

Из модельного состава в образцах труб 25×2,5; 56×3; 76×3 мм формовали покрытие толщиной 3–4, 5–8, 7–9 мм соответственно. После этого образцы выдерживали 28 суток (как и кубики для определения $\sigma_{сж}$) при нормальной температуре и относительной влажности не менее 90%. Длина трубчатых образцов увеличивалась при большем диаметре труб с учетом влияния на процесс очистки торцевых поверхностей трубы и составляла 100 мм для труб 25×2,5 мм и 180 мм – для труб 56×3 и 76×3 мм.

В качестве жидкой среды в технологическом блоке использовалась техническая вода величиной удельного электрического сопротивления $\rho_в = 12,5$ Ом·м.

Временные, электрические и энергетические характеристики разряда рассчитывались из осциллограмм разрядного тока $I(t)$ и напряжения $U(t)$ на разрядном промежутке, полученных с помощью пояса Роговского и емкостного делителя напряжения соответственно. Предпробивные потери энергии $W_{пр}$ и выделенная в канале разряда энергия W_k рассчитывались по формулам:

$$W_{пр} = C(U_0^2 - U_{пр}^2) / 2; \quad W_k = CU_{пр}^2 / 2,$$

где $U_{пр}$ – напряжение пробоя (пробивное), определяемое из осциллограммы $U(t)$.

С помощью численного решения гидродинамической задачи оценивалось давление в канале разряда, образованном при пробое водного промежутка с электрода на стенку трубы.

Механическое действие разрядов определялось с помощью мембранных датчиков, которые дают представление об интегральном действии волны давления и гидропотока. В трубчатых образцах с диаметрально противоположных сторон выполняли 6 соосных отверстий диаметром 5 мм с шагом 10 мм. На отверстия накладывали мембраны в виде полос из медного листа толщиной 0,2 мм и фиксировали их специальными прижимами. Это позволило установить размеры зоны эффективного действия разрядов при определенном положении электрода в зависимости от различных факторов.

Эффективность разрушения отложений оценивалась по удельной энергоёмкости процесса, количеству разрядов, необходимому для разрушения отложений в образце, и гранулометрическому составу разрушенных отложений. Контролировалась степень деформации по длине трубы после ЭГИ очистки. Кроме того, через 3–5 разрядов строились последовательные визуальные схематизированные картины разрушения отложений на развертках внутренней поверхности трубы при перемещении электрода с шагом $h_{эл} = 20$ мм.

4. Результаты исследований

Несмотря на различное внутреннее строение натуральных и модельных отложений, судя по осколкам после ЭГИ разрушения, характер которых практически одинаков. Это можно объяснить близкими значениями прочностных характеристик этих материалов.

С целью выяснения особенностей пробоя и ЭГИ разрушения отложений в трубах было проведено ряд экспериментов по разрушению покрытия из цементно-песчаной смеси, нанесенного на металлическую пластину толщиной 3 мм. Размеры слоя покрытия – $100 \times 100 \times 5$ мм. Пластина располагалась параллельно оси электрода на расстоянии 24 мм от нее. При этом диск электрода диаметром 18 мм устанавливался перпендикулярно плоскости пластины. При толщине слоя покрытия $\delta_{от} = 5$ мм расстояние от края диска до покрытия выдерживалось равным 10 мм, тогда разрядный промежуток $l_{рп} = 15$ мм. Если же электрод упирался в слой покрытия, то $l_{рп} = \delta_{от} = 5$ мм. Расстояние по вертикали от края диска электрода до торца пластины $l_{эл}$ составляло 10, 15 и 20 мм. Разряды осуществлялись при $U_0 = 25$ кВ, $C = 2,37$ мкФ, $L = 8,6$ мкГн, $\rho_г = 12,5$ Ом·м.

Если покрытие на пластине отсутствовало, то наблюдались разряды с 4–6 полупериодами колебаний тока. При наличии слоя покрытия и $l_{эл} = 20$ мм происходили лишь беспробойные (коронные) разряды и никаких видимых изменений и признаков разрушения за 30 таких разрядов не наблюдалось. Уменьшение расстояния $l_{эл}$ до 10 мм привело к тому, что наряду с беспробойными появились разряды по поверхности покрытия на торец трубы (поверхностные разряды), при которых наблюдался лишь прижог на металле торца пластины. После 11–13 беспробойных и поверхностных разрядов появился разряд с пробоем слоя отложений на поверхность пластины, осциллограммы тока $I(t)$ и напряжения $U(t)$ которого имели ярко выраженный колебательный характер. На рис. 3 показаны осциллограммы последних 5 разрядов, когда появился разряд с пробоем, приведший к разрушению покрытия образца 5 (рис. 3,а).

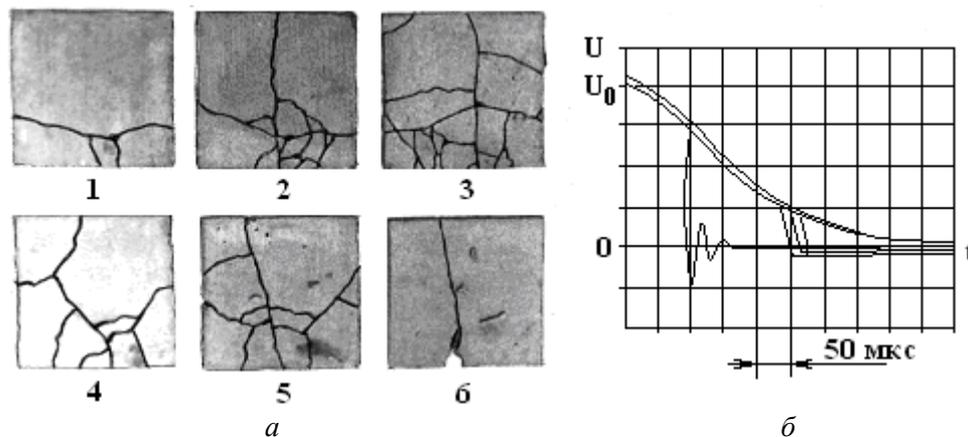


Рис. 3. Разрушенные покрытия пластин (а) и совмещенные пять осциллограмм $U(t)$ при разрушении образца 5 (б) при комбинированном разрядном промежутке: $U_0 = 25$ кВ, $C = 2,37$ мкФ, $L = 8,6$ мкГн, $l_{рп} = 15$ мм

Осмотр поверхности покрытия после каждого разряда показал, что только разряд с пробоем приводит к появлению нескольких магистральных (радиальных относительно канала разряда) тре-

щин, которые сразу же дорастают до границы покрытия. Имелись также и кольцевые трещины. Причем чем выше пробивное напряжение $U_{пр}$, тем больше трещин (см. рис. 3,а).

Эффективность разрушения покрытия резко возросла, когда диск электрода касался покрытия ($l_{рп} = \delta_{от} = 5$ мм) за счет значительного увеличения количества трещин. Наблюдался ярко выраженный колебательный характер разряда при практическом отсутствии предпробивных потерь энергии (рис. 4). Такой разряд наблюдался после одного беспробойного и одного–трех поверхностных разрядов.

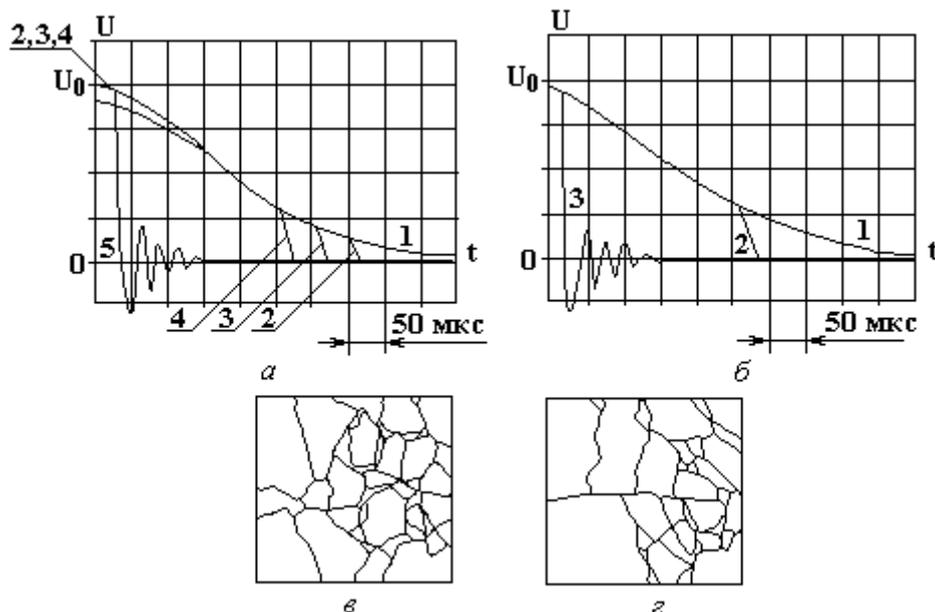


Рис. 4. Совмещенные осциллограммы напряжения (а, б) и соответствующие им разрушенные покрытия пластин (в, г) при касании электродом покрытия: $U_0 = 25$ кВ, $C = 2,4$ мкФ, $L = 8,6$ мкГн, $l_{рп} = \delta_{от} = 5$ мм; 1–4 – последовательность разрядов

Характерно, что при тех же параметрах U_0 , L , C , $l_{рп}$, но в трубах 56×3 мм разряд с пробоем натуральных и модельных отложений наблюдался в основном без предварительных коронных и поверхностных разрядов для разрядного промежутка как комбинированного, так и из отложений. Причем это наблюдалось не только при $l_{эл} = 10$ мм, как для пластин, но и при $l_{эл} = 20$ мм. Поэтому большинство экспериментов по ЭГИ очистке труб проводили при $l_{эл} = 20$ мм с таким же шагом перемещения электрода $h_{эл}$ вдоль трубы.

Все это свидетельствует об улучшении условий для пробоя, когда разряд происходит не на пластину, а внутри трубы на ее стенку, это вызвано различной напряженностью поля в разрядном промежутке. Снижаются предпробивные потери энергии $W_{пп}$. Однако количество трещин (особенно кольцевых) и зона разрушения отложений при разряде в трубе намного меньше. Это связано с различным напряженно-деформированным состоянием отложений вокруг плазменного канала при разряде на пластину и стенку трубы. Чем меньше диаметр трубы, тем меньше трещин. Осциллограммы и визуальные схематизированные картины разрушения отложений в трубе, а также сведения о механизме процесса приведены во второй части статьи.

С помощью мембранных датчиков определяли зону и характер воздействия давления на стенку трубы при различных наконечниках электрода и расположении электрода внутри трубы. Характерные зависимости прогиба мембран h_m за один разряд на поверхности трубы 56×3 и 76×3 мм от расстояния l в обе стороны от диска электрода показаны на рис. 5 для стержневого (1) и дисковых (2, 3, 4) наконечников. Каждая точка графика рассчитывалась как среднее из пяти значений h_m , полученных для пяти разрядов (после каждого разряда мембраны заменялись). Приближение электрода к стенке трубы $d_в = 70$ мм до $l_{рп} = 21$ мм привело к увеличению $h_m \sim$ в 2 раза. Видно, что зона эффективного действия давления $\delta_{эф}$ сосредоточена вблизи канала разряда и составляет 30–40 мм. Очевидно, что $\delta_{эф}$ зависит от прочности отложений, параметров U_0 , L , C , $d_в$, $l_{рп}$, $h_{эл}$.

Прогиб мембран на стороне замыкания канала разряда на трубу значительно больше, чем на противоположной, за счет большей удаленности канала. Это приводит к необходимости поворачивать электрод внутри трубы на каждом шаге $h_{эл}$.

Максимум зоны воздействия h_m находится для дисковых наконечников напротив края диска. Для стержневого электрода при $d_в = 50$ мм (см. рис. 5,а) смещение максимума h_m влево свидетель-

ствует о формировании разряда по поверхности изоляции электрода. Малые предпробивные потери энергии за счет малой оголенной площади электрода, по сравнению с дисками, привели к существенно большей деформации мембран на стороне замыкания канала разряда. Вместе с тем при таких разрядах наблюдается быстрое разрушение изоляции электрода. Подобное увеличение h_m для дискового электрода получается при повышении $U_0 \sim$ на 2 кВ.

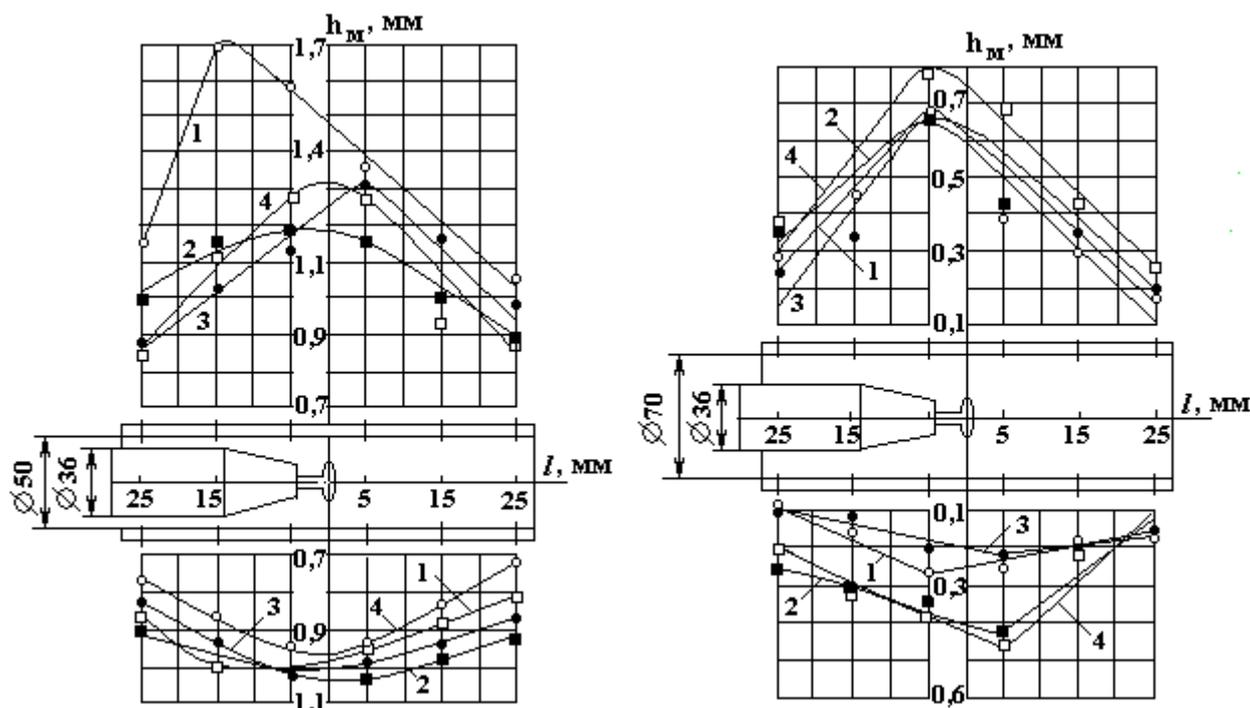


Рис. 5. Зависимости прогиба мембран от расстояния до диска электрода и размеров диска: верхние кривые – на стороне замыкания канала разряда; нижние кривые – на противоположной стороне; $C = 2,37$ мкФ, $L = 6,8$ мкГн: а – труба 56×3 мм, $U_0 = 25$ кВ; б – труба 76×3 мм, $U_0 = 30$ кВ; 1 – стержень диаметром 4 мм; 2, 3, 4 – диски диаметром 8, 15, 18 мм соответственно

При увеличении диаметра дискового электрода от 8 до 18 мм, то есть 2,25 раза, величина предпробивной энергии $W_{\text{пр}}$ изменяется в зависимости от двух противоположно действующих на нее факторов: увеличение оголенной площади электрода и уменьшение разрядного промежутка. Поэтому деформации мембран изменяются не столь значительно.

В трубах с $d_e \geq 50$ мм целесообразно смещать электрод от оси к стенке трубы, что существенно повышает эффективность механического воздействия (очистки трубы), позволяет снизить напряжение U_0 генератора установки. Однако при этом возникает необходимость поступательного и вращательного движений электрода для очистки поверхности по периметру трубы.

Значения параметров нагрузки на стенку трубы с отложениями определяются параметрами разрядного контура U_0 , C , L и ограничиваются прочностью материала трубы. Поэтому в качестве критериев выбора параметров U_0 , L , C принимались отсутствие остаточных деформаций трубы и эффективность разрушения, характеризуемая удельной энергоемкостью и скоростью очистки.

Структура разрядного промежутка является важной характеристикой, определяющей как условия воздействия нагрузки на отложения, так и требуемые параметры нагрузки. Поэтому выбор параметров разрядного контура или их оценка производились для каждого из вариантов разрядных промежутков (см. рис.1). Верхняя граница интервала значений параметров, в первую очередь U_0 , определялась как величина, превышение которой вызывало остаточные деформации трубы.

Количество разрядов в зоне обработки определялось площадью очищенной поверхности трубы при заданном шаге перемещения электрода $h_{\text{эл}}$.

Контроль деформации образцов трубы после очистки от прочных отложений на режимах очистки показал наличие малых значений остаточных относительных деформаций трубы ε , практически не зависящих от количества проведенных разрядов n на каждом шаге $h_{\text{эл}}$ (рис. 6). Отсюда следует, что для стальной трубы 56×3 мм при комбинированном разрядном промежутке с приблизительно равным соотношением водного и твердого участков параметры разрядного контура не должны превышать значений $U_0 = 26$ кВ, $C = 2,4$ мкФ, $L = 11,5$ мкГн.

Увеличение индуктивности L от 4,6 до 14 мкГн сопровождается необходимостью повышения напряжения U_0 (энергии W_k) либо увеличения количества разрядов n , что снижает производительность процесса и может привести к увеличению остаточных деформаций трубы (см. рис. 6, в).

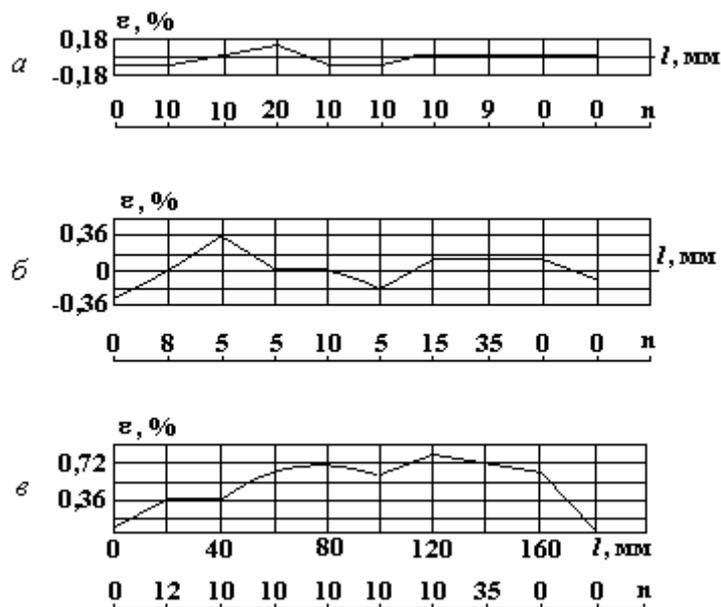


Рис. 6. Относительная деформация после очистки труб 56×3 мм при комбинированном разрядном промежутке: $C = 2,37$ мкФ: а – $U_0 = 25$ кВ, $L = 4,6$ мкГн; б – $U_0 = 26,5$ кВ, $L = 11,5$ мкГн; в – $U_0 = 27,5$ кВ, $L = 14$ мкГн

На рис. 7 приведена зависимость количества разрядов n , затраченных на очистку образца трубы длиной 100 мм (масса отложений $m = 182$ г), от выделенной в канале разряда энергии W_k . Удельная энергоёмкость $\omega_{уд}$ рассчитывалась как $\omega_{уд} = W_k \cdot n / m$. Среднее значение энергоёмкости $\bar{\omega}_{уд} = 117$ Дж/г наблюдалось при $L = 4,6$ мкГн, $W_k = 450$ – 550 Дж. А при $L = 11,5$ мкГн и энергии $W_k = 600$ – 700 Дж энергоёмкость $\bar{\omega}_{уд} = 167$ Дж/г. При малой энергии $W_k = 300$ Дж и $L = 11,5$ мкГн количество разрядов резко увеличивается, что снижает производительность процесса. А при $L = 14$ мкГн в этом случае труба не очистилась. С увеличением прочности отложений и типоразмера труб ($> 56 \times 3$ мм) энергоёмкость процесса очистки значительно возрастает. При этом требуются специальные приемы, обеспечивающие последовательную обработку разрядами периметра трубы.

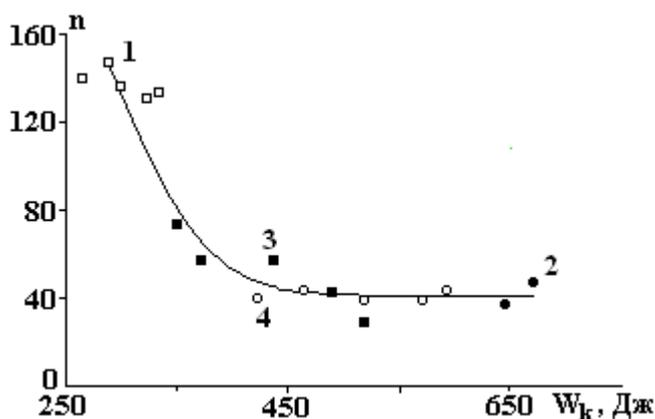


Рис. 7. Зависимость количества разрядов, затраченных на очистку образца трубы 56×3 мм, от энергии W_k при комбинированном разрядном промежутке: 1 и 2 – при $L = 11,5$ мкГн; 3 и 4 – при $L = 4,6$ мкГн

Для разрядного промежутка из отложений ($l_{пр} = \delta_{от}$) наконечник электрода имел Г-образную форму (см. рис. 1, в). Емкость C изменяли от 0,65 до 2,37 мкФ, напряжение U_0 – от 25 до 30 кВ (таблица).

Увеличение индуктивности L от 4,6 до 11,5 мкГн при прочих равных условиях приводит к снижению энергии W_k и скорости процесса очистки в 1,3 раза при практически неизменном $\omega_{уд}$. Для каждого значения L существует диапазон значений W_k , при котором затраты энергии на разрушение и производительность процесса будут наиболее приемлемыми. Так, для $L = 4,6$ мкГн таким диапазоном

является $W_k = 300\text{--}500$ Дж. А при $L = 11,5$ мкГн приемлемым диапазоном может быть $W_k = 500\text{--}600$ Дж. Выбор конкретного значения W_k будет определяться требуемой производительностью процесса. Приведенные диапазоны значений W_k несколько ниже, а $\omega_{уд}$ выше, чем для комбинированного разрядного промежутка.

Таблица. Характеристика процесса очистки трубы 56×3 мм, $l_{пр} = \delta_{отл}$ при изменении параметров U_0 , C , L и движения электрода

Движение электрода	U_0 , кВ	C , мкФ	L , мкГн	$U_{пр}$, кВ	W_k , Дж	n	m , г	$\omega_{уд}$, Дж/г
$h_{эл} = 20$ мм, угол поворота $45^\circ\text{--}180^\circ$	25	2,37	4,6	24,7	711	94	332	201
$h_{эл} = 20$ мм, угол поворота $45^\circ\text{--}180^\circ$	25	2,37	11,5	21,5	548	123	332	203
$h_{эл} = 10$ мм, угол поворота $30^\circ\text{--}90^\circ$	25	1,18	4,6	22,7	304	85	185	140
Угол поворота 45° , по винтовой линии с шагом 30 мм	30	0,65	4,6	29,5	283	220	332	188

Следует отметить, что на энергоемкость и производительность процесса существенное влияние оказывает расстояние между соседними разрядами по периметру трубы $l_{пер}$. Так, для труб 56×3 мм наибольшее значение $l_{пер} = 10$ мм, а для труб $25 \times 2,5$ мм расстояние $l_{пер} = 2\text{--}3$ мм. Производительность процесса будет определяться скоростью вращения и перемещением осевого электрода, энергией W_k , количеством и частотой следования разрядов. С уменьшением прочности отложений $\sigma_{сж} \leq 40$ МПа для труб с $d_0 \leq 50$ мм предпочтение следует отдать комбинированным разрядным промежуткам, что существенно упростит технологические приемы обработки.

Определено, что в случае комбинированных разрядных промежутков и отсутствия вращательного движения электрода изменение частоты следования разрядов f , например, от 2 до 7 Гц увеличивало скорость очистки труб лишь в 1,3 раза. В то же время для промежутков, ограниченных только твердым телом, скорость очистки прямо пропорциональна f . Так, например, для труб 56×3 мм толщиной отложений 5–8 мм при вращении электрода по винтовой линии с частотой 1 с^{-1} и шагом 10–20 мм при $f \approx 25$ Гц скорость очистки высокопрочных соединений составит 0,6–1,2 м/мин, что является высоким показателем. При $f = 10$ Гц скорость процесса очистки соответственно падает.

Представляет интерес возможность очистки труб в случае, когда разрядный промежуток состоит из двух [8], отстоящих друг от друга и сформированных в толще отложений каналов разряда (см. рис. 1,з). Изолированная от «земли» труба играет роль промежуточного электрода. Второй канал (труба – отрицательный электрод) относится к камуфлетным, когда плазма канала разряда не выбрасывается через его устье. Эффективность таких разрядов существенно выше обычных [9].

Область применения двойных разрядных промежутков ограничивается объектами, которые возможно изолировать от «земли». К таким относятся демонтированные трубы нефтяных скважин; разборные участки водоводных систем; трубные пучки теплообменных аппаратов (ТА), очистка которых производится на специальных стендах; отдельные ТА, от которых возможно отсоединить заземляющие устройства.

Для сравнения с другими схемами (см. рис.1) проводили очистку труб 56×3 мм с модельным покрытием при $U_0 = 25$ кВ, $C = 2,37$ мкФ, $L = 4,6$ мкГн. По схеме рис. 1,з электрод перемещался дискретно с шагом 10 мм и углом поворота $90\text{--}180^\circ$. Тогда $U_{пр} = 23,4$ кВ, $W_k = 657$ Дж, $n = 30$, $m = 185$ г, $\omega_{уд} = 105$ Дж/г. Имеется возможность снизить U_0 . Сравнение с данными таблицы при $m = 185$ г свидетельствует о значительно большей эффективности двухканального процесса. Количество импульсов, а следовательно, и время обработки, за которое был очищен образец, сократилось в 2,5 раза.

5. Заключение

Показано отличие развития разряда, энерговыделения и очистки металлической поверхности при ЭГИ разрушении покрытий (отложений) в трубах и на пластинах. Установлено, что только разряд с пробоем слоя прочных отложений приводит к их разрушению. На примере очистки стальных труб 56×3 мм приведены характеристики и особенности процесса для трех типов разрядных промежутков: комбинированного (вода–отложения); твердое тело (отложения); состоящего из двух последовательно соединенных и размеченных на заданное расстояние участков в отложениях. В последнем случае процесс ЭГИ очистки характеризуется наименьшей энергоемкостью и наиболее высокой при

определенных технологических приемах скоростью очистки труб. Выбор структуры разрядного промежутка и параметров разрядного контура зависит от характеристик отложений, типоразмера труб, технологических приемов и требуемых характеристик технологического процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Кусаинов К.К., Бектурганов Ж.С., Сатыбалдин Н.М.* Разрушение отложений теплообменных поверхностей под воздействием электрических разрядов в жидкости // Электрический разряд в жидкости и его применение в промышленности: Тез. докл. IV науч.-техн. конф. Николаев, 1988.
2. *Курец В.И., Таракановский Э.Н., Филатов Г.П., Шишкин В.С., Пятничук В.Г.* Электрогидроимпульсная установка для очистки трубок теплообменников от накипи // Электрический разряд в жидкости и его применение в промышленности: Тез. докл. V науч.-техн. конф. Николаев, 1992.
3. *Гаврилов Г.Н., Киркин Г.В., Петухов В.В.* Применение электрогидравлического эффекта для очистки трубопроводов // Электрический разряд в жидкости и его применение в промышленности: Тез. докл. V науч.-техн. конф. Николаев, 1992.
4. Заявка № 95073263 Украина, МПК 6 F28G 7/00; B 08 B 3/10, 7/00. Спосіб очистки внутрішньої поверхні труб // Балтаханов А.М. Опубл. 25.12.1996. Бюл. № 4.
5. *Юткин Л.А.* Электрогидравлический эффект и его применение в промышленности. Л., 1986.
6. Оборудование и технологические процессы с использованием электрогидравлического эффекта / Под ред. Г.А. Гулого. М., 1977.
7. Патент 48224 Украина, МПК 7 F28G 7/00, B08B 9/00. Спосіб очищення внутрішньої поверхні труб від відкладень / Завода В.П., Тодышев В.Я., Дегтев Ю.Н., Ищенко Ж.Н. Опубл. 16.07.2001. Бюл. № 6.
8. Патент 33102 А Украина, МПК 6 F28G 7/00, B08B 3/10. Спосіб очищення внутрішньої поверхні труб від відкладень / Завода В.П., Тодышев В.Я. Опубл. 15.02.2001. Бюл. № 1.
9. *Гельфонд Л.А., Семкин Б.В.* О роли первой и последующих осцилляций разрядного тока при разрушении диэлектриков электровзрывом // Электронная обработка материалов. 1988. № 2. С. 39–43.

Поступила 14.10.04

Summary

The features are reviewed and influencing parameters of a discharge circuit three kinds of pattern of a discharge gap, frequency of following of discharges on a purification process of steel tubes with a minor diameter 20, 50, 70 mm from strong depositions is determined. Is rotined, that only disruptive discharge of a layer of depositions results in their destruction. The selection of pattern of a discharge gap and parameters of a discharge circuit depends on the characteristics of depositions and tubes, technological methods and demanded characteristics of a manufacturing process.

О КОНЦЕНТРАЦИИ ЭЛЕКТРОАКТИВНЫХ АТОМОВ ЭЛЕМЕНТОВ ПЕРЕХОДНЫХ ГРУПП В КРЕМНИИ

*Ташкентский государственный технический университет,
ул. Университетская, 2, г. Ташкент, 700095, Республика Узбекистан*

В [1, 2] показано, что концентрация электроактивных атомов элементов переходных групп (Cr, Mn, Fe, Co, Ni) в кремнии, а также в других полупроводниковых материалах составляет 1–10% от общей растворимости в решетке. Основная доля растворенных примесных атомов находится в кристаллической решетке в электронейтральном состоянии. Такая ситуация объясняется распадом электроактивных атомов элементов переходных групп в кремнии после диффузионного отжига [3]. Очевидно, этот вопрос требует детального изучения, так как атомы элементов переходных групп не только часто используются для управления временем жизни неосновных носителей тока в полупроводниках, но и полупроводниковые материалы, компенсированные этими элементами, обладают рядом уникальных свойств [4], позволяющих разработать и создать принципиально новые классы приборов функциональной электроники и датчиков физических величин [5].

В связи с этим приводятся результаты исследования поведения атомов марганца в кремнии. Выбор такой примеси диктовала тем, что, во-первых, воспроизводимая диффузионная технология легирования кремния атомами марганца достаточно хорошо отработана, во-вторых, в кремнии, легированном марганцем, наблюдается ряд интересных физических явлений, природа которых существенно зависит от концентрации электроактивных атомов марганца.

Образцы кремния, легированные марганцем, получали методом газовой диффузии в интервалы температур $T = 1000\text{--}1300^\circ\text{C}$ с шагом $\Delta T = 20\text{--}30^\circ\text{C}$. Время и температура диффузионного отжига рассчитывались таким образом, чтобы получить во всех случаях однородно легированный материал по всему объему. Во всех случаях до и после диффузии технологические и химические обработки образцов, давление диффузанта во время диффузии, скорость охлаждения и другие условия одинаковы. Образцы имели размеры $10 \times 3 \times 1 \text{ мм}^3$ и в каждой температуре легирования использовались по 4–5 образцов, чтобы обеспечить достоверность полученных результатов. В качестве исходного материала использованы промышленный кремний p -типа с удельным сопротивлением $\rho = 5 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, концентрация кислорода составляла $N_{\text{O}_2} = (5 - 7) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

Электрофизические параметры кремния легированного марганцем определяли методом эффекта Холла, одновременно в этих образцах измерялись времена жизни неосновных носителей тока. Концентрации электроактивных атомов N_{Mn}^A марганца определяли решением уравнения нейтральности на основе полученных данных из экспериментальных результатов. В компенсированных образцах p -Si <В, Mn> концентрация электроактивных атомов N_{Mn}^A определялась:

$$N_{\text{Mn}}^A = p_0 - p \pm N_{\text{тд}}, \quad (1)$$

для перекомпенсированных образцов n -Si <В, Mn>

$$N_{\text{Mn}}^A = p_0 + n + N_{\text{Mn}} f(E_1) + N_{\text{Mn}} f(E_2) + N_{\text{тд}} \quad (2)$$

где p_0 , p , n , $N_{\text{тд}}$ – соответственно равновесные концентрации дырок в исходном кремнии, концентрация дырок и электронов после диффузии, концентрация термодоноров в контрольных образцах, отожженных при одинаковых условиях. Без примесей марганца $f(E_1)$ и $f(E_2)$ – вероятность заполнения донорных энергетических уровней Mn в запрещенной зоне кремния.

На рис. 1 представлена зависимость удельного сопротивления образцов (при комнатной тем-

пературе) кремния, легированного марганцем, от температуры диффузионного отжига. Как видно (кривая 1), удельное сопротивление ρ -контрольных образцов с ростом температуры отжига увеличивается, а при интервале температур $T = 1120\text{--}1150^\circ\text{C}$ меняет тип проводимости и образцы становятся n -типом. Удельное сопротивление контрольных образцов, подвергнутых более высоким температурным отжигам, чем $T \leq 1150^\circ\text{C}$, монотонно уменьшается и остается n -типом. Эти результаты практически совпадают с литературными данными, которые связаны с генерацией термодоноров в исследуемой области температуры [6].

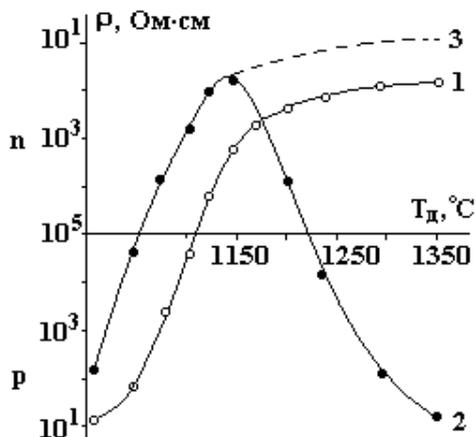


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления образцов от температуры диффузионного отжига 1 – контрольные образцы Si<B,O>, 2 – Si<B,O,Mn>, 3 – расчетные образцы

Удельное сопротивление образцов Si, легированных Mn (кривая 2), показывает, что с ростом температур диффузии оно увеличивается быстрее, чем контрольные образцы, и достигает максимального значения при $T = 1070\text{--}1075^\circ\text{C}$, затем меняется проводимость и образцы становятся n -типом. Дальнейший рост температуры диффузии приводит к уменьшению удельного сопротивления образцов. Образцы Si<B,Mn>, легированные атомами марганца при $T = 1180\text{--}1200^\circ\text{C}$, обладают наименьшими удельными сопротивлениями n -типа проводимости. Начиная с температуры диффузии при $T > 1200^\circ\text{C}$, удельное сопротивление образцов Si<B,O,Mn> увеличивается и при температуре диффузии $T = 1250\text{--}1260^\circ\text{C}$ достигает максимального значения и возвращается в первоначальный тип проводимости, переходя из n - в p -тип. Дальнейший рост температуры диффузии существенно уменьшает p -образцы, а удельное сопротивление образцов, легированных марганцем при $T = 1300\text{--}1305^\circ\text{C}$, имеет $\rho = 7\text{--}8$ Ом·см имеет p -тип проводимости, то есть практически восстанавливаются электрофизические параметры исходного кремния.

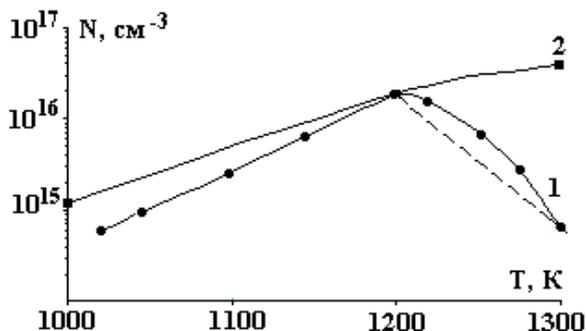


Рис. 2. Зависимость концентрации электроактивных атомов Марганца (1) и растворимости от температуры (2)

Зависимости концентрации электроактивных атомов марганца, расчетные данные вычисленные, с помощью уравнений (1) и (2), приведены на рис. 2. (кривая 1), а от температуры диффузии – кривой 2. Также для сравнения представлена общая растворимость Mn в кремнии от температуры диффузии. Как видно, в области температур $T = 1000\text{--}1200^\circ\text{C}$ концентрация электроактивных атомов марганца в кремнии увеличивается и с ростом температуры разница между растворимостью и концентрацией электроактивных атомов уменьшается, а при температурах диффузии $T = 1180\text{--}1200^\circ\text{C}$ практически все растворимые примесные атомы марганца становятся электроактивными. При диффузии $T \geq 1200^\circ\text{C}$, хотя растворимость увеличивается, концентрация электроактивных атомов марганца существенно уменьшается, а при $T = 1300^\circ\text{C}$ концентрация электроактивных атомов марганца находится в интервале $N_{\text{Mn}}^a = (6\text{--}8) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что составляет практически $\sim 1\%$ от растворимости Mn в кремнии при данной температуре.

Результаты исследования показали, что такое поведение атомов марганца в кремнии практически не зависит от скорости охлаждения образцов после диффузионного отжига. Поэтому можно

утверждать, что такая большая разница между растворимостью и концентрацией электроактивных атомов марганца в исследуемой области температур диффузии нельзя объяснить распадом твердого раствора в процессе охлаждения после диффузионного отжига.

Как известно [6], термодоноры и рекомбинационные центры практически генерируются при термоотжиге, их природа связана в основном с образованием различных комплексов с кислородом. Данные позволяют утверждать, что поведение примесных атомов марганца в кремнии в области температуры диффузии $T=1200-1300^{\circ}\text{C}$ может быть связано с образованием электронейтральных молекул между атомами марганца и кислорода. В пользу такого предположения могут служить следующие результаты:

– В исследуемой области температуры диффузии в образцах $\text{Si}\langle\text{B},\text{Mn}\rangle$, в отличие от контрольных, практически отсутствует генерация термодоноров, то есть в этой области температур не только существенно уменьшается концентрация электроактивных атомов марганца, но и полностью подавляется их генерация.

– Измерения времени жизни неосновных носителей тока в образцах $\text{Si}\langle\text{B},\text{Mn}\rangle$ показали, что оно не только существенно больше, чем в контрольных образцах при одинаковых условиях без марганца, но и больше (15–25)%, чем в исходных образцах.

– Показано образование электронейтральных молекул между атомами IV группы (S, Se) с атомами марганца (Mn-S и Mn-Se) в кремнии. Установлено, что более эффективная температура образования таких молекул составляет $T = 1100$ и $T = 820^{\circ}\text{C}$ соответственно.

На основании этих данных можно утверждать, что в температурной области $T=1200-1300^{\circ}\text{C}$ примесные атомы марганца активно участвуют в образовании молекулы с атомами кислорода. Из анализа полученных результатов установлена более эффективная температура образования молекул, которая находится в интервале $T = 1300-1305^{\circ}\text{C}$. В этой области температур практически все примесные атомы марганца в кремнии участвуют в молекуле образования. Образованные молекулы MnO занимают два соседних узла кремния, при этом примесный атом марганца забирает два несвязанных лишних электрона из атомов кислорода и образуется молекула типа $\text{Mn}^{-2}\text{O}^{+2}$. Она не нарушает ковалентно-тетраэдрическую связь в кремнии и образует новую элементарную ячейку типа $\text{Si}_2\text{Mn}^{-2}\text{O}^{+2}$. Образование таких молекул в кремнии не только обеспечивает электронейтральность, но и уменьшает участие атомов кислорода в образовании других различных комплексов ответственных за генерацию термодоноров, которые являются уровнями рекомбинации для носителей тока.

Эти данные позволяют не только определить природу электроактивных примесных атомов переходных групп в кремнии, но дают возможность получить материал со стабильными электрофизическими и рекомбинационными параметрами в широкой области температур термообработки. Следует отметить, что при этом появляется очень интересное новое направление – управление структуры кристаллической решетки кремния с помощью концентрации молекулы примесного атома марганца (то есть элементарную ячейку Si_2MnO), которое позволяет разработать принципиально новую технологию управления фундаментальных параметров полупроводниковых материалов, а также разработать новые типы гетероструктур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Емцев В.В., Мащовец Т.В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981.
2. Бахадирханов М.К., Болтакс Б.И. Компенсированный кремний. М., 1972.
3. Фистуль В.И. Взаимодействие примесей в полупроводниках. М., 1999.
4. Бахадирханов М.К., Болтакс Б.И., Куликов Г.С. Диффузия, растворимость и электрическая свойства марганца в кремнии // ФТТ. 1972. Т.14. С.181–186.
5. Мильвидский М.Г., Чалдышев В.В. Наноразмерные атомные кластеры в полупроводниках – новый подход к формированию свойств материалов // ФТП. 1998. Т. 32. № 5.
6. Фистуль В.И. Распад пересыщенных твердых растворов. М. 1977.

Поступила 26.07.04

Summary

Compensated Silicon doped with elements of transition group reveals a number of unique properties which strongly depend on the concentration of electric active atoms concentration. The paper is devoted to investigation of interaction among impurity manganese and silicon atoms. Investigation results showed that in the temperature range of 1200-13000 $^{\circ}\text{C}$ manganese atoms form electric neutral molecules with oxygen. Formation of such molecules in silicon provides not only electric neutrality, but also decreases participation of oxygen atoms in formation of other complexes which are responsible for generation of thermodonors and aggravation of electric and physical parameters of semiconductor devices.

НАМАГНИЧЕННОСТЬ ТОНКОГО ЛИТОГО АМОРФНОГО МИКРОПРОВОДА В НУЛЕВОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

^{*}Мадридский институт материаловедения, Кантобланко, 28049, Мадрид, Испания
^{**}НИИРР ЦМТ ТЕХМЕД,
 ул. Академией, 3/3, Кишинев, MD-2028, Республика Молдова

Существует задача по определению намагниченности бесконечного цилиндра [1, 2], для которой в общем случае не найдена аналитическая зависимость. Экспериментальная реализация модели бесконечного цилиндра может быть представлена в виде аморфного микропровода [3, 4] и, в частности, литого аморфного микропровода [5, 6] с радиусом жилы r_c меньшим доменной стенки. Специфическое распределение напряжений позволяет упростить решение задачи о намагниченности литого аморфного микропровода.

Запишем уравнение, определяющее намагниченность бесконечного цилиндра, в виде [1–4]

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

здесь $0 < \theta(\rho) < \pi/2$ – угол между осью цилиндра и вектором намагниченности, $\rho = r/r_c$ – относительная радиальная координата.

Представим область

$$\rho_0 < \rho < 1, \quad (1a)$$

где $(\rho_0)^2 = A/(Kr_c^2)$. По физическому смыслу ρ_0 – это относительный классический (по теории Ландау и Лифшица) размер доменной стенки, A – константа обменной энергии, K – энергия анизотропии рассматриваемого микропровода, которую для аморфных материалов зададим ниже. Если диаметр микропровода не достигает размеров, когда образуются домены ($\rho_0 > 0,1$), то внутри области, определяемой ρ_0 , намагниченность микропровода практически однородна и направлена вдоль оси цилиндра, то есть $\theta \sim 0$ [1–4].

Ниже увидим, что для случая положительной магнитострикции решение существует при любом ρ .

Если магнитострикция микропровода положительна, то $\eta = -1$, если отрицательна, то $\eta = 1$ (см., например, [3]).

Согласно результатам работы [4], примет вид функция

$$1/f(\rho) = |\sigma_m - \sigma_z|/(\sigma_z \rho_0^2), \quad (2)$$

где σ_m – максимальная из функций σ_ρ , σ_ϕ в случае положительной магнитострикции, и минимальная – в случае отрицательной (как увидим ниже, по случайному совпадению, использование σ_ρ или σ_ϕ не изменит вид $1/f(\rho)$). Напомним, что магнитную анизотропию в аморфных материалах определяет магнитострикция (при положительной магнитострикции анизотропия направлена по максимальному остаточному напряжению, а при отрицательной – перпендикулярна максимальному остаточному напряжению, и направлена по минимальному остаточному напряжению). Если $1/f(\rho) = 1/\rho_0^2$ (то есть пренебрегаем σ_m), то получим известное уравнение для цилиндра с одноосной анизотропией [1, 2] (для которого анизотропия $K \sim \lambda\sigma_z$ и не зависит от ρ). Ясно, что если в микропроводе будут одинаковые напряжения по осям ρ , ϕ , z , то он будет изотропным. Как видим, уравнение (2) правильно учитывает предельные случаи, хотя для промежуточных случаев нет математического обоснования этого уравнения.

Модель формирования напряжений в литом аморфном микропроводе рассмотрена в [5, 6]. Электрохимическое взаимодействие на поверхности жилы крепко сцепляет ее со стеклянной оболочкой. От наружной поверхности до радиуса b происходят релаксационные уменьшения этих напряжений. Согласно работам [5, 6], представим формулы для остаточных напряжений в жиле

микропровода в виде

$$\begin{aligned}\sigma_p &= P(1 - b^2 / \rho^2) + \sigma_0, \\ \sigma_\phi &= P(1 + b^2 / \rho^2) + \sigma_0, \\ \sigma_z &= \nu(\sigma_p + \sigma_\phi) \sim P + \sigma_0,\end{aligned}\quad (3)$$

где ν – коэффициент Пуассона (который в случае упругопластической релаксации изменяется от 0,3–0,5), а σ_0 – все остальные неучтенные напряжения, для которых выполняется $\sigma_0 < P$ [5,6]. Параметр P получен в [6] (далее сокращается), и он не приводится. Для функции $1/f(\rho)$ в уравнении (1) получим следующее асимптотическое выражение:

$$1/f(\rho) = b^2 / (\rho_0 \rho)^2. \quad (4)$$

Уравнение (1) имеет различную структуру для случаев микропровода с положительной и отрицательной магнитоотрицательностью, поэтому рассмотрим их отдельно.

а) Для отрицательной магнитоотрицательности примем $b \sim \rho_0$, и это упрощает функцию (4):

$$1/f(\rho) \sim 1/\rho^2. \quad (4a)$$

Условия получения (4a) для случая отрицательной магнитоотрицательности с физической точки зрения очень ясны, потому что в этом случае именно b определяет величину ρ_0 .

Получим уравнение

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

Частное решение уравнения (5), учитывающее граничные условия, рассмотренные выше, имеет вид

$$\begin{aligned}\theta(\rho/\rho_0) &= C \ln |\rho/\rho_0|, \\ C &= \pi \sqrt{2 \ln |1/\rho_0|}.\end{aligned}\quad (6)$$

Интегрируя выражение (6) от ρ_0 до единицы (вариация ρ_0 от 0,5 до 0,01 качественно не меняет результат), оценим его для относительной намагниченности микропровода:

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

Микропровод из кобальта имеет намагниченность $M_0 \sim (0,06-0,08)$ Т, тогда M может быть порядка 0,01 Т. Ненулевая намагниченность создает возможность естественного ферромагнитного резонанса, частоту которого оценим как

$$\Omega/2\pi \sim 2\pi\gamma M_{\text{eff}} \sim (1-2) \text{ ГГц}, \quad (8)$$

где $M_{\text{eff}} \sim M$ ($\gamma \sim 2,8$ МГц/Э).

Ранее в [7] экспериментально обнаружены резонансы для литого аморфного микропровода на основе Со. У исследованного в [7] микропровода большой диаметр жилы, но так как его магнитоотрицательность маленькая, можно предположить, что доменная структура в нем еще не образовалась и данная теория применима.

б) Для микропровода с положительной магнитоотрицательностью получим уравнение вида

$$\theta'' + \theta'/\rho - a^2/\rho^2 \sin \theta \cos \theta = 0, \quad (9)$$

здесь $a^2 = b^2 / \rho_0^2 + 1$, (10)

решение которого, учитывающее граничные условия (если $\rho = 0$, то $\theta = \pi$, и $\rho = 1$, то $\theta = \pi/2$), примет вид [8]:

$$\text{tg} \{ \theta / 2 \} = 1/\rho^2. \quad (11)$$

Структура решения (11) зависит только от относительного радиуса ρ .

(Решение (11) справедливо и для микропровода с отрицательной магнитоотрицательностью, где $a^2 = 1 - b^2/\rho_0^2$, если $b < \rho_0$). Существенно, что провод имеет остаточную намагниченность. В нем отсутствуют вращательные моды, найденные в [2]. Для относительной остаточной намагниченности получим

$$M/M_0 = 2 \int_0^1 dy / (y^2 + 1) - 1. \quad (12)$$

Если $a = 1$, $M/M_0 = 2 \ln 2 - 1 \sim 0,4$; $a = 2$, $M/M_0 = \pi/2 - 1 \sim 0,57$; $a = 10$, $M/M_0 = 0,88$. Считаем $M_0 \sim 0,1$ Т, тогда $M \sim 0,04-0,09$ Т, что подтверждается экспериментальными измерениями в тонком микропроводе на основе железа. Ненулевая намагниченность создает возможность для естественного ферромагнитного резонанса, частоту которого оценим из известной формулы Киттеля для цилиндра:

$$\Omega/2\pi \sim 2\pi\gamma M_{\text{eff}} \sim (7-17) \text{ ГГц}, \quad (13)$$

где $M_{\text{eff}} \sim M$.

Экспериментальное исследование естественного ферромагнитного резонанса в тонком аморфном микропроводе на основе сплава $(\text{Co Fe})_{75}(\text{B Si})_{25}$ с толщиной жилы $r_c \sim 0,5$ мкм по методике, описанной в [6], подтверждает существование резонанса. Частота ферромагнитного резонанса отличается от случая достаточно толстого микропровода, так как зависит от толщины стеклянной изоляции через параметр a . Наши измерения проведены на пределах возможности экспериментальной методики и нуждаются в уточнении.

Особую роль в характере поведения вектора намагниченности на поверхности микропровода должна играть поверхностная анизотропия. Остаточные осевые напряжения σ_z [6] на поверхности микропровода более чем в два раза превосходят $\sigma_p = \sigma_\phi$. Считая $\theta(\rho) = \pi/2 - \phi$, получим из (1) линеаризованное уравнение (аналогичные уравнения рассмотрены в [1, 2]). Так как рассматривается область, где $\rho \sim 1$, то в коэффициентах перед функциями ϕ' и ϕ можно предположить $\rho = 1$. Решения дифференциального уравнения имеют осцилляционный характер, что свидетельствует о возможности появления колебаний ϕ на поверхности микропровода. Причиной этого является возрастание осевых напряжений, приводящих к поверхностной анизотропии. Следовательно, перемагничивание микропровода под действием внешнего поля может инициироваться данными колебаниями на его поверхности (в отличие от толстого микропровода с доменной структурой, в котором доменная стенка движется из центральной области (где анизотропия меньше) к поверхности). Именно раскачивание поверхностных колебаний приведет при возрастании диаметра к образованию доменной структуры. Однако это требует дополнительных исследований.

Приведем выводы, отличающие полученный результат, от ранее известных (см., например, [1, 2, 4]):

– Он свидетельствует об отсутствии вращательных мод внутри литого аморфного микропровода (мод закручивания и выпучивания [1, 2]), а на поверхности микропровода могут существовать колебательные моды намагниченности.

– Найденные частоты естественного ферромагнитного резонанса для данных микропроводов качественно соответствуют экспериментальным результатам [7] (для отрицательной магнитострикции) и полученным измерениям на качественном уровне (для положительной магнитострикции).

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

ЛИТЕРАТУРЫ

1. Браун У.Ф. Микромагнетизм. М., 1974.
2. Aharoni A, Shtrikman S. Magnetization curve of the infinite cylinder // Phys. Rev. 1958. V.109. № 5. P.1522–1528.
3. Баранов С.А. Магнитные свойства микропровода с тонкой жилой // Эффекты Баркгаузена и аналогичные физические явления. Ижевск, 1995. С.12–14.
4. Antonov A., Dykhne A., A. Lagar'kov A., Usov N. Structure of 90° domain wall in Co based amorphous wire // Phys. A. 1997. V. 241. P. 425–427.
5. Баранов С.А. Изучение электрохимических и термопластических процессов, участвующих в формировании магнитной структуры микропровода // Электронная обработка материалов. 2002. № 3. С. 84–86.
6. 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.
7. Acher O., Jacquart P.-M., Boscher C.H.F. Magnetic properties of Co-based amorphous microwire // IEEE Translation on magnetic. (1994). V. 30. № 6. P. 4542–4544.
8. Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. К., 1983. С. 149–151.

Поступила 07.07.04

Summary

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

ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНАЯ ОЧИСТКА ТОЧНОГО ЛИТЬЯ

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

Электроразрядная очистка в активных средах (ЭРО) широко внедрена в литейном производстве мелкого, среднего и крупногабаритного литья [1]. ЭРО точного тонкостенного (с толщиной стенки < 8 мм) литья применяется незначительно из-за того, что для производства таких заготовок используются литейные формы и стержни из высокопрочных материалов, прочность на сжатие которых достигает порядка 10 МПа и выше, и для их разрушения требуется энергия $E \leq 5$ кДж, являющаяся критической для точных литых заготовок.

Экспериментально установлена (табл.1, рис.1) зависимость критических энергий ЭРО от толщины стенок точного литья из стальных, чугунных и алюминиевых сплавов. Полученная зависимость может служить ориентиром для расчета энергий ЭРО. Анализ полученных значений показывает, что использовать ЭРО для тонкостенного литья, полученного в оболочковых, керамических и других высокопрочных формах и стержнях, возможно только в том случае, если энергия импульсного нагружения при разрушении форм и стержней не превышает прочности самой отливки. Поэтому в большинстве случаев используются механические способы очистки точного литья, состоящие из большого объема ручного труда, и экологически вредные жидкости (кислот и щелочей) для разупрочнения формовочных материалов.

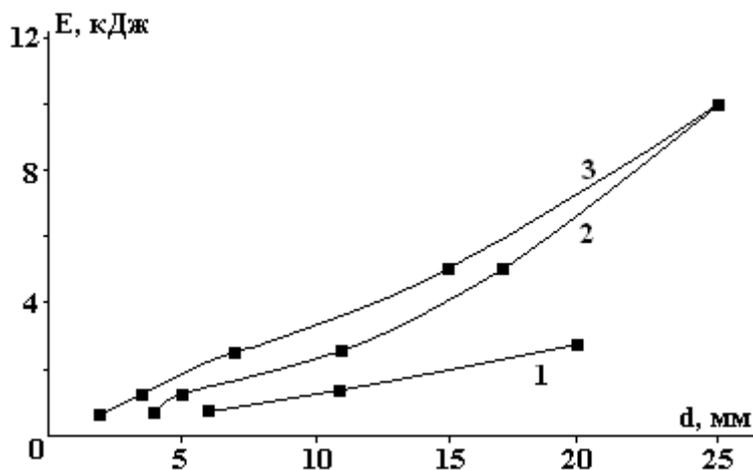


Рис. 1. Зависимость допустимых значений энергии разрядов от толщины стенок литых заготовок. 1 – отливка Ст 45; 2 – отливка Сч 28-48; 3 – отливка Al 6

Цель работы – изучение возможностей снижения прочности форм и стержней с использованием ЭРО в активных разрядных средах на основе поверхностно-активных веществ (ПАВ) и исключения вредных воздействий на материал отливки.

В качестве активной среды использован раствор адипиновой кислоты, относящийся к классу ПАВ-диспергаторов [2]. Показателем активности среды является величина, характеризующаяся отношением поверхностного натяжения среды к оптимальной концентрации в растворе ПАВ. Максимально возможная активность экспериментально установлена при 30% водном растворе адипиновой кислоты. Коэффициент поверхностного натяжения среды устанавливался по показателю смачиваемости поверхности формовочных смесей, и по сравнению с водой в два раза ниже, то есть равен примерно 36 эрг/см². Поскольку молекулы адипиновой кислоты (химическая формула $(\text{CH}_2)_4(\text{COOH})_2$) дефильны, состоят из полярной $(\text{COOH})_2$ и неполярной $(\text{CH}_2)_4$ частей, механизм разупрочнения фор-

мовочных смесей можно характеризовать адсорбционными явлениями, происходящими на границе полярных тел – формовочной керамической смеси SiO_2 и раствора с полярной составляющей.

Полярной частью молекула адипиновой кислоты ориентируется к поверхности форм и стержней. Подвижность молекул адипиновой кислоты примерно в два раза выше подвижности молекул воды, которые значительно глубже проникают в микротрещины формовочных смесей, образовавшихся во время спекания форм и стержней, и стремятся их раздвинуть до критических размеров. В процессе ЭРО растет температура активной разрядной среды, и адсорбционные явления значительно активизируются. Их максимальная активность, как показали эксперименты, наступает при температуре среды 60°C .

В качестве опытного образца точного литья использована отливка из ст.45 корпуса навесного замка, полученная в керамической литейной форме, имеющая стержень $d = 8$ мм и минимальную толщину стенок 10 мм. Прочность керамического стержня на сжатие – 12 МПа. Для разрушения стержня требуется энергия в разряде порядка 5 кДж [3], а это возможно для отливок с минимальной толщиной стенок (рис.1) не меньше 15 мм.

ЭРО опытной отливки проводилась разрядами энергией порядка 2,5 кДж, недостаток энергии разрушения восполнялся за счет активности разрядной среды. В табл.2 и на рис.2 представлена зависимость полноты очистки опытной отливки от времени ЭРО в активной разрядной среде – 30% водном растворе ПАВ – адипиновой кислоты при температуре 60°C . Для сравнения даны результаты экспериментальной ЭРО опытной отливки в водной разрядной среде разрядами с теми же параметрами. Полнота очистки определялась путем взвешивания выбитого стержня в процентном отношении к первоначальному весу.

Таблица 1. Зависимость допустимых значений энергии разрядов от толщины стенок литых заготовок

Запасенная энергия W , кДж	0,625	1,25	2,5	5,0	10,0
Толщина стенок литья из Ст45, мм	2,0	3,5	7,0	15,0	25,0
Толщина стенок литья из Сч 28-48, мм	4,0	5,0	11,0	17,0	25,0
Толщина стенок литья из А16, мм	6,0	11,0	20,0	–	–

Таблица 2. Результаты ЭРО опытной отливки в водной и активной разрядных средах

№ опыта	Энергия, кДж	Частота разряда, Гц	Время ЭРО, с	Полнота ЭРО, %	
				водная среда	активная среда
1	2,5	2	60	20	34
2	2,5	2	120	31	65
3	2,5	2	180	40	75
4	2,5	2	240	44	82
5	2,5	2	300	48	95

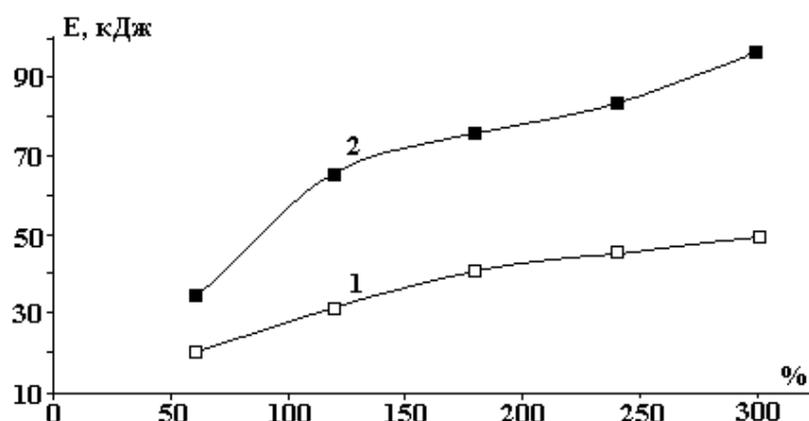


Рис. 2. Зависимость полноты очистки отливки от времени ЭРО при температуре разрядной среды 60°C . 1 – активная среда; 2 – водная среда

Таким образом, используя активные разрядные среды на основе ПАВ-диспергаторов, показана возможность более эффективной ЭРО точного литья.

Показатель полноты очистки опытной отливки при ЭРО в активной среде в 2 раза выше, чем при ЭРО в водной. Учитывая то, что ПАВ значительно проще утилизировать, чем щелочи и неорганические кислоты, которые при использовании для разупрочнения наносят вред не только окружающей среде, но и оборудованию, появляется возможность использования активной среды, но и ЭРО в комплексе для очистки как литья, так и оборудования от вредных, нежелательных лакокрасочных и других высокопрочных покрытий.

Полученные результаты являются отправной точкой в расширении возможностей ЭРО. Для разработки технологических принципов очистки точного литья необходимо проведение исследований на конкретных типах отливок из материалов разной сложности для прочностных характеристик форм и стержней.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ризун А.Р.* Исследование и оптимизация технологии электрогидроимпульсной выбивки стержней и очистки отливок. Дис... канд.техн.наук: 30.09.1983. Киев, 1984. 200 с. Машинопись.
2. *Абрамзон А.А.* Поверхностно-активные вещества: Свойства и применение. Л., 1981.
3. Методика расчета гидродинамических и электрических характеристик канала разряда электрогидравлических установок / АН УССР. Проектно-конструкторское бюро электрогидравлики; Сост. А.Р.Ризун, В.В. Иванов, О.М. Рыбка. Киев, 1982.

Поступила 09.12.04

Summary

In work results of experimental researches of overlapping of the electrocategory and active digit environments are submitted on the basis of the PEAHENS providing expansion of opportunities castings of electrodigit clearing and the equipment from undesirable coverings. For scientific and the technical officers borrowed with improvement and development of new technologies.
