

С.А. Силкин\*, В.И. Петренко\*\*, А.И. Дикусар\*\*\*

## АНОДНОЕ РАСТВОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИХ ХРОМОВЫХ ПОКРЫТИЙ В ЭЛЕКТРОЛИТАХ ДЛЯ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЙ РАЗМЕРНОЙ ОБРАБОТКИ: СКОРОСТЬ РАСТВОРЕНИЯ И ШЕРОХОВАТОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ

\*Приднестровский государственный университет им. Т.Г.Шевченко,  
ул. 25 Октября, 128, г. Тирасполь

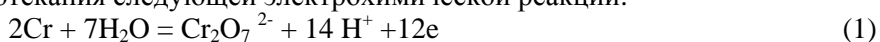
\*\*Институт прикладной физики АН Молдовы,  
ул Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, [dikusar@phys.asm.md](mailto:dikusar@phys.asm.md)

Модификация поверхности методами химической обработки, а также различными электрофизическими методами обеспечивает создание требуемых функциональных свойств этой поверхности, включая улучшение коррозионных, механических характеристик, повышение износостойкости или достижение требуемых оптических или электрических свойств. Одним из подобных методов (достаточно распространенных в настоящее время) является электролитическое хромирование поверхности. Уникальное сочетание свойств таких покрытий (высокие коррозионная и износостойкость, возможность достижения полированной поверхности) служит причиной того, что, несмотря на существование экологических рисков их получения из соединений шестивалентного хрома, такая технология до сих пор широко используется в промышленности.

Анодное травление (растворение) вышеуказанных покрытий с целью получения отверстий или углублений, в том числе сложной формы, а также просто для их утонения может быть достаточно эффективным методом размерной обработки (микрообработки) таких поверхностей.

Анодное растворение хрома в электролитах для электрохимической размерной обработки (ЭХРО) достаточно хорошо изучено [1–4], однако при анодном растворении тонких пленок – электролитических хромовых покрытий могут наблюдаться принципиальные особенности их анодного растворения, исследование которых и является целью настоящей работы.

Как показано в [2–4], анодное растворение хрома в электролитах для ЭХРО – классический пример транспассивного растворения с постоянным тафелевским наклоном, не зависящим от природы аниона раствора вплоть до очень высоких плотностей тока, и выходом по току, практически равным 100%, в предположении протекания следующей электрохимической реакции:



в различных электролитах. В [2] показано, что растворение в соответствии с вышеуказанной суммарной электродной реакцией может наблюдаться без заметных концентрационных ограничений до плотностей тока порядка 45 А/см<sup>2</sup>.

Наиболее широко применяемыми электролитами для ЭХРО различных материалов являются нитратные и хлоридные электролиты, а также их смеси. В настоящей работе описано исследование анодного растворения хромовых покрытий в растворах хлорида и нитрата натрия. Поскольку при ЭХРО, как правило, используются высокие плотности тока, исследование проводилось до плотностей тока 15 А/см<sup>2</sup>. Как показано в [5], при столь высоких плотностях тока существенную роль должны играть эффекты поверхностного выделения тепла. Применительно к анодному растворению хрома в нитратах эффекты влияния поверхностного выделения тепла описаны в [6]. Очевидно, что анализ результатов настоящего исследования должен проводиться с учетом подобных эффектов.

### Методика эксперимента

Электролитические хромовые покрытия получали из стандартного электролита хромирования при плотности тока 300 мА/см<sup>2</sup> и температуре 55<sup>0</sup>С в ячейке с объемом электролита 400–500 см<sup>3</sup> и свинцовым анодом. Время осаждения подбиралось таким образом, чтобы толщина покрытий находилась в интервале от 26 до 32 мкм. Специально толщина покрытий не измерялась, а приведенные ниже значения толщин слоев после растворения получены на основе расчетных значений разницы толщины хромового покрытия и растворенного слоя.

*Анодное растворение* осуществляли с использованием вращающегося дискового электрода (ВДЭ) из стали Ст3 диаметром 10 мм. Толщина электрода – 5 мм. На эти образцы наносились слои хрома по методике, описанной выше. Образцы вставляли заподлицо в обойму из фторопласта и закрепляли на валу ВДЭ. Скорость вращения ВДЭ изменяли от 0 до 1050 об/мин. Растворение проводили в 2М растворах NaCl и NaNO<sub>3</sub> при объемной температуре раствора 20<sup>0</sup> С. Количество пропущенного электричества подбирали таким образом, чтобы расчетная величина съема материала (средняя толщина растворенного слоя) изменялась от 10 до 20 мкм. Анодное растворение проводили в интервале плотностей тока от 0,1 до 15 А/см<sup>2</sup>.

*Измерения выхода по току процесса растворения, исследование морфологии и шероховатости поверхности.* Измерения выхода по току проводили после процесса растворения измерением потери в весе (расчет выхода по току).

Шероховатость поверхности определяли по  $R_a$  с использованием профилографа-профилометра Surtronic (Taylor Hobson, GB) по базе 0,8 мм в 10–12 точках поверхности. В работе приведены средние значения вместе со стандартными отклонениями. Параллельно с измерением шероховатости поверхности оценивали ее морфологию с помощью электронной микроскопии (сканирующего электронного микроскопа TESCAN VEGA). Шероховатость поверхности определяли как до процесса растворения, так и после. Измерения шероховатости до растворения (исходные значения  $R_a$ ) были обусловлены необходимостью проверки возможности влияния исходной шероховатости на измеряемые значения  $R_a$ . После обработки с этой целью образцы до обработки (травления) сортировались так, чтобы растворение при одних и тех же условиях проводилось на образцах с различными исходными значениями  $R_a$ . Исходные значения  $R_a$  (после хромирования) изменялись от 0,21 до 0,71 мкм.

#### Результаты и их обсуждение

Как правило, качество обработанной поверхности (в данном конкретном случае оцениваемое ее шероховатостью) является функцией фундаментальных кинетических характеристик электродного процесса [7–9]. Известно, например, что шероховатость поверхности резко снижается при достижении концентрационных ограничений скорости реакции, при анодном растворении – при достижении анодных предельных токов, обусловленных солевой пассивацией [3, 4, 7–10]. Кроме того, очень часто шероховатость поверхности связана с исходной шероховатостью, то есть является наследственной.

С целью проверки предположения о том, какую роль играет наследственная шероховатость в измеряемых значениях  $R_a$ , были проведены эксперименты, в которых значения  $R_a$ , полученные после проведения процесса хромирования, существенно различались, а условия анодного травления покрытия были идентичными. Анодное растворение проводили в растворах NaCl на одинаковую глубину травления (15 мкм, средняя толщина хромового покрытия равнялась 26 мкм) в интервале плотностей тока 1–10 А/см<sup>2</sup> в отсутствие перемешивания. Результаты приведены в таблице. Видно, что исходная шероховатость поверхности ни в одном из проведенных экспериментов не влияет на измеряемые значения  $R_a$  (таблица).

*Шероховатость поверхности хромированных образцов после травления в 2 М NaCl без перемешивания*

| № п/п | $R_a^{исх}$ , мкм | $i$ , А/см <sup>2</sup> | $R_a$ , мкм | $R_a^{сп}$ , мкм |
|-------|-------------------|-------------------------|-------------|------------------|
| 1     | 0,21 ± 0,03       | 0,1                     | 0,45 ± 0,07 | 0,51 ± 0,07      |
| 2     | 0,64 ± 0,03       |                         | 0,56 ± 0,07 |                  |
| 3     | 0,58 ± 0,08       | 1,0                     | 0,33 ± 0,03 | 0,35 ± 0,03      |
| 4     | 0,23 ± 0,02       |                         | 0,36 ± 0,02 |                  |
| 5     | 0,71 ± 0,04       | 7,0                     | 0,58 ± 0,02 | 0,53 ± 0,04      |
| 6     | 0,28 ± 0,02       |                         | 0,48 ± 0,04 |                  |
| 7     | 0,53 ± 0,02       | 10,0                    | 0,64 ± 0,03 | 0,64 ± 0,03      |

На достигаемые значения шероховатости оказывают влияние природа иона электролита и плотность тока (рис. 1–5). Как видно из результатов, приведенных на рис. 1 (см. также рис. 2, 3), в значительной степени значение  $R_a$  определяется глубиной удаленного слоя, то есть толщиной пленки покрытия, оставшейся после анодного травления. Этот эффект характерен для растворения как в хлоридах, так и нитратах (рис. 1). Очевидно, что причина наблюдаемых эффектов связана с возникновением растягивающих остаточных напряжений в тонкой пленке, остающейся после растворения зна-

чительной части покрытия. Следствием этого является их трещиноватость, которая в максимальной степени наблюдается при растворении в хлоридном растворе (рис. 2).

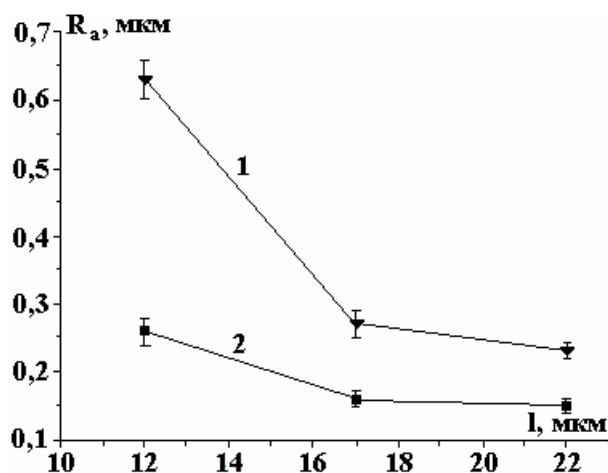


Рис. 1. Влияние толщины слоя хрома, оставшегося после анодного растворения в растворах NaCl (1) и NaNO<sub>3</sub> (2) при плотности тока 1 А/см<sup>2</sup> и скорости вращения ВДЭ 1050 об/мин

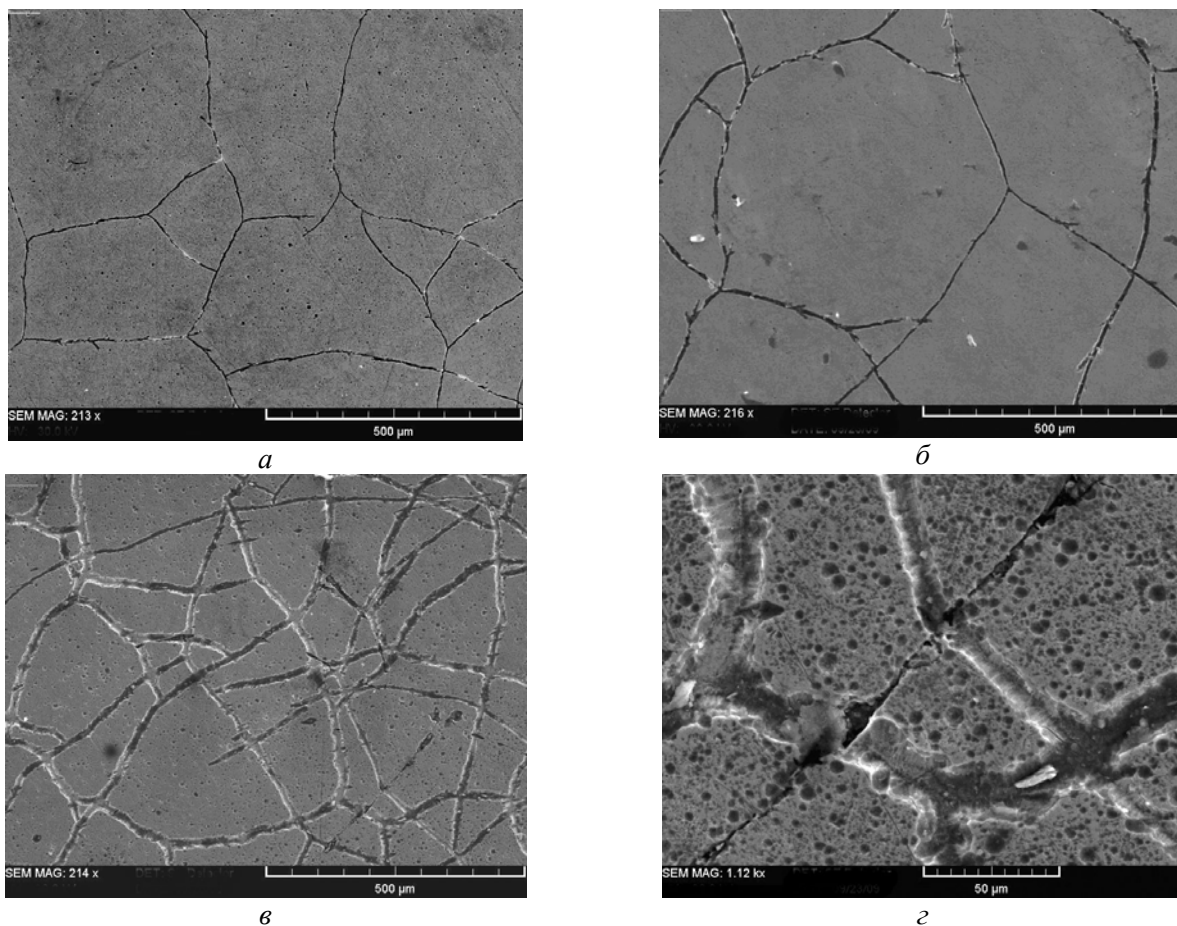


Рис. 2. Морфология поверхности хрома после анодного удаления в 2М NaCl слоя толщиной 10 мкм (а), 15 мкм (б) и 20 мкм (в, г) при плотности тока 1 А/см<sup>2</sup> и скорости вращения ВДЭ 1050 об/мин. Средняя толщина хромового покрытия перед обработкой 32 мкм

В нитратном растворе шероховатость гораздо ниже вследствие существенно меньшей трещиноватости. Практически единственной причиной, определяющей шероховатость при растворении в нитратном растворе, служит образование питтингов (рис. 3). И если после растворения в хлориде имеет место как трещиноватость, так и питтинг, то для поверхности после растворения в нитрате характерно наличие практически только питтинга (сравни рис. 2 и 3). Трещиноватость, если и имеет место, то в существенно меньшей степени (рис. 5).

Факт существенного влияния природы аниона раствора на качество поверхности при одних и тех же режимах обработки является принципиально важным, потому что кинетические характеристики электродного процесса растворения хрома в этих условиях одинаковые [2]. Наблюдаемые особенности влияния природы аниона на морфологию поверхности свидетельствуют о том, что анионы электролита принимают непосредственное участие в формировании поверхностного слоя в процессе растворения.

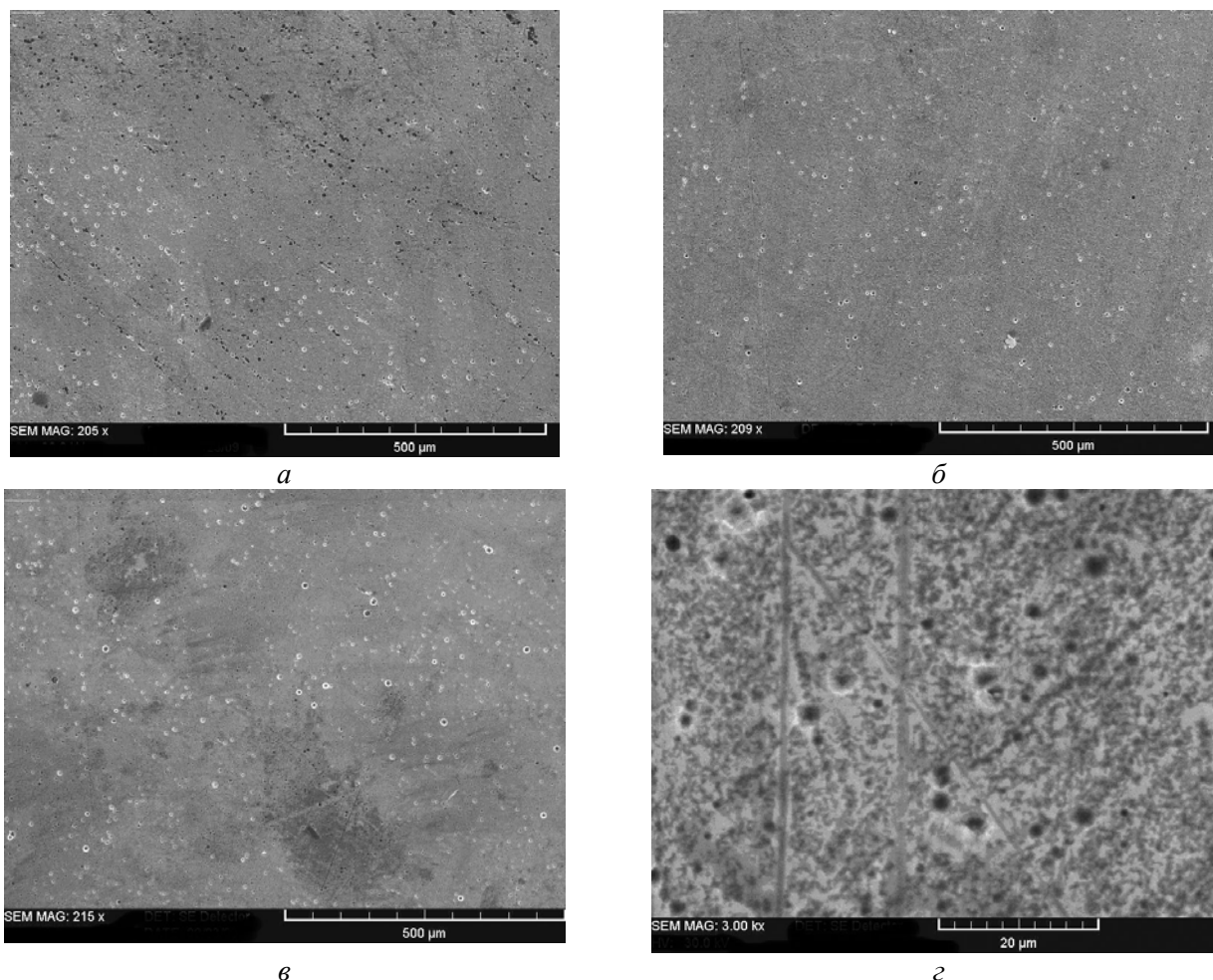


Рис. 3. Морфология поверхности хрома после анодного удаления в 2М NaNO<sub>3</sub> слоя толщиной 10 мкм (а), 15 мкм (б) и 20 мкм (в, г) при плотности тока 1 А/см<sup>2</sup> и скорости вращения ВДЭ 1050 об/мин. Средняя толщина хромового покрытия перед обработкой 26 мкм

В [2] показано, что выход по току растворения в исследованном интервале плотностей тока (для массивных образцов) не зависит от плотности тока и равен  $103 \pm 1\%$ . Такое же значение получено и в настоящем исследовании (причем как для хлоридных растворов, так и нитратных), но только для плотностей тока растворения 1 А/см<sup>2</sup>, то есть для таких условий, при которых шероховатость поверхности была минимальной (рис. 4). Выходы по току, полученные при растворении в области более низких и высоких плотностей тока, оказались более высокими и достигали (в максимуме) 109%, чего не наблюдалось при растворении массивных образцов. Не исключено, что увеличение шероховатости поверхности и ее трещиноватости каким-то образом связано с ростом выхода по току, в частности с увеличением доли трехвалентного хрома как продукта анодного растворения. (В [2] показано, что увеличение выхода по току на 3% по сравнению с рассчитанным на образование Cr(VI) в процессе растворения массивных образцов обусловлено частичным растворением в виде соединений трехвалентного хрома.)

Влияние плотности тока на качество получаемой поверхности является двояким. В области низких плотностей тока растворения (до 1 А/см<sup>2</sup>) увеличение плотности тока (скорости растворения пленки) приводит к уменьшению шероховатости, но при более высоких  $i$  наблюдается ее рост (рис. 4, 5). Очевидная причина роста шероховатости и увеличения трещиноватости пленки – рост по-

верхностной температуры при повышении плотности тока. Как показано в [6], приращение поверхностной температуры по сравнению с объемной применительно к анодному растворению хрома (в нитратах) определяется следующим выражением:

$$\Delta T_s = \frac{i(\pi + \varepsilon)}{\alpha} + \frac{k' i^2}{\alpha \sqrt{\omega k}}, \quad (2)$$

где  $\Delta T_s$  – приращение поверхностной температуры,  $i$  – плотность тока,  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи,  $\omega$  – частота вращения диска,  $\pi$  – аналог коэффициента Пельтье,  $\varepsilon$  – поляризация,  $k$  – электропроводность электролита. Согласно (2) приращение поверхностной температуры определяется тремя источниками: ростом ее вследствие эффекта Пельтье ( $i\pi$ ), поверхностным разогревом, обусловленным перенапряжением (поляризацией)  $i\varepsilon$ , и джоулевым разогревом приэлектродной области (последний член в уравнении (2)).

Вклад джоулева разогрева увеличивается с ростом плотности тока, поскольку в этом случае приращение температуры пропорционально квадрату плотности тока. Расчет по (2) показывает, что если при  $0,1 \text{ А/см}^2$  приращение поверхностной температуры пренебрежимо мало, то при  $1 \text{ А/см}^2$  и скорости вращения  $1000 \text{ об/мин}$  оно составляет  $4^\circ\text{С}$ , а при плотностях тока  $10$  и  $15 \text{ А/см}^2$  и той же скорости вращения ВДЭ соответственно  $42$  и  $67^\circ\text{С}$ . Очевидно, что существенный поверхностный разогрев, при котором температура поверхности становится близкой к температуре кипения раствора, должен влиять на формирование поверхности. Следствием этого является рост шероховатости поверхности, обусловленный в основном ее трещиноватостью. В максимальной степени эта закономерность проявляется в хлоридных растворах (рис. 2), но она отмечается и при растворении в нитрате (рис. 5).

Видно, что при наличии поверхностного разогрева происходит разупрочнение поверхности. В [11] показана взаимосвязь прочности поверхностных покрывающих слоев и термокинетических явлений при электрохимическом растворении. В этой работе было показано, что достижение критического температурного перепада  $\Delta T_s^{\text{кр}}$  приводит к полному разрушению поверхности, вследствие чего в продуктах растворения могут находиться продукты обработки не только в растворимом, но и твердом виде. В условиях описываемых экспериментов  $\Delta T_s^{\text{кр}}$ , как следствие, интенсивного джоулева разогрева не достигается, но разупрочнение имеет место. Не исключено, что наблюдаемое повышение выхода по току является результатом именно разупрочнения поверхности и повышенной трещиноватости, приводящей к механическому отделению частиц покрытия.

Снижение поверхностной температуры должно наблюдаться при росте скорости перемешивания (при увеличении коэффициента теплоотдачи, снижающего поверхностный разогрев, а также уменьшающего джоулев разогрев поверхности (см. (2)). Действительно, при росте  $\omega$  шероховатость поверхности, измеренная после растворения при фиксированной плотности тока, снижается (рис. 6). Об этом же свидетельствуют исследования морфологии поверхности с использованием сканирующей электронной микроскопии (рис. 7). Результаты, приведенные на рис. 4, показывают, что рост поверхностной температуры в большей степени сказывается на растворении в хлоридных растворах.

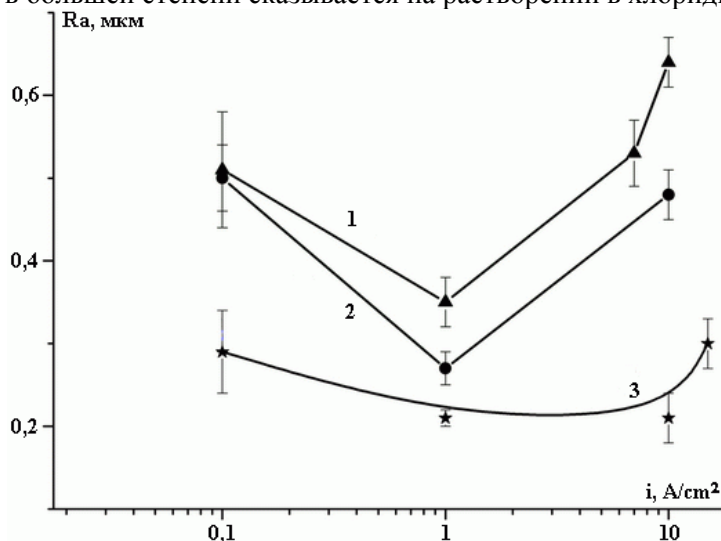
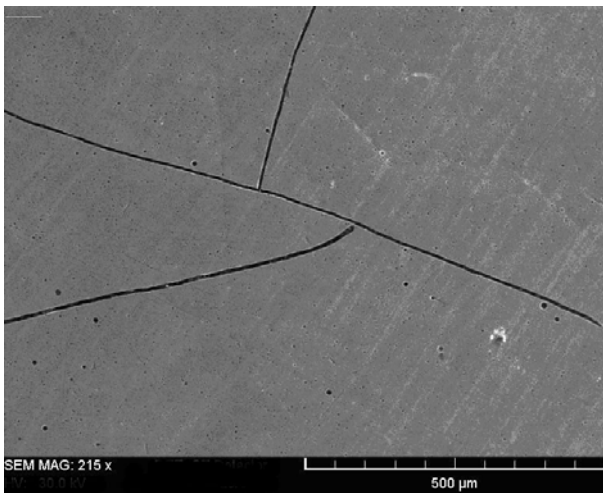
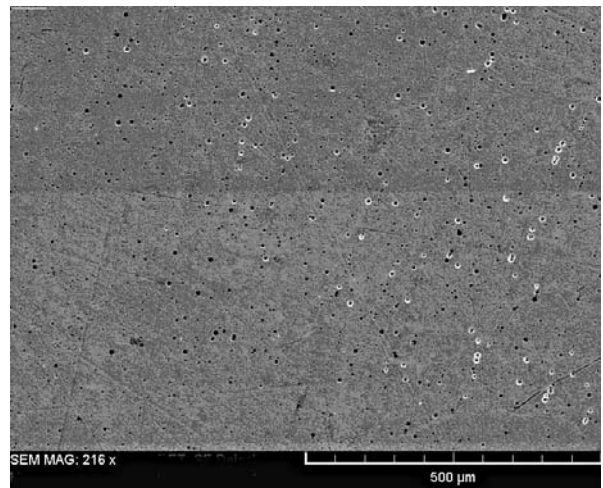


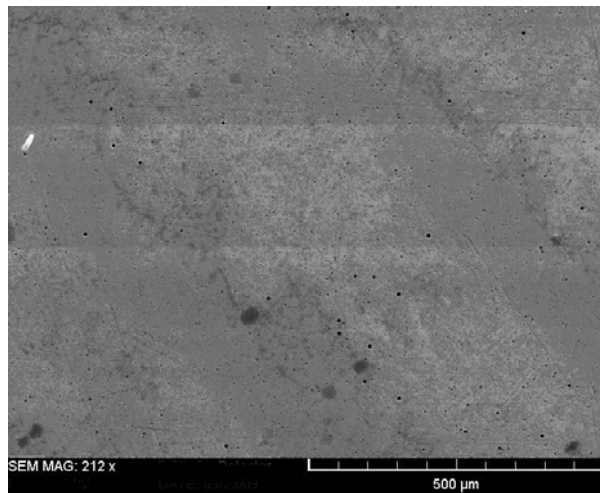
Рис. 4. Зависимость шероховатости обработанной поверхности от плотности тока анодного растворения в  $\text{NaCl}$  (1, 2) и  $\text{NaNO}_3$  (3) при отсутствии вращения (1) и при скорости вращения ВДЭ  $1050 \text{ об/мин}$  (2, 3). Толщина удаленного слоя  $15 \text{ мкм}$  при средней толщине покрытия  $26 \text{ мкм}$



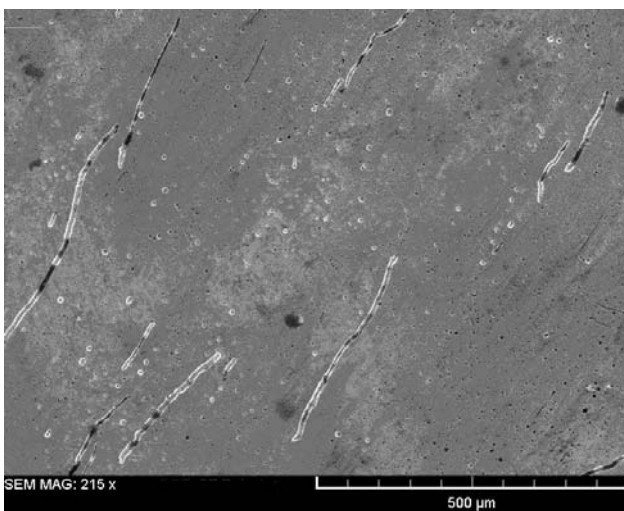
*a*



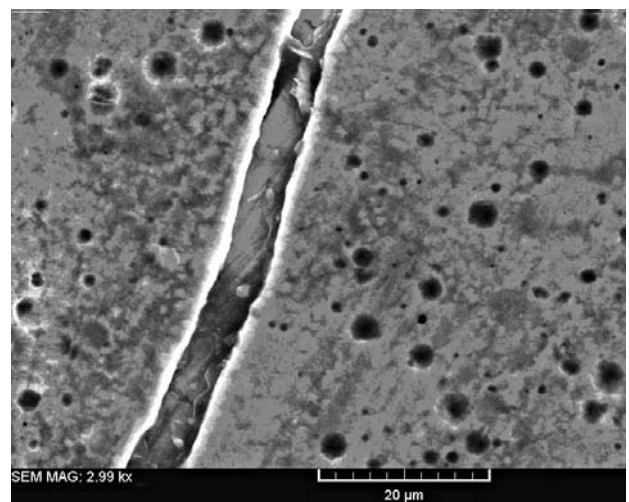
*б*



*в*



*г*



*д*

*Рис. 5. Влияние плотности тока на морфологию хромового покрытия при обработке в нитратном растворе при плотности тока,  $A/cm^2$ : *a* – 0,1; *б* – 1; *в* – 10; *г*, *д* – 15. Скорость вращения ВДЭ 1050 об/мин. Толщина удаленного слоя 15 мкм при средней толщине покрытия 26 мкм*

Детальное обсуждение причин снижения шероховатости с ростом плотности тока в условиях изотермичности, то есть при отсутствии поверхностного разогрева, выходит за рамки настоящей работы. Можно лишь предположить, что наблюдаемая взаимосвязь (снижение шероховатости поверхности при росте плотности тока в отсутствие концентрационных ограничений скорости реакции) обусловлена соотношением скоростей движения дислокаций в электрическом поле при растворении, приводящем к ее разупрочнению, и скоростью растворения пленки.

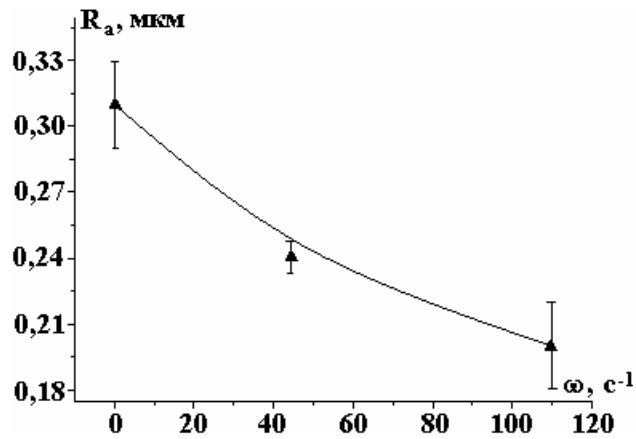


Рис. 6. Зависимость шероховатости обработанной поверхности от скорости вращения ВДЭ при обработке в нитратном растворе при плотности тока  $1 \text{ А/см}^2$  и глубине травления  $15 \text{ мкм}$

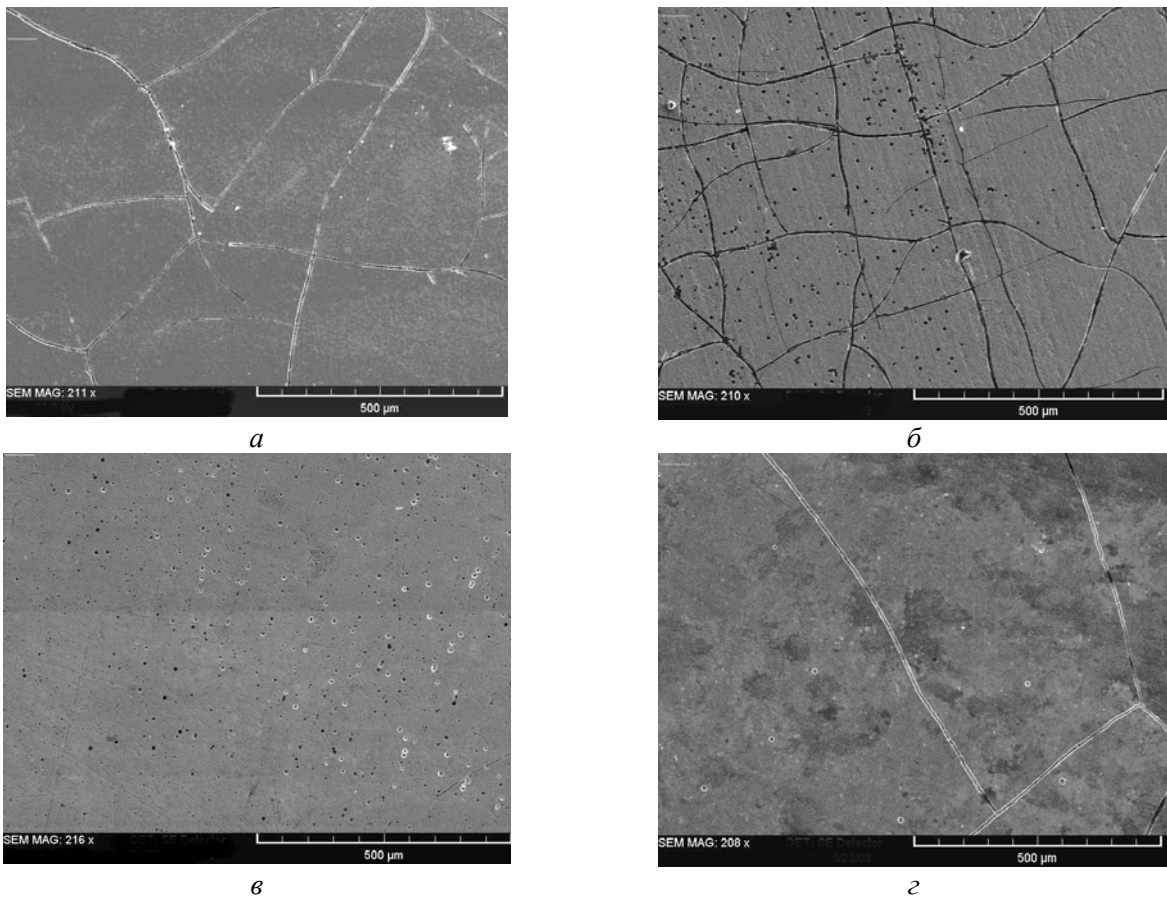


Рис. 7. Влияние скорости перемешивания на морфологию поверхности хромового покрытия при обработке в хлоридном (а, б) и нитратном (в, г) электролитах при плотности тока  $1$  (в, г) и  $10 \text{ А/см}^2$  (а, б), скорости вращения ВДЭ  $1050 \text{ об/мин}$  (а, в) и без вращения (б, г)

Очевидное прикладное значение результатов проведенного исследования обусловлено следующим: если с точки зрения скорости обработки выбор электролита не имеет принципиального значения, то с точки зрения качества поверхностного слоя необходимо применение нитратных растворов, причем при интенсивных гидродинамических потоках для снижения поверхностного разогрева и улучшения качества поверхности. Кроме того, существенное отличие хромовых покрытий, имеющих конечную толщину, от массивных образцов состоит в том, что шероховатость получаемой поверхности и ее механические свойства после ЭХРО должны зависеть от толщины растворенного слоя и будут определяться припуском под обработку.

#### Заключение

Результаты настоящего исследования показывают, что анодное растворение электролитических хромовых покрытий в электролитах для ЭХРО (и при достаточно высоких плотностях тока, ис-

пользуемых при ЭХРО) имеет существенные особенности, заключающиеся в значительном влиянии на качество поверхности (ее шероховатость и трещиноватость) природы аниона раствора, чего не должно было быть, если бы учитывались только кинетические особенности электродного процесса. Эти результаты позволяют принять гипотезу об участии аниона раствора в процессе формирования поверхности при растворении. Показаны особенности растворения, обусловленные малой толщиной пленки (увеличение трещиноватости и шероховатости поверхности при росте толщины растворенного слоя) и влиянием поверхностного разогрева на качество поверхностного слоя. Показана целесообразность применения нитратных растворов в сочетании с высокими плотностями тока и интенсивным потоком электролита в условиях электрохимической микрообработки поверхностных слоев из хромовых покрытий.

Финансирование работы осуществлялось в рамках государственных программ Республики Молдова “Электрофизикохимические поверхностные процессы микро-нанометрического масштаба” и “Многослойные наноструктурированные материалы, получаемые электрохимически: изучение трибологических, коррозионных и магнитных свойств”.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Саушкин Б.П. Анодное растворение железа, хрома и хромистых сталей в нейтральных растворах хлорида и хлората натрия при высоких плотностях тока // Электронная обработка материалов. 1974. № 6. С. 5–9.
2. Аржинтарь О.А., Дикусар А.И., Петренко В.И., Петров Ю.Н. Анодное растворение хрома в нейтральных растворах при высоких плотностях тока // Электронная обработка материалов. 1974. № 6. С. 9–14.
3. Дикусар А.И., Энгельгардт Г.Р., Петренко В.И., Петров Ю.Н. Электродные процессы и процессы переноса при электрохимической размерной обработке металлов. Кишинев: Штиинца, 1983.
4. Давыдов А.Д., Козак Е. Высокоскоростное электрохимическое формообразование. М.: Наука. 1990.
5. Дикусар А.И., Энгельгардт Г.Р., Молин А.Н. Термокинетические явления при высокоскоростных электродных процессах. Кишинев: Штиинца, 1989.
6. Молин А.Н., Дикусар А.И., Энгельгардт Г.Р. Особенности поверхностного выделения тепла при высокоскоростном анодном растворении хрома в нитратных растворах // Электрохимия. 1986. Т.22. № 1. С. 131–134.
7. Landolt D., Muller R.H., Tobias Ch.W. High Rate Anodic Dissolution of Copper // J. Electrochem. Soc. 1969. V. 116. P. 1384–1390.
8. Datta M., Landolt D. On the Role of Mass Transfer in High Rate Dissolution of Iron and Nickel in ECM Electrolytes. 1. Chloride Solutions // Electrochim. Acta. 1980. V. 25. № 11. P. 1255–1262.
9. Landolt D., Muller H., Tobias C.W. Transport Processes in ECM // Fundamentals of Electrochemical Machining. 1971. P. 200–226.
10. Яковец И.В., Звонкий В.Г., Коблов В.В., Дикусар А.И. Электрохимическая размерная обработка сложнопрофильных отверстий малой глубины в деталях из хромоникелевых сплавов в хлоридных растворах // Металлообработка. 2006. № 2. С. 22–26.
11. Dikusar A.I., Mustyatsse A.N., Yushchenko S.P. The Thermokinetic Instability of Surface-covering Layers during High-Rate Anodic Dissolution Controlled by Mass Transfer // Russian J. of Electrochem. 1997. V. 33. № 2. P. 151–159.

Поступила 01.12.09

#### Summary

By the example of dissolution under conditions of the controlled hydrodynamics (rotating disk electrode) the distinctions of the surface formation resulted from the anode dissolution of the electrolytic chromium films in the electrolytes for the electrochemical machining (ECM) (in chlorides and nitrates at the current densities of 0.1 – 15 A/cm<sup>2</sup>) have been shown. Irregularity of the produced surface was not considered intrinsic and was correlated with the nature of the solution anion. In the chlorides it was characterized by the fracture formation due to weakening of the surface and pitting-formation, while in nitrates it was actually only pitting-formation. The influence of the current density and the chromium film surface heating at high current densities, alongside with the dimensions of the layers remaining after the chromium film dissolution, on the degree of the surface weakening and its irregularity has been shown. Expedience of the nitrate solutions use at the electrolyte flow high velocities during the electrochemical micro processing of such surfaces has been demonstrated.



В.Ф. Гологан\*, Ж.И. Бобанова\*, Э.В. Монайко\*\*, В.А. Мазур\*\*\*,  
С.Х. Ивашку\*, Е. Кирияк\*

### ОСОБЕННОСТИ ВЛИЯНИЯ ИНДУКТИВНО-ЕМКОСТНОГО УСТРОЙСТВА НА НАЧАЛЬНУЮ СТАДИЮ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОЛИТИЧЕСКИХ ПОКРЫТИЙ МЕДИ

*\*Институт прикладной физики АН Молдовы,  
ул. Академией, 5, Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, [bobanova@phys.asm.md](mailto:bobanova@phys.asm.md)*

*\*\* Технический университет Молдовы,  
ул. Штефана чел Маре, 168, Кишинев, MD-2004, Республика Молдова*

*\*\*\* Институт химии АН Молдовы,  
ул. Академией, 3, Кишинев, MD-2028, Республика Молдова*

Природа и состояние поверхности катода, а также условия электролиза определяют начальное образование и распределение зародышей на поверхности, которые обуславливают последующий характер формирования осадка [1, 2]. На начальной стадии образования покрытия подложка оказывает ориентирующее влияние на его структуру. При осаждении покрытия образуются разнообразные кластеры, которые при дальнейшем росте становятся кристаллическими, нанокристаллическими или аморфными образованиями. Характер разрастания катодного осадка зависит от соотношения скоростей возникновения и роста центров кристаллизации, поэтому структура катода оказывает на него заметное влияние.

Если поверхность катода покрыта плотными оксидными пленками, обладающими мелкокристаллической структурой, то при нанесении меди возникает значительное количество центров кристаллизации. При осаждении на медную подложку число центров кристаллизации уменьшается и на поверхности формируются крупные кристаллы, питание которых обеспечивается как за счет поверхностной диффузии, так и за счет диффузии из глубины раствора.

Подложка оказывает влияние на кристаллизацию осадков и через соотношение активных и пассивных участков на ней, ее макро- и микрорельефа. Величина активной поверхности больше у полированных поверхностей, чем у грубообработанных, что оказывает существенное влияние на образование зародышей и их размещение на поверхности, так как диффузионный режим питания активных участков резко меняется в зависимости от рельефа поверхности электрода. Характер первоначально образующегося осадка под влиянием рельефа поверхности и ее степени активности сохраняется в процессе электролиза в течение 20–30 мин [2].

Более равномерная и упорядоченная структура покрытий была получена при осаждении меди на монокристаллические электроды [3, 4]. На поверхности медного катода расположение кристаллических зародышей было связано с кристаллическим индексом грани. Ориентирующее влияние граней куба проявлялось сильнее, чем грани октаэдра.

В случае значительной пассивации поверхности катода ориентирующее влияние характера грани на возникновение кристаллических зародышей незначительное. Зародыши возникали в местах структурных нарушений оксидной пленки, где ее толщина оказалась меньшей.

Наряду с подложкой существенное влияние на формирование осадков оказывают условия электролиза [3, 4]. Путем варьирования плотностью тока и типом подложки были получены кристаллы различного вида, различающиеся между собой внешней формой и размерами. Образование каждого из видов кристаллов тесно связано с отличающимся типом подложки и электрохимическими условиями.

Ранее показано, что параметры (индуктивность и емкость) индуктивно-емкостного устройства (ИЕУ), подключаемого к источнику тока, оказывают существенное влияние на кинетику процесса, структуру и физико-механические свойства покрытий, в том числе и меди [5–7]. Поэтому в настоящей работе было уделено особое внимание изучению влияния ИЕУ на начальную стадию кристаллизации электролитических покрытий меди.

### Методика исследований

Покрyтия меди осаждали на поверхность (110) монокристалла молибдена, полученного зонной плавкой в электронно-лучевой установке [8]. Поверхность образца предварительно обрабатывали по следующим методикам: 1 – полирование на вращающемся влажном фетровом диске с применением порошка окиси хрома с размерами фракций не более 2 мкм с последующим обезжириванием поверхности венской известью и активированием в 30% соляной кислоте в течение двух секунд; 2 – электрохимическое полирование с использованием сульфатного электролита ( $\text{CuSO}_4$  – 112 г/л,  $\text{H}_2\text{SO}_4$  – 159 г/л) при его температуре 20<sup>0</sup>С и плотности тока 0,2 кА/м<sup>2</sup> (при этих условиях полирования отсутствует пассивация поверхности); 3 – полирование вручную при помощи алмазной пасты с размерами фракций не более 2 мкм и последующим обезжириванием медицинским спиртом.

Покрyтия осаждались в сульфатном электролите ( $\text{CuSO}_4$  – 250 г/л,  $\text{H}_2\text{SO}_4$  – 50 г/л) при его температуре 20<sup>0</sup>С и плотности тока 0,2 кА/м<sup>2</sup> в следующей последовательности: вначале наносили покрyтие в течение 15 сек и после изучения морфологии эта поверхность снова покрывали еще в течение 30 сек, а затем на нее осаждали покрyтие в течение 30 мин. Все опыты проводились при осаждении меди на один и тот же образец для исключения влияния структуры монокристалла.

Источниками питания служили однофазный трансформатор мощностью 40 Вт и блок выпрямления, к которому подключалось индуктивно-емкостное устройство с индуктивностью  $L = 10$  Гн и емкостью  $C = 17600$  мкф [9]. Выбранные параметры  $L$  и  $C$  оказывают наибольшее воздействие на процесс осаждения меди [5]. С учетом диаметра образца для обеспечения заданной плотности тока сила тока устанавливалась равной 60 мА. Образец помещался в специальное приспособление, обеспечивающее осаждение меди только на выбранную поверхность монокристалла.

Морфология осадков изучалась при помощи сканирующего электронного микроскопа модели TESCAN.

### Результаты и обсуждение

Проведенные исследования показали, что в зависимости от условий подготовки поверхности и электролиза на катоде формировались кристаллы меди, отличающиеся как по своим размерам, так и по конфигурации.

При осаждении меди без ИЕУ в течение 15 сек на поверхность, обработанную по 1-му методу, образовывались равномерно распределенные на подложке кристаллы дендритного типа [3, 4]. У них преобладали кристаллы круглой формы диаметром 15–20 мкм. В отдельных местах происходило их срастание без образования четких границ (рис. 1,а,б).

На полученных снимках видно, что кристалл растет из одного центра, в котором образовался зародыш, затем он разрастался в радиальном направлении в виде “лепестков”, тесно примыкающих друг к другу. На этом слое растут дендриты с размерами 0,15–0,5 мкм в поперечном сечении и длиной до 10 мкм.

Осаждение на эту же поверхность в последующие 30 сек привело к образованию сплошного слоя благодаря возникшим на свободных от покрyтия местах новым зародышам и их росту (рис. 1,в,г). В то же время происходит выравнивание поверхности покрyтия в результате заполнения впадин. На этой медной подложке образовывались преобладающие круглой формы с выраженным центром скопления микрокристаллов, большинство из которых были величиной 0,3–0,5 мкм. В отдельных местах происходило их срастание и образование более крупных частиц. Кроме того, наблюдался и рост дендритов длиной не более 6 мкм. Такое формирование покрyтия, возможно, происходило из-за существования согласованности или структурной связи с предыдущим слоем [3, 4].

Осаждение меди на эту поверхность в течение следующих 30 мин привело к образованию кристаллических агрегатов, отличавшихся по своим размерам, толщина осадка незначительная, так как имелись не покрyтые места и не сросшиеся границы между агрегатами (рис. 1,д,е).

Подключение ИЕУ оказало существенное влияние на формирование осадков. После осаждения меди в течение 15 сек на 25–30 % поверхности катода было сплошное покрyтие. На остальной части поверхности медь осаждалась в виде круглых пятен с выраженным центром и диаметрами 30–40 мкм, значительно отличавшихся от предыдущих как по толщине, так и по внешнему виду (рис. 2,а,б). Несмотря на то что дендритный рост кристаллов сохранялся, поверхностный слой состоял из множества “нитей” диаметром 0,2–0,3 мкм, от них росли новые разветвления – новые дендриты. Эта поверхность в отдельных местах покрывалась “пленкой”, что приводило к ее сглаживанию. На ней начинали расти микрокристаллы, которые, срастаясь, образовывали дендриты или более крупные частицы. Такой характер роста покрyтия в начальных условиях осаждения мог привести к тому, что в отдельных местах они обладали кристаллической и не кристаллической структурами [3, 4]. Сплошное покрyтие формировалось как из вышеописанных сросшихся дендритных кристаллов, так и из

отдельных частиц с размерами  $\sim 0,5$  мкм, тесно прилегавших друг к другу, отличавшихся по своей конфигурации (рис. 2,в). При внимательном рассмотрении можно заметить участки с ориентированным расположением нескольких частиц, что предполагает образование кристаллов в результате самоорганизации кластеров [3].

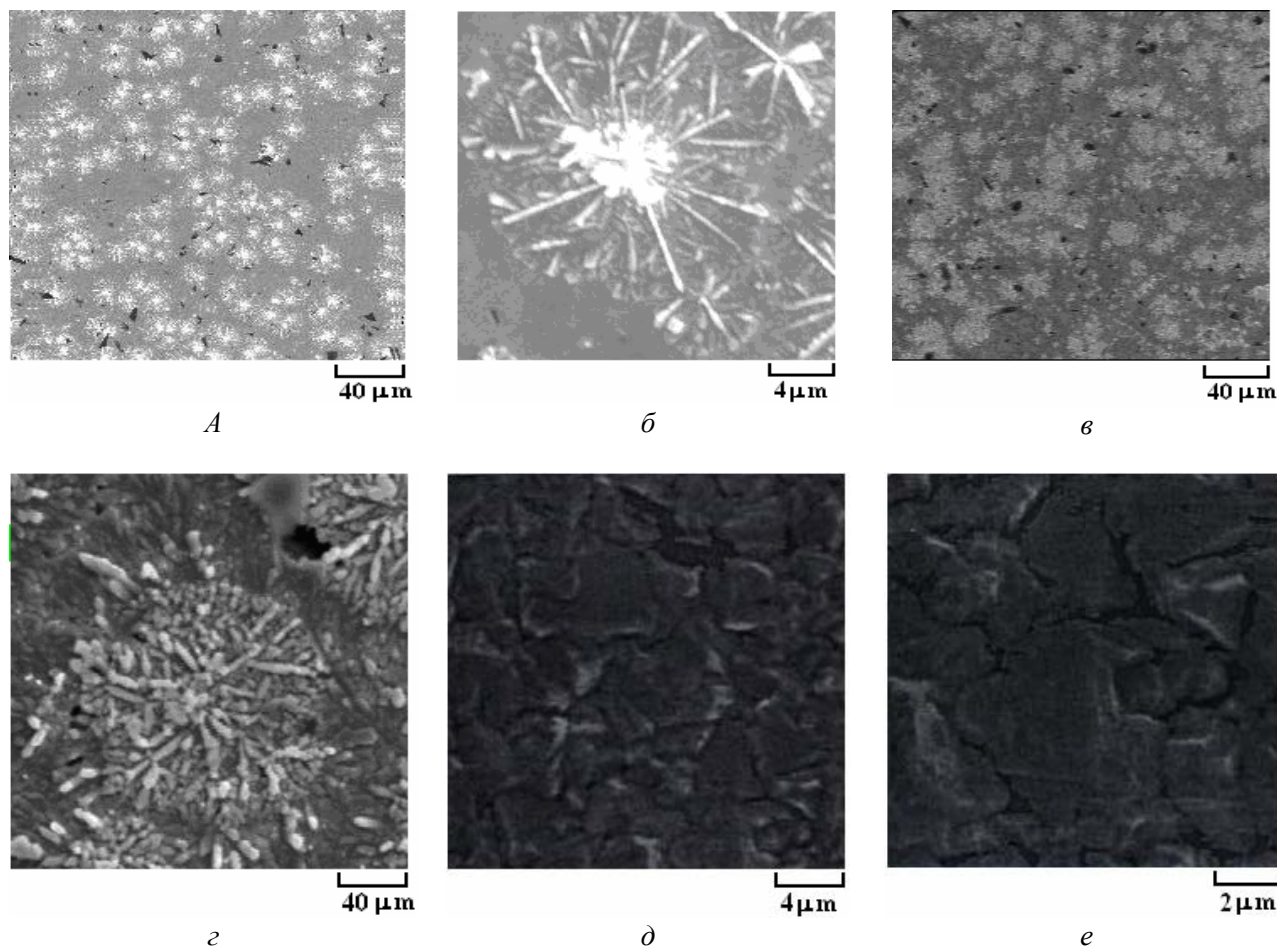


Рис. 1. Морфология осажденной меди на поверхность монокристалла после полирования с применением окиси хрома: а, б – после 15 сек; в, г – после 45 сек; д, е – после 30 мин

Увеличение времени осаждения на 30 сек, как и в опытах без ИЕУ, обеспечивало завершение формирования гладкого поверхностного слоя меди, на котором происходило осаждение мелких частиц в основном на участках круглой формы (рис. 2,з). На отдельных из них формировались мелкие частицы (0,2–0,4 мкм), не ориентированные вокруг явно выраженного центра (рис. 2,д), а на других отмечается хорошо обозначенный центр и радиально расположенные микрочастицы, которые уменьшались по своей величине от центра к периферии (рис. 2,е). Кроме того, установлен рост покрытия в виде дисков (большинство из них диаметром  $\sim 45$  мкм), обладавших выраженным центром и радиальным расположением микрочастиц. В отдельных местах на поверхности имеются поры, но другие обладают высокой чистотой.

На свободной поверхности кристалла при повторном осаждении возникают новые центры кристаллизации и осаждения меди с повторением описанных выше форм кристаллизации, а в отдельных случаях наблюдается рост крупных узких «лепестков» (рис. 2,б). На эти формы роста покрытия, видимо, оказывает существенное влияние структура слоя осажденного металла непосредственно на поверхность монокристалла. В местах, где после осаждения в течение 15 сек формировались кристаллы из отдельных кластеров, выростали новые слои мелких частиц и их размеры незначительно увеличивались как в процессе их роста, так и в результате срастания (рис. 2,з).

При осаждении меди в течение 30 мин покрывалась вся поверхность образца. Более мелкокристаллическая структура формировалась в местах образца, где наблюдался дендритный рост покрытия (рис. 2,з). На остальных участках поверхности выростали кристаллы больших размеров и наблюдался их пирамидальный рост. Более крупные агрегаты образовывались срастанием более мелких кристаллов (рис. 2,и).

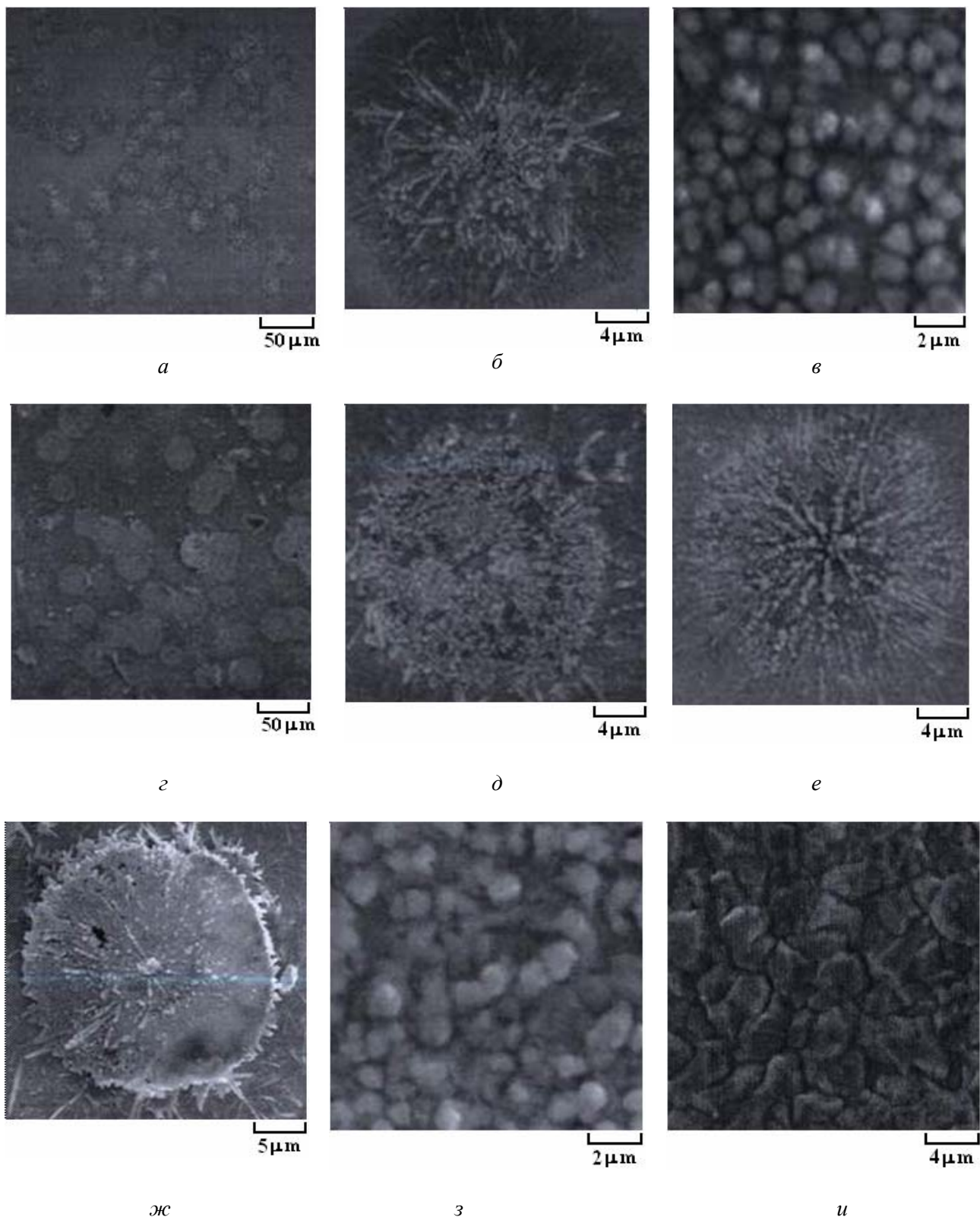


Рис. 2. Морфология осажденной меди с применением ИЕУ на поверхность монокристалла после полирования с применением окиси хрома: а, б, в – после 15 сек осаждения; г, д, е, ж, з – после 45 сек; и – после 30 мин

Изменение условий обработки поверхности (подготовка по 2-й методике) оказало определенное влияние на начальную стадию осаждения меди. Как и в предыдущем случае, при отсутствии ИЕУ на поверхность монокристалла в течение 15 сек наносилось ограниченное количество металла (рис. 3,а). Кроме того, наблюдалось неравномерное распределение кристаллов, а также они отличались по своей величине и конфигурации. У отдельных кристаллов кластеры располагались симметрично от-

носителю центра, количество «лепестков» могло изменяться от 6 до 14. В центральной части происходил рост новых кластеров, количество которых тоже отличалось.

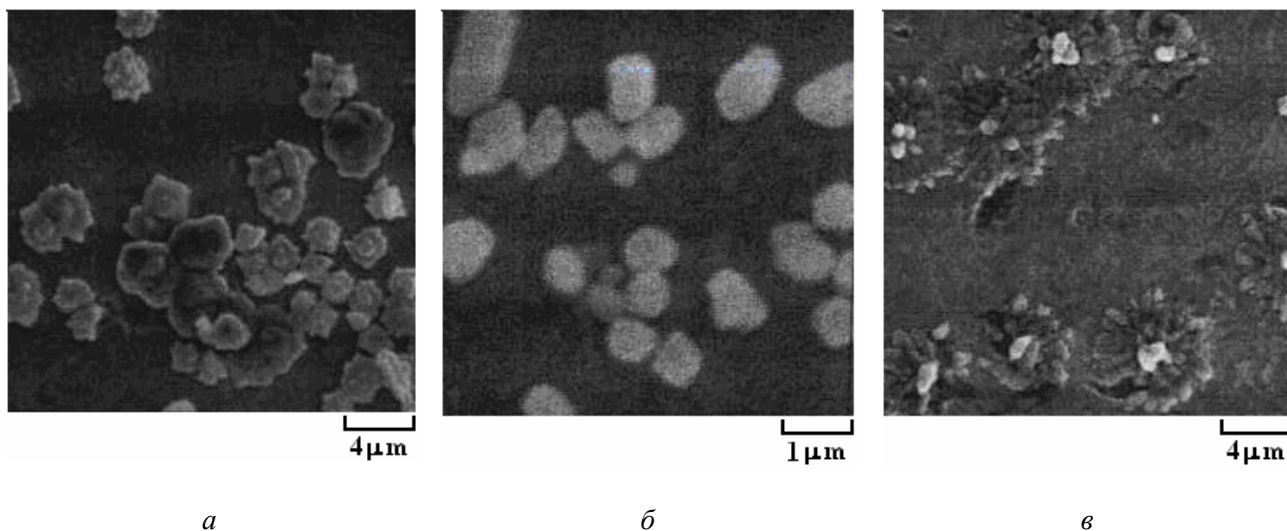


Рис. 3. Морфология осажденной меди на поверхность монокристалла после электрохимического полирования: а, б, в – после 15 сек осаждения

Значительно больших размеров были кристаллы, которые состояли из отличавшихся по количеству кластеров, объединенных в пространстве [3, 4]. Формирование на поверхности подложки различных по величине и конфигурации кристаллов, видимо, связано с тем, что зародыши возникают в различное время осаждения и уже вначале они отличаются между собой (рис. 3,б). На периферии катода были обнаружены кристаллы, которые по своей конфигурации отличались от предыдущих (рис. 3,в).

Подключение ИЕУ оказало заметное влияние на процесс осаждения меди. Часть катода была покрыта сплошным слоем, который состоял в основном из кристаллов, у которых кластеры группировались вокруг центра и, срастаясь, формировали сплошное покрытие (рис. 4,а). Кроме того, такие кластеры могут объединяться не только на плоскости, но и в пространстве. Однако в обоих случаях они незначительно отличались по своим размерам, что обеспечивало образование однородной структуры. Как и в предыдущем случае, на отдельном участке монокристалла был установлен рост дендритных кристаллов, диаметр которых оказался меньше, чем у предыдущих (рис. 4,в). Кроме того, на поверхности катода был замечен рост пленок, которые, видимо, не обладали кристаллической структурой. Увеличение времени осаждения привело к присоединению новых кластеров и росту множества мелких частиц на их поверхности (рис. 4,з). Несмотря на то что произошло разрастание предыдущих кристаллов, поверхность катода не была полностью покрыта. На отдельном участке обнаружен рост кристаллов в виде «ежей» [3, 4] с большим количеством «лепестков» (рис. 4,д). Такое формирование покрытия на катоде вызвало в дальнейшем (после 30 мин осаждения) неравномерный рост осадка (рис. 4,е).

Полирование монокристалла алмазной пастой (по 3-й методике) также привело к изменению кристаллизации меди в начальный период осаждения (рис. 5). При отсутствии ИЕУ наблюдался дендритный рост кристаллов с формой, близкой к кругу, диаметром до 10 мкм, с «лепестками», прилегающими друг к другу (рис. 5,а), и ростом мелких частиц в центре. На поверхности подложки кристаллы были распределены неравномерно, в отдельных случаях они находились на значительном расстоянии друг от друга.

Подключение ИЕУ не изменило такой характер роста кристаллов. Некоторое отличие наблюдалось в центральной части образца, где новые «лепестки» росли наподобие «ежей». В этом случае значительно увеличилось количество осажденной меди и на части подложки образовалось сплошное покрытие. Кроме того, в отдельных местах подложки наблюдался рост кристаллов типа «ежей» с прилегающими разнонаправленными симметрично расположенными кластерами (рис. 5,в).

Выполненные исследования показали, что на процесс кристаллизации меди оказывают влияние как условия осаждения, так и технология подготовки поверхности подложки перед нанесением покрытия.

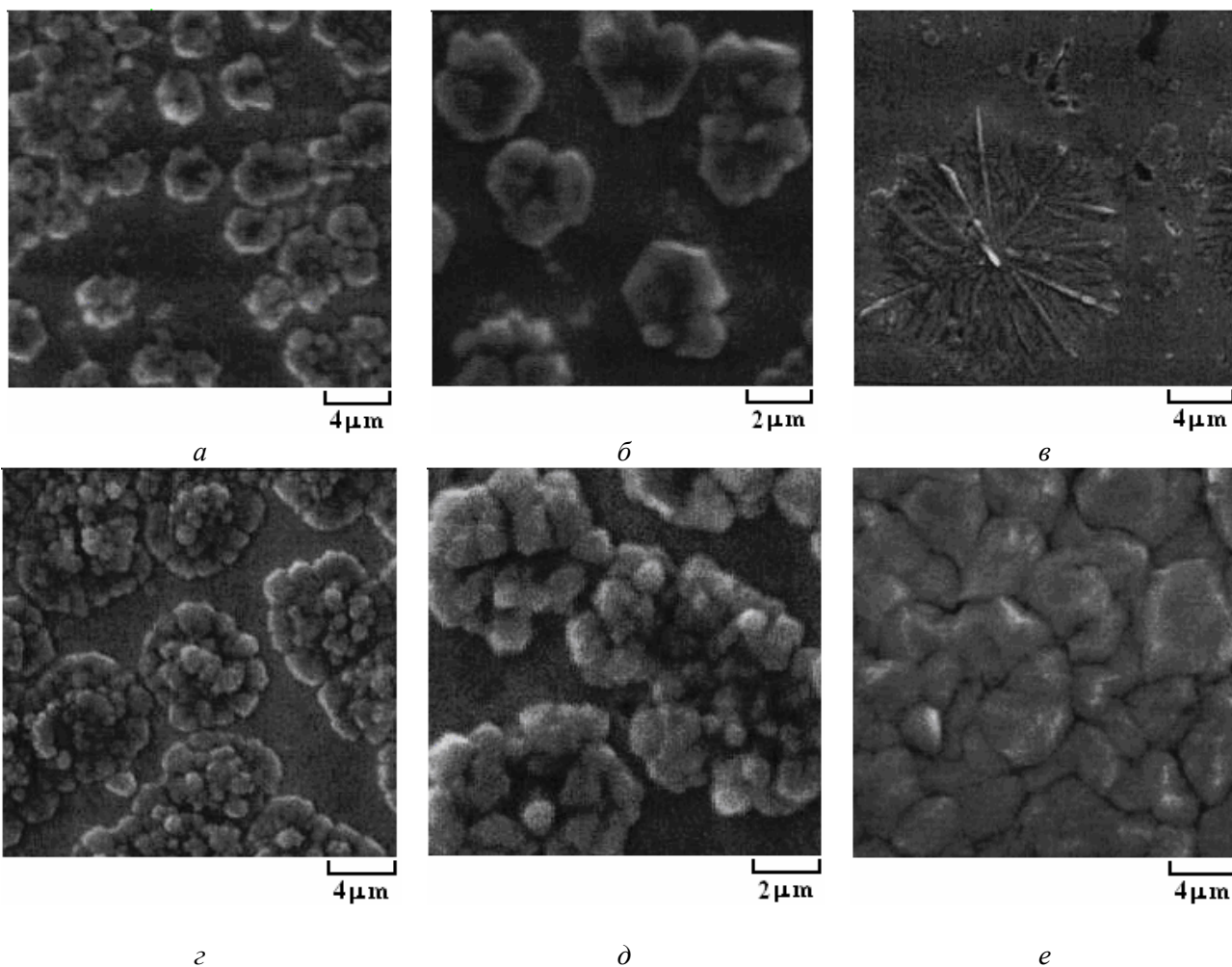


Рис. 4. Морфология осажденной меди с применением ИЕУ на поверхность монокристалла после электрохимического полирования: а, б, в – после 15 сек осаждения; г, д – после 45 сек; е – после 30 мин

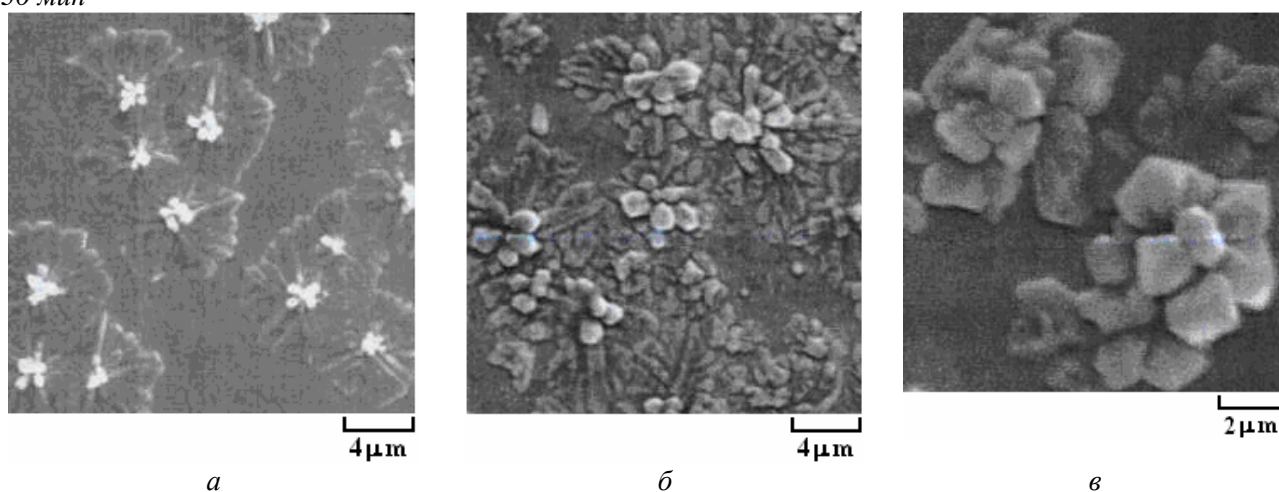


Рис. 5. Морфология осажденной меди на поверхность монокристалла после полирования алмазной пастой: а – после 15 сек осаждения; б, в – после 15 сек осаждения с ИЕУ

Разнообразный вид кристаллов, полученных на начальной стадии осаждения, свидетельствует о возможности их формирования из двумерных и трехмерных зародышей и микрокристаллов, имеющих декаэдрическую и икосаэдрическую формы [3, 4]. Большинство кристаллов формировалось из одного центра кристаллизации, имеющих одну ось симметрии. У части из них происходит латеральное равномерное разрастание “лепестков” от центра, с сохранением круглой формы, у остальных – кристалл формируется присоединением к центральной части новых кластеров или в форме “ежей”.

Для этих видов кристаллов характерно наличие двойниковых субграниц раздела и наследственной причины, способствующей их самоорганизации в процессе роста [3, 4]. Некоторое отличие в начальном формировании кристаллов при различной подготовке поверхности подложки, видимо, вызвано изменением ее субструктуры в случае полирования с применением абразива и электрохимическим способом. Особый интерес представляет получение дендритных кристаллов при осаждении меди на поверхность, обработанную по 1-му методу и с применением ИЕУ, так как в этом случае после 45 сек осаждения образуется довольно тонкий и однородный поверхностный слой (0,3–0,5 мкм), на котором начинается рост мелких ограненных частиц. Варьируя условиями осаждения и временем, видимо, возможно получить тонкие медные покрытия с неявно выраженной кристаллической структурой, которые могут обладать высокими электропроводностью и термостойкостью, что представляет значительный интерес для электронной промышленности, микроэлектроники и других отраслей [4].

Таким образом, проведенные исследования показали, что параметры индуктивно-емкостного устройства подключаемого к источнику тока оказывают заметное влияние на начальную стадию кристаллизации меди, при которой формируется более однородная и мелкокристаллическая структура, предопределяющая дальнейший рост осадка, а также возрастает количество центров кристаллизации и нанесенного металла.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Гамбург Ю.Д. Кристаллизация металлов и сплавов. М.: Янус-К, 1977. 387 с.
2. Ничипоренко О.С., Помосов А.В., Набойченко С.С. Порошки меди и ее сплавов. М: Металлургия, 1988. 204 с.
3. Викарчук А.А., Воленко А.П. Пентагональные кристаллы меди: многообразие форм роста и особенности внутреннего строения // Физика твердого тела. 2005. Т. 47. Вып. 2. С. 339–344.
4. Викарчук А.А., Воленко А.П., Гамбург Ю.Д., Бондаренко С.А О дисклинационной природе пентагональных кристаллов, формирующихся при электрокристаллизации меди / Электрохимия. 2004. Т. 40. № 2. С. 207–214.
5. Гологан В.Ф., Бобанова Ж.И., Ивашку С.Х., Попов В.А., Мазур В.А. Особенности процесса осаждения гальванических покрытий в случае применения однофазного источника питания со встроенным индуктивно-емкостным устройством // Электронная обработка материалов. 2007. № 2. С.12–16.
6. Гологан В.Ф., Бобанова Ж.И., Ивашку С.Х., Володина Г.Ф., Мазур В.А., Пушкаш Б.М. Морфология электролитических покрытий меди при использовании источника питания с индуктивно-емкостным устройством // Электронная обработка материалов. 2008. № 1. С. 21–28.
7. Гологан В.Ф., Бобанова Ж.И., Ивашку С.Х. Влияние индуктивно-емкостного устройства на структуру и износостойкость электролитических покрытий хрома // Электронная обработка материалов. 2008. № 5. С. 15–21.
8. Ольшанский Н.А., Шубин Ф.В., Какабадзе А.К. и др. Электронно-лучевая сварка монокристаллов тугоплавких металлов. В кн.: Выращивание монокристаллов тугоплавких и редких металлов М.: Наука, 1973. 68 с.
9. Gologan V., Bobanova J., Ivascu S., Popov V. Sursă monofazată pentru procese electrochimice. В.І. № 3258 М.Д.; ВОРІ N 2/2008.

Поступила 21.10.09

### Summary

The investigation of the initial stage of deposition of copper on the molybdenum monocrystal with connection to the power source of the inductance-capacitance device has been carried out. It is shown that depending on the conditions of treatment of the substrate surface and under the action of the device there build up crystals with different shapes and sizes which at the prolonged deposition have a pronounced effect on the generated copper deposits.

## ОСОБЕННОСТИ КИНЕТИКИ ХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ СЕРЕБРА НА ДИЭЛЕКТРИКЕ С РАЗЛИЧНОЙ ТЕХНОЛОГИЕЙ АКТИВАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ

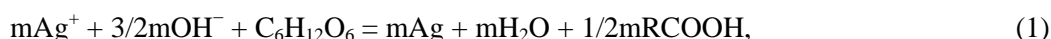
\*Харьковский национальный автомобильно-дорожный университет,  
ул. Петровского, 25, г. Харьков, 61022, Украина  
Научно-исследовательский институт химии ХНУ им. В.Н. Каразина,  
пл. Свободы, 5, г. Харьков, 61077, Украина, [kalugin.v.d@mail.ru](mailto:kalugin.v.d@mail.ru)

### Введение

Ранее для реакций разряда двухвалентных ионов металлов Sn(II) и Cu(II) эффект гидродинамического ограничения скорости (ГДОС) осаждения [1, 2] металла на диэлектрике (Д) наблюдался при определенном значении ( $\omega \geq \omega_{\text{крит}}$ ) вплоть до наступления условия  $V_{\text{ме}} = 0$ . С целью выяснения правильности наших представлений о природе эффекта ГДОС химического осаждения металлов работы продолжены на примере разряда одновалентных  $\text{Ag}^+$ -ионов.

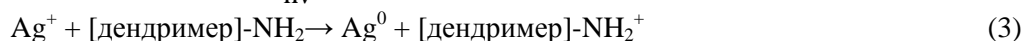
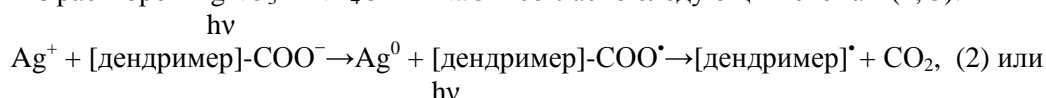
К настоящему времени развиты различные представления о процессе химического восстановления  $\text{Ag}^+$ -ионов в растворах углеводов (сахароза, инвертированный сахар и др.).

Согласно [3] реакция серебряного зеркала протекает до глюконовой кислоты по уравнению



где  $m = f([\text{C}_6\text{H}_{12}\text{O}_6]/[\text{Ag}^+])$  и может принимать значения от 2 до 12.

Альтернативой вышесказанному являются современные представления [4] о восстановлении  $\text{Ag}^+$ -ионов из растворов  $\text{AgNO}_3 + \text{NH}_4\text{OH} + \text{NaOH}$  согласно следующим схемам (2, 3):



В уравнениях (2) и (3) под дендимерами понимают молекулы углеводов, предварительно окисленные до кислоты или аминопроизводных за счет присутствия в растворе восстановления серебра азотсодержащих соединений различной степени окисления ( $\text{NO}_3^-$  или  $\text{NH}_4^+$ ).

### Методика исследования

Объектами исследования служили диэлектрические образцы (Д-образцы) – цилиндрические стеклянные пробирки длиной  $l = 0,08$  м и диаметром  $d = 0,01$  м (марка стекла СТ-30). Торцевую часть Д-образца не изолировали. Поверхность Д-образцов обезжиривали, сенсибилизировали или активировали по различным методикам [3, 5, 6]. Реакцию химического осаждения серебра проводили в постоянных объемах ( $v = 100$  мл) растворов следующего состава (моль/л):  $\text{AgNO}_3 - 0,09; 0,03; \text{NH}_4\text{OH} - 1,95; \text{NaOH} - 0,38$ . Температура раствора была  $(293 \pm 1)\text{K}$ . Время химического осаждения  $\tau$  во всех опытах – 600 с. Температуру раствора контролировали путем измерения ее до и после проведения исследования (разница температур не превышала  $0,5^\circ\text{C}$  в интервале  $\omega = 0 - 1800$  об/мин). Полноту реакции восстановления  $\text{Ag}^+$ -ионов в растворе после опыта контролировали (после фильтрования от желеобразного осадка из продуктов окисления углеводов) путем добавления  $\text{NaCl}$  или с помощью индикаторной бумаги на  $\text{Ag}^+$ -ионы. По результатам гравиметрии образцов до и после опыта рассчитывали скорость химического серебрения. Расчет толщины металлического слоя производили также по данным гравиметрии.

При заданных параметрах исследования опыты проводили не менее 5 раз, при этом получали удовлетворительную сходимости значений  $V_{\text{Ag}}$  (относительная ошибка до 0,5%). Растворы готовили из реактивов квалификации «ч.д.а.» или «х.ч.» на бидистиллированной воде.

### Результаты и их обсуждение

Для экспрессного решения поставленной цели исследования эксперименты проведены в следующей методической последовательности:



1. Изучена зависимость  $V_{Ag} - \omega$  при  $C(AgNO_3) = const$  и  $C(C_6H_{12}O_6) = 0,08$  моль/л и 0,42 моль/л. Предварительная подготовка Д-образцов выполнена по схеме «сенсбилизация + активация», поэтому полученные результаты экспериментов можно сравнивать с данными по восстановлению  $Me^{2+}$ -ионов [1, 2].

2. Установлена зависимость  $V_{Ag} - \omega$  для различных методик сенсбилизации Д-образцов в растворах с  $C(AgNO_3) = 0,09$  моль/л и  $C(NH_4OH) = 1,95$  моль/л. В этих исследованиях установлено, что  $Ag^+$ -ионы восстанавливаются даже на поверхности несенсбилизированного Д во всем диапазоне значений  $\omega$ .

3. Обнаружен противоположный данным первой группы опытов исследования характер зависимостей  $V_{Ag} - \omega$  при пониженных концентрациях  $C(AgNO_3) = 0,03$  моль/л и различных видах активационной обработки.

Результаты выполненных экспериментов представлены на рис. 1–3. Анализ показал, что в случае химического восстановления  $Ag^+$ -ионов установлена классическая диффузионная (восходящая) ветвь зависимости  $V_{Ag} - \omega$  для всех случаев сенсбилизации (2 варианта) и сенсактивации (1 вариант) при двух концентрациях  $AgNO_3$  (0,03 моль/л и 0,09 моль/л) при постоянной концентрации других ингредиентов раствора серебрения. Подобная закономерность была установлена ранее [1, 2] при исследовании процессов химического восстановления ионов  $Me^{2+}$  ( $Sn^{2+}, Cu^{2+}$ ).

После достижения максимума на зависимостях  $V_{Ag} - \omega$  для растворов активирования, включающих сенсбилизацию и активацию (рис. 1, кривые 1, 2), наблюдается снижение скорости химической металлизации, которое более ярко выражено для случая более высокой концентрации восстановителя (сахарозы). Однако в области  $\omega = 900-1000$  об/мин наблюдается стабилизация скорости металлизации с выходом на плато, а в случае более низкой концентрации сахарозы – после минимума  $V_{Ag}$  – наблюдается даже некоторый рост  $V_{Ag}$ . Как показывают данные (кривые 4–6), на вращающемся образце образуются очень тонкие слои серебра  $(0,06-0,2) \cdot 10^{-6}$  м, то есть практически нанослои восстановленного металла  $(60-200) \cdot 10^{-9}$  м.

Так как было исследовано влияние гидродинамического режима течения раствора на скорость химического серебрения, то для исследуемой модели вращения цилиндра внутри неподвижной емкости (химического реактора) значения гидродинамического критерия Рейнольдса рассчитывали [7]:

$$Re = \frac{2V_e S \rho}{\mu},$$

где  $V_e$  – эффективная линейная скорость движения жидкости, м/с;  $S$  – толщина слоя жидкости в зазоре между цилиндрами, м;  $\rho$  – плотность раствора, г/см<sup>3</sup>;  $\mu$  – динамическая вязкость раствора, Па·с.

Зависимости  $Re - \omega$  представлены на рис. 1–3. Известно [8], что для перехода к турбулентному режиму гидродинамический критерий  $Re$  жидкости вдоль трубы составляет 200. В наших исследованиях, как видно из рис. 1–3, переход к турбулентному режиму происходит при  $\omega \geq 100$  об/мин. Это связано, скорее всего, с ранней турбулизацией в замкнутом объеме раствора (в ячейке).

Из анализа данных рис. 1 следует, что эффект ГДОС наблюдается в ограниченном интервале значений  $\omega$  (300–900 об/мин). Поэтому предположено, что решающее значение для достижения условия  $V_{Ag} = 0$  имеют не процессы сенсбилизации или сенсактивации, а повышение концентрации разряжающихся  $Ag^+$ -частиц в реакционном слое за счет увеличения количества контактов мелкодисперсного металлического осадка серебра и мелкодисперсных продуктов окисления восстановителя – сахарозы как в объеме и со стенками реактора, так и с осадком серебра на Д-образце.

На вероятность повторного роста  $V_{Ag}$  (после прохождения  $V_{Ag}^{max}$ ) за счет роста числа столкновений возможно повлиять путем изменения вида предварительной обработки Д (неактивированная и сенсбилизированная поверхности вращающегося Д-образца).

Оказалось (рис. 2), что при  $\omega = 0$  на несенсбилизированном образце скорость серебрения много больше скорости серебрения в случае сенсбилизации (2 варианта), но сразу же с увеличением скорости вращения образца наблюдается плато, а затем резкий спад скорости серебрения с последующей стабилизацией  $V_{Ag}$ . При этом во всем объеме реактора выделяется осадок серебра в смеси с продуктами окисления инвертированного сахара. Видно, что на активированной поверхности спад  $V_{Ag}$  меньше, поскольку серебро быстрее переходит в металлическую некомпактную форму. Для случаев осаждения с различными видами сенсбилизации также наблюдается сначала спонтанный рост  $V_{Ag}$  (рис. 2, кривые 2, 3), затем – плато, после чего – снижение, а потом – последующее увеличение  $V_{Ag}$  с выходом на 2-е плато.

Толщины осадков (рис. 2, кривые 4–6) оказываются в диапазоне наноразмеров пленок серебра –  $(0,069-0,15) \cdot 10^{-6}$  м или  $(69-150) \cdot 10^{-9}$  м.

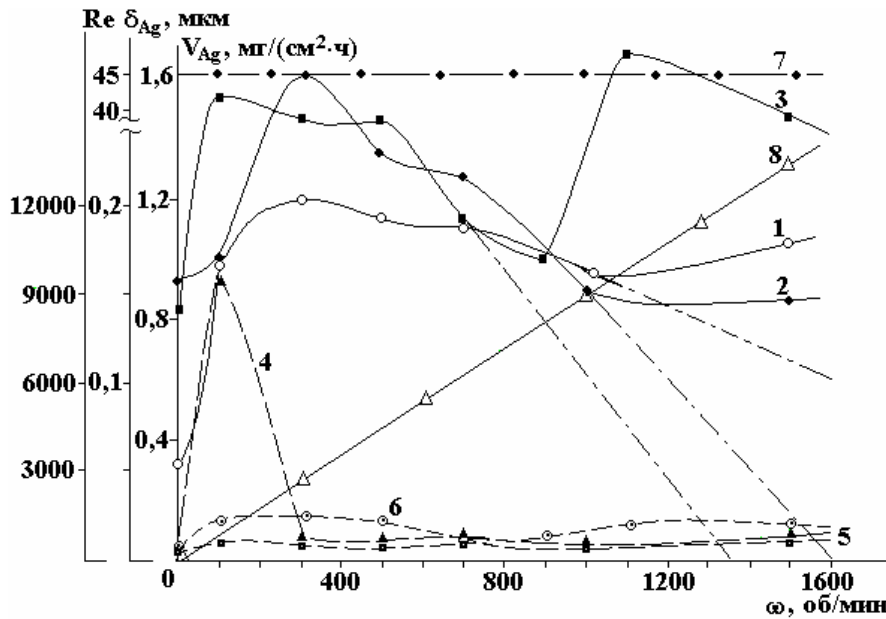


Рис. 1. Зависимости скорости химического восстановления серебра  $V_{Ag}$ , толщины серебряных слоев  $\delta_{Ag}$  и гидродинамического критерия подобия  $Re$  от скорости вращения  $D$ -образца  $\omega$  при различной концентрации сахарозы. Состав раствора сенсibilизации (моль/л):  $SnCl_2 \cdot 2H_2O - 0,09$ ,  $HCl - 1,1$ ; состав раствора активации (моль/л):  $PdCl_2 - 0,002$ ,  $HCl - 0,04$ ; состав раствора химического серебрения (моль/л):  $AgNO_3 - 0,09$ ,  $NaOH - 0,38$ ,  $NH_4OH - 1,95$ ,  $C_6H_{12}O_6 - 0,08$  и  $0,42$ . Условия:  $T(K) = 293$ ,  $\tau(c) = 600$ . Обозначения: 1 –  $V_{Ag}$  с содержанием сахарозы  $0,08$ ; 2 –  $V_{Ag}$  с содержанием сахарозы  $0,42$ ; 3 –  $V_{Ag}$  с содержанием глюкозы  $0,03$ ; 4 –  $\delta_{Ag}$  слоев по зависимости 1; 5 –  $\delta_{Ag}$  слоев по зависимости 2; 6 –  $\delta_{Ag}$  слоев по зависимости 3; 7 –  $\delta_{Ag}^{теор}$  при условии, что  $Ag$  осаждается только на  $D$ -образце, 8 – гидродинамический критерий подобия  $Re$

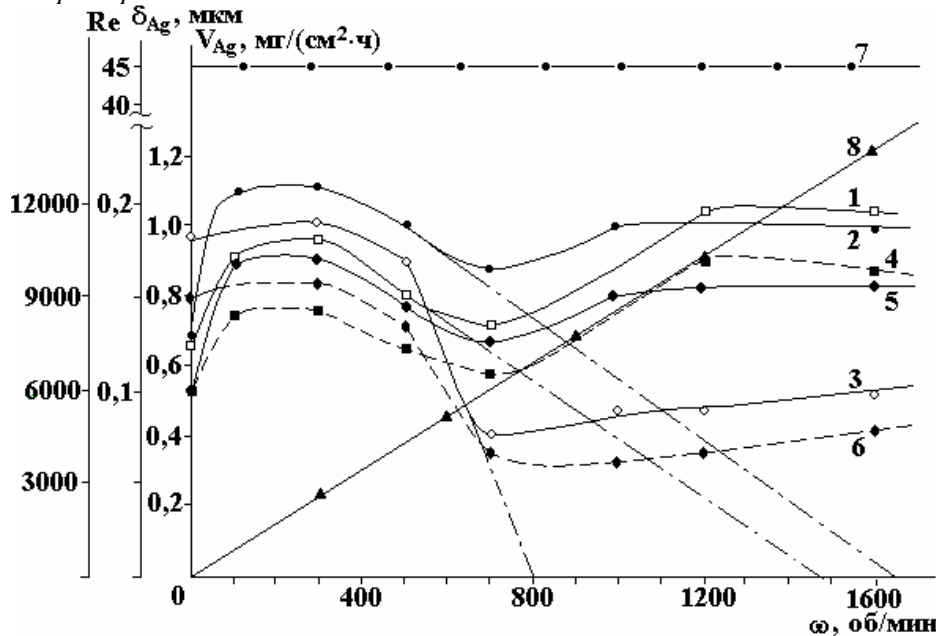


Рис. 2. Зависимость скорости химического восстановления серебра  $V_{Ag}$ , толщины серебряных слоев  $\delta_{Ag}$  и гидродинамического критерия подобия  $Re$  от скорости вращения  $D$ -образца  $\omega$  для несенсибилизированной и сенсibilизированной поверхности диэлектрика. Состав 1-го раствора сенсibilизации (моль/л):  $SnCl_2 \cdot 2H_2O - 0,004$ ; состав 2-го раствора сенсibilизации (моль/л):  $SnCl_2 \cdot 2H_2O - 0,09$ ,  $HCl - 1,1$ ; состав раствора химического серебрения (моль/л):  $AgNO_3 - 0,09$ ,  $NaOH - 0,38$ ,  $NH_4OH - 1,95$ ,  $C_6H_{12}O_6 - 0,42$ . Условия:  $T(K) = 293$ ,  $\tau(c) = 600$ . Обозначения: 1 –  $V_{Ag}$  при сенсibilизации  $D$  из 1-го раствора; 2 –  $V_{Ag}$  при сенсibilизации  $D$  из 2-го раствора; 3 –  $V_{Ag}$  без сенсibilизационной обработки  $D$ ; 4 –  $\delta_{Ag}$  слоев при сенсibilизации  $D$  из 1-го раствора; 5 –  $\delta_{Ag}$  слоев при сенсibilизации  $D$  из 2-го раствора; 6 –  $\delta_{Ag}$  слоев в отсутствие сенсibilизационной обработки  $D$ ; 7 –  $\delta_{Ag}^{теор}$  при условии, что  $Ag$  осаждается только на  $D$ -образце; 8 – гидродинамический критерий подобия  $Re$

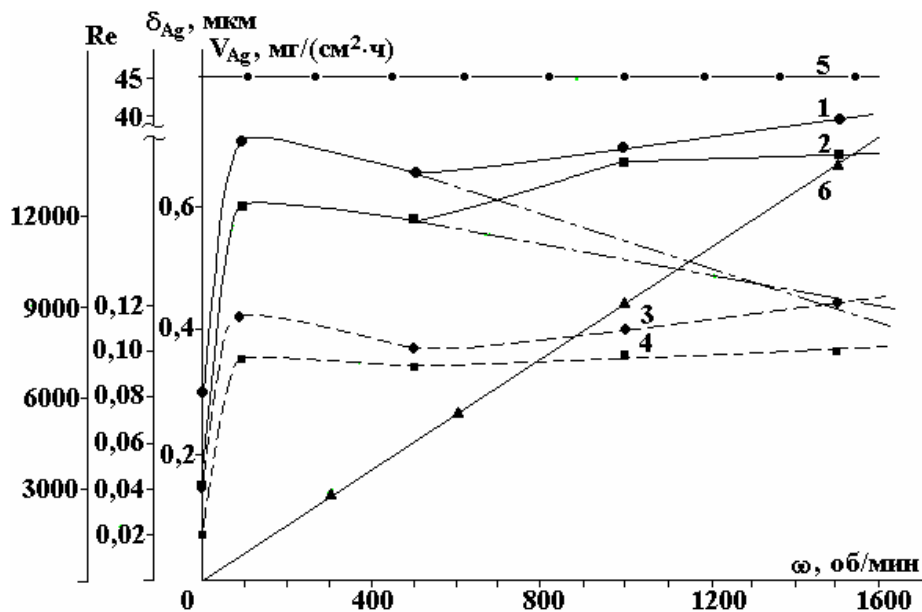


Рис. 3. Зависимость скорости химического восстановления серебра  $V_{Ag}$ , толщины серебряных слоев  $\delta_{Ag}$  и гидродинамического критерия подобия  $Re$  от скорости вращения Д-образца  $\omega$  для различных видов активационной обработки Д при пониженном содержании  $AgNO_3$  в растворе химического серебрения. Состав 1-го раствора сенсibilизации (моль/л):  $SnCl_2 \cdot 2H_2O - 0,004$ ; состав 2-го раствора сенсibilизации (моль/л):  $SnCl_2 \cdot 2H_2O - 0,09$ ,  $HCl - 1,1$ ; состав раствора активации (моль/л):  $PdCl_2 - 0,002$ ,  $HCl - 0,04$ ; состав раствора химического серебрения (моль/л):  $AgNO_3 - 0,03$ ,  $NaOH - 0,38$ ,  $NH_4OH - 1,95$ ,  $C_6H_{12}O_6 - 0,42$ . Условия:  $T(K) = 293$ ,  $\tau(c) = 600$ . Обозначения: 1 –  $V_{Ag}$  при сенсibilизации Д из 1-го раствора, 2 –  $V_{Ag}$  при сенсibilизации Д из 2-го раствора, 3 –  $\delta_{Ag}$  слоев при сенсibilизации Д из 1-го раствора, 4 –  $\delta_{Ag}$  слоев при сенсibilизации Д из 2-го раствора; 5 –  $\delta_{Ag}^{meop}$  при условии, что  $Ag$  осаждается только на Д-образце, 6 – гидродинамический критерий подобия  $Re$

На основании экспериментов рис. 1 и 2 получено представление о решающей роли увеличения количества контактов дисперсной фазы серебра с поверхностью растущего компактного слоя осадка (в условиях предельной диффузии  $Ag^+$ -ионов к каталитической поверхности Д) на характер изменения  $V_{Ag}$  с увеличением  $\omega$  (после достижения  $V_{Ag}^{max}$ ). Хорошо известно [9], что степень дисперсности образующегося металлического осадка зависит от концентрации соли серебра в растворе, и чем она выше, тем больше контактов дисперсной фазы с компактным осадком, тем менее выраженным будет минимум  $V_{Ag}$  после прохождения диффузионного максимума скорости осаждения  $V_{Ag}^{max}$ . Данное представление проверено нами при концентрации  $AgNO_3$  0,03 моль/л (рис. 3) против 0,09 моль/л (рис. 2, 3) и различных методиках предварительной обработки Д (согласно данным [5] и [3]) (рис. 3) в интервале  $\omega = 0-1600$  об/мин. Как видно из рисунка, после достижения  $V_{Ag}^{max}$  при  $\omega = 100$  об/мин и более сначала имеет место незначительное снижение  $V_{Ag}$ , а затем – фактическое плато для обоих видов предварительной обработки Д-образцов. Из этого следует подтверждение справедливости нашего представления о природе явлений, наличие которых не позволяет проявляться эффекту ГДОС в полной мере ( $V_{Ag}=0$ ). По данным рис. 3, толщины слоев  $Ag$  на вращающемся Д-образце в изученном интервале  $\omega$  составляют  $(0,02-0,12) \cdot 10^{-6}$  м, или  $(20-120) \cdot 10^{-9}$  м.

С учетом опыта предшествующих исследований на рис. 1–3 предположительно штрихпунктиром проведены окончания  $V_{Ag} - \omega$ -зависимостей процесса осаждения серебра при  $\omega > 900$  об/мин до пересечения с осью  $\omega$ . Можно уверенно говорить о том, что в случае отсутствия нежелательных эффектов увеличения концентраций  $Ag^+$ -ионов и  $Red$ -молекул в реакционном слое после прохождения диффузионного максимума  $V_{Ag}^{max}$  и последующего снижения  $V_{Ag}$  на плато оказалось бы возможным экспериментально реализовать условие, когда при  $\omega > \omega_{крит}$ ,  $V_{Ag} = 0$ . Эта ситуация может быть вполне реальной (в диапазоне  $\omega$  до 1800 об/мин), по крайней мере для кривой 1 на рис. 1 и кривых 1, 2, 3 на рис. 2.

В заключение обсуждения экспериментальных данных необходимо отметить очень низкую эффективность процесса химического восстановления  $Ag$  независимо от содержания серебра в растворе и видов предварительной активационной обработки Д-образцов. На рис. 1–3 пунктирная линия, параллельная оси абсцисс, показывает толщину  $Ag$ -слоя при условии, что все серебро должно выде-

литься на активированном образце. Однако реальные результаты рис. 1–3 показывают, что фактические осадки Ag на образцах составляют только ничтожную долю от массы серебра в растворе (в %): 0,29; 0,24 и 0,47 соответственно. Остальное серебро очень быстро осаждается на стенках реактора и в массе гелеобразных продуктов окисления инвертированного сахара.

#### Выводы

1. Изучена кинетика процесса химического осаждения серебра на вращающемся цилиндрическом D-образце из аммиачных растворов и показана возможность частичного проявления эффекта гидродинамического ограничения скорости осаждения серебра до наступления явления перехода зависимости  $V_{Ag} - \omega$  на плато.

2. Получено представление о причине выхода на плато зависимости  $V_{Ag} - \omega$  (при  $\omega > 900$  об/мин), которое основано на эффекте увеличения количества столкновений частиц дисперсного осадка, растущего в объеме, с поверхностью компактного слоя серебра на образце. Высказанное представление подтверждено экспериментально в растворах с пониженной концентрацией соли серебра для различных видов активационной обработки диэлектриков.

3. Исследования в системе с однозарядными ионами ( $Ag^+$ ) подтверждают наши представления о механизме процесса на вращающемся D-образце, которые включают явление отталкивания однозарядных электроактивных частиц от поверхности активированного диэлектрика, а не связаны со ступенчатым последовательным одноэлектронным переходом, как это можно было бы представить в случае химического восстановления ионов  $Me^{n+}$ , где  $n \geq 2$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Бешенцева О.А., Калугин В.Д., Опалева Н.С. Особенности кинетики химического восстановления металлов из растворов на диэлектриках в условиях критического гидродинамического режима // Вісник Харківського нац. ун-ту. Хімія. 2005. Вип. 12(35). № 648. С. 127–130.
2. Калугин В.Д., Бешенцева О.А. Анализ кинетических и энергетических факторов при восстановлении металлов в гидродинамическом режиме // Украинский химический журнал. 2009. Т. 75. № 1. С. 33–37.
3. Шалкаускас М., Вашкялис А. Химическая металлизация пластмасс. Л.: Химия, 1985. 144 с.
4. Сергеев Г.Б. Нанохимия. 2-е изд., испр. и доп. М.: Изд-во МГУ, 2007. 336 с.
5. Ардамацкий А.Л. Изготовление оптических деталей: Учебн. пособие / Под ред. С.И. Фрейберга. М.: Гос. Изд-во оборонной промышл., 1955. С. 465–477.
6. Бешенцева О.А., Калугин В.Д. Кінетичні закономірності процесу хімічного відновлення олова на діелектриках за реакцією диспропорціонування / Вестник Львовского университета. Серия химическая. Вып. 42. Ч.2. Львов, 2002. С. 233–236.
7. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959.
8. Дорфман Л.А. Гидродинамическое сопротивление и теплоотдача вращающихся тел. М.: Физматгиз, 1960. 260 с.
9. Кунтий О.І. Електрохімія та морфологія дисперсних металів: Монографія. – Львів: Вид-во нац. ун-ту «Львівська політехніка», 2008. 208 с.

Поступила 13.07.09

После переработки 10.11.09

#### Summary

Chemical reduction of one-charging ions of metal ( $Ag^+$ ) in the conditions of the hydrodynamic mode on the revolved cylindrical dielectric pattern is studied. The partial revealing of effect of hydrodynamic limitation of speed (GDLS) of besieging of silver is set. It is set that the flow line of process of increase of concentration of electro-active particles in a reactionary area due to the increase of amount of collisions of reactor of noncompact sediment of silver and products of oxidization of reducer - inverted sugar with surface of compact Ag-layer on D-pattern growing in a volume hinders to the complete revealing of the GDLS ( $V_{Ag} = 0$ ) effect. The results of these researches confirm the conceptions about mechanism of the GDLS phenomenon – due to the extrusion of electro-active particles of silver from a reactionary layer at high speeds of rotation.

## ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИНЖЕНЕРИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ МИКРОПЛАЗМОИСКРОВЫМ ЛЕГИРОВАНИЕМ С ПЕРЕМЕННОЙ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ МЕХАНИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

*ОХП «Институт сварки и защитных покрытий» ГНУ «Институт порошковой металлургии», ул. Платонова, 12Б, г. Минск, 220005, Республика Беларусь, [chigrinova@wpc-i.anitex.by](mailto:chigrinova@wpc-i.anitex.by)*

### **Введение**

Недостатки микроплазмоискровых технологий, к которым относится и известный метод электроискрового легирования (ЭИЛ (в работе – микроплазмоискровое легирование – МПИЛ)), связанные со стохастическим характером микрозарядов, определяющим неравновесный массоперенос и неравнотолщинность формируемых покрытий и упрочненных зон, малая производительность, недостаточная толщина и низкое качество упрочненных зон и покрытий (большие пористость и шероховатость, высокие напряжения, нерегулярная микроструктура) – все это определяет необходимость их модернизации. При разработке научных и технологических основ создания новых версий указанных процессов, позволяющих за фиксированный промежуток времени получать более толстые и качественные упрочненные зоны и покрытия при сниженных энергозатратах, определяющим являлась оптимизация технологических режимов упрочнения и модификации, а также структурного состояния упрочняемого материала.

Одним из способов такой оптимизации может быть усиление энергомеханического воздействия на материал за счет дополнительной ультразвуковой обработки. При этом система анод – катод взаимодействует под влиянием высокоамплитудных физических полей, имеющих более мощную суммарную (плазменную и механическую) энергию, обуславливая улучшенное качество поверхности.

В работе осуществлено моделирование процесса микроплазмоискрового легирования с учетом основополагающих физических законов и предлагаемого приема – ультразвуковой модификации поверхности (УЗМ).

Концепция энергетической интенсификации микроплазмоискровой обработки в газовой среде для получения упрочненной поверхности увеличенной толщины с регулярной микроструктурой и сниженным уровнем внутренних остаточных напряжений базируется на комбинировании энергии плазмы и низкочастотного механического удара с энергетическим импульсом, возникающим при дополнительном воздействии высокочастотного удара по модифицируемой поверхности в результате применения ультразвука.

Данный выбор связан с известными особенностями действия ультразвука на вещество. Ультразвуковая модификация, основной макромеханизм которой – наклеп, объясняется на микроуровне эволюцией дислокационно-зеренной системы [1]. Дислокации, образующиеся в процессе пластического течения, при своем движении тормозятся и скапливаются на границах структурных элементов (зерен). Увеличение их плотности означает уменьшение междислокационных расстояний, что приводит к росту сил междислокационного взаимодействия. При определенной критической плотности в таком дислокационном ансамбле возникает "сильное" взаимодействие, приводящее к коллективным эффектам. При этом скопления дислокаций на границах зерен являются зоной переходного поверхностного слоя, в которой возникают сжимающие напряжения кристаллической решетки и сопротивление на начальных этапах пластическому течению (состояние наклепа материала по достижении критической плотности дислокаций) [2]. Снижение прочности, как правило, наблюдается только при жестких напряженных состояниях решетки, в них преобладают растягивающие напряжения.

Другое (на микроуровне) объяснение модификации поверхности ультразвуком основано на механизме нанокристаллизации. С учетом экспериментального подтверждения уникальных свойств нанокристаллических материалов естественно осуществлять модификацию поверхности посредством ее наноструктурирования. Очевидно, что принудительная поверхностная нанокристаллизация

легче и экономней, чем объемная. Концепция поверхностной нанокристаллизации материалов впервые была предложена в 1988 году в работах [3–9]. Один из способов ее реализации состоит в измельчении зеренной структуры посредством пластической деформации или в поверхностном механическом истирании с целью синтеза наноструктурированного поверхностного слоя в объеме металлических материалов. Таким способом можно получить наноструктурированные слои толщиной до 50 мкм. Экспериментальные исследования показали более высокую эффективность этого способа наноструктурирования по сравнению с классическими вариантами пластической деформации, например с помощью обычного бойка [8, 9]. Именно контактное (с ультразвуковой частотой) воздействие с небольшой силой, имеющее место в процессе ультразвуковой модификации (УЗМ) поверхности покрытия, сформированного в результате МПИЛ, приводит к созданию наноструктурированных слоев, обладающих уникальными механическими свойствами.

### **Теоретический анализ**

При создании физико-математических моделей, описывающих кинетику энерго- и массопереноса при микроплазменном легировании, теоретически изучаются варианты, при которых УЗМ применяется на разных стадиях получения требуемой поверхности: для первичной обработки металлической основы с ее последующим легированием и ультразвуковым модифицированием (УЗМ+МПИЛ+УЗМ) и для модифицирования уже упрочненной поверхности или созданного покрытия (МПИЛ+УЗМ).

Последующие рассуждения и расчеты будут применяться к процессу, осуществляемому на установках типа «Элитрон», характерной особенностью которых является то, что взаимодействие анода и катода может быть представлено как работа матрицы и пуансона в пресс-форме. В этой установке катодом обычно служит обрабатываемая деталь, а анод выполняет роль инструмента, с помощью которого реализуются необходимая форма и состояние обрабатываемой поверхности. Биение анода о поверхность катода в процессе ультразвуковой модификации уже созданного покрытия происходит с ультразвуковой частотой  $f = 20\text{--}40$  кГц (что соответствует периоду  $T = 25\text{--}50$  мкс) ультразвукового воздействия. При таких длительностях импульса скорость эрозии относительно мала, что обусловлено длительным временем остывания и затвердевания материала на катоде. При совместной МПИЛ с УЗМ обработке электрод (анод) не обязательно должен физически контактировать с обрабатываемой поверхностью катода, то есть в принципе анод не обязательно должен оказывать силовое воздействие на поверхность катода (за исключением воздействия, обусловленного давлением электроразрядной плазмы). После завершения процесса формирования и остывания плазмы начинается период паузы  $\delta$  между двумя последовательными электроискровыми разрядами. В течение указанного периода происходит коллапс плазменного канала и пузыря с паром, что приводит к взрыву в диэлектрике перегретого, расплавленного металла на поверхности обоих электродов. Часть этого материала «размывается» диэлектриком, а другая затвердевает в полости, образовавшейся на поверхности катода. Такие полости «заглаживаются» в процессе механических (с ультразвуковой частотой) биений подвижного электрода (анода) по поверхности катода, что приводит к формированию гладких, наноструктурированных приповерхностных областей. Скорость эрозии электрода определяется как отношение объема эродированного материала анода к сумме длительности импульса и паузы между двумя последовательными импульсами. Поскольку рост покрытия при микроплазменном легировании связан с эрозией легирующего электрода, то с целью оптимизации процесса эрозии материала анода, где в качестве входных параметров выбраны указанные временные характеристики (длительность обработки  $t$  и длительность паузы между последовательными искровыми разрядами  $\delta$ ), были решены следующие задачи:

- 1) на основе модели теплопроводности от точечного источника (что происходит при искровом разряде) рассчитан объем материала анода, эродирующего в одном разряде;
- 2) на основе модели теплопроводности от мгновенного сферического источника тепла рассчитано время остывания капли, представляющей собой расплавленный объем эродированного в результате искрового разряда материала анода.

Для решения указанных задач рассмотрено несколько физико-математических моделей разрабатываемого процесса МПИЛ с УЗМ.

#### **1. Физико-математическая модель эрозии электрода при МПИЛ**

Для разработки данной модели сделаны следующие предположения:

- 1) лишь один искровой разряд приходится на каждый импульс напряжения, и при этом радиус плазмы в процессе разряда остается достаточно малым (менее 5 мкм), что позволяет использовать модель точечного теплового источника;

2) эффективные (средние) физические свойства материалов электродов применимы ко всему диапазону температур (от твердого состояния до жидкого – в расплавленном состоянии);

3) не учитывается наличие начальной полости, обусловленной асимптотическим температурным профилем (в нулевой момент времени с размерами  $r_c$  и  $z_c$ ) при расчете вкладов в полный объем эрозии и в полную длительность импульса;

4) на аноде теряется постоянная доля  $F_c$  от полной, выделяемой при электрическом разряде, мощности независимо от величины тока и длительности импульса.  $F_c$  может изменяться при изменении материалов электродов.

Уравнение теплопроводности без источников, описывающее процесс электрического разряда, имеет в цилиндрической системе координат следующий вид:

$$\frac{1}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial T}{\partial r}, \quad (1)$$

где  $\alpha = \frac{k_T}{\rho C_p}$  – коэффициент термодиффузии;  $k_T$  – теплопроводность материала анода,  $\rho$  – его плотность,  $C_p$  – его теплоемкость при постоянном давлении и  $T$  – температура.

Здесь операторы  $\partial_t$  и  $\partial_r$  означают производные первого порядка по температуре и по радиусу соответственно.

Начальные условия для решения уравнения (1) можно представить в следующем виде:

$$t = 0, \quad \forall r, \quad T = T_0, \quad (2)$$

граничные условия:

$$-k_T \frac{\partial T}{\partial r} = q_0 \quad \text{для } r=0,$$

$$-k_T \frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad \text{для } r \neq 0 \quad (3)$$

$$\text{и } T=T_0 \text{ при } t>0 \text{ и } r=\infty, \quad (4)$$

где  $T_0$  – температура окружающей среды,  $q_0$  – мощность тепловыделения.

Результирующее распределение температуры в материале анода с учетом граничных и начальных условий

$$T = T_0 + \left( \frac{F_c UI}{2 \pi k_T r} \right) \operatorname{erfc} \left( \frac{r}{2 \sqrt{\alpha t}} \right). \quad (5)$$

При значении радиуса расплавленной зоны  $R$ , когда  $T=T_m$ , выражение (5) имеет вид

$$T(R) = T_m = T_0 + \left( \frac{F_c UI}{2 \pi k_T R} \right) \operatorname{erfc} \left( \frac{R}{2 \sqrt{\alpha t}} \right), \quad (6)$$

где  $T_m$  – температура плавления материала анода;  $t$  – время моделируемого процесса эрозии;  $F_c$  – постоянная доля от полной, выделяемой при электрическом разряде мощности;  $U$  – напряжение;  $I$  – ток;  $\alpha$  – коэффициент термодиффузии. Значение остальных постоянных определено выше.

Соотношение (6) позволяет выразить зависимость радиуса капли расплавленного в процессе электроискрового разряда материала анода  $R(t)$  от длительности электроискрового разряда  $t$ .

## 2. Физико-математическая модель расчета времени остывания капли расплавленного материала анода

Предположим, что начальная температура капли размером  $0 \leq r \leq R$  составляет в среднем 10 000 К (вследствие фокусирования энергии, выражаемой как  $UIt$ , в очень малом объеме, так что локальные плазменные температуры в этом случае достигают величины  $\sim 40$  000 К) и на ее поверхности происходит конвективный теплообмен с окружающей средой, имеющей температуру  $T_0$ . Для определения момента времени, начиная с которого в центре капли будет регулярный режим, то есть в ней установится температура  $T_0$ , используем уравнение распространения тепла в сферических координатах [10]:

$$\partial_t T(t, r) - a^2 \left( \partial_{r,r} T(t, r) + \frac{2}{r} \partial_r T(t, r) \right) \quad (7)$$

при отсутствии внешних источников тепла.

Теплообмен на границе капли описывается уравнением Ньютона [11]:

$$\partial_r T(t, R) = h(T_0 - T(t, R)) \quad (8)$$

где  $h$  – коэффициент теплообмена материала анода,  $\partial_t$  и  $\partial_r$  – производные первого порядка по температуре и по радиусу соответственно.

Уравнения (7) и краевое условие (8) совместно с начальным условием  $T(0, r) = u_0 = 10000$  К являются смешанной задачей. Радиус капли  $R$  определяется путем максимизации целевой функции [11].

Рассмотрим задачу определения зависимости времени остывания капли от ее размеров.

Смешанная задача (7)–(8) решается методом разделения переменных [12] и ее решение имеет вид

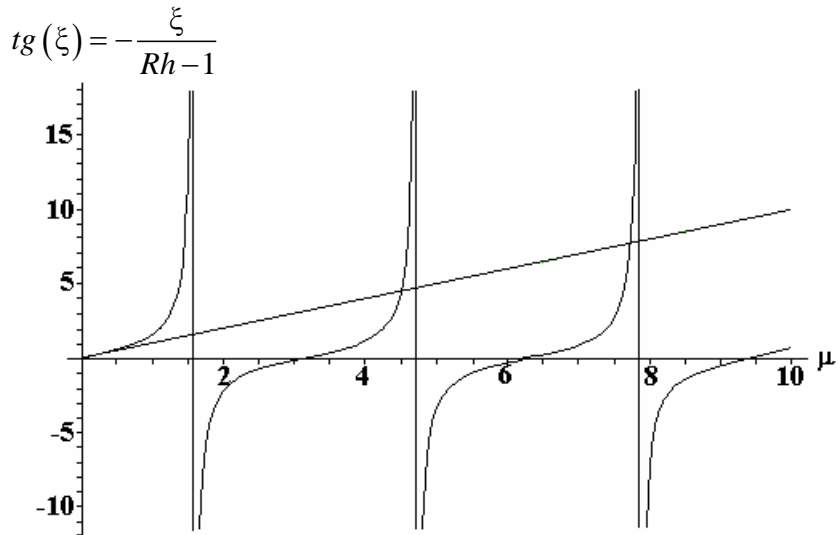
$$T(r, t) = T_0 + 2(u_1 - u_0)hR^2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{\sqrt{\xi_n^2 + (hR - 1)^2}}{\xi_n (\xi_n^2 + h^2 R^2 - hR)} \exp\left(-\frac{a^2 \xi_n^2 t}{R^2}\right) \frac{\sin\left(\frac{\xi_n r}{R}\right)}{r}, \quad (9)$$

где  $\xi_n$  – положительные корни трансцендентного уравнения,

$$\operatorname{tg}(\xi) = -\frac{\xi}{Rh - 1}, \quad (10)$$

$u_0$  – начальная температура остывания,  $u_1$  – температура окружающей среды.

На рисунке приведены зависимости, являющиеся решением трансцендентного уравнения (9) при  $h = 1,9 \cdot 10^3$ . Ординаты точек пересечения кривых являются корнями уравнения (9).



Семейство решений уравнения (9) при  $h = 1,9 \cdot 10^3$

Как следует из условия (8), время остывания капли зависит от коэффициента теплообмена  $h$  между материалом анода и окружающей средой (воздухом). При оценке значения  $h$  для значений радиуса капли  $R$  от 10 до 80 мкм (типичные величины для рассматриваемых условий расплавления материала в процессе микроплазменного легирования) с шагом 10 мкм максимизируется целевая функция

$$f = -\frac{R^2}{a^2 (\xi_1^2 - \xi_2^2)} \ln \left( \frac{\xi_2^2 + h^2 R^2 - hR}{\xi_1^2 + h^2 R^2 - hR} \sqrt{\frac{\xi_1^2 + (hR - 1)^2}{\xi_2^2 + (hR - 1)^2}} \right),$$

зависящая от коэффициента теплообмена  $h$  материала анода и имеющая своими значениями время остывания капли. Исследована зависимость времени остывания капли от ее радиуса в выбранном диапазоне от 10 до 80 мкм с шагом 10 мкм, определены значения коэффициента теплообмена  $h$ , при котором достигается максимальное время ее остывания. Среднее значение  $h = 1,9 \cdot 10^3$ , при котором получены результаты, представленные на рисунке.

Анализ результатов численного решения трансцендентного уравнения (10) показал слабую зависимость корней этого уравнения от величины параметра  $h$  (таблица 1).



Как видно из табл. 2, максимальное время остывания капли радиусом  $R=80$  мкм составляет  $6,9 \cdot 10^{-6}$  с при значении коэффициента теплообмена  $h=1,9 \cdot 10^3$ .

Таблица 1. Длительности остывания капли  $t$ , вычисленные из выражения (11), в зависимости от значения константы  $h$

|        |                     |                     |                     |                     |
|--------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| $h$    | $1 \cdot 10^{-6}$   | $1 \cdot 10^{-3}$   | 1                   | $1 \cdot 10^1$      |
| $t, c$ | $3,1 \cdot 10^{-8}$ | $9,0 \cdot 10^{-8}$ | $9,1 \cdot 10^{-8}$ | $9,2 \cdot 10^{-8}$ |

Таблица 2. Длительности остывания капли  $t$ , вычисленные из выражения (11), в зависимости от радиуса капли при  $h=1,9 \cdot 10^3$

|                 |                     |                     |                     |                     |                     |                     |                     |                     |
|-----------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|---------------------|
| $R, \text{мкм}$ | 10                  | 20                  | 30                  | 40                  | 50                  | 60                  | 70                  | 80                  |
| $t, c$          | $0,1 \cdot 10^{-6}$ | $0,4 \cdot 10^{-6}$ | $0,9 \cdot 10^{-6}$ | $1,7 \cdot 10^{-6}$ | $2,7 \cdot 10^{-6}$ | $3,9 \cdot 10^{-6}$ | $5,3 \cdot 10^{-6}$ | $6,9 \cdot 10^{-6}$ |

Зависимость температуры в центре капли от времени выражается уравнением

$$T(0, t) = u_1 + 2(u_1 - u_0)hR \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{\sqrt{\xi_n^2 + (hR - 1)^2}}{(\xi_n^2 + h^2 R^2 - hR)} \text{Exp} \left( -\frac{a^2 \xi_n^2 t}{R^2} \right). \quad (11)$$

Если  $hR < 1$ , то при всех значениях времени  $t$ , удовлетворяющих неравенству

$$t \geq t_* \stackrel{def}{=} -\frac{R^2}{a^2 (\xi_1^2 - \xi_2^2)} \ln \left( \frac{\xi_2^2 + h^2 R^2 - hR}{\xi_1^2 + h^2 R^2 - hR} \sqrt{\frac{\xi_1^2 + (hR - 1)^2}{\xi_2^2 + (hR - 1)^2}} \right), \quad (12)$$

в центре капли заведомо будет иметь место стационарный режим.

### Заключение

Таким образом, анализ результатов решения уравнения теплопроводности, описывающего процесс остывания капли расплавленного в результате электроискрового разряда материала анода, показывает:

- первые два корня  $\xi_1, \xi_2$  трансцендентного уравнения (10), входящие в правую часть выражения (12), слабо зависят от материального параметра – коэффициента теплообмена  $h$  между каплей и средой. Их малая вариабельность означает, что коэффициент теплообмена  $h$  может изменяться в широких пределах, то есть предложенная модель остывания капли является достаточно общей и ее можно применять для анодов из разных материалов;

- время остывания капли  $t$  составляет десятые доли микросекунды, что на порядки величин меньше других временных параметров, характеризующих процесс МПИЛ: периода между двумя последовательными электроискровыми разрядами (~50 мкс), длительности электроискрового разряда (~100 мкс), периода продольных с ультразвуковой частотой (25–50 мкс) биений анода, что следует учитывать при выборе технологических параметров процесса МПИЛ. Кроме того, при столь малых размерах капли эродирующего анода (ее радиус составляет менее 100 мкм) время ее остывания, как показали модельные расчеты, слабо зависит от свойств эродирующего материала и окружающей среды.

На основе экспериментальных данных по зависимости потери массы анода от времени проведения процесса легирования решена задача оптимизации параметров и режимов МПИЛ с применением модели малых колебаний системы, в основе которой лежит предположение о том, что в зависимости от очередности воздействия и интенсивности механической энергии в процессе легирования катода интегрально меняется состояние его исходной структуры. С помощью оптимизационной методологии оценено влияние вольт–амперных характеристик установок «Элитрон» и «УИЛ», а также времени процесса легирования на скорость эрозии анода в процессе микроплазменного разряда.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ультразвук / Энциклопедия под ред. И.П. Голяминой, М. 1979.
2. *Абрамов В.О., Абрамов О.В., Зоммер Ф., Градов О.М., Смирнова О.М.* Теоретический анализ ультразвукового поверхностного упрочнения // *Материаловедение*. 1997. № 7. С. 7–14.
3. *DiBitonto D., Eubank P. T., Patel M. R. and Barrufet M. A.* Theoretical Models of the Electrical Discharge Machining Process. I. A Simple Cathode Erosion Model // *J. Appl. Phys.* Vol. 66. 1989. P. 4095–4103.
4. *DiBitonto D., Eubank P. T., Patel M. R. and Barrufet M. A.* Theoretical Models of the Electrical Discharge Machining Process. II. The Anode Erosion Model. // *J. Appl. Phys.* Vol. 66. 1989. P. 4104–4111.
5. *Eubank P. T., Patel M. R. and Barrufet M. A.* Theoretical Models of the Electrical Discharge Machining Process. III. The Variable Mass, Cylindrical Plasma Models // *J. Appl. Phys.* Vol. 73. 1993. P. 7900–7905.
6. *Маротта А., Шараховский Л.И. и Есинчук А.М.* Шаговая модель эрозии электродов. I. Применение к дуговым пятнам на катодах электродуговых нагревателей // *Инженерно-физический журнал*. 2003. Т.76. № 2. С. 116–122.
7. *Шараховский Л.И., Маротта А. и Есинчук А.М.* Шаговая модель эрозии электродов. II. Применение для случая специальных режимов электроэрозионной обработки // *Инженерно-физический журнал*. 2003. Т.76. № 2. С. 123–126.
8. *Шараховский Л.И., Маротта А. и Есинчук А.М.* Шаговая модель эрозии электродов. III. Адаптация к произвольным режимам электроэрозионной обработки // *Инженерно-физический журнал*. 2003. Т.76. № 2. С. 127–133.
9. *Верхотуров А.Д.* Зависимость эрозии анода от состояния упрочняемой поверхности при электроискровом легировании // *Электронная обработка материалов*. 1970. № 6. С. 29–31.
10. *Владимиров В.С.* Уравнения математической физики // *Учебник*. 5-е изд., доп. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. 512 с.
11. *Revaz, B.; Emery, J.; Witz, G.; Flukiger, R.; Perez, R.; Carron, J.; Rappaz, M.* Local temperature response to pulsed discharges in electronic discharge machining (EDM) environment. // *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2005. Vol. 33, Issue 3. P. 1066–1071.
12. *Будак Б. М., Самарский А. А., Тихонов А. Н.* Сборник задач по математической физике: Учебное пособие. 3-е изд. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. 1980. 688 стр.

Получена 30.10.09

### Summary

The analysis for physical processes in different combinations of outer impacts on the material in microplasma spark alloying (MPA, MPA+UM, UM+MPA+UM) has been carried out in the current paper. The physical models for microplasma electrode erosion and melted droplet cooling material of anode in the MPA process have been developed. As a result of numeric solution for tasks of heat conduction with powerful dot heat source for heat release and cooling without sources, it has been established that droplet cooling time for eroded anode is markedly less than other time parameters specifying alloying process. The task has been solved as to determination of optimum impulse duration values as well as optimum values of pause between electrospark charges providing maximal anode erosion velocity. Physical and mathematical model in the form of small vibration theory, the corresponding algorithm and software executed in Mathematica package have been developed for the interpretation of experimental data from the positions of physical mechanisms. The possibility for the solution of multifactor (input parameters –voltage and time specifications, output parameters –anode erosion velocity, hardened droplet fraction for eroded anode material) MPA +UM control joint process task for obtaining qualitative strengthened surface has been demonstrated with the optimization methodology use.

Ю.К. Стишков, А.В. Самусенко

## ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИКА ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ: СХОДСТВА И РАЗЛИЧИЯ

*Санкт-Петербургский государственный университет,  
Научно-образовательный центр “Электрофизика” физического факультета,  
ул. Ульяновская, д.3, г. Санкт-Петербург, Петродворец, 198504, Россия,  
[Stishkov@paloma.spbu.ru](mailto:Stishkov@paloma.spbu.ru)*

### 1. Электрогазодинамика

Обычно при рассмотрении высоковольтных процессов в газовой изоляции в неоднородных электрических полях [1] приводится вольт-амперная характеристика газового разряда, имеющая вид кривой Никурадзе. Кривая (рис. 1,а) содержит три участка: линейный ОВ, участок насыщения ВС и участок нелинейного роста тока CD, связанный с возникновением лавинного размножения носителей заряда. По наклону линейного участка можно определить фоновую электропроводность воздуха, обусловленную космическим излучением и составляющую по некоторым оценкам, приведенным в литературе, 0,01 пкСм/м. В зависимости от степени неоднородности электрического поля диапазон нелинейного участка CD и характер происходящих на этом участке процессов могут быть различными. На рис. 1,б изображены зависимости напряжений начала лавинных процессов т.н. микроразрядной активности и напряжения искрового пробоя от степени неоднородности поля. Эти кривые были впервые опубликованы Пиком для случая электродов цилиндр в цилиндре [2].

Как видно из рис. 1,б, в сильнонеоднородных электрических полях диапазон от начала микроразрядной активности до искрового пробоя достаточно велик, а в полях слабонеоднородных эти два напряжения практически совпадают, то есть возникновение одиночной лавины может привести к искровому пробую межэлектродного промежутка.

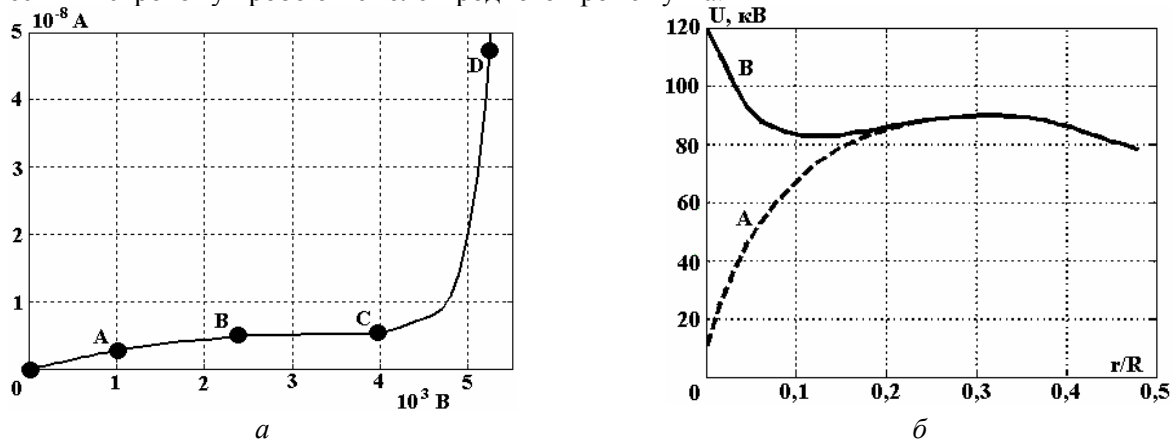


Рис. 1. Кривая Никурадзе (а), типичный начальный участок вольт-амперной характеристики. Кривые Пика (б) для системы коаксиальных цилиндров; зависимость напряжения зажигания коронного разряда (А) и напряжения искрового пробоя (В) в зависимости от отношения радиусов цилиндров. Радиус внешнего цилиндра – 6,67 см

Это связано с тем, что в сильнонеоднородных электрических полях возникает коронный разряд, то есть разряд, в котором лавинные процессы локализованы только в области повышенной напряженности электрического поля, а в остальной части межэлектродного промежутка изоляционные свойства воздуха сохраняются. В полях слабонеоднородных появление микроразрядной активности может привести к искровому пробую межэлектродного промежутка. Процессы, происходящие в сильнонеоднородных полях, существенно зависят от полярности игольчатого электрода и подробно описаны в [3, 4–6].

Детальные исследования ВАХ в воздухе [5, 6] для отрицательной иглы на участке CD показывают, что в области точки С вначале регистрируется появление импульсов, вызванных отдельными лавинами. При отрицательной полярности при напряжениях чуть ниже порога зажигания стационарного разряда (4,5 кВ) наблюдаются импульсы тока (рис. 2,а) на фоне нулевой постоянной составляющей тока, при этом движение среды зафиксировать не удаётся, свечение кончика иглы отсутствует. Длительность импульсов 30 мкс, амплитуда 7 мкА, переносимый заряд  $Q = 4 \cdot 10^{-11}$  Кл, что свидетельствует о лавинной природе импульсов. Импульсы периодические, период порядка 0,1 сек. При небольшом увеличении напряжения (до 5 кВ) возникают пачки импульсов тока, следующие друг за другом. В каждой пачке импульсы присутствуют на фоне постоянной составляющей. Длительность пачки составляет 1 мс. Строгой периодичности следования пачек нет. Дальнейший рост напряжения (до 7 кВ) увеличивает длину пачек, интервал между импульсами сокращается. Становится заметным мигание слабого свечения у игольчатого электрода, одновременно возникает периодическое подергивание среды. Затем при более высоких напряжениях появляется постоянно светящийся чехол коронного разряда, и практически одновременно с ним возникает устойчивый поток среды – электрический ветер [6], однако флуктуации скорости и направления ЭВ сохраняются. При начальных напряжениях структура отрицательной короны близка к классической: в окрестности острия наблюдается малая полусферическая зона ионизации, облегающая кончик игольчатого электрода, размеры которой меньше размеров электрода.

В момент зажигания короны и возникновения ЭВ проводимость воздуха увеличивается скачком на четыре–пять порядков (до уровня 1 нСм/м), а затем вплоть до искрового пробоя наблюдается нелинейный участок плавного роста проводимости – ток растет пропорционально квадрату напряжения [6]. В этом диапазоне напряжений формы и размеры области отрицательного коронного разряда у игольчатого электрода существенно видоизменяются [4]. На этом участке изоляционные свойства воздуха все еще остаются удовлетворительными.

Расчеты [7] показывают, что высокоэнергетические электроны локализованы внутри чехла, вне границ чехла электроны прилипают к молекулам кислорода, обладающим электроноакцепторными свойствами, образуя отрицательные ионы, которые быстро передают импульс молекулам воздуха и определяют перенос заряда и структуру электрического ветра в темной внешней области разряда. При более высоких напряжениях видимые размеры чехла короны растут, а форма изменяется. В [4] было высказано предположение о сносе ионизованного газа потоком электрического ветра, однако это предположение не нашло своего подтверждения ввиду большой дрейфовой скорости ионов по сравнению со скоростью потоков газа.

На рис. 3 приведена типовая структура электрического ветра: это ламинарное однородное течение тонкой струйки воздуха, которое начинается примерно в 1 мм от острия иглы, до нее идет коническая зона подсоса воздуха в область короны и интенсивного ускорения.

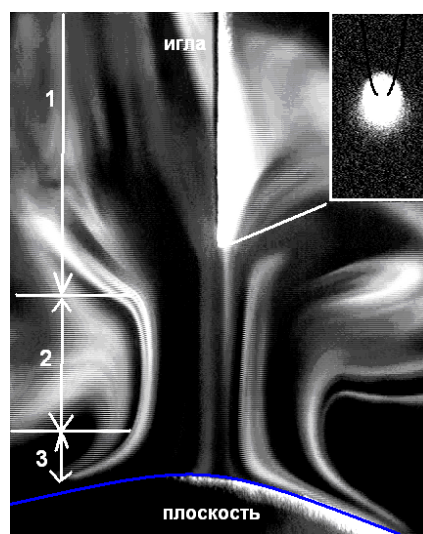
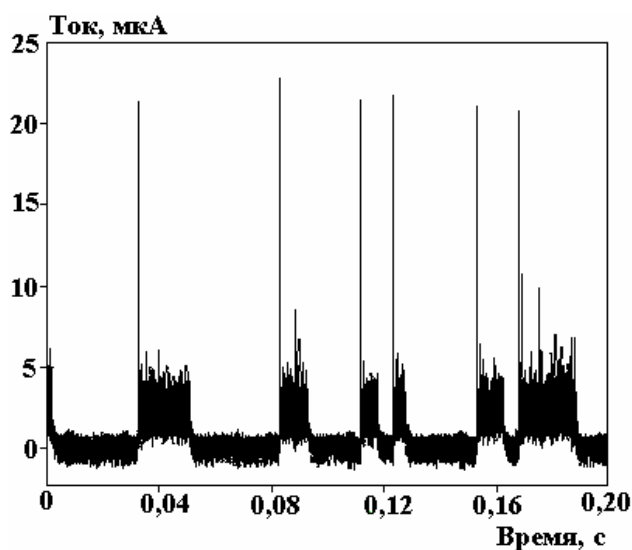


Рис. 2. Предразрядные импульсы тока, коронного разряда нет, напряжение –2,2 кВ

Рис. 3. Структура электрического ветра у игольчатого электрода при напряжении 2,5 кВ

Размер чехла короны при дальнейшем повышении напряжения увеличивается в размерах, достигая в диаметре нескольких диаметров иглы. Форма чехла перестаёт быть строго сферической. На осциллограмме тока продолжают наблюдаться импульсы на фоне постоянной стационарной составляющей, их длительность меняется не значительно, а амплитуда возрастает в несколько раз. Толщина струи ЭВ значительно увеличивается.

Имеется значительное количество работ, посвященных компьютерному моделированию электрического ветра [3–7]. Основой большинства моделей служит разделение межэлектродного промежутка на две области: область чехла короны и внешнюю область [3], где расчет объемного заряда производится по упрощенной схеме. В работе [7] единственное приближение – утверждение о малых размерах чехла коронного разряда, что позволяет отождествить внешнюю зону коронного разряда со всем межэлектродным промежутком и считать, что носителями униполярного заряда являются отрицательные ионы кислорода. Обоснованность этих утверждений показана в [5], где по результатам компьютерного моделирования процессов в чехле короны в воздухе показано, что размеры чехла короны не превышают 0,5 мм. Рассчитано распределение сил в чехле и во внешней зоне короны, показавшее, что силы в чехле прижимают ионизованную зону к электроду, препятствуя сносу ионизованного газа, а во внешней области силы, наоборот, направлены от электрода и вызывают электрический ветер.

Наиболее совершенная компьютерная модель ЭВ [7] основана на анализе полной системы ЭГД-уравнений [8]:

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j}_i = g_i(x, t), \quad (1)$$

$$\vec{j}_i = \rho_i b_i \vec{E} + D_i \nabla \rho_i + \rho_i \vec{v}; \quad (2)$$

$$\rho = \sum_i \rho_i, \quad (3)$$

$$\varepsilon \varepsilon_0 \operatorname{div} \vec{E} = \rho, \quad (4)$$

$$\vec{E} = -\nabla \varphi, \quad (5)$$

$$\gamma \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v}, \nabla) \vec{v} \right) = -\nabla p + \eta \Delta \vec{v} + \rho \vec{E}, \quad (6)$$

$$\operatorname{div} \vec{v} = 0, \quad (7)$$

где  $\rho$  – плотность заряда;  $j$  – плотность тока;  $g(x, t)$  – функция, описывающая образование и гибель заряда в объеме жидкости;  $b$  – подвижность;  $D$  – коэффициент диффузии;  $E$  – напряженность электрического поля;  $v$  – скорость;  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость;  $\varphi$  – потенциал;  $\gamma$  – плотность;  $p$  – давление;  $\eta$  – динамическая вязкость. Для случая униполярной инжекции ионы образуются на границе чехла короны, поэтому функция источника во внешней зоне  $g = 0$ . Традиционно в уравнении Навье-Стокса заряд ионной компоненты считается «вмороженным» в нейтральную среду. По умолчанию считается, что кулоновская сила действует в том числе и на нейтральную среду. Однако это положение, на наш взгляд, требует отдельного обсуждения. Следует отметить, что в ранних работах по электрогидродинамике при записи кулоновской силы учитывался коэффициент проскальзывания [10].

Рассмотрим модель [7]. На поверхности коронирующего электрода задается плотность тока. Считалось, что плотность тока пропорциональна локальной напряженности электрического поля:

$$j_n = C(E_n - E_0). \quad (8)$$

Здесь  $E_0 = 24,5$  кВ/см. Константа  $C$  находилась из условия, чтобы полный ток был равен току, измеренному в эксперименте:

$$I = \int \vec{j} d\vec{S}. \quad (9)$$

Моделирование проведено в системе электродов игла над плоскостью (радиус иглы 0,15 мм, расстояние между электродами 7 мм). Задача осесимметрична, в системе игла-плоскость система окружена непроницаемыми изолирующими стенками.

## 2. Анализ полученных результатов

На рис. 4,а приведено распределение объемного заряда для системы игла-плоскость. Заряд сосредоточен в непосредственной окрестности кончика иглы, на расстоянии порядка трех радиусов

иглы плотность заряда падает в 2 раза. Линии уровня заряда соответствуют линиям уровня напряженности электрического поля, что говорит о миграционном механизме формирования заряда. Структура силовых линий поля в области локализации заряда приведена на рис. 4,б. Кулоновские силы локализованы вблизи торцевой поверхности иглки и направлены по силовым линиям поля. Зона, в которой кулоновская сила ( $F=rE$ ) падает в 10 раз, имеет поперечный размер порядка 0,1 мм. Контуры линий уровня сил повторяют контуры кончика иглки. Из приведенных распределений видно, что облако объемного заряда создано миграцией ионов по силовым линиям поля, конвективный снос заряда электрическим ветром не существует. Это говорит о том, что в воздухе эффект вмороженности заряда в среду отсутствует, в то время как в компьютерной модели «вмороженность» по умолчанию использовалась.

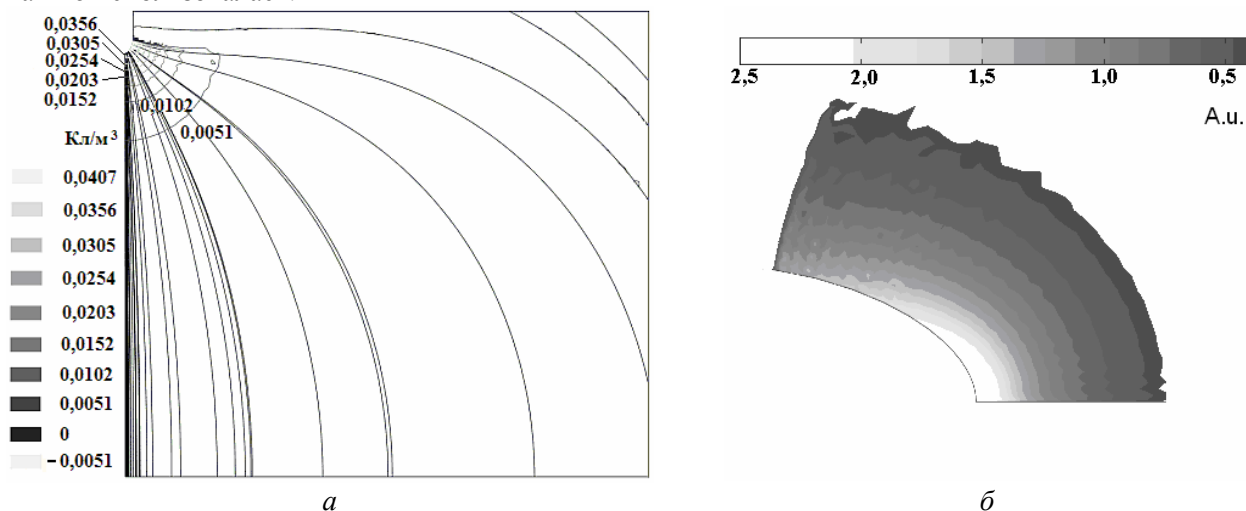


Рис. 4. Распределение объемного заряда (а) и линии напряженности в системе игла - плоскость, а также объемных кулоновских сил (б) вокруг игольчатого электрода (справа)

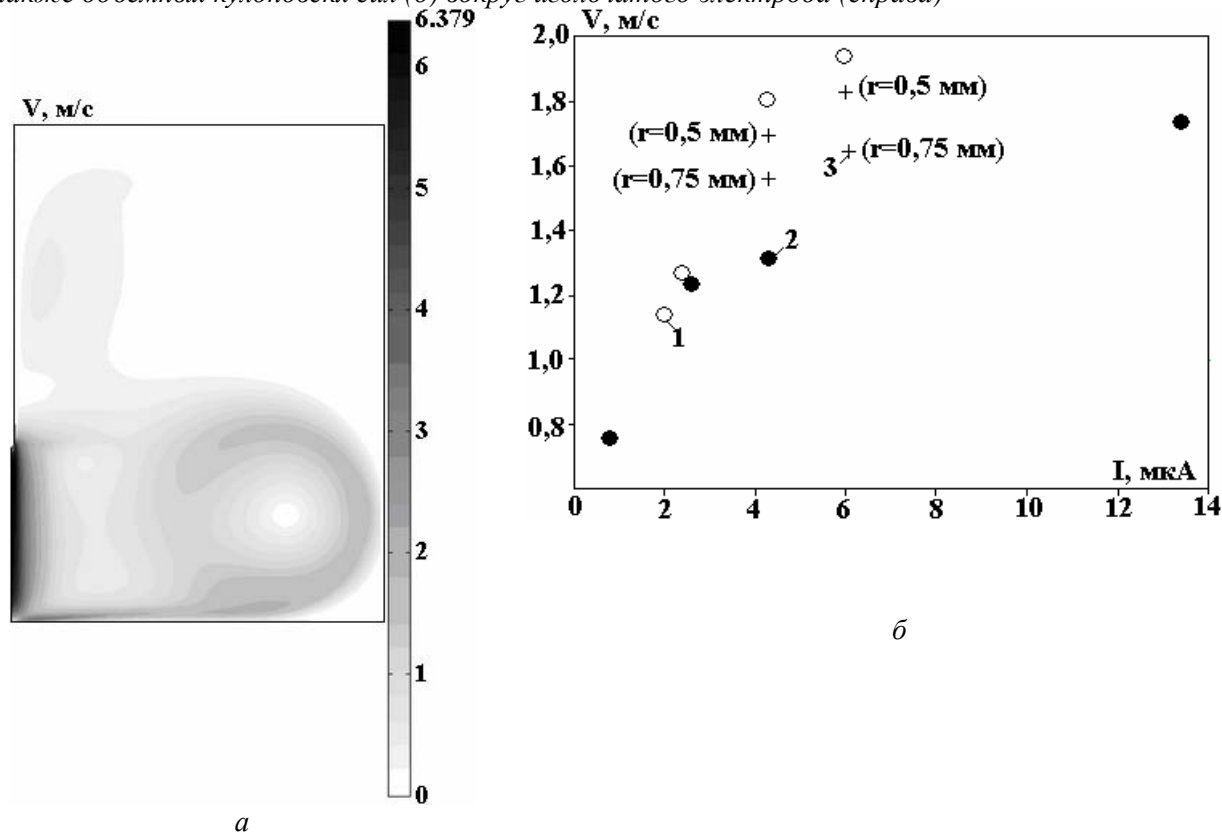


Рис. 5. Распределение скорости в системе электродов игла-плоскость (а) и зависимость средней скорости ЭВ от напряжения, измеренной в эксперименте и полученной при моделировании

Структура течений в системе игла-плоскость приведена на рис. 5,а: от игольчатого электрода распространяется тонкая струйка воздуха. У игольчатого электрода имеется короткая зона ускорения

(около 1 мм), далее располагается зона однородного течения. У поверхности плоского электрода струйка ЭВ, ударяясь в плоский противоэлектрод, образует возвратный вихрь. Полученная структура достаточно точно соответствует зарегистрированной в экспериментах (см. рис. 5,б). На рис. 5,б приведена зависимость средней скорости ЭВ от силы тока, измеренной в эксперименте и полученной при моделировании. Видно, что в области низких токов соответствие результатов эксперимента и моделирования хорошее, однако при высоких токах в эксперименте наблюдаются более низкие скорости, чем полученные в расчетах. Учет увеличенных размеров чехла короны несколько уменьшает различие в результатах, однако не полностью. По-видимому, основной причиной различий является отсутствие эффекта «вмороженности» заряда в среду, и это следует учитывать при компьютерном моделировании электрогазодинамических течений.

### 3. Электродинамика электроизолирующих жидкостей

К классу электроизолирующих жидкостей и жидких диэлектриков обычно относят углеводороды, кремнеорганические и фторорганические жидкости, трансформаторное, касторовое, пальмовое, вазелиновое, оливковое и другие масла [12]. У этих жидкостей в случае, когда они не подвергаются специальной очистке, имеется ощутимая низковольтная проводимость, обеспеченная примесями (диапазон  $10^{-8} \div 10^{-18}$  См/м), а не жестким излучением, как в газах.

Носители заряда в жидкости – ионы. Считается, что в жидкости нет электронов, а следовательно, и микроразрядной активности. Это связано прежде всего со структурой жидкости, где в отличие от газов среднее межмолекулярное расстояние не превышает размеров молекулы, так что у электрона отсутствует база, на которой он мог бы набрать энергию, необходимую для ионизации [12].

В жидких диэлектриках нет аналога кривым Пика [9, 12]: напряжение пробоя при любой степени неоднородности электрического поля всегда выше порога возникновения течений и составляет 30–300 кВ/см, а порог возникновения ЭГД-течений лежит значительно ниже: 0,3–3 кВ. Пороговое напряжение слабо возрастает с уменьшением радиуса кривизны электрода.

ВАХ жидкостей обычно имеет два участка: линейный и степенной (квадратичный): нарушение линейности ВАХ в отличие от газов всегда начинается выше порога возникновения ЭГД-течений, переход от линейного участка к квадратичному плавный (см. рис. 6).

Во многих экспериментах на линейном участке ВАХ у электродов регистрируется противозаряд, а на нелинейном участке ВАХ-одноименный с электродом заряд [9, 17]. На переходном участке ВАХ зарегистрированы биполярные приэлектродные структуры [9, 17].

ЭГД-течения в жидких диэлектриках достаточно хорошо визуализируются мелкими пузырьками газа. В настоящее время имеются специальные программы компьютерной обработки результатов исследования ЭГД-течений в различных жидкостях [9, 11] и накоплена достаточно объемная база данных по изучению структуры течений [17].

Анализ опубликованных в литературе данных показывает: ЭГД-течения наблюдались в жидкостях с низковольтной проводимостью от 10 нСм/м до 0,01 пСм/м. В более проводящих жидкостях энергия электрического тока идет на джоулев нагрев, а в менее проводящих электрические токи, а следовательно, и плотности заряда слишком малы, чтобы вызвать ощутимые течения жидкости [17].

ЭГД-течения носят пороговый характер, непосредственно после порога в сравнительно узком диапазоне напряжений наблюдается режим неразвитого ЭГД-течения. В этом режиме центральная струя течения не достигает поверхности противоэлектрода, и реализуется режим течений с малыми электрическими числами Рейнольдса.

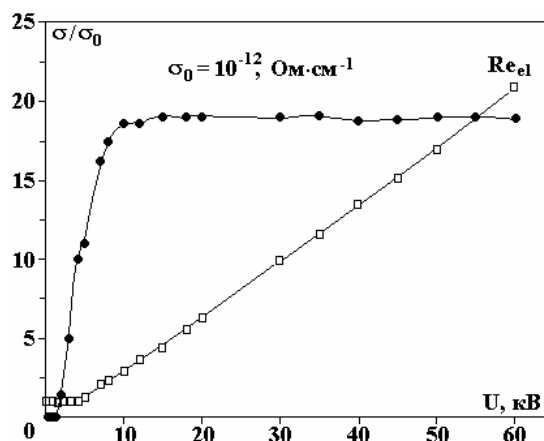


Рис. 6. Приведенные ВАХ и зависимости  $Re_{el} = v/v_0 = f(U)$

Этот режим достаточно быстро переходит в режим развитого ЭГД-течения, в котором среднее электрическое число Рейнольдса в центральной струе течения значительно больше единицы, то есть конвективный механизм переноса заряда становится преобладающим [9, 17].

Сравнительный анализ развитых ЭГД-течений при различных напряжениях не выявил существенных структурных различий. Зависимости средней скорости в центральной струе от напряжения на электродах в режиме неразвитого течения носят степенной характер ( $v \sim Uk$  ( $k > 2$ )), в режиме развитого течения обычно  $k = 1$ . В [17] предложена удобная безразмерная форма представления и анализа зависимостей скорости течения от напряжения  $v = v(U)$ , в качестве единицы измерения скорости приведена средняя скорость дрейфа ионов  $v_0 = bU/l_0$ , здесь  $b$  – подвижность ионов. В безразмерном виде зависимости средней скорости от напряжения выглядят как  $Reel = v/v_0 = f(U)$ , величину  $Reel$  обычно называют электрическим числом Рейнольдса. На рис. 6 представлены эти зависимости для течения в системе лезвие–плоскость, там же в безразмерной форме приведены соответствующие вольт-амперные характеристики. Видно, что зависимость  $Reel = f(U)$  имеет пороговый характер. Порог возникновения течений  $U_0$  не совпадает с напряжением перехода к сверхомическому участку вольт-амперной характеристики  $U_1$ . Обычно  $U_1 > U_0$ . В режиме неразвитого течения наблюдается очень быстрый рост электрического числа Рейнольдса, в режиме развитого течения электрическое число Рейнольдса  $Reel = const$ , причем значение его в отличие от газов достаточно велико: 10 и более.

На основе анализа большого количества экспериментальных данных установлена типовая зонная структура развитого ЭГД-течения. Эта структура названа типовой, так как наблюдалась в различных системах электродов: провод (различных диаметров – от 3 мк до 20 мм) над плоскостью и игла над плоскостью. Течения исследовались в трансформаторном, вазелиновом, касторовом маслах, кремнеорганической жидкости ПМС–1,5, керосине, скипидаре и др. Визуализация ЭГД-течений осуществлялась в соответствии с методикой, опубликованной в [11, 14, 17]; экспериментальные данные обработаны при помощи оригинальной программы по обработке ЭГД-течений EHD reader [11,14].

На рис. 7,а представлены контурные графики скорости: экспериментальный и полученный в результате моделирования [15, 13]; значения скоростей указаны в см/с.

Графики имеют качественно идентичный вид. Силовая область течения локализована в узкой заряженной струе, распространяющейся от игольчатого электрода к плоскому вдоль оси симметрии модели. Существенный спад скорости наблюдается в направлении, поперечном к направлению струи, поперечные размеры центральной струи составляют 1–2 мм.

Рядом с игольчатым электродом расположен тонкий слой практически неподвижной жидкости. Далее следует зона интенсивного ускорения. Эта зона достаточно узкая, и её протяжённость составляет всего 1,5–2 мм. Заметный разгон жидкости начинается немного выше заострения электрода. Заряженная струйка, пересекающая межэлектродный промежуток, представляет собой суженный в верхней части конус, а затем цилиндр, ось которого проходит через ось модели. Её поперечные размеры примерно в два раза меньше ширины гидродинамической струи. Далее следует зона квазиоднородного течения. Линии тока жидкости в этой зоне прямые, практически параллельные друг другу. У противоположного электрода расположена зона интенсивного торможения. Её протяжённость около 1 мм.

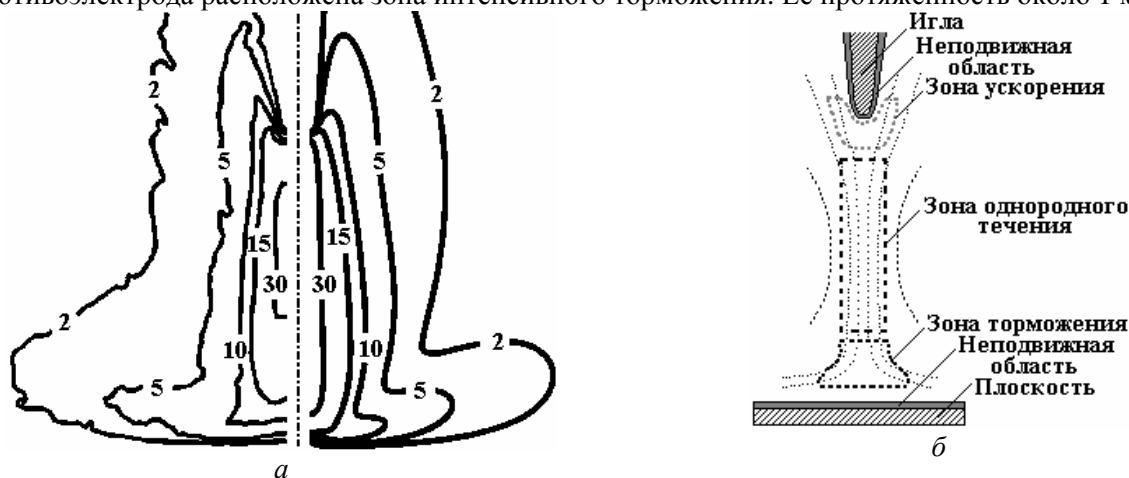


Рис. 7. Контурные графики скорости (а): экспериментальный (слева) и полученный в результате моделирования (справа); зонная структура (б)



Конкретный вид зонной структуры развитого течения определяется характером и распределением действующих сил.

Большое число исследований проведено для изучения зависимости свойств ЭГД-течений от степени неоднородности электрического поля [17]. Широкий набор электродов позволил изменять приэлектродную напряженность электрического поля и плотность тока проводимости в пределах трех–четырех порядков. Таким образом, охватываются ЭГД-течения в диапазоне от сильнонеоднородных полей до близких к однородному. Исследования показали, что ЭГД-течения в сильно- и слабо-неоднородных полях имеют единую природу. Скорость ЭГД-течений слабо зависит от степени неоднородности электрического поля (см. рис. 8).

Другая часть исследований [16] проведена для изучения зависимости свойств ЭГД-течений от свойств контакта электрод-жидкость. Исследования показали, что скорость ЭГД-течений очень сильно зависит от наличия в жидкости молекулярных примесей, обладающих электронно-акцепторными свойствами, а также свойств контакта электрод-жидкость, то есть от степени соответствия свойств примесей материалу каждого из электродов.

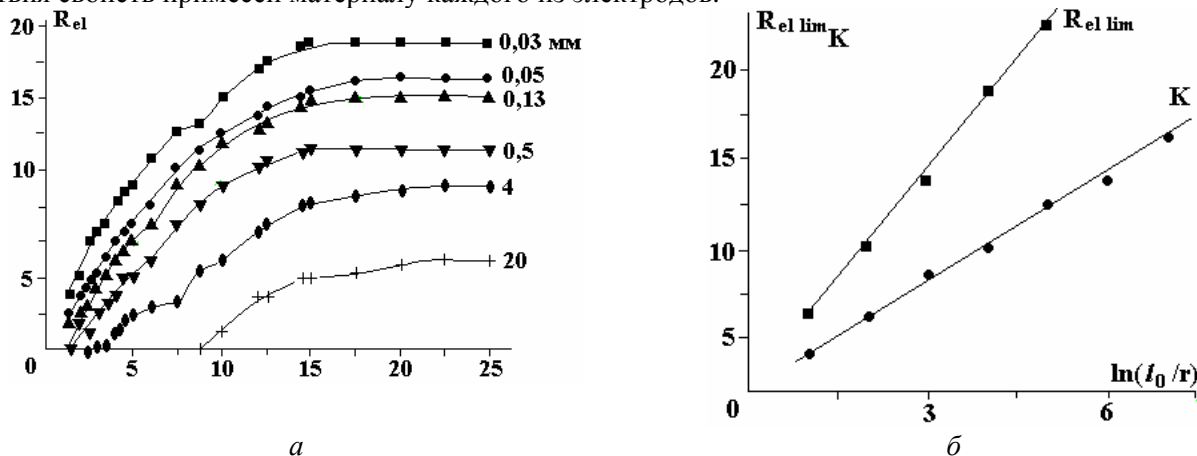


Рис. 8. Зависимость электрического числа Рейнольдса от напряжения для электродов различных диаметров (а), зависимость предельного электрического числа Рейнольдса от радиуса электрода (б)

В последнее время разработаны различные алгоритмы компьютерного моделирования ЭГД-течений в жидкостях. Многочисленные модели ЭГД-течений построены с рядом упрощений [15]. Однако в последних работах моделирование ЭГД-течений в жидкостях, так же как электрического ветра в газах, удалось провести на основе анализа полной системы ЭГД-уравнений [14]. Для электродных систем с сильнонеоднородным электрическим полем типа игла–плоскость достаточно хорошие результаты дает моделирование с учетом только униполярной инжекции с игольчатого электрода. В качестве граничных условий использованы условия типа инжекции Шотки.

На рис. 8 сопоставляются результаты моделирования с экспериментом. Видно, что распределение скоростей в модели полностью соответствует эксперименту. Однако база данных компьютерной модели в отличие от данных эксперимента содержит не только данные о скорости течения, а все его характеристики: распределение заряда, электрического поля, кулоновских сил, давления, миграционной, диффузионной и конвективной компонент токов. Кроме того, можно вычислить и привести распределения любых производных функций.

На рис. 9 представлены вклады компонент тока в его суммарное значение (в области, внутри которой оно больше 0,01% от максимума).

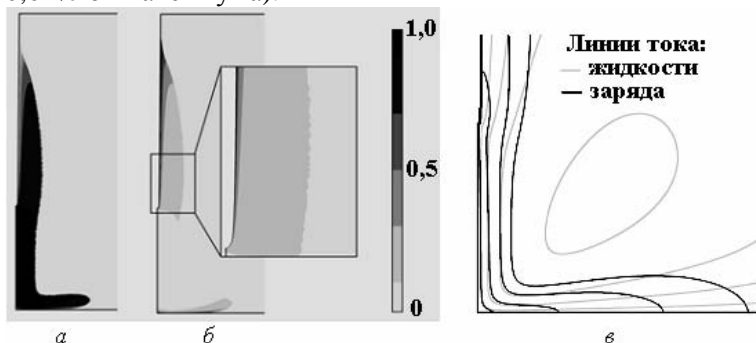


Рис. 9. Контурные графики вкладов конвективной (а) и миграционной (б) компонент тока в его суммарное значение, а также линии тока жидкости и заряда в МЭП (в)

Из графиков видно, что в области центральной струи на большей части МЭП доминирует конвективная составляющая тока (значение миграционной компоненты в этой области менее 5%). Значения электрического числа Рейнольдса в этой области достигают 80. Ток миграции доминирует только лишь в узких приэлектродных областях (толщиной несколько сотых долей миллиметра), где жидкость практически неподвижна. Подтверждением этому также служит график линий тока жидкости и заряда – они полностью совпадают на протяжении центральной струи ЭГД-течения и различаются лишь у поверхности игольчатого и плоского электродов. Значение диффузионной компоненты на несколько порядков меньше конвективной и миграционной компонент. Образованный на поверхности плоского электрода ион за счет миграции проникает в жидкость и далее распространяется вместе с ней до противоиэлектрода. Заметный разгон жидкости начинается немного выше заострения электрода, так как заряд образуется и на боковой поверхности игольчатого электрода. Зарядовая струйка также представляет собой суженный в верхней части конус, а затем цилиндр, ось которого проходит через ось модели. Её поперечные размеры примерно в два раза меньше ширины гидродинамической струи. В [15] зонная структура ЭГД-течения проанализирована с позиций силовой структуры течения. Показано, что ЭГД-течения в жидкости – это течения с объемной нагрузкой, имеющей вид тонкой заряженной струйки. Именно эта особенность отличает ЭГД-течения в жидкостях от электрического ветра в газах, где нет формирования заряженной струйки, а механизм формирования приэлектродной заряженной зоны носит миграционный характер (см. рис. 4).

#### 4. Нанопроцессы в электрогидродинамике

Проанализируем процесс движения ионов в приэлектродной зоне миграции. В этой области межэлектродного промежутка ион движется сквозь практически «неподвижную» жидкость. Попадая же в зону конвективного движения, ион оказывается «вмороженным» в жидкость. Каким образом ион обрывает шубой из нейтральных молекул жидкости? К сожалению, эти процессы слабо обсуждаются в литературе и никак не учитываются в системе уравнений электрогидродинамики. В уравнениях Нернста-Планка ион считается самостоятельной частицей, обладающей некоторой подвижностью, а в уравнении Навье–Стокса, напротив, постулируется “вмороженность” иона в среду. Что же происходит с ионом при переходе из зоны миграции в зону конвективного движения? Каков механизм “вмороживания” иона в нейтральную среду? Как происходит передача импульса от заряженной компоненты нейтральной компоненте? В первых работах по электрогидродинамике считалось, что передача импульса от заряженной компоненты к нейтральной происходит за счет трения ионов о жидкость. Однако оценки, сделанные в [9, 17], показали, что в режиме ЭГД-течений в зависимости от конфигурации электродной системы и контактных свойств при средней напряженности поля в 10 кВ/м средняя плотность объемного заряда лежит в диапазоне  $1-0,001 \text{ Кл/м}^3$ . При концентрации основной жидкости  $10^{28} \text{ 1/м}^3$  концентрация ионов лежит в диапазоне  $n_i=10^{16}-10^{19} \text{ 1/м}^3$ , то есть на один ион приходится  $10^9 \cdot 10^{12}$  молекул. В таком случае среднее расстояние между ионами составляет  $d_i=n_i^{-3}=5 \cdot 10^{-6} - 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ . Поэтому механизм передачи импульса от ионов к жидкости требует детального рассмотрения.

Во многих работах рассматривался механизм формирования сольватной оболочки вокруг иона при движении его сквозь нейтральную жидкость. Однако в работах, касающихся размеров сольватных оболочек, оценочные размеры последних составляют несколько координационных слоев, и механизм формирования столь больших сольватных оболочек также непонятен. Поэтому вернемся к рассмотрению механизма передачи импульса от иона к нейтральной среде за счет вязкости. Будем считать, что каждый ион окружен сферической сольватной оболочкой из нейтральных молекул, причем размеры сольватной оболочки, как принято считать, не превышают десятка молекулярных слоев. В этом приближении станем считать уравнения описания макроскопической среды применимыми для анализа процесса диффузии импульса от сольватной оболочки к нейтральной среде. В режиме стоковского сопротивления уравнение Навье–Стокса (без учета градиента давления) выглядит как уравнение диффузии:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial t} = \nu \Delta \vec{V}. \quad (10)$$

Аналогом коэффициента диффузии выступает кинематическая вязкость  $\nu$ . В данном режиме можно считать, что импульс диффундирует во все стороны от источника импульса. Известно, что время, необходимое для диффундирования возмущения на расстояние  $x$  от источника, составляет:

$$t = \frac{x^2}{\nu}. \quad (11)$$

С ростом расстояния время на транспортировку возрастает квадратично, таким образом, диффузионная транспортировка импульса на большие расстояния затруднена. Поэтому значительно выгоднее иметь большое количество маленьких источников импульса, например ионов, чем один большой. Если в заряженной среде среднее расстояние между ионами составляет  $d_i = n_i^{-3} = 5 \cdot 10^{-6} \div 5 \cdot 10^{-7}$  м, то в центральной струйке ЭГД-течения образуется разреженная ионная матрица, в которой между двумя соседними ионами находится несколько сотен тысяч молекул. Однако, несмотря на это, импульс, полученный ионом, передается молекулярному окружению за характерное время диффузии, лежащее в диапазоне  $t = d_i^2/\nu = 2,5 \cdot (10^{-6} \cdot 10^{-5})$  сек. Принципиально важным здесь является наличие ионной матрицы. Если рассмотреть один ион, движущийся в неподвижной жидкости со скоростью  $V_i$ , вязкость установит в окружающем пространстве неоднородное распределение скоростей  $V_x(r) \sim (R/r)V_i$ , где  $R$  – радиус объема нейтральной среды, который движется вместе с ионом. Скорость станет быстро падать с удалением от иона, и можно сказать, что увлекаться будет лишь небольшая область вокруг иона размером порядка  $R$ .

В случае одного иона поток импульса может неограниченно распространяться в окружающую жидкость. То же будет происходить, если матрица содержит биполярную ионную структуру. Однако при наличии униполярной ионной матрицы на расстоянии  $d/2$  поток импульса встретит противоположно направленный поток от соседнего иона. Таким образом, вокруг каждого иона можно выделить ячейку жидкости с характерным размером порядка  $d$  (показаны штрихом на рис. 10), из которой импульс выходить не может. Поскольку в электрическом поле на каждый ион действует электрическая сила, постоянно производящая импульс, то импульс будет накапливаться в ионной ячейке, пока межячейчные градиенты скорости не выровняются, и потоки импульса останутся в основном на границах заряженной области с нейтральной средой. Малая величина локальных градиентов скорости между ионом и средой и означает “вмороженность” иона в среду.

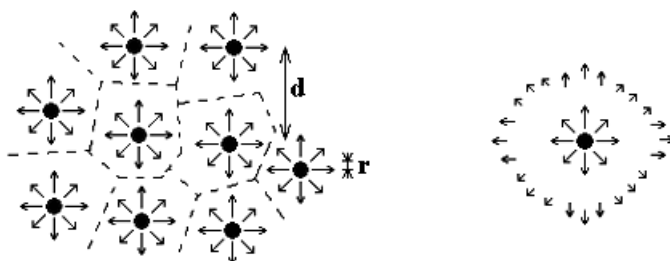


Рис. 10. В случае одиночного иона в жидкости импульс может диффундировать на неограниченные расстояния (справа), но, если ионов много, потоки импульса от соседних ионов встречаются, и импульс может распространяться только на расстояние порядка межионного (слева)

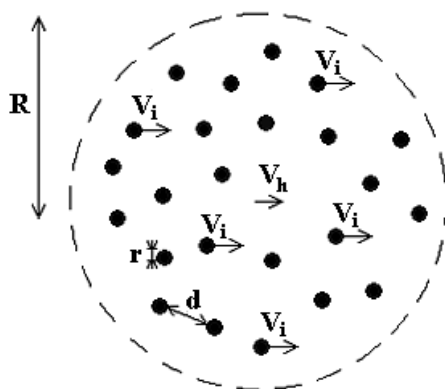


Рис. 11. Движение шара заряженной жидкости в неподвижной среде

Оценим степень “вмороженности” заряда исходя из реальных значений величин. В ЭГД-течениях импульс, передаваемый электрическим полем ионам, преобразуется в центральную струйку заряженной жидкости и расходует на сопротивление силам вязкого трения с окружающей ее ней-

тральной средой. Однако для транспортировки импульса в объем жидкости необходимы некоторые градиенты скорости между ионом и средой. Рассмотрим модельную задачу. Пусть у игольчатого электрода возникает заряженная шаровая область радиусом  $R$ , движущаяся в незаряженной покоящейся жидкости того же сорта (рис. 11). Шаровая область заполнена ионами одного знака со средним расстоянием между ионами  $d = ni^{-3}$ . Миграционная скорость ионов относительно движущейся жидкости  $V_i$ , скорость жидкости в шаре  $V_h$ . Радиус сольватной оболочки иона, движущейся с той же скоростью, что и он,  $r$ .

Большой заряженный шар, движущийся под действием электрического поля со скоростью  $V_h$  в окружающей его вязкой неподвижной жидкости, испытывает силу сопротивления (допустим, что стоксовскую), равную для жидкого шара  $4\pi R\eta V_h$ . Эта сила компенсируется передачей импульса от сольватных оболочек отдельных ионов, поскольку ионные оболочки передают среде импульс через вязкость, один ион передает импульс  $4\pi r\eta V_i$ . Приравняв источник импульса и его сток, учтя количество ионов в шаре  $N_i = ni(4/3)\pi R^3$ , получаем

$$RV_h = \frac{4}{3}\pi \frac{R^3}{d^3} r(V_i). \quad (12)$$

Или

$$\frac{V_i}{V_h} = \frac{3}{4\pi} \frac{d}{R_i} \left(\frac{d}{R}\right)^2. \quad (13)$$

Если возьмем радиус заряженного шара равным радиусу заряженной части центральной струи течения  $R=1$  мм,  $d=5\cdot 10^{-6}$  м, а радиус сольватной оболочки иона  $r=10$  нм, получим соотношение скоростей:

$$\frac{V_i}{V_h} = 0,003. \quad (14)$$

Это означает, что электрическое число Рейнольдса может достигать 330. Ввиду большой разницы суммарного импульса, переданного ионами заряженному шару и отданного им окружающей среде, оказывается возможным накопление импульса в каждой ионной ячейке и в целом в шаре, причем скорость движения шара может оказаться значительно выше скорости движения сольватных оболочек отдельных ионов. Однако, поскольку ионы движутся вместе с шаром, всегда остается небольшое превышение их скорости над скоростью движения шара, что и компенсирует отток импульса из шара за счет вязкого трения. Так, например, при поле в  $10^6$  В/м и подвижности ионов  $\mu=5\cdot 10^{-8}$  м<sup>2</sup>/(В·с)  $V_i=0,05$  м/с, а возможная скорость жидкости в заряженном шаре составляет 16,6 м/с. Это значение приблизительно на порядок выше значений, обычно наблюдаемых в экспериментах по изучению ЭГД-течений. При более высоких плотностях заряда можно реализовать более высокую степень “вмороженности” и более высокие скорости течения.

Рассмотрим динамику движения заряженных струй, состоящих из одноименно заряженных ионов. Ключевым моментом здесь является распространение импульса за счет вязкости, которое можно приближенно описать как диффузию. Для осуществления “вмороженности” ионов диффузия должна заставлять импульс распространяться гораздо быстрее, чем движется ионная ячейка, тогда диффузия будет выравнивать скорость движения в ионной ячейке. Вблизи сольватной оболочки иона диффузия импульса будет всегда быстрее скорости иона, поскольку размер иона мал и градиенты скорости там велики. Скорость распространения диффузионного возмущения  $V_{diff}$  можно выразить так:

$$V_{diff} = \frac{v}{2r}. \quad (15)$$

Здесь  $r$  – расстояние от источника возмущения. Чем дальше от ионной ячейки, тем медленнее распространяется диффузионное возмущение. И на определенном расстоянии оно окажется медленнее, чем скорость движения иона. Дальше этого расстояния от движущегося иона – обозначим его  $r_{diff}$  – возмущение импульса за счет диффузии не распространится. Чем быстрее движется ион относительно нейтральной среды, тем меньше диффузионный радиус:

$$\frac{v}{2r_{diff}} = V_h \text{ или } \frac{v}{2V_h} = r_{diff}, \quad (16)$$

где  $v$  – кинематическая вязкость, которая, как отмечалось выше, играет роль коэффициента диффузии для импульса;  $V_h$  – скорость иона относительно среды.

Таким образом, картина выглядит следующим образом: вязкость позволяет импульсу распространиться на расстояние  $r_{diff}$ , а дальше жидкость остается неподвижна. И увлекаемый ионом объем жидкости имеет радиус порядка  $r_{diff}$ . В жидкости, при характерной подвижности иона  $5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  и электрическом поле  $10 \text{ кВ/см}$ , скорость иона относительно среды составляет  $0,05 \text{ м/с}$ . По формуле (16) это дает диффузионный радиус  $10^{-5} \text{ м}$ , то есть он всегда больше размеров ионной ячейки при концентрации ионов выше  $10^{15} \text{ м}^{-3}$ .

Для электрического ветра в газах при напряженности  $10 \text{ кВ/см}$  вязкость воздуха  $\nu=10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ , размер диффузионного радиуса –  $0,2 \text{ мкм}$ , а расстояние между ионами при плотности заряда  $0,01 \text{ Кл/м}^3$  равно  $2 \text{ мкм}$ , то есть ионы проскальзывают через воздух, лишь частично увлекая его за собой. Поэтому в газах преобладает миграционный механизм переноса заряда, конвективный механизм несуществен (см. рис. 4).

Сделанные оценки показывают, что в жидкости исходное предположение о “вмороженности” заряда в среду является обоснованным. Следовательно, распределение скоростей на масштабах межиионного расстояния можно считать однородным и использовать для расчета макроскопическое уравнение Навье-Стокса (6). В случае же газов ситуация иная – согласно оценкам, “вмороженности” заряда в среду нет. Это означает, что на масштабах межиионного расстояния распределения скоростей сильно неоднородные. Усреднение уравнения Навье-Стокса по малым пространственным масштабам в такой ситуации следует обсуждать особо. Возможно, при записи кулоновских сил в уравнении Навье-Стокса в этом случае необходимо учитывать коэффициент проскальзывания ионов относительно нейтральной среды, как отмечалось еще в [9].

Соотношение (13) можно записать в ином виде, выразив  $V_i$  как скорость иона относительно движущейся жидкости. В режиме развитого ЭГД-течения электрическое число Рейнольдса обычно  $10$  и более, поэтому скорость движения ионной ячейки следует оценить как  $Re_{el} V_i$ . Размер ионной ячейки определяется как  $d=\pi i^{-3}$ . Поэтому, выразив скорость ионной ячейки через напряженность поля и подвижность, можно условие “вмороженности” записать в виде

$$\frac{\nu}{n^{-3} Re_{el} \mu E} > 1; \frac{\nu}{n^{-3} \mu E} > 1. \quad (17)$$

Это соотношение позволяет установить взаимосвязь между локальной напряженностью электрического поля и плотностью объемного заряда в среде, обеспечивающую “вмороженность”.

Далее мы более подробно рассмотрим пространственные и временные условия применимости приближения “вмороженности” заряда в жидкую среду.

**5. Характерное время “вмораживания” иона и характерная длина “вмораживания”.** Ранее мы оценили время, необходимое, чтобы импульс диффундировал до границ ионной ячейки. Время это составило микросекунды для газов или десятки микросекунд для жидкости. Однако при этом устанавливается резко неоднородное распределение скорости, она спадает обратно пропорционально расстоянию от иона. Для того чтобы установилось однородное распределение скорости, необходимо накопить в ионной ячейке такой импульс, чтобы вся ионная ячейка двигалась, с некоторой скоростью, обычно в  $Re_{el}$  раз превышающей скорость иона  $V_i$ . Оценим время  $t$ , необходимое на это:

$$eEt = \gamma d^3 Re_{el} V_i.$$

Удобно также ввести длину, на которой происходит заполнение ионной ячейки импульсом:  $x=t \cdot V_i$ . В этой оценке скорость иона можно выразить через подвижность  $V_i=\mu E$ , ведь на начальном этапе ион движется сквозь неподвижную жидкость. В результате получаем

$$x = \frac{Re_{el} \gamma \mu^2 d^3 E}{e}. \quad (18)$$

Таким образом, если ион попал в жидкость на поверхности электрода в точке  $0$ , ионная ячейка заполнится импульсом на длине  $x$  и после этой длины начнет двигаться вместе с ионом как единое целое. А до этого ион будет «скользить» сквозь сплошную среду, постепенно обрастая «шубой» из движущихся вместе с ним молекул. Рассчитаем  $x$  для жидкости. Возьмем для трансформаторного масла  $\gamma = (870 \pm 5) \text{ кг/м}^3$  (измерена), динамическая вязкость  $\eta = (0,025 \pm 0,005) \text{ Па} \cdot \text{с}$  (измерена), низковольтная проводимость  $\sigma_0 = (1,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-11} \text{ 1/}(\text{Ом} \cdot \text{м})$  (измерена), подвижность ионов  $\mu = 1 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , межиионное расстояние  $d=5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ,  $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ ,  $E=10^6 \text{ В/м}$  ( $10 \text{ кВ/см}$ ). Получаем

$x = 20$  мкм. Таким образом, ионы заполняют ионную ячейку импульсом на расстоянии, равном нескольким размерам ионной ячейки.

Ион, попадая в трансформаторное масло на поверхности электрода в точке  $x=0$ , заполняет ионную ячейку импульсом на длине, равной размеру ячейки, и после этой длины жидкость начнет двигаться вместе с ионом как единое целое со скоростью  $V$ . А до этого ион будет «проскальзывать» сквозь сплошную среду, постепенно обрастая «шубой» из движущихся вместе с ним молекул жидкости. На рис. 12 приведено распределение ускорений у поверхности игольчатого электрода, нулевая координата соответствует кончику иглы, расстояние вдоль оси отложено в радиусах иглы [14]. Видно, что ускорение имеет экстремум, равный примерно  $100 \text{ м/с}^2$ , расположенный на расстоянии около 4 диаметров иглы, то есть на расстоянии  $0,4 \text{ мм}$ . Можно было бы отождествить участок роста ускорения с процессом «вмораживания» ионов. Однако, как следует из наших оценок, ионы успевают «вморозиться» в среду значительно раньше, то есть сделанные в работе предположения о «вмороженности» заряда соответствуют действительности.

Рассчитаем  $x$  для менее вязкой жидкости, например воды:  $\rho=1000 \text{ кг/м}^3$ , подвижность  $\mu=5 \cdot 10^{-8} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $d=5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ ,  $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ ,  $E=10^6 \text{ В/м}$  ( $10 \text{ кВ/см}$ ). Получаем  $x=19,5 \text{ мм}$ . Таким образом, в воде расстояние порядка  $10 \text{ мм}$  (или порядка  $2000$  межйонных расстояний) ионы проходят „невмороженными” в жидкость, поскольку не успевают заполнить ионную ячейку импульсом.

Если размеры межэлектродного промежутка значительно больше этого расстояния, то эффект вмороженности реализуется. Однако в слабвязких жидкостях, например в бензине, расстояние вмораживания существенно вырастет и эффект „вмороженности” может исчезнуть, ионы будут проскальзывать относительно жидкости. Поэтому в систему уравнений электрогидродинамики для моделирования ЭГД-течений в слабвязких жидкостях необходимо вносить коррективы.

Этот эффект следует учитывать также, выбирая жидкость для использования в ЭГД-устройствах. Для получения высокого КПД ЭГД-устройств необходимо, чтобы эффект вязкого взаимодействия ионов со средой был достаточно высок.

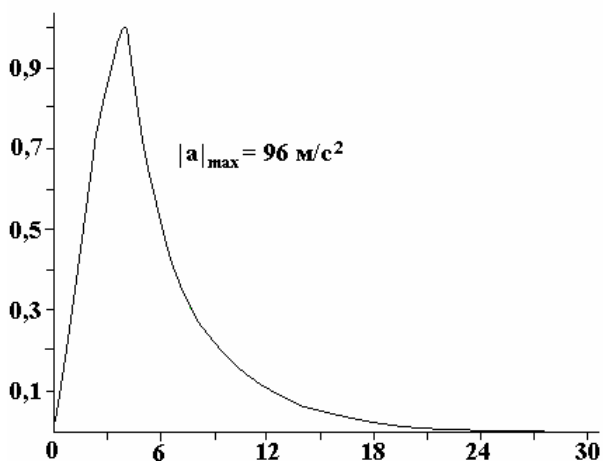


Рис. 12. Распределение ускорений у поверхности игольчатого электрода

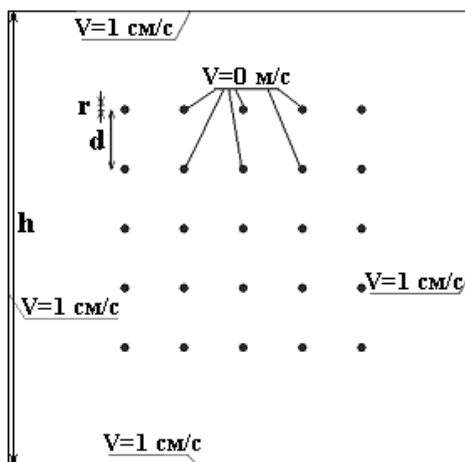


Рис. 13. Схема плоской задачи об увлечении жидкости объектами малого размера

Используем возможности компьютерного моделирования для более точного анализа механизма формирования „вмороженного” течения. Для этого смоделируем ионную матрицу в упрощенном варианте. Для упрощения задачи и сведения ее к двумерной рассмотрим сетку из твердых незаряженных цилиндров малого радиуса (рис. 13), движущихся сквозь жидкость. Радиус цилиндра равен размеру сольватной оболочки иона ( $r=10^{-8}$  м), расстояние между цилиндрами равно расстоянию между ионами ( $d=5\cdot 10^{-6}$  м), размер области  $h=2,1\cdot 10^{-4}$  м. В качестве жидкости выберем воду: плотность  $1000 \text{ кг/м}^3$ , динамическая вязкость  $10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$ . Цилиндры образуют сетку  $5\times 5$ . Эту задачу можно рассматривать как качественный пример. Цилиндры покоятся, а жидкость прокачивается через сетку из цилиндров. На поверхности цилиндров задана скорость жидкости  $0 \text{ м/с}$ , а на внешних границах  $0,01 \text{ м/с}$  (ясно, что эта задача будет аналогична задаче о движении цилиндров относительно неподвижной границы).

На рис. 14 приведено распределение  $x$ -компоненты скорости в модели. Видно, что область, занятую цилиндрами, жидкость обтекает сбоку.

На рис. 15 приведено распределение скоростей в относительных единицах в пределах «ионной матрицы», что позволяет рассмотреть распределение скорости внутри нее. Видно, что между цилиндрами распределение скорости неоднородно, она колеблется в пределах 10% от скорости обтекания матрицы в целом по отношению к среде. Вокруг каждого цилиндра образуется некоторая «присоединенная» область жидкости, движущаяся вместе с ним. Это и есть характеристика степени «вмороженности» в данной задаче.

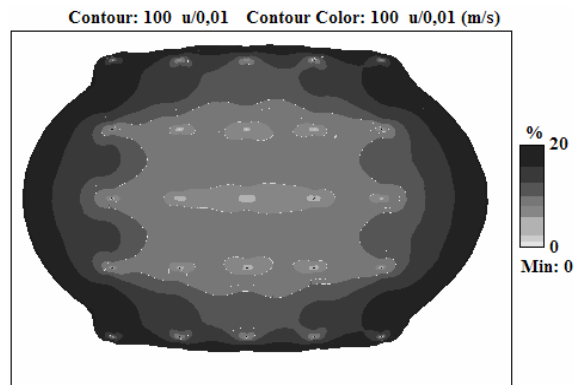
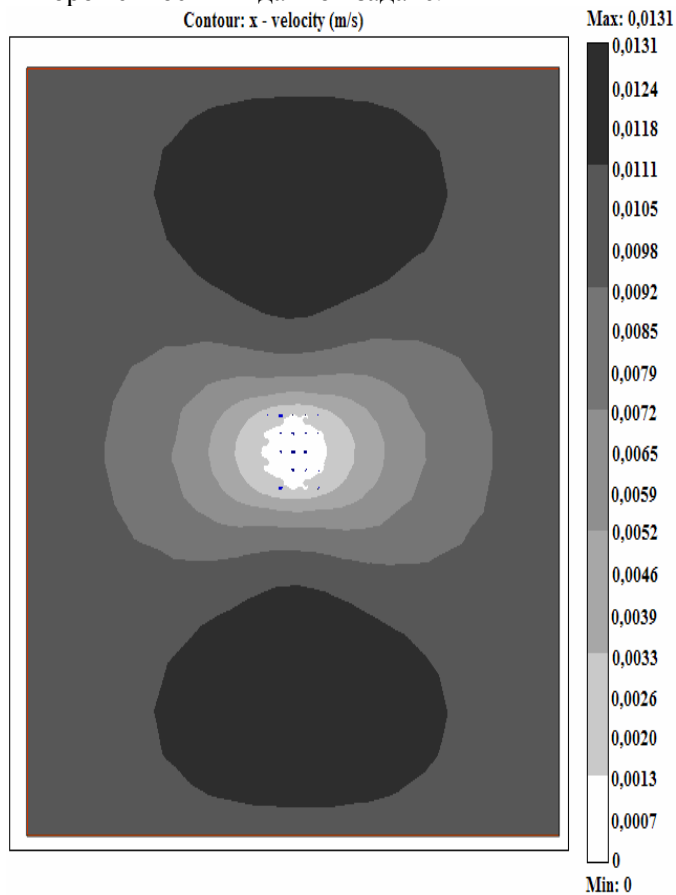


Рис. 15.  $x$ -компонента скорости в процентах по отношению к скорости обтекания  $0,01 \text{ м/с}$

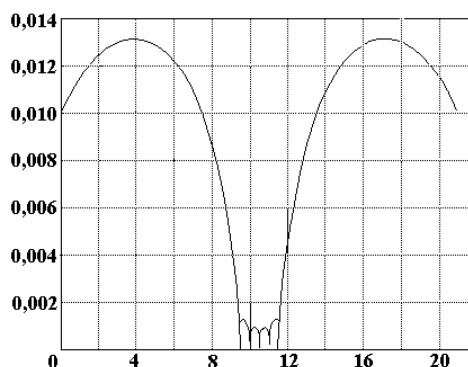


Рис. 14. Распределение  $x$ -компоненты скорости в задаче о движении цилиндров с  $r=10^{-8}$  м сквозь жидкость

Рис. 16. Распределение  $x$ -компоненты скорости по вертикальной прямой, проходящей через центры цилиндров

Линейный график (рис. 16) подтверждает сказанное – перепады скоростей между цилиндрами значительно меньше, чем перепад скоростей между блоком цилиндров и окружающей средой.

В модельной задаче всего 25 цилиндров, и эффект «вмороженности» только за счет вязкости жидкости достаточно отчетливо проявляется. В реальности ионов в ЭГД-потоке на много порядков больше. Моделирование показывает, что при увеличении межионных расстояний эффект «вмороженности» пропадает.

Таким образом, ЭГД-течение в свете изложенных представлений следует представить как предельный случай устройств, передающих импульс среде, в которых его источником служат отдельные ионы. Поэтому эффект передачи импульса нейтральной среде при оптимальном соотношении вязкости среды и плотности вводимого в жидкость заряда максимально эффективен. В этом смысле электрогидродинамический способ преобразования энергии электрического поля в энергию движения жидкости является способом использования нанотехнологий, а электрогидродинамические технологии следует назвать наноэлектрогидродинамическими технологиями.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Бортник М. М., Верецагин И.П. и др.* Электрофизические основы техники высоких напряжений. М.: Энергоатомиздат, 1993.
2. *Райзер Ю.П.* Физика газового разряда. М.: Наука, 1967.
3. *Верецагин И.П.* Коронный разряд в аппаратах электронно-ионной технологии. М.: Энергоматиздат, 1985.
4. *Vuyanov A.V., Elagin I.A., Pavleyno M.A., Statuya A.A., Stishkov Yu.K.* Computational modeling of a unipolar corona discharge // Proceedings of the 5th international EHD workshop. Poitiers. France. 2004. P. 194–197.
5. *Stishkov Y., Samusenko A., Vinaykin M., Zuev D.* Computer simulation of corona discharge and experimental investigation of ionic wind // Proceedings of the International Symposium on Electrohydrodynamics. Malaysia, Sarawak. 2009.
6. *Винайкин М.Ю., Зув Д.В., Стишков Ю.К.* Взаимосвязь кинематики электрического ветра с формой чехла коронного разряда // Сборник докладов международной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей». Санкт-Петербург. 2009. С. 217–223.
7. *Винайкин М.Ю., Зув Д.В., Стишков Ю.К.* Компьютерное моделирование электрического ветра в воздухе // Сборник докладов международной конференции «Современные проблемы электрофизики и электрогидродинамики жидкостей». Санкт-Петербург. 2009. С. 158–163.
8. *Остроумов Г.А.* Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Наука, 1979.
9. *Стишков Ю.К., Шапошников А. М., Афанасьев С. Б., Елагин И. А.* Электрофизические процессы в жидкостях и газах (учебно-методическое пособие), Санкт-Петербург: Изд-во СОЛО, 2007, 411 с.
10. Энциклопедия низкотемпературной плазмы / Под ред. В.Е. Фортова. Т. 1–4. М.: Наука, 2000.
11. *Афанасьев С.Б., Лавренюк Д.С., Николаев П.О., Стишков Ю.К.* Полуавтоматический метод компьютерной обработки поля скоростей ЭГД-течений // Электронная обработка материалов. 2007. № 1. С. 24–30.
12. *Адамчевский И.* Электрическая проводимость жидких диэлектриков. М.: Энергия, 1972.
13. *Гросу Ф.П., Болога М.К., Блощицын В.В., Стишков Ю.К., Кожевников И.В.* Зарядообразование в жидких диэлектриках под воздействием электростатического поля // Электронная обработка материалов. 2007. № 5. С. 16–38.
14. *Стишков Ю.К., Чирков В.А.* Компьютерное моделирование ЭГД-течений в системе электродов игла-плоскость // Журнал технической физики. Том 78. Вып. 11 (2008) с. 17.
15. *Стишков Ю.К., Дерновский В.Л., Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожевников И.В.* Влияние размеров межэлектродного промежутка на кинематику ЭГД-течений // Электронная обработка материалов. 2006. № 6. С. 28–36.
16. *Грошев А.К., Михайлов С.А., Стишков Ю.К.* Влияние свойств границы электрод-жидкость на высоковольтную проводимость жидких диэлектриков // Тезисы докладов III Межреспубликанского семинара. Гродно, 1992.
17. *Стишков Ю.К., Остапенко А.А.* Электрогидродинамические течения в жидких диэлектриках. Л.: ЛГУ, 1989.

Поступила 29.10.09

## Summary

The overview and confrontation of electrohydrodynamical flows in liquids and gases based on published experimental data and computer models are presented. An original interpretation of the ions “freezing” in medium effect is given; estimates of some freezing characteristics are presented. The new dimensionless parameter which enables to estimate importance of the freezing effect in particular conditions is suggested.



А.В. Симашкевич\*, Д.А. Шербан\*, Л.И. Брук\*, В.М.Фёдоров\*\*,  
А. Коваль\*\*, Ю.В. Усатый\*

## ОСОБЕННОСТИ МЕХАНИЗМА ПРОХОЖДЕНИЯ ТОКА ЧЕРЕЗ ИЗОТИПНУЮ СТРУКТУРУ ITO/nSI

\*Институт прикладной физики АН Молдовы,  
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, [leonid.bruc@phys.asm.md](mailto:leonid.bruc@phys.asm.md)

\*\*Государственный университет Молдовы,  
ул. А. Матеевича, 60, г. Кишинев, MD-2012, Республика Молдова

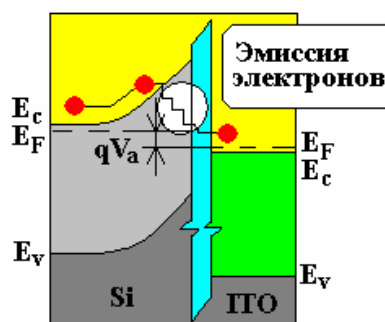
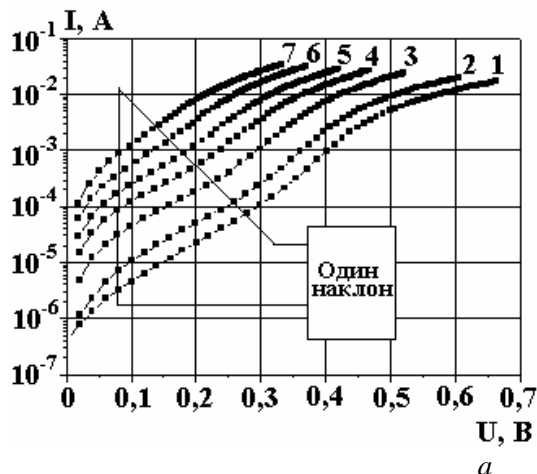
### Введение

До настоящего времени кремний остается основным полупроводниковым материалом для изготовления солнечных элементов (СЭ) и солнечных батарей, причем производство кремниевых фотовольтаических преобразователей стремительно растет во всем мире. Большим препятствием в использовании СЭ, в особенности в развивающихся странах, является их относительно высокая стоимость. Сделать СЭ дешевле можно, разработав эффективные и простые технологии их производства. Изготовление фотовольтаических приборов с ПДП структурой методом пиролитической пульверизации химических растворов – пример такой технологии. Данные структуры изготавливались нанесением тонких прозрачных проводящих слоев оксидов индия и олова на поверхность кремния [1-4]. При этом нет необходимости в создании близких к освещаемой поверхности р-п переходов в кремнии, так как такие переходы образуются автоматически из-за малой толщины слоя ITO. Разделение носителей заряда, генерированных солнечным излучением, происходит электрическим полем на границе поверхностно-барьерной структуры ITO/SiO<sub>2</sub>/Si. Такие структуры можно считать диодами Шоттки с тонким диэлектрическим слоем SiO<sub>2</sub>, образующимся в процессе нанесения пленки ITO. Были получены односторонние и двусторонние СЭ с эффективностью преобразования солнечной энергии в электрическую 10% [5] и 13% [6] соответственно.

Исследование электрических и фотоэлектрических свойств ПДП структур на основе кремния показывает, что энергетические состояния на границе раздела кремний–ITO играют важную роль в процессе разделения генерированных светом носителей заряда и, следовательно, в эффективности конверсии солнечного излучения. Информация об энергетических состояниях на границе раздела полупроводник–проводящий окисел может быть получена при изучении температурных зависимостей вольт-амперных характеристик (I–V). Это даёт возможность определить механизм переноса заряда через границу раздела, что и является целью настоящей работы.

### Результаты и их обсуждение

Изучались вольт-амперные характеристики структур ITO/SiO<sub>2</sub>/Si в интервале температур (293–413)К. Вид прямых ветвей вольт-амперных характеристик представлен на рис. 1. Видно, что зависимость ток–напряжение характеризуется наличием двух прямых участков с различными наклонами.



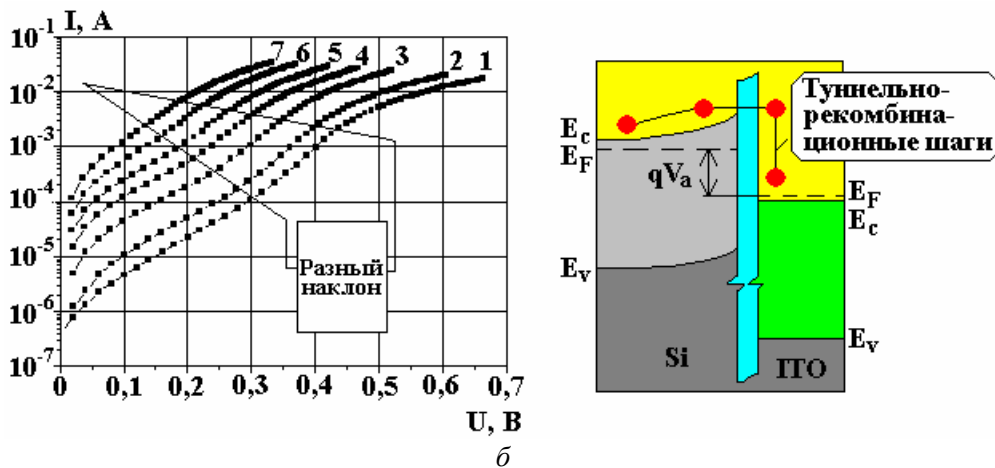


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики при различных температурах фотовольтаических структур  $n^+ITO/SiO_2/nSi$  и соответствующие зонные энергетические диаграммы, иллюстрирующие механизм переноса носителей заряда при прямом смещении менее 0,3В (а) и более 0,3В (б)

На первом участке при внешних приложенных напряжениях до 0,3В I-V характеристики параллельны, то есть угол наклона к оси напряжений постоянен (см. рис. 1,а). В этом случае согласно [7] перенос носителей заряда сквозь потенциальный барьер осуществляется туннельно-рекомбинационными переходами в области объемного заряда, и вольт-амперная характеристика может быть описана следующим соотношением:

$$I = I_0 \exp(AV) \exp(BT), \quad (1)$$

где  $A$  и  $B$  – константы, не зависящие от напряжения и температуры соответственно. Численная величина константы  $A$ , определенная из зависимости, представленной на рис. 1,а, равна  $15 \text{ V}^{-1}$ . Значение константы  $B$ , которая составляет  $0,045 \text{ K}^{-1}$ , было вычислено из зависимости  $\ln I = f(T)$ , полученной из

рис. 1 при  $V = \text{const}$ . В работе [7] константа  $A$  определяется выражением  $A = \frac{8\pi}{3h} \left( \frac{m_e^* \epsilon_s S}{N_d} \right)^{1/2}$ , где

$m_e^*$  – эффективная масса электрона,  $\epsilon_s$  – диэлектрическая проницаемость кремния и  $S$  – относительное изменение энергии электрона после каждой ступени процесса туннелирования. Следовательно,  $1/S$  представляет собой количество ступеней туннелирования. Численное значение  $S$  легко рассчитывается, так как остальные параметры в соответствующем соотношении представляют собой экспериментальные результаты, фундаментальные константы или физические параметры кремния.

Таким образом, механизм переноса носителей заряда при прямых смещениях менее 0,3В определяется многоступенчатыми туннельно-рекомбинационными переходами электронов из зоны проводимости кремния в зону проводимости ITO (см. зонную энергетическую диаграмму на рис. 1,а). Число ступеней туннелирования – порядка 100.

На втором участке механизм переноса носителей заряда через структуру ITO/n-Si меняется, на что указывают различные наклоны вольт-амперных характеристик (см. рис. 1,б). Наклоны I-V характеристик становятся зависимыми от температуры и дают значение параметра  $n \sim 1,6$ , который входит в соотношение

$$I = I_0 \exp(qV/nkT), \quad (2)$$

где ток насыщения

$$I_0 = C \exp(-\phi_B/kT), \quad (3)$$

$C$  – константа, зависящая от модели протекания тока (эмиссия или диффузия) [8].

Зависимости, выраженные соотношениями (2) и (3), являются типичными для эмиссионного механизма прохождения электронов через потенциальный барьер (рис. 1,б). Таким образом, при приложенных прямых смещениях более 0,3В в интервале температур (293–413)К наблюдается эмиссия электронов из Si в ITO через потенциальный барьер  $\phi_B$  на границе раздела Si/ITO исследуемой структуры. Соотношения (2) и (3) позволяют определить и значение величины потенциального барьера  $\phi_B$ .

Из зависимостей  $\ln I_0 = f(1/kT)$  (рис. 2,а) и  $\ln I = f(1/kT)$  (рис. 2,б) можно определить высоту потенциального барьера  $\phi_B$  на границе раздела структуры ИТО/n-Si. Тангенс угла наклона зависимости  $\ln I_0 = f(1/kT)$ , где  $I_0$  – ток насыщения, определяемый экстраполяцией второго участка ВАХ до пересечения с осью ординат, равняется  $\phi_B$ . Тангенс угла наклона зависимости  $\ln I = f(1/kT) - \phi_B - qV_a$ , где  $V_a$  – приложенное напряжение смещения. Расчет величины  $\phi_B$  из зависимостей (2) и (3) дал величины для потенциального барьера, соответственно равные 0,65 и 0,68 эВ.

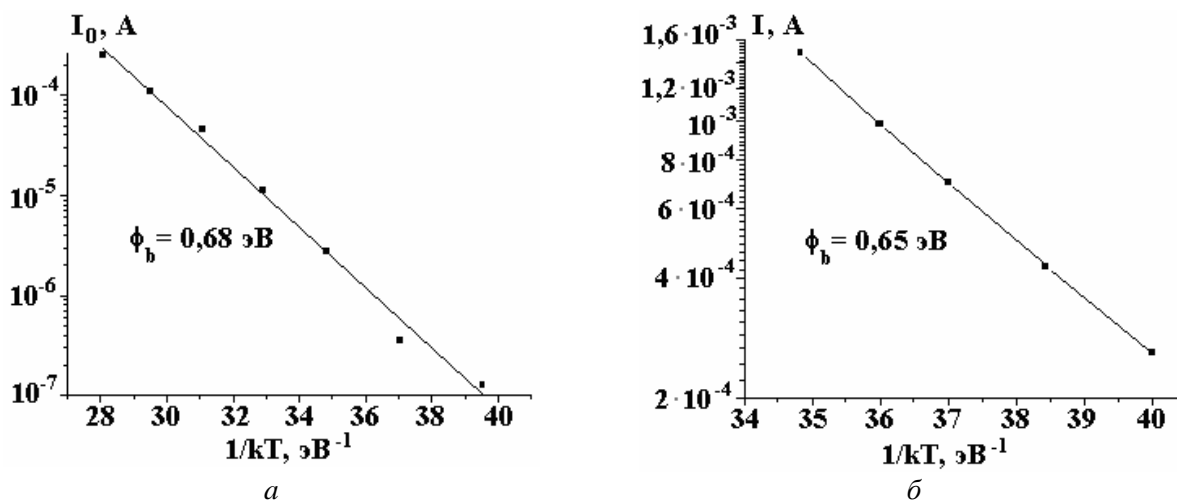


Рис. 2. Зависимости  $I_0 = f(1/kT)$  (а) и  $I = f(1/kT)$  при 0,3 В (б) для СЭ n<sup>+</sup>ИТО/SiO<sub>2</sub>/nSi

### Выводы

Изучение вольт-амперных характеристик фотовольтаической структуры n<sup>+</sup>ИТО/SiO<sub>2</sub>/nSi показало наличие двух механизмов прохождения тока в прямом направлении: туннельно-рекомбинационного при прямых смещениях менее 0,3 В и надбарьерно-эмиссионного при больших смещениях.

В первом случае перенос носителей заряда может быть интерпретирован как многоступенчатые туннельно-рекомбинационные переходы электронов из зоны проводимости кремния через поверхностные состояния в зону проводимости ИТО с числом ступеней туннелирования порядка 100. В случае фотовольтаических приборов очевидно, что этот механизм токопереноса является нежелательным, так как он уменьшает эффективность разделения неравновесных носителей заряда на ПДП переходе. Уменьшение концентрации поверхностных энергетических состояний на границе раздела фотовольтаической структуры ИТО/SiO<sub>2</sub>/Si путем пассивации этой границы может привести к уменьшению туннельно-рекомбинационных процессов и увеличению эффективности таких СЭ.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Shewchun J., Dubow G., Myszkowsky A., Singh R. The operation of the semiconductor-insulator-semiconductor (SIS) solar cells: Theory // J. Appl. Phys., 1978. Vol. 49. P. 855–864.
2. Gagara L., Gorcheac L., Radu C., Radu S., Simashkevich A., Sherban D. Photovoltaic converters of solar energy on the base of SIS structures // Proceedings of the Int. Conf. Euro-Sun 96. 1996. Vol. 2. P. 665–667.
3. Simashkevich A., Quoc Hung Do, Bobeico E., Gorcheac L., Sherban D. Solar cells based on SIS structures. // Proc. of the 3<sup>rd</sup> Int. Workshop on Material Sciences. Hanoi. 1999. Part 1. P. 56–59.
4. Vasu V., Subrahmanyam A. Photovoltaic properties of ITO/Si junctions prepared by spray pyrolysis. dependence on oxidation time // Semicond. Sci. and Tech. 1992. Vol. 7. P. 320–323.
5. Simashkevich A., Sherban D., Bruc L., Coval A., Fedorov V., Bobeico E., Usaty Iu. “Spray-deposited ITO-nSi solar cells with enlarged area” // Proc. 20<sup>th</sup> European PV Solar Energy Conference, Barcelona. 2005. P. 980–982.
6. Bruk L., Fedorov V., Sherban D., Simashkevich A., Usatii I., Bobeico E., Morvillo P. Isotype bifacial silicon solar cells obtained by ITO spray pyrolysis // Materials Science and Engineering B. 2009. Vol. 159–160. P. 282–285.
7. Riben A.R., Feucht D.L. Electrical transport in nGe-pGaAs heterojunctions // Int. J. Electr. 1966. Vol. 20. P. 583–587.

8. *Milnes A.G., Feucht D.L.* Heterojunctions and Metal–Semiconductor Junctions. Academic Press. New-York and London. 1972. 441p.

*Поступила 29.09.09*

### **Summary**

Solar cells fabricated on the basis of semiconductor-insulator-semiconductor (SIS) structures were obtained by deposition of transparent conductive ITO films onto silicon crystal substrates by spray pyrolysis technique. The obtained in such a way structures may be considered as Schottky diodes with a thin insulating SiO<sub>2</sub> layer at the interface formed during the ITO layer deposition. The investigation of I-V characteristics shows that in n<sup>+</sup>ITO/SiO<sub>2</sub>/nSi structures two mechanisms of the direct current flow are presented: (i) tunneling-recombination at direct voltages of less than 0.3 V and (ii) over-barrier emission at voltages higher than 0.3 V. In the first case the direct current flow could be interpreted as multi-steps tunnel-recombination transitions of electrons from the silicon conduction band into ITO conduction band, the number of steps being about 100. In the second case the calculated from I-V characteristics height of the potential barrier at the ITO-Si interface is about 0.65-0.68eV.

---

## ЭЛЕКТРОКОНВЕКТИВНОЕ ВРАЩЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЖИДКОСТИ ВО ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

\*Государственный аграрный университет Молдовы,  
ул. Мирчешть, 44, г. Кишинев, MD-2049, Республика Молдова, [f.grosu@mail.ru](mailto:f.grosu@mail.ru)

\*\*Институт прикладной физики АНМ,  
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова, [mbologa@phys.asm.md](mailto:mbologa@phys.asm.md)

**1. Вводные замечания.** Рассматриваются вращательные движения диэлектрической жидкости под воздействием внешних электрических полей, в частности, в двух взаимно перпендикулярных полях  $(\vec{E}_1 \perp \vec{E}_2)$ , то есть скрещенных. Течения одномерные в том смысле, что характеризуются только одной составляющей скорости – азимутальной, равной  $\vec{v} = v_\varphi \cdot \vec{e}_\varphi$ , где  $v_\varphi \equiv v(r, z)$ ,  $\vec{e}_\varphi$  – азимутальный орт;  $\varphi, r, z$  – цилиндрические координаты. Независимость величины скорости от циклической координаты  $\varphi$  является следствием предполагаемой несжимаемости жидкости ( $\nabla \vec{v} = 0$ ).

Примером вращательных электродиффузивных движений может служить ячеистая электрическая конвекция в поле плоскопараллельного (горизонтального) конденсатора [1], представляющая собой параллельные валы, в которых жидкость совершает движение, близкое к круговому. Однако более типичный случай – вращение слабопроводящей жидкости в скрещенном электрическом и магнитном полях  $(\vec{E} \perp \vec{B})$  под действием силы Лоренца  $\vec{f} = \vec{j} \times \vec{B} = \sigma \vec{E} \times \vec{B}$  [2].

Непосредственное отношение к предпринятому здесь исследованию имеет работа [3], авторы которой наблюдали и изучали вращение тонкой горизонтальной пленки воды с примесью глицерина и мощного порошка под действием двух скрещенных электрических полей, созданных двумя парами плоских вертикальных электродов, между двумя из них пропускался электрический ток  $\vec{j} = \sigma \vec{E}_1$ . Эти электроды были медными, хорошо очищенными и смачивающимися жидкостью. При расстояниях  $\sim (1 \div 2)$  см между ними разность потенциалов составляла  $V \sim (4 \div 60)$  В. Другая пара электродов, согласно [3], создавала поле  $E_2 \sim 1$  кВ/см таким образом, что  $\vec{j} \perp \vec{E}_2$  при максимальном эффекте вращения пленки. Пленка составляла по толщине микроны и меньше, вплоть до наномасштабов [3]. Было установлено, что вращение определяется векторным произведением  $\vec{j} \times \vec{E}$  ( $\vec{j} \sim \vec{E}_1, \vec{E} \equiv \vec{E}_2$ ), причем начиналось при некотором критическом значении произведения  $V_{кр} \cdot E_{кр}$  ( $E_1 = V/d$ ). Кроме того, угловая скорость возрастала по мере приближения к центру вращения (ячейки). Интересным является еще один результат – при наложении на пленку сверху сетки из шелковой нити внутри ячеек сетки, также прямоугольной (или квадратной) формы, возникали ячеистые вращения в том же направлении, что и в исходной пленке. Эти эффекты не нашли полного объяснения в работе [3], далее мы еще вернемся к ним.

**2. Особенности поляризации диэлектрической жидкости в электростатическом поле.** Для объяснения вращательных эффектов жидкостей в электрическом поле напрашивается предположение о причастности к этим эффектам момента сил, действующих на поляризованный диэлектрик:

$$\vec{M} = \vec{P} \times \vec{E}, \quad (1)$$

где  $\vec{P}$  – вектор поляризации (дипольный момент) диэлектрика;  $\vec{E}$  – напряженность поля, предпола-

гаемая постоянной. Оценки по формуле II закона Ньютона для вращательного движения  $M = I \cdot \varepsilon_*$ , где  $\varepsilon_*$  – угловое ускорение,  $I$  – момент инерции слоя жидкости, показывают, что формула (1) дает правдоподобное физическое толкование наблюдаемых эффектов, в частности [3]. Поэтому физический механизм взаимодействия поля с жидкостью будем искать в особенностях поляризации жидкостей в электрическом поле.

2.1. *Случай идеального диэлектрика.* В идеальном диэлектрике (по определению) отсутствуют свободные носители зарядов, то есть их объемная плотность  $\rho \equiv 0$ , и дипольный момент всего диэлектрика или его части объемом  $V$  определяется поверхностной плотностью связанных зарядов  $\sigma_*$  на поверхности этого объема (рис. 1,а):

$$\vec{P} = \int_{(S)} \vec{r} \cdot \sigma_* \cdot dS, \quad \int_{(S)} \sigma_* dS = 0. \quad (2)$$

Более того, имеет смысл понятие плотности вектора поляризации  $\vec{p}$ :

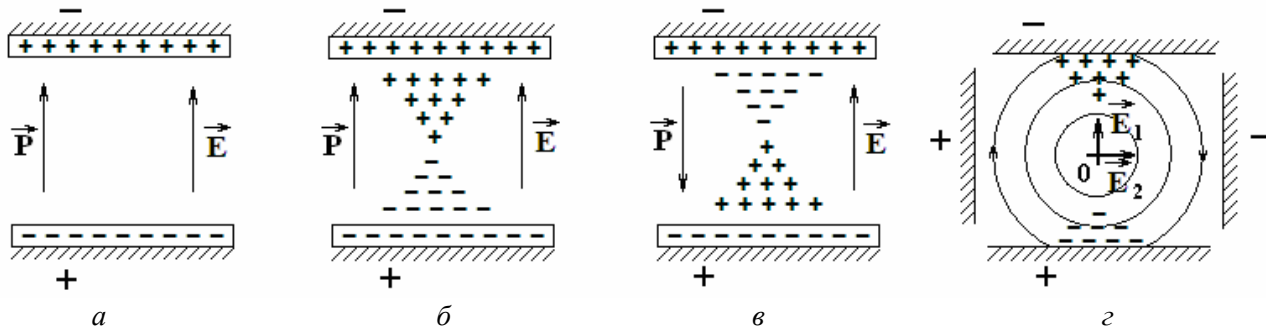
$$\vec{p} \equiv \frac{d\vec{P}}{dV} \Rightarrow \vec{P} = \int_{(V)} \vec{p} dV \quad (3)$$

как дипольный момент единицы объема  $V$ . Далее можно ввести плотность момента силы  $\vec{\mu}$  с учетом (1), равного:

$$\vec{\mu} \equiv \vec{p} \times \vec{E} \Rightarrow \vec{M} = \int_{(V)} \vec{\mu} dV. \quad (4)$$

Физически  $\vec{p}$  означает сумму дипольных моментов всех молекул в единице объема, а  $\vec{\mu}$  – моментов сил или пар в единице объема.

2.2. *Случай неидеального (слабопроводящего) диэлектрика.* В неидеальном диэлектрике содержатся в малых концентрациях свободные носители зарядов (ионы, примеси и т.д.), которые под действием внешнего поля перемещаются в отличие от связанных зарядов не на микроскопические, а на макроскопические расстояния. Таким образом, наряду с молекулярной поляризацией в неидеальных диэлектриках происходит и “молярная” (макроскопическая) поляризация, когда у электродов образуются свободные объемные заряды. При этом, однако, встречаются два типа молярной поляризации: гетерозарядная (рис. 1,б) и гомозарядная (рис. 1,в). В первом случае у электродов образуются заряды противоположного знака, во-втором – знака электрода. Гетерополяризация обычно наблюдается у весьма чистых высокоомных диэлектрических жидкостей, а гомополяризация – у менее чистых, содержащих примеси, особенно увлажненных. Гетерополяризация обусловлена простым разделением малоактивных ионов, неспособных полностью разряжаться и перезаряжаться на электродах, в противоположность случаю носителей зарядов при гомополяризации. Наиболее важное отличие между гетеро- и гомополяризациями состоит в том, что в первом случае вектор поляризации и вектор напряженности поля параллельны, а во втором – антипараллельны.



Поляризация жидкого диэлектрика (вид сверху). а) идеальный диэлектрик; б) неидеальный – гетерополяризация; в) неидеальный – гомополяризация; г) схема скрещенных полей

Заметим также, что наличие в жидкости примесей полярных молекул, в частности воды, благоприятствует увеличению плотности объемных зарядов (и общей поляризации) благодаря сольватации ионов этими молекулами и уменьшению их подвижностей (ионов).

\* В электродинамике  $\vec{P}$  называется вектором поляризации или дипольным моментом диэлектрика.

Объемная поляризация  $\vec{P}_V$ , которая алгебраически должна складываться с поверхностной (2), вычисляется по общим формулам:

$$\vec{P}_V = \int_{(V)} \vec{r} \rho dV, \quad \int_{(V)} \rho dV = 0, \quad (5)$$

где последняя является условием электронейтральности объема  $V$ , поляризация которого вычисляется. Отсюда, в частности, следует, что нельзя, например, говорить о дипольном моменте верхней части объема конденсатора на рис. 1,б,в, так как для этого объема нарушится последнее условие – (5). По этой причине лишено смысла понятие плотности объемной поляризации ( $\vec{p}_V$ ), аналогичное ( $\vec{p}$ ) случаю идеального диэлектрика. Плотность механического момента в случае неидеального диэлектрика определится формулой

$$\vec{\mu} = \vec{r} \times \vec{f}, \quad \vec{f} = \rho \vec{E} \quad (6)$$

в отличие от формулы (4) для идеального диэлектрика.

**3. Об устойчивости гидродинамического равновесия.** На схемах рис. 1,а,б,в векторы  $\vec{P}$  и  $\vec{E}$  параллельны, поэтому момент сил  $\vec{M} = \vec{P} \times \vec{E} = 0$ , и, следовательно, жидкость находится в состоянии механического равновесия, которое, однако, может быть устойчивым или неустойчивым. Для решения вопроса о типе равновесия, следовательно, и о том, когда следует ожидать возникновения движения, воспользуемся принципом Рэля [4], согласно которому, если при возможном перемещении жидкости совершается отрицательная элементарная работа ( $\delta A < 0$ ), то равновесие устойчиво и неустойчиво в противном случае. Следуя этому принципу, придаем жидкости малый поворот, скажем, по ходу часовых стрелок на угол  $\overline{\delta\varphi}$ , предполагая, что вслед за жидкостью на этот угол повернется и вектор  $\vec{P}$  (предположение о “вмороженности зарядов”). Совершаемая при этом элементарная работа окажется

$$\delta A = -(\vec{P} \cdot \vec{E}) \cdot (\overline{\delta\varphi})^2. \quad (7)$$

Отсюда следует: гетерополяризация (рис. 1,а,б) устойчива ( $\vec{P} \cdot \vec{E} > 0$ ), а гомополяризация (рис. 1,в) – неустойчива. Заметим, что к аналогичным выводам приходим и с позиций не поляризации жидкости, а электризации [1], именно:  $\nabla \rho \cdot \vec{E} > 0$  – устойчивость,  $\nabla \rho \cdot \vec{E} < 0$  – неустойчивость (рис. 1,б,в).

А теперь представим, что на рис. 1,а,б,в, установлено по бокам еще по паре плоскопараллельных обкладок конденсатора, создавших второе скрещенное поле  $\vec{E}_2$ , согласно схеме рис. 1,г. В начальный момент включения поля  $\vec{E}_2$  на поляризованный диэлектрик дипольным моментом  $\vec{P}_1$  возникнет механический момент

$$\vec{M}_{12} = \vec{P}_1 \times \vec{E}_2, \quad (8)$$

направленный по ходу часовых стрелок в случаях гетерополяризации (рис. 1,а,б) и против – в случае гомополяризации (рис. 1,в). Следовательно, в момент включения поля можно ожидать появление сдвига жидкости по ходу часовых стрелок в первых двух случаях и против – в третьем. Отсюда вытекает, что по результату такого фактического эксперимента можно было бы судить о типе поляризации и, как следствие, о типе жидкости. Можно было бы предположить, что жидкость будет и далее вращаться. Однако этого не случится, так как вскоре после кратковременного поворота жидкости общий вектор поляризации  $\vec{P}(\vec{E}_1 + \vec{E}_2)$  станет параллельным суммарному полю  $\vec{E}$ , то есть

$$\vec{P}(\vec{E}_1 + \vec{E}_2) \parallel (\vec{E}_1 + \vec{E}_2).$$

Для получения непрерывного вращения жидкости представляются два пути. Можно создать бегущее круговое электрическое поле или воспользоваться методом [3]. Надо полагать, что в этих опытах [3] одно поле ( $\vec{E}$ ) служило для поляризации среды, а другое, обуславливающее ток  $\vec{j}$ , – для деполяризации (или электронейтрализации) и при этом механический момент определяется формулой (8). Если допустить, что в опытах именно эта идея реализовалась, то тогда  $\vec{P}_1 \sim \vec{E}_1 \sim \vec{E}$ , а  $\vec{E}_2 \sim \vec{j}$ , и становится понятным, почему движущим фактором вращательного движения было “век-

торное произведение”  $\vec{M}_{12} \sim \vec{E} \times \vec{j}$ , на что указывали сами авторы [3]. Тот факт, что наложение на поверхность пленки сетки из шелковых нитей приводило к возникновению ячеистой структуры, причем во всех ячейках жидкость вращалась в том же направлении, что и вначале, говорит о том, что физическая природа вектора поляризации  $\vec{P}$  соответствует случаю идеального диэлектрика, когда по всей поверхности пленки имеется однородная поляризация с имеющей смысл плотностью поляризации  $\vec{p} = d\vec{P} / dV$ . Таким образом, в общих чертах опытам [3] дано объяснение. Далее попытаемся приближенно решить задачу о вращении жидкости в системе электродов рис. 1,2.

#### 4. Задача о вращении диэлектрической жидкости в скрещенных электрических полях.

Пусть горизонтальный слой диэлектрической жидкости толщиной  $h$  занимает пространство квадратной ячейки, ее вертикальные стенки одновременно служат пластинами двух плоскопараллельных конденсаторов согласно рис. 1,2. Расстояние между противоположными электродами  $2R$ . С целью придания пространству, в котором должна вращаться жидкость, цилиндрической формы предполагаем, что в ячейку вписан тонкостенный вертикальный цилиндр из диэлектрического материала, электрофизические параметры  $\varepsilon$  и  $\sigma$  совпадают или близки к таковым для рассматриваемой жидкости (штрих на рис. 1,2). Более того, для приближения условий задачи к опытам [3], будем считать, что конструкция такова, что боковые электроды ( $\vec{E}_2$ ) электрически непосредственно контактируют с жидкостью, так что по направлению  $\vec{E}_2$  течет ток  $\vec{j} = \sigma \vec{E}_2$  и у этих электродов объемный заряд не возникает ( $\vec{P}_2 = 0$ ). С другой стороны, наличие цилиндра обеспечивает цилиндрическую симметрию ЭГД течения и выполнение одного из гидродинамических условий задачи – равенство нулю скорости при  $r = R$  (см. далее). Как видно из рис.1,2, на нижние и верхние слои жидкости будут действовать касательные силы вдоль поверхности пластин плотностью (6), причем предположим  $f_\varphi \equiv f(r, \varphi)$  – периодическая по  $\varphi$  функция. Это все, что касается неидеальных диэлектриков, для идеальных диэлектриков движущим фактором является момент силы плотностью  $\vec{\mu}$ , даваемый первой из формул (4), в то время как силовая характеристика  $\vec{f}$  отсутствует. Поэтому, в целях охвата и случая идеального диэлектрика одной задачей, перейдем от уравнения Навье-Стокса, содержащего  $\vec{f}$ , к уравнению для плотностей моментов сил, что достигается простым векторным умножением (“слева”) уравнения на радиус-вектор  $\vec{r}$  элемента жидкости  $dV$ , то есть в стационарном случае:

$$\vec{r} \times (-\nabla p) + \vec{r} \times \vec{f} + \eta \cdot \vec{r} \times \nabla^2 \vec{v} = 0$$

или в проекции на ось OZ (перпендикулярную к плоскости чертежа рис. 1,2):

$$-\frac{\partial p}{\partial \varphi} + r f_\varphi + \eta r \left( \nabla^2 v_\varphi - \frac{v_\varphi}{r^2} \right) = 0. \quad (9)$$

Учитывая периодичность по  $\varphi$  давления  $p$  и сил  $f_\varphi$  и независимость от  $\varphi$  скорости  $v_\varphi$ , после усреднения (9) по углу  $\varphi$  в пределах  $0 \leq \varphi \leq 2\pi$  окончательно получим

$$\mu + \eta r \left( \nabla^2 v - \frac{v}{r^2} \right) = 0, \quad (10)$$

где  $\mu \equiv r \bar{f}_\varphi \equiv r \bar{f}(r)$ ;  $v \equiv v_\varphi$ .

К уравнению (10) добавим еще 4 граничных условия: исчезновения скорости при  $r = 0$ ,  $r = R$  и на дне ячейки  $z = 0$ , а также исчезновения касательных вязких напряжений на границе раздела с атмосферой  $z = h$ :

$$v(r, z)|_{r=0} = 0; \quad v(r, z)|_{r=R} = 0; \quad v(r, z)|_{z=0} = 0; \quad \frac{\partial v}{\partial z}|_{z=h} = 0. \quad (11)$$



Расписав в (10) лапласиан, получим

$$\frac{\partial^2 v}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - \frac{v}{r^2} = -\frac{\mu}{\eta r}. \quad (12)$$

4.1. *Случай*  $\mu = \text{const}$ . Приближенное решение этой задачи при  $\mu = \text{const}$ , то есть для случая идеального диполя  $\mu = P_1 \cdot E_2$  и ячейки в виде зазора цилиндрического конденсатора, найдено [5] и имеет вид

$$v(r, z) = u(r) \left( 1 - e^{-\lambda z} - \frac{sh\lambda z}{ch\lambda h} \cdot e^{-\lambda h} \right), \quad (13)$$

$$\text{где } \lambda = \sqrt{\frac{A}{ru}}; \quad A \equiv \frac{\mu}{\eta}; \quad u(r) = \frac{Ar}{2(m^2 - 1)} \left( m^2 \ln \frac{R}{r} + \ln \frac{r}{r_s} - \frac{R^2}{r^2} \ln m \right); \quad m \equiv \frac{R}{r_s}, \quad (14)$$

$r_s$  и  $R$  – радиусы внутреннего и внешнего цилиндров. В нашей задаче в (14) следует перейти к пределу исчезновения внутреннего цилиндра, то есть найти  $\lim u(r_s \rightarrow 0)$ . Получим более простую формулу:

$$u(r) = \frac{\mu}{2\eta} \cdot r \ln \frac{R}{r}, \quad (15)$$

причем при  $r \rightarrow 0 \Rightarrow u(r) \rightarrow 0$ , то есть первое из условий (11) выполняется, так же как и второе при  $r = R$ .

На поверхности жидкости, то есть при  $z = h$ , из (13) с учетом (15) находим

$$v(r, h) = \frac{\mu}{2\eta} \cdot r \cdot \ln \frac{R}{r} \cdot \left[ 1 - \lambda^{-\lambda h} \cdot (1 + th\lambda h) \right]. \quad (16)$$

Для очень тонких пленок, то есть при  $\lambda h \ll 1$ ,

$$v(r, h) \cong \frac{\mu h^2}{2\eta \cdot r} \Rightarrow \omega = \frac{\mu h^2}{2\eta r^2} \quad (17)$$

и скорости вращения жидкости действительно уменьшаются по мере приближения к центру, однако следует иметь в виду необходимость выполнения при этом строгих неравенств:

$$0 < r < R; \quad ru \gg Ah^2 \Rightarrow r \cdot \sqrt{\ln \frac{R}{r}} \gg \sqrt{2}h. \quad (18)$$

Последнее нарушается при  $r \rightarrow 0$ , поэтому зависимости (17) верны при не слишком малых  $r$ . Как показывают оценки, должно соблюдаться неравенство  $r \gg h$ , что вполне естественно.

Факт уменьшения  $\omega$  с ростом  $r$  в пределах ошибок эксперимента [3] можно считать установленным.

Оценим еще численно скорости  $v$  и  $\omega$ , для этого полагаем  $A = \frac{\mu}{\eta} = \frac{pE}{\eta} = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon - 1)E^2}{\eta}$ . Для

воды  $\eta = 10^{-3}$  кг/мс,  $h = 10^{-3}$  м,  $R \sim 1$  см =  $10^{-2}$  м  $\Rightarrow v \sim 3$  мм/с  $\Rightarrow \omega \sim 0,3$  рад/с, то есть получаются правдоподобные результаты.

Наличие критических значений  $(jE)_{кр}$ , при которых начинается конвекция, обусловлено силами трения “покоя”, поэтому приведенные выше формулы можно откорректировать, введя вместо  $\mu \rightarrow \mu - \mu_{кр}$ .

4.2. *Обобщение на случай  $f = A \cdot r^n$ .* При  $n = -1$  из искомого решения должны получить (15). Расчеты приводят для  $u(r)$  к формуле

$$u(r) = -\frac{Ar \cdot R^{n+1}}{(n+2)^2 - 1} \left[ 1 - \left( \frac{r}{R} \right)^{n+1} \right], \quad (19)$$

причем формула (13) для полной скорости  $v(r, z)$  остается в силе.

Полагая  $n = -1$ , получаем неопределенность  $[0/0]$ , раскрыв которую, находим

$$\lim_{n \rightarrow -1} u(r, n) = \frac{Ar}{2} \ln \frac{R}{r} \equiv \frac{\mu}{2\eta} r \ln \frac{R}{r},$$

то есть формулу (15), как и следовало ожидать.

Представляет интерес случай, когда  $f = \rho E$  растет по мере удаления от центра ячейки за счет возрастания плотности объемных зарядов  $\rho$  (см. рис. 1, б, в, г). Скорость (19), которой определяется и полная скорость  $v$ , имеет максимум при

$$r = r_m = \frac{R}{(n+2)^{\frac{1}{n+1}}}. \quad (20)$$

Зная из опыта местонахождение этого максимума, по указанной формуле можно найти  $n$ , то есть закономерности изменения  $\rho E$  в межэлектродном пространстве. Таким образом, исследования ЭГД вращательных течений в скрещенных электрических полях открывают новые возможности в изучении взаимодействия электрических и гидродинамических полей.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Болога М.К., Гросу Ф.П. Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1957.
3. Amajadi A., Shirsavar R., Hamadani Radja N., Ejtehad M.R. A liquid film motor // Препринт ar Xiv: 0805.0490 (5 May 2008) Internet.
4. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988.
5. Гросу Ф.П., Болога М.К. Вращение слабопроводящей жидкости в скрещенных электрическом и магнитном полях // Электронная обработка материалов. 2009. № 6. С. 52–58.

Поступила 13.10.09

## Summary

A rotational electroconvective motion of liquid dielectrics in an ordinary and in two crossed electric fields is considered. The main peculiarities of polarization of ideal, non-ideal, and poor conducting dielectrics are found. The problems about rotation of liquid in crossed fields are solved and known experimental results on rotation of water film in such fields are clarified.

## ВЛИЯНИЕ СВОБОДНЫХ, ОТРАЖАЮЩИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ НА КАВИТАЦИОННУЮ ОБЛАСТЬ, ВОЗБУЖДАЕМУЮ ПАРАЛЛЕЛЬНЫМИ ПОДВОДНЫМИ РАЗРЯДАМИ

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
пр. Октябрьский, 43-А, г. Николаев, 54018, Украина, [iipt@iipt.com.ua](mailto:iipt@iipt.com.ua)*

Ранее нами была описана электроразрядная нелинейная, объёмная кавитация (ЭРНОК) [1–3], которая используется для обработки малоразмерных твёрдых и жидких частиц в электровзрывных технологических реакторах. ЭРНОК обычно развивается в придонной части реакторов, на которую и осуществляются параллельные электрические разряды. То есть значительная часть рабочего объёма реактора остаётся не активированной. Чтобы увеличить эффективность преобразования энергии кавитационной области в механохимическую и, как следствие, производительность процесса обработки частиц вещества, следует отыскать путь увеличения объёма кавитационной области. Это можно сделать, например, за счет распространения её по высоте реактора, используя влияние отражающих поверхностей в реакторе.

В работе [4] показано, что на протекание процесса подводного электрического взрыва большое влияние оказывает диаметр рабочей камеры, особенно когда этот диаметр соизмерим с диаметром послеразрядной полости.

Предполагалось, что, комбинируя взаиморасположение отражающих поверхностей в реакторе, можно добиться целенаправленного изменения путей движения гидротоков в зоне генезиса кавитационной области, в том числе в вертикальном направлении.

После того как электрическая энергия заряженного конденсатора полностью выделится на элементах разрядной цепи, канал электрического разряда превратится в послеразрядную полость (ПП), совершающую ряд последовательных пульсаций. Пульсации сопровождаются акустическим излучением и формированием нестационарных гидротоков [5].

Максимальный радиус и период колебаний ПП увеличиваются с увеличением мощности электрического взрыва, уменьшаются при увеличении внешнего давления; ПП изменяет форму при наличии отражающих поверхностей. В момент минимума послеразрядной полости благодаря интенсивному сжатию испускается импульс давления, который уносит некоторую часть энергии ПП.

Но более важным фактором, действующим вблизи минимума послеразрядной полости, оказывается тейлоровская неустойчивость граничной поверхности ПП [6]. Она создаёт сильную турбулентность около коллапсирующей ПП (за счет её энергии) и является причиной того, что сильно искажается гидродинамическое поле струи захлопывания. Кроме того, капли воды проникают в ПП, охлаждая её и вызывая конденсацию паровой атмосферы и, как следствие, локальное уменьшение скорости стенок ПП. Следует заметить, что при максимумах ПП количество движения в вертикальном направлении распределено в большом объёме воды, тогда как при минимумах ПП это количество движения сконцентрировано в относительно малой области; поэтому большая часть количества движения в вертикальном направлении имеет место вблизи минимумов ПП.

Для мощных подводных взрывов характерным также является всплытие взрывной полости как единого целого, но маломощные электрические взрывы практически не всплывают как единое целое, а могут лишь существенно изменить свою форму. Достаточно значительное влияние силы тяжести может складываться с подтормаживающими силами у отражающих поверхностей, и ПП изменит полусферическую форму на тороидальную, а значит, сможет изменить перераспределение гидротоков в пользу вертикального осевого.

**Основные методические положения.** Была поставлена серия сравнительных экспериментов в электроразрядных камерах со стенками из листовой нержавеющей стали толщиной 5 мм, имевшими прозрачные иллюминаторы из оргстекла. Через них осуществлялись наблюдение и кинорегистрация развития разрядов и кавитационной области. Размеры внутреннего пространства разрядных камер: №1 – более широкая (на 10 мм), чем расчетные размеры ПП, –  $240 \times 240 \times 240$  мм<sup>3</sup>; №2 – более узкая (на

10 мм), чем расчетные размеры ПП, – 220×220×240 мм. Камеры снабжались парой параллельных электродных систем (рабочая свободная часть которых выполнялась из титановой упругой проволоки диаметром 3 мм), установленных друг от друга на расстоянии  $R=115$  мм, – расчетный [5] максимальный радиус послеразрядной полости, для выбранных параметров разрядного контура:  $U_0=25$  кВ;  $C=1$  мкФ;  $l_p=10$  мм. В данной серии экспериментов с целью визуализации гидропотокосов рабочая свободная часть каждого электрода выполнялась из сдвоенных проволочных стержней. Следует отметить, что вышеприведенные параметры разрядного контура в точности соответствовали подобным в нашей предшествующей работе [3].

Процесс развития подводного электрического разряда и послеразрядных явлений в реакторе регистрировался модернизированной высокоскоростной установкой ВФУ-2. Она настраивалась так, что давала возможность получить кинограмму (режим «лупа времени»), захватывающую все три стадии разряда и простирающуюся ещё в далёкую послеразрядную стадию. Собственно, в этой стадии генерируется и развивается электроразрядная кавитация. Общая длительность каждой отдельной кинограммы равнялась 10–20 мс, причем наблюдаемый генезис кавитационных областей составлял 40–50% этого времени. Полученные в таком временном режиме кинограммы выводились на экран компьютерного монитора. Здесь они обрабатывались так: производились линейные измерения гидродинамических возмущений с учетом видимых в кадре деталей электродных систем; рассчитывались изменения локальных скоростей возмущений от кадра к кадру; анализировалась общая динамика генезиса кавитационной области.

Реактор заполнялся водопроводной водой, отстоявшейся не менее 5 суток для стабилизации её газосодержания и выравнивания в ней количества зародышей кавитации. Температура воды в реакторе поддерживалась в интервале 20–21°C. Заглубление разрядов  $H$  устанавливалось  $15l_p$ , то есть ~150 мм. Эффективность ввода энергии в канал электрического разряда составляла от 50 до 55% , что контролировалось осциллографированием изменений тока и напряжения в разрядном контуре. В целом методика исследований импульсных гидродинамических и электродинамических явлений, как и в нашей работе [3], соответствовала предложенной В.В. Шамко в работе [7].

Наконец, в качестве контрольного метода оценки интенсивности кавитации был использован йодометрический метод [8], дополняющий фотографический. Он позволял количественно определять концентрацию химически активных частиц - окислителей, образующихся из молекул воды при схлопывании кавитационных пузырьков.

Согласно ранее проведенным исследованиям электроразрядная кавитация в водных растворах приводит к появлению химически активных частиц, проявляющих высокую окислительную и восстановительную способность ( $\text{OH}^\bullet$ ,  $\text{H}^\bullet$ ,  $\text{H}_2\text{O}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{HO}_2$  и др.). Причем количество образующихся активных частиц прямо пропорционально интенсивности кавитационного процесса.

Конкретно метод был основан на окислении водных растворов йодида калия (KI) до свободного йода ( $\text{I}_2$ ) под действием основных факторов подводных электрических разрядов, трансформированных в электроразрядную кавитацию. Содержание йода определяли титрованием раствором тиосульфата натрия в присутствии крахмала.

**Результаты исследований и их обсуждение.** На рис. 1 представлены кинограммы развития разрядов и послеразрядных явлений в разрядном промежутке одного из двух параллельных электродов. Экспозиция каждого кадра ~ 0,32 мс, порядок следования – снизу вверх и слева направо. В область второго электрода устанавливалась (с помощью паза на дальней стенке) под прямым углом к плоскому дну контрольная стальная упругая полупластина (см. рис.1,*a*) как граница со «свободным скольжением». Её расстояние от  $l_p$  задействованной электродной системы составляло 75 мм, то есть было сравнимым с «размерами явления» (радиусом послеразрядной полости). Высота пластины – 120 мм, толщина – 5 мм.

Как видно из рис. 1,*a* (временной интервал между кадрами составляет 0,32 мс), после пробоя (полностью засвеченный кадр) разрядного промежутка ударная волна сферической симметрии, а за ней и гидропоток через 0,32 мс достигают основания полупластины. Здесь гидропоток частично отражается, частично проходит сквозь полупластину, возбуждая в ней собственные колебания. За полупластинкой на стороне, противоположной электровзрыву, к 0,64 мс появляются продавленные и выброшенные волнами сжатия из-под основания полупластины струйки жидкости – часть гидропотока. Через 2,56 мс гидропоток, огибая верхнюю кромку полупластины, возбуждает вихреобразование на ней (вихрь хорошо заметен на верхнем внешнем угловом срезе). К 7,04 мс нижний струйный выброс растворяется в окружающей жидкости, а вихрь продолжает жить у вибрирующей («звенящей») верхней кромки полупластины. Ещё через 0,32 мс вихрь тоже гаснет, хотя верхняя кромка полупластины продолжает вибрировать.

Главные же события, свидетельствующие о влиянии свободной упругой поверхности на развитие разрядных явлений, разворачиваются приблизительно с 6,4 мс. Хорошо видно, что ПП начинает терять правильную полусферическую форму – её левая четверть вначале в придонной части, а затем и по всей высоте устремляется к полупластине. Возникает сильное турбулентное движение жидкости (это видно по взаимным перемещениям стержней электродов – они то расходятся, то сходятся), резко уменьшается ее прозрачность. Несколько снижая ПП, уже как единое целое, быстро устремляется в угол, образованный полуплоскостью и дном реактора, и оказывается в нём к 8,96 мс. Здесь она сосредоточивается, разворачивает вектор движения и устремляется вверх вдоль полуплоскости. Так она движется ещё около 7,04 мс, постепенно теряя скорость, и более не наблюдается, так как уходит за пределы разрешения киносъёмки данного эпизода.

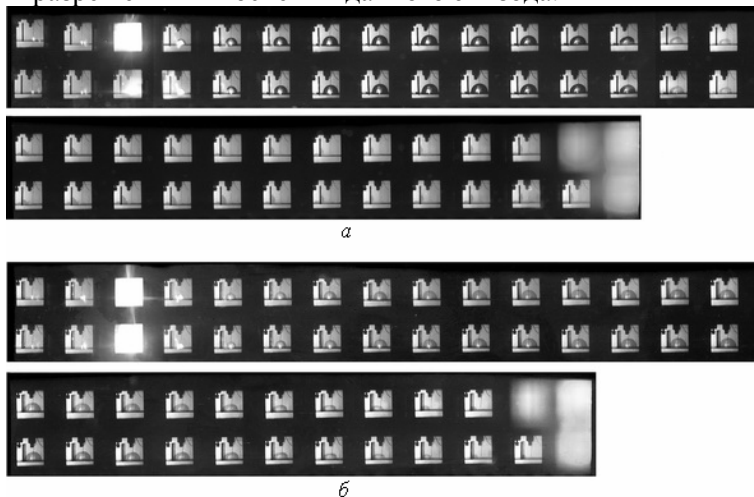


Рис. 1. Развитие разрядов и послеразрядных явлений в разрядном промежутке при наличии упругой (а) и жесткой (б) пластин в области одного из электродов

Таким образом, упругая полуплоскость, размещенная на определенном расстоянии от разрядного промежутка одной из пары электродов, сильно влияет на развитие и векторы движения электроразрядных гидротоков.

Для оценки влияния упругости полуплоскости на движение электроразрядных гидротоков к вышеописанной стальной полуплоскости была приклеена пластина из оргстекла с размерами, строго соответствующими ей (см. рис. 1,б). Параметры подводного разряда были те же, что и для вышеописанного эксперимента.

Кинограмма зафиксировала существенное увеличение скорости развития гидродинамических процессов (для кинограммы на рис. 1,б межкадровый интервал составляет 0,192 мс). Здесь практически не заметны протечки под полуплоскостью и отсутствует вихреобразование у верхней кромки полуплоскости, хотя вибрация («звон») примерно с 2,3 мс слабо, но проявляется. Послеразрядная полость сразу же после возникновения устремляется к полупластине как единое целое (это видно по углу наклона к полуплоскости тонкого стержня электрода), через 8,064 мс сосредоточивается в углу, образованном пластиной и дном. Ещё через ~ 0,77 мс полностью исчезает, не влияя на поворот вектора скорости гидротоков на 90°. Возможно, это самое важное – в данном случае совсем не проявляется турбулентность гидротоков. Значит, влияние величины упругости полуплоскости на развитие послеразрядных гидродинамических процессов очень существенное.

Возможно, здесь какую-то заметную роль сыграла чистота поверхности полуплоскости (гладкое оргстекло в отличие от стали с необработанной поверхностью).

Для ответа на этот вопрос был подготовлен и поставлен эксперимент с параллельными разрядами при полном отсутствии каких-либо реально отражающих поверхностей как по сторонам, так и сверху снизу (см. рис. 2). Временной интервал между кадрами составлял 0,192 мс.

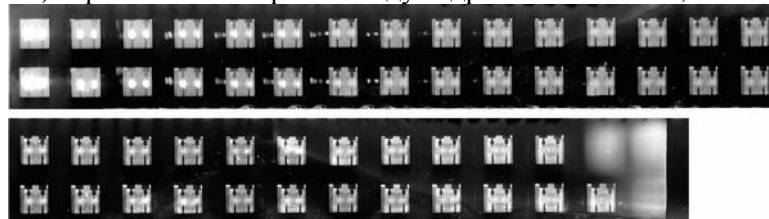


Рис. 2. Развитие разрядов и послеразрядных явлений в разрядном промежутке при отсутствии реально отражающих поверхностей

Разряды (с параметрами разрядных контуров, соответствующими вышеописанным) осуществлялись в параллельных электродных системах с геометрией разрядных промежутков «остриё – остриё», которые инициировались тонкими ( $d = 0,025$  мм) медными проволочками. Ближайшие плоские отражающие поверхности находились на расстоянии  $L \geq 3R$  (то есть значительно большем «размеров явления») от границ разрядных промежутков, так что разряды можно было считать свободными, не испытывающими влияния таких поверхностей.

После осуществления синхронных разрядов послеразрядные полости быстро растут и к  $\sim 2,69$  мс начинают сталкиваться. При этом ПП не сливаются, а, как бы упираясь друг в друга, продолжают расти, взаимно деформируясь вплоть до  $\sim 8,06$  мс, затем вдруг скачкообразно, парадоксальным образом уменьшаясь в размерах точно до расстояния между электродами, соединяются как бы в единую послеразрядную полость. Последняя уже через  $\sim 0,4$  мс захлопывается, не вызывая никаких заметных в эксперименте кавитационных явлений.

Вернемся к рассмотрению параллельных электрических разрядов под водой в исследуемых реакторах различной геометрии внутреннего пространства. На рис. 3,а,б представлена динамика образования и развития послеразрядных кавитационных областей в электроразрядных реакторах с параллельными разрядами: а – реактор №1, б – реактор №2.

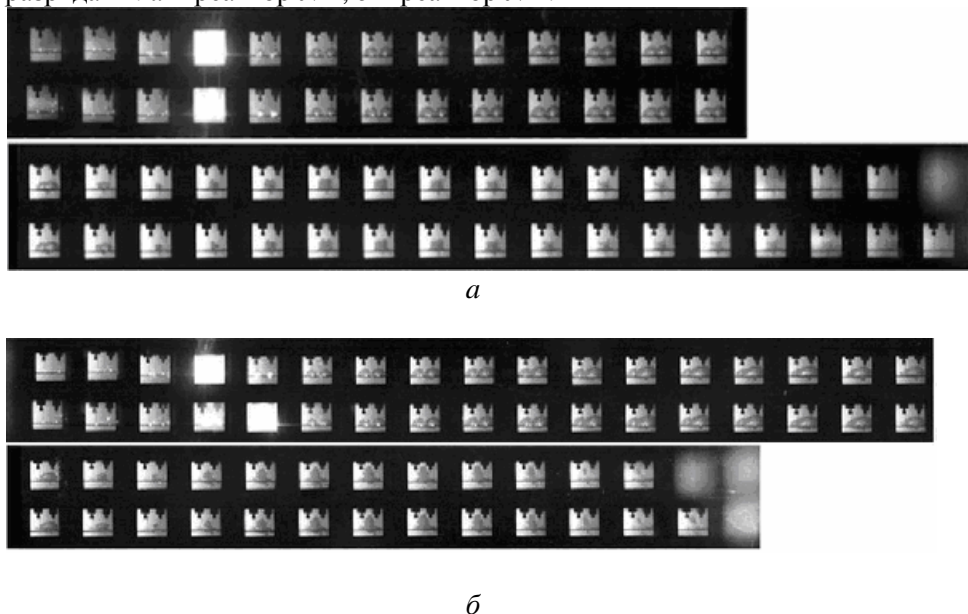


Рис. 3. Разряд и послеразрядные явления в разрядных промежутках реакторов различной геометрии: а – реактор №1; б – реактор № 2

Кинограммы, представленные на рис. 3,а и б, рассмотрим покадрово в единой временной привязке к моменту электрического пробоя разрядных промежутков. Так удобнее заметить различия в гидродинамике потоков и поведении кавитационных областей.

С момента возникновения электрического пробоя разрядных промежутков (нулевой момент), зафиксированных и а-кинограммой, и б-кинограммой, через примерно 7,68 мс для а – процесса и 9,6 мс для б – процесса синхронно возбужденные послеразрядные полусферы захлопываются. То есть б - процесс в этой стадии электровзрыва оказался на 25% длительнее (то есть медленнее) а - процесса в этой же стадии. Влияние границ электроразрядного реактора – дна и стенок - состоит в увеличении периода колебаний ПП. Однако следующая за стадией захлопывания послеразрядных полостей стадия возбуждения, развития и угасания кавитационной области, напротив, значительно короче (на 40%), то есть быстрее для б - процесса. По нашему мнению, этот парадокс обеспечивается сильным взаимодействием ПП со стенками разрядной камеры №2, хорошим подтормаживанием периферийного гидротока, что приводит к возбуждению пары взаимодействующих кольцевых вихрей (хорошо видных в придонной части кавитационной области, и примерно на 2/3 её высоты). Механизм их возникновения следующий.

Сначала расширение ПП является, по существу, радиальным и раздельным, но после достижения обеими ПП максимума 7,68 мс (для электроразрядного реактора с размерами, близкими к размерам реактора) раздельные ПП сливаются в единую ПП, нижняя часть которой начинает стягиваться к оси. Ещё через 0,6 мс ставшая шарообразной соединившаяся ПП трансформируется в грибообразную форму. «Шляпка» гриба – это торовидные остатки ПП, а «ножка» – часть возбуждаемого осе-

вого гидротока, охваченная пеленой кольцевого вихря у донной пластины реактора. Такие вихревые кольца могут взаимодействовать [9, 10] в жидкости так, что по оси системы значительно увеличивается скорость гидротока, а количество движения в вертикальном направлении сосредотачивается в системе кольцевых вихрей. В результате кавитационная область распространяется на примерно вдвое большую высоту по сравнению с кавитационной областью в разрядной камере № 1 (см. рис. 3,а). Важно, что в случаях резкого распространения кавитационной области вверх по вертикали, зафиксированных на кинограммах, йодометрический метод фиксирует увеличение интенсивности кавитации в 2,5–3 раза.

**Заключение.** Представленные результаты экспериментов взаимодействия осесимметричных параллельных электрических взрывов под водой показали, что боковые взаимодействия их послеразрядных полостей приводят к возбуждению пространственной структуры течения с кольцевым вихреобразованием. Вихревые кольца, возникающие при развитии кавитационной области, в значительной мере определяют её формирование, существенно увеличивают объём. Продольно-осевые размеры кавитационной области увеличиваются практически в 2 раза.

Таким образом, для увеличения эффективности электроразрядной кавитационной обработки малоразмерных объектов в потоке воды следует выбирать параллельные парные разряды и пространство разрядной камеры с поперечными размерами, равными удвоенным расчетным размерам диаметра послеразрядной полости.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Малюшевская А.П., Малюшевский П.П., Левда В.И.* Электровзрывная нелинейная, объёмная кавитация в технологических реакторах. Часть I (электроразрядное генерирование газовой фазы-зародышей кавитации) // *Электронная обработка материалов.* 2004. № 1. С. 46–53.
2. *Малюшевская А.П., Малюшевский П.П., Левда В.И.* Электровзрывная нелинейная, объёмная кавитация в технологических реакторах. Часть II (анализ структуры кавитационных областей) // *Электронная обработка материалов.* 2004. № 2. С. 40–46.
3. *Малюшевская А.П., Малюшевский П.П.* Новый способ управления электроразрядной нелинейной, объёмной кавитацией // *Электронная обработка материалов.* 2007. № 1. С. 76–81.
4. *Пономаренко В.Н., Мельникова Л.И., Шамарин Ю.Е.* Влияние геометрии рабочих камер на электрогидравлическую обработку материалов // *Электронная обработка материалов.* 1978. № 3. С. 82–83.
5. *Вовченко А.И., Кучеренко В.В., Шамко В.В.* Особенности пространственно-временной эволюции парогазовых полостей, генерируемых подводным искровым разрядом // *ПМТФ.* 1978. № 6. С. 58–64.
6. *Pritchett J.W.* Explosion product redistribution mechanisms for scaled migrating underwater explosion bubbles. – *Naval Radiological Defence Lab. Rep. №USNRDL-LR-1044.* 1966. P. 841–848.
7. *Шамко В.В., Кучеренко В.В.* Теоретические основы инженерных расчетов энергетических и гидродинамических параметров подводного искрового разряда / *Препринт №20, ИИПТ НАН Украины.* Николаев, 1991. 51 с.
8. *Малюшевский П.П., Ющишина А.Н., Смалько А.А., Петриченко Л.А., Тихоненко С.М.* Йодометрическое определение электроразрядной объёмной кавитации // *Электронная обработка материалов.* 2002. № 2. С. 76–79.
9. *Малюшевский П.П.* Явление кумуляции при взаимодействии вихревых колец (Часть I. Экспериментальные наблюдения) // *Электронная обработка материалов.* 2005. № 2. С. 37–44.
10. *Малюшевский П.П.* Явление кумуляции при взаимодействии вихревых колец (Часть II. Обсуждение экспериментальных наблюдений) // *Электронная обработка материалов.* 2005. № 3. С. 36–40.

*Поступила 26.10.09*

## Summary

Influence of free, reflecting surfaces on the cavitation zone excited by parallel underwater discharges is described in the article. Interaction of afterdischarge cavitation pocket and streams with different surfaces is shown. The way of efficiency increasing is offered for electrodischarge cavitation treatment of small objects. The change of stream's direction of motion in the cavitation zone, especially in vertical direction, is possible by positional relationship combining of reflecting surfaces in a reactor.

## ВОССТАНОВЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ОБРАЗУЮЩЕЙСЯ ПРИ ВЗРЫВЕ МИКРОПРОВОДНИКА ПОЛОСТИ ПО ЗАДАННОЙ ДВУХПУЛЬСАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ДАВЛЕНИЯ ОТ ВРЕМЕНИ В ТОЧКЕ ЖИДКОСТИ

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
пр. Октябрьский, 43-а, г. Николаев, 54018, Украина, [dpte@iip.com.ua](mailto:dpte@iip.com.ua)*

### **Введение**

Часто при изучении различных объектов и физических процессов возникают ситуации, когда они либо недоступны для непосредственного наблюдения, либо для этого требуются большие затраты. При проектировании нового оборудования актуальным является вопрос: какими должны быть его характеристики, чтобы обрабатываемый объект получил нужное воздействие. В этих случаях приходят к необходимости решения обратных задач. Поэтому эти задачи в настоящее время широко используются при решении как научных, так и практических проблем.

Авторы работы [1] предложили новую методологию проектирования источника электрической энергии, применяемого в разрядно-импульсных технологиях. Она состоит в следующем. Сначала путём решения обратной гидродинамической задачи по известной зависимости давления от времени в точке жидкости восстанавливаются характеристики образующегося при электрическом взрыве канала: радиус  $a(t)$ , скорость расширения  $\dot{a}(t)$  и давление  $P_a(t)$ . Затем по этим данным определяются разрядный ток и напряжение на канале (обратная электродинамическая задача). На последнем этапе – входные параметры электроразрядной системы.

Для решения обратной гидродинамической задачи в [2] предложено использовать метод подбора [3]. Там же приведен пример решения задачи для моноимпульсного закона ввода электрической мощности. Цель настоящей работы – решение задачи восстановления кинематических (объём и скорость расширения) и термодинамической (давление) характеристик канала разряда по двухпульсационной зависимости давления от времени в заданной точке жидкости методом подбора.

### **Постановка задачи и способ её решения**

Пусть в точке жидкости, расположенной на известном расстоянии от взрывающегося микропроводника в плоскости его срединного сечения, задана имеющая две пульсации зависимость давления от времени. Необходимо определить вводимую в образующийся при взрыве микропроводника канал мощность, длину микропроводника, а также зависимости от времени объёма канала, скорости его расширения и давления в нём.

Полагаем, что микропроводник имеет форму прямого кругового цилиндра длины  $l$  и радиуса  $a_0$  и находится в неограниченном объёме идеальной сжимаемой жидкости.

Задачу решаем методом подбора [3], то есть решаем прямую задачу о расширении цилиндрической полости в идеальной сжимаемой жидкости. Определяемое при этом давление в заданной точке жидкости сравниваем с задаваемым давлением в метрике пространства определённых на отрезке непрерывных ограниченных действительных функций [4]. Если расстояние между двумя кривыми меньше задаваемой малой величины  $\epsilon$ , то закон ввода электрической мощности и длина микропроводника, при которых получилась данная зависимость давления, есть решение обратной гидродинамической задачи.

Постановка прямой задачи о расширении цилиндрической полости в неограниченном объёме идеальной сжимаемой жидкости подробно описана в работе [5]. Там же предложено моделировать моноимпульсный закон ввода электрической мощности ломаной линией, состоящей из четырёх звеньев. А в работе [2] решена обратная гидродинамическая задача, при этом закон ввода мощности моделировался такой линией.



Двухпульсационный закон ввода электрической мощности моделируем ломаной, состоящей из восьми звеньев (рис. 1). При этом момент времени начала второй пульсации может быть меньше момента окончания первой и даже момента достижения первого максимума мощности. Для каждой координаты девяти точек ломаной и длины микропроводника, как и в [2], определяем диапазон изменения. Для этого используем эмпирические формулы [6], а входящие в них параметры электрической цепи выбираем из промежутка их изменения в различных разрядно-импульсных технологиях. Получаем множество возможных решений обратной задачи  $M$  десятимерного (девять точек ломаной плюс длина микропроводника) арифметического евклидова пространства  $R^{10}$  (множество упорядоченных групп из десяти действительных чисел) [4].

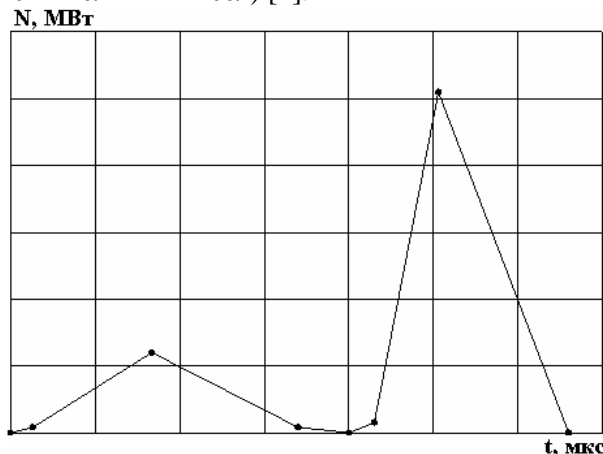


Рис. 1. Линия, моделирующая закон ввода электрической мощности

### Результаты решения задачи

Задачу решаем по кривой давления  $p(t)$ , заданной в точке  $z = 0$ ,  $r = r_1 = 0,08$  м ( $z$ ,  $r$  – осевая и радиальная цилиндрические координаты, ось  $Oz$  совпадает с осью симметрии микропроводника, ось  $Or$  находится в плоскости его срединного сечения). Функция давления задана таблично:  $p_i = p(t_i)$ ,  $1 \leq i \leq n$ ,  $n$  – количество слоёв на временном отрезке  $[t_1, t_2]$  (здесь  $t$  – время).

Для элементов множества  $M$  решаем прямую задачу о расширении цилиндра в жидкости. Полученную кривую зависимости давления от времени в точке  $z = 0$ ,  $r = r_1$  –  $pp_i = pp(t_i)$ ,  $1 \leq i \leq n$ , сравниваем с кривой  $p(t)$  в те же моменты времени, то есть находим расстояние между элементами пространства определённых на отрезке непрерывных ограниченных действительных функций  $\rho(pp, p) = \max_{1 \leq i \leq n} |pp_i - p_i|$ . Если это расстояние меньше  $\varepsilon = 0,1p_m$  ( $p_m$  – максимальное значение задаваемого давления), то девять точек ломаной и длина микропроводника – решение обратной гидродинамической задачи.

При решении задачи выбираем те элементы множества возможных решений, у которых скорость нарастания второй амплитуды мощности выше скорости нарастания первой, а энергия, вводимая во время второй пульсации, более чем в пять раз превышает энергию первой пульсации [7, 8].

Получили несколько решений задачи. Часть из них приведена на рис. 2 (во всех случаях длина микропроводника  $l = 0,04$  м), а на рис. 3 – соответствующие им кривые давления в точке жидкости (кривые 1 – 3) и заданная временная зависимость давления (кривая 4).

Анализ результатов показывает, что первая пульсация мощности практически одинакова у всех решений задачи, скорости нарастания второй пульсации разнятся между собой мало. Энергия, вводимая во время второй пульсации, примерно в 8 раз больше энергии, вводимой во время первой.

Наименьшее расстояние от заданной кривой имеет кривая 1 на рис. 3. Соответствующий ей закон ввода электрической мощности изображает линия 1 на рис. 2.

Необходимо отметить следующее. Авторы работы [1] определяли электрическую мощность по уравнению баланса энергии:

$$N(t) = 1/(\gamma - 1) \cdot d(P_a(t) \cdot V_a(t))/dt + P_a(t) \cdot dV_a(t)/dt,$$

где  $V_a(t)$  – объём канала разряда;  $\gamma = 1,26$ .

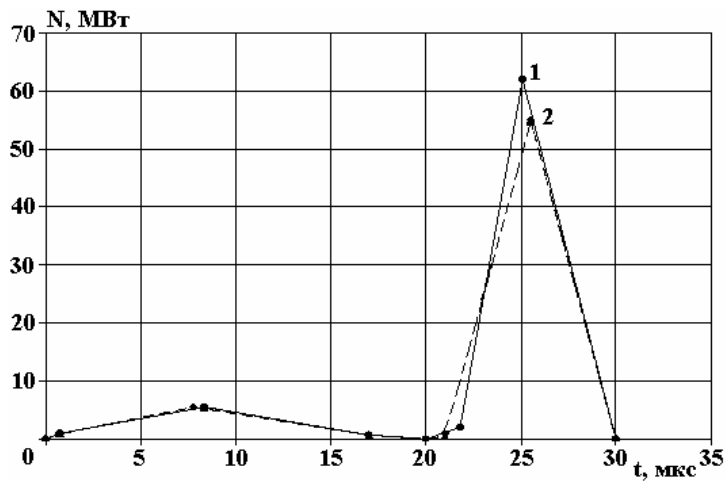


Рис. 2. Временные зависимости электрической мощности, вводимой в канал разряда

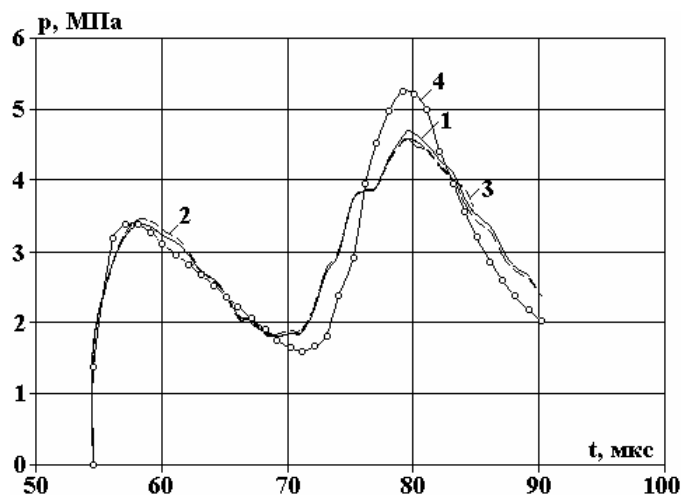


Рис. 3. Зависимость давления от времени в плоскости срединного сечения микропроводника на расстоянии  $r = 0,08$  м от его оси симметрии

При этом они полагали, что канал разряда сохраняет форму прямого кругового цилиндра длины  $l$  и радиуса  $a(t)$ , поэтому объём канала вычисляли по формуле  $V_a(t) = \pi \cdot a^2(t) \cdot l$ , что допустимо при рассмотренных длительностях ввода энергии. Но форма канала со временем меняется, поэтому для более точного решения обратной электродинамической задачи необходимо брать объём разрядного канала, определяемый при решении гидродинамической задачи.

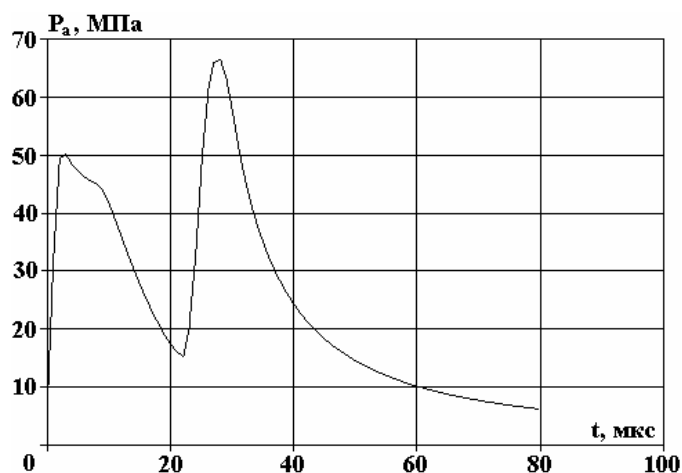


Рис. 4. Зависимость давления в канале разряда от времени

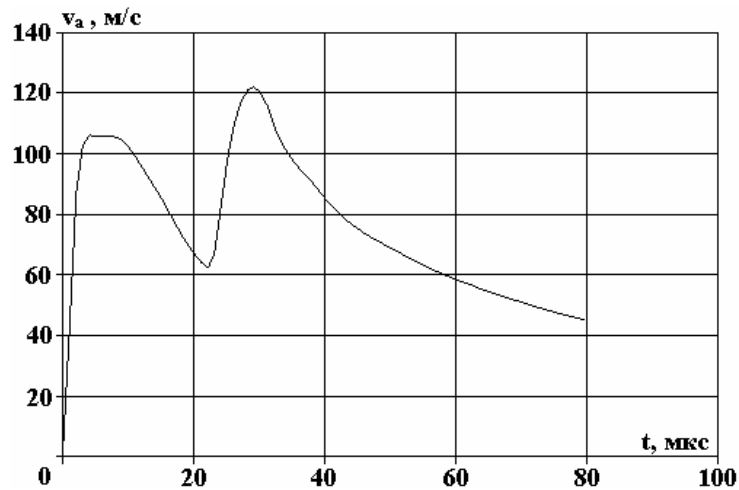


Рис. 5. Зависимость скорости расширения канала разряда от времени в плоскости срединного сечения микропроводника

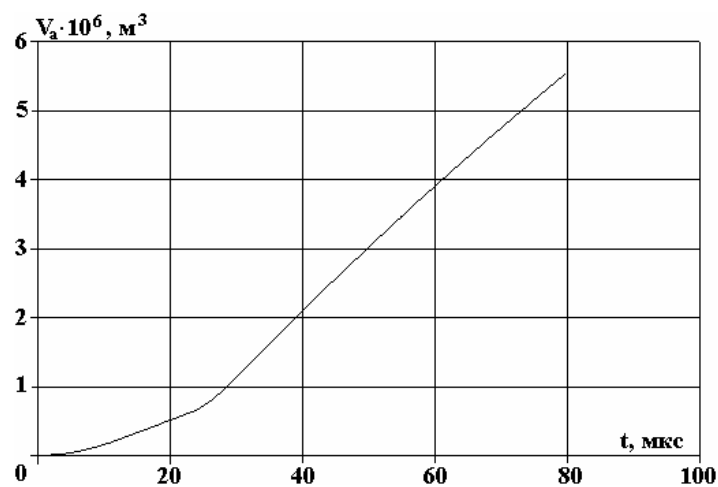


Рис. 6. Изменение объёма канала разряда во времени

Вычисленные при решении задачи о расширении полости в жидкости с законом ввода электрической мощности, который моделируется линией 1 на рис. 2, и  $l = 0,04$  м временные зависимости давления в канале разряда, скорости его расширения в плоскости срединного сечения микропроводника и объёма канала представлены на рис. 4 – 6 соответственно. Эти данные являются исходными для обратной электродинамической задачи.

#### Заключение

При восстановлении характеристик образующегося при взрыве микропроводника канала по заданной в точке жидкости двухпульсационной зависимости давления от времени методом подбора закон ввода электрической мощности можно моделировать ломаной линией, состоящей из восьми звеньев.

Путём изменения координат точек этой линии и длины микропроводника в указанных диапазонах можно получить такие, при которых вычисленное и заданное давления в жидкости разнятся на допустимую с точки зрения практики величину.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Вовченко А.И., Шомко В.В., Шишов А.М. Математическое моделирование и оптимизация электрогидроимпульсных технологических процессов // Техн. электродинамика. 2005. № 3. С. 68–73.
2. Барбашова Г.А. О восстановлении характеристик канала подводного искрового разряда по временной зависимости давления в жидкости // Прикладна гідромеханіка. 2007. Т. 9. № 4. С. 69–72.
3. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1986. 288 с.
4. Колмогоров А.Н., Фомин С.В. Элементы теории функций и функционального анализа. М.: Наука, 1989. 624 с.

5. Барбашова Г.А., Вовченко А.И., Шомко В.В. Выбор формы задания мощности для численного решения обратной гидродинамической задачи восстановления кинематических и динамических характеристик разрядного канала // Электронная обработка материалов. 2006. № 3. С. 54–57.
6. Кривицкий Е.В., Шомко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев: Наук. думка, 1979. 208 с.
7. Барбашова Г.А., Вовченко А.И., Каменская Л.А., Шомко В.В. Управление гидродинамическими процессами при электровзрывном программируемом многоимпульсном вводе энергии // Акустичний вісник. 2004. Т. 7. № 4. С. 3–9.
8. Барбашова Г.А., Вовченко А.И., Каменская Л.А., Шомко В.В. Гидродинамические параметры электрических разрядов в жидкости при двухимпульсном вводе энергии // Электронная обработка материалов. 2006. № 2. С. 23–29.

*Поступила 15.10.09*

### **Summary**

The reverse problem of hydrodynamics referred to the microconductor electric explosion is solved. At a specified bipulsating time dependence of pressure at the point of fluid, kinematic and thermodynamic characteristics of the discharge channel generated at the explosion recondition.

---

## MODIFICATION OF MECHANICAL CHARACTERISTICS OF 10TiNiCr180 STAINLESS STEEL TUBES IN THE PROCESS OF DRAWING UNDER THE ACTION OF ULTRASONIC VIBRATIONS

\* Iasi Technical University,

Bul. D. Mangeron 59, Iasi 6600, Romania

\*\*Institute of Applied Physics of the Academy of Sciences of Moldova,

ul. Academiei 5, Chisinau, MD-2028 Republic of Moldova, [pdumitras@yahoo.com](mailto:pdumitras@yahoo.com)

\*\*\* SC CABLERO Ltd, Calea Chisinaului, KM 1, 6600 Romania

### 1. Introduction

Processing of stainless steel tubes by cold drawing is accompanied by cold hardening. Because of cold hardening accumulated at cold plastic deformation, the mechanical characteristics of resistance increase, while those of plasticity diminish.

In the case of cold drawing using the classical technology (CT) with a high degree of plastic deformation, the cold hardening can induce such defects as microcracks or fractures.

In order to diminish or even eliminate these defects developed when the CT is used, one can apply the technology of ultrasonic vibration drawing (UVD) [1].

The substantial decreasing of cold hardening for tubes processed in UVD system is caused by the “ultrasonic surface effect” or owing to the reduction of the metal-tool contact friction; this can be elucidated in terms of the “reversal of the mean friction force” [1, 2].

### 2. Particularities of tube processing by UVD technology

The principle scheme of the metal-forming area at tube processing by UVD technology is shown in Fig. 1. The following notations are used:  $D_0$  is the external diameter of the rough tube;  $D$  is the external diameter of the processed tube;  $\alpha$  is the semiangle of the die cone;  $\tau$  is the shear stress;  $\sigma_n$  is the normal stress; and  $F^{UVD}$  is the drawing force at UVD technology. According to Fig. 1, any point  $P$ , arbitrarily chosen on the metal - tool interface, performs an oscillating motion with the maximum vibratory rate of the die  $v_v$  and a slip motion along the cone generatrix with the feed rate  $v_a$  [1].

The kinematic particularities of tube processing by UVD technology, as compared to the classical technology (CT), are schematically shown in Fig. 2. The resulting vector of the relative rate, determined by the composition of the rates  $v_v$  and  $v_a$ , changes the direction of displacement of the arbitrary point  $P$  along the cone generatrix as follows: during the interval  $T/2 - 2t_1$  both the point  $P$  and the metal move in the same direction, and during  $T/2 + 2t_1$  they move in the opposite directions. Assuming the Coulomb type friction at the metal - tool contact, the above model represents the principle of the “reversion mechanism of the average friction force”, since the friction force becomes positive during  $T/2 - 2t_1$  interval and negative during  $T/2 + 2t_1$  interval [1, 2].

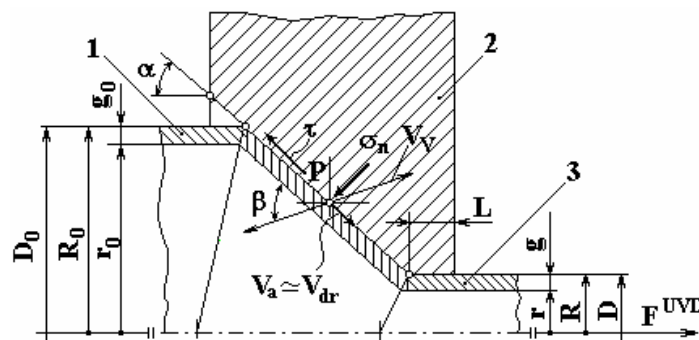


Fig. 1. Principle scheme of the metal-forming area at tube processing by UVD technology:  
1 – rough tube; 2 – die; 3 – processed tube

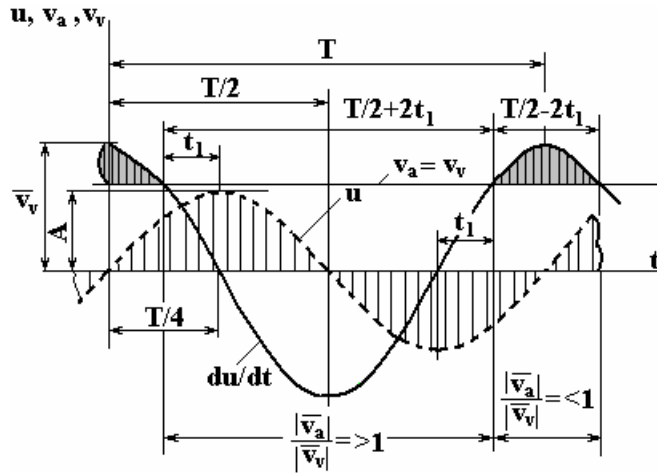


Fig. 2. Kinematic elements of the plastic deformation process using UVD technology:  
 $u$  – wave displacement;  $v_{dr}$  – drawing rate;  $v_v$  – vibration rate of the die

In the case of drawing of tubes made of work hardenable metallic materials, the cross section can be reduced to a small degree only, so the semiangle of the die should amount to  $\alpha = 6-12^\circ$ . Considering that  $v_a = v_{dr} \cos \alpha$ , it is a good approximation to assume  $\cos \alpha \rightarrow 1$  and  $v_a \cong v_{dr}$ . Under these circumstances, we can write the friction coefficient at UVD technology as [1]:

$$\mu^{UVD} = \mu^{CT} \left( 1 - \frac{2}{\pi} \arccos \frac{v_{dr}}{v_v} \right) \quad (1)$$

where  $\mu^{CT}$  is the friction coefficient at the classical technology and  $v_{dr}/v_v \leq 1$  is the relative drawing rate, where  $v_v = \max(du/dt) = \max[dA \sin(2\pi ft)/dt] = 2\pi fA$  is the maximum vibration rate of the die ( $A$  and  $f$  is the amplitude and frequency of the die oscillations, respectively).

Relationship (1) shows that, assuming  $\mu^{CT}$  constant, the only way to reduce  $\mu^{UVD}$  is to minimize the relative drawing rate,  $v_{dr}/v_v$ .

### 3. Determination of the drawing force at UVD technology

The determination of the drawing force at UVD technology is based both on the theorem of total consumed power and the “reversion mechanism of the average friction force”, considering the geometry and kinematics of axially symmetric conical motion into the deformation focus as illustrated in Fig. 3.

The geometrical elements are as follows:  $R_0$  and  $R$  are the external radii of the rough and processed tube, respectively;  $r_0$  and  $r$  are the internal radii of the rough and processed tube, respectively;  $g_0$  and  $g$  are the wall thicknesses of the initial and final tube, respectively;  $\beta_0$  is the initial cone semiangle and  $\beta_f$  is the final cone semiangle [3].

The kinematic elements are as follows:  $v_0$  is the initial rate of the tube;  $v$  is the rate in the deformation focus;  $v_{dr}$  is the drawing rate.  $F^{UVD}$  and  $\sigma^{UVD}$  represent the drawing force and stress, respectively.

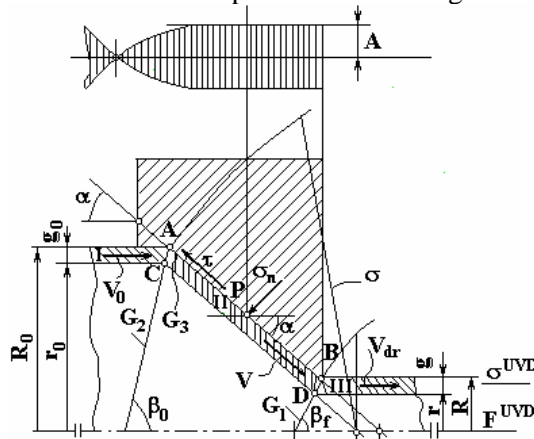


Fig. 3. Geometrical and kinematical elements of the axially symmetric conical motion;  
 solid line – progressive wave; dotted line – regressive wave

The rest of the parameters have the same meaning as above. Moreover, the following assumptions are adopted: (i) the metallic material is totally incompressible; (ii) the die is a rigid body; (iii) the metal deformation is performed according to the Von Mises flowing condition; (iv) the kinematical rate field provides a Bernoulli-type continuity; (v) at the metal-tool interface, the Coulomb-type friction is produced that is considered constant for a given drawing process; (vi) at the oscillating system level, only longitudinal elastic waves act under the stationary regime (forming nodes and antinodes), and (vii) the plastic deformation process is isothermal, the thermal effects of the internal friction being neglected. With the above assumptions and according to Fig. 3, we can calculate the drawing force using the relationship:

$$F^{UVD} = \pi(R^2 - r^2)\sigma^{UVD} . \quad (2)$$

For the geometry and kinematics of axially symmetric conical motion, schematically shown in Fig. 3, the following coefficients are introduced [4]:

$$K = \frac{g}{g_0}; K_1 = \frac{R}{R_0}; K_2 = \frac{r}{R}; K_3 = \frac{r_0}{R_0}; K_4 = \frac{1-K_2}{1-K_3}; K_5 = \frac{1+K_2}{1+K_3} \quad (3)$$

The tube has been divided into three zones with continuous rate fields: zones I and III that have a uniform axial rates, since the drawing rate coincides with the tube symmetry axis and zone II (deformation area) where the rate direction makes an angle  $\alpha$  with the symmetry axis.

Zone II, characterized by the metal flow parallel to the die active surface, is limited by conical surfaces  $G_1$  and  $G_2$ , represented by segments BD and AC and defined by the angles  $\beta_f$  and  $\beta_0$ , respectively, and is externally limited by surface  $G_3$ .

On the basis of the experimental results, it was observed that the thickness of the tube wall decreases only at the beginning of the proper plastic deformation. This means that, taking into account the tube geometry, the deformation area, the angles  $\beta_0$  and  $\beta_f$  can be determined as:

$$\beta_0 = (\pi - \alpha) / 2 \quad (4)$$

and:

$$\beta_f = \arctan\left(\frac{K \sin \alpha}{1 - K \cos \alpha}\right) = \arctan\left(\frac{K_1 K_4 \sin \alpha}{1 - K_1 K_4 \cos \alpha}\right). \quad (5)$$

From the continuity condition of the metal flow for rates  $v_0$  and  $v_{dr}$  it follows that:

$$\frac{v_0}{v_{dr}} = \frac{R^2 - r^2}{R_0^2 - r_0^2} = K_1^2 \frac{1 - K_2^2}{1 - K_3^2}. \quad (6)$$

At the level of the three surfaces that limit the deformation area, the rate discontinuities can be written as:

$$\Delta v_1 = v_{dr} \frac{\sin \alpha}{\sin(\alpha + \beta_f)}, \text{ on surface } G_1 \quad (7)$$

$$\Delta v_2 = v_0 \cdot 2 \sin(\alpha / 2), \text{ on surface } G_2 \quad (8)$$

$$\Delta v_3 = v = v_{dr} \frac{R^2 - r^2}{R_0^2 - (R_0 - g_0 \cos \alpha)^2} \cos^2 \alpha, \text{ on surface } G_3. \quad (9)$$

During the drawing, the total consumed power must compensate the losses produced: (i) by the proper plastic deformation ( $\dot{W}_d$ ); (ii) by the shear due to the rate discontinuities on surfaces  $G_1$  and  $G_2$  ( $\dot{W}_{G_{1,2}}$ ), and (iii) by friction on surface  $G_3$  ( $\dot{W}_f$ ).

The power consumed by the plastic deformation is determined as:

$$\dot{W}_d = \dot{V} \left(2 / \sqrt{3}\right) \sigma_c \sqrt{(1/2) \varepsilon_{ij} \varepsilon_{ji}}. \quad (10)$$

The components of the deformation tensor  $\varepsilon_{ij}$  and  $\varepsilon_{ji}$ , in cylindrical coordinates, have the form:

$$\varepsilon_{pp} = \ln \frac{R - r}{R_0 - r_0} \ln(K_1 K_4) \quad (11)$$

$$\varepsilon_{\theta\theta} = \ln \frac{R+r}{R_0+r_0} = \ln(K_1 K_5) \quad (12)$$

$$\varepsilon_{zz} = -(\varepsilon_{RR} + \varepsilon_{\theta\theta}) \quad (13)$$

$$\varepsilon_{R\theta} = \varepsilon_{RZ} = \varepsilon_{\theta Z} = 0. \quad (14)$$

In the Eq. (10),  $\sigma_c$  is the yield stress of the deformed metal and  $\dot{V}$  is the volume rate:

$$\dot{V} = \pi v_{dr} (R^2 - r^2). \quad (15)$$

Consequently, the power consumption due to plastic deformation becomes:

$$W_d = (2/\sqrt{3}) \sigma_c \pi v_{dr} R^2 \left[ 1 - (r/R)^2 \right] \sqrt{\varepsilon_{RR}^2 + \varepsilon_{\theta\theta}^2 + \varepsilon_{RR} \varepsilon_{\theta\theta}}. \quad (16)$$

The power consumed while crossing the surface  $G_1$  is as follows:

$$W_{G_1} = \int_{SG_1} \tau \Delta v_1 ds \quad (17)$$

where the shear stress is  $\tau = (1/\sqrt{3}) \sigma_c$ ,  $\Delta v_1$  is given by relationship (7), and  $SG_1$  is the area of surface  $G_1$  given by:

$$SG_1 = \pi (R^2 - r^2) / \sin \beta_f. \quad (18)$$

Therefore, the power consumed while crossing the surface  $G_1$  becomes:

$$W_{G_1} = (1/\sqrt{3}) \sigma_c \pi v_{dr} R^2 \left[ 1 - (r/R)^2 \right] \left[ \sin \alpha / \sin \beta_f \sin(\alpha + \beta_f) \right]. \quad (19)$$

Similarly, the power consumed while crossing the surface  $G_2$  is:

$$W_{G_2} = (\sigma_3 / \sqrt{3}) v_0 \cdot 2 \sin(\alpha/2) \cdot \pi \left[ (R_0^2 - r_0^2) / \sin \beta_0 \right] = (2/\sqrt{3}) \sigma_c \pi v_{dr} R^2 \left[ 1 - (r/R)^2 \tan(\alpha/2) \right]. \quad (20)$$

The power consumed due to the friction losses on surface  $G_3$  is determined as:

$$\dot{W}_f = \dot{W}_{G_3} = \int_{SG_3} \tau \Delta v_3 ds \quad (21)$$

The shear stress can be expressed as  $\tau = \sigma_n \cdot \mu^{UVD}$ , as a function of the normal stress  $\sigma_n$  and the friction coefficient at UVD technology given by relationship (1).

The elementary surface  $ds$  can be written as:

$$ds = \frac{2\pi}{\sin \alpha} R dR, R \in [R, R_0]. \quad (22)$$

The normal stress can be determined on the basis of the Sach relationship:

$$\sigma_n \cong \sigma_c \left[ \ln \left( \frac{R_0}{R} \right)^2 - 1 \right] \quad (23)$$

Taking into account the above relationship, the power consumed owing to the friction on surface  $G_3$  becomes:

$$\dot{W}_{G_3} = \int_{SG_3} \mu^{UVD} \sigma_c \left[ \ln \left( \frac{R_0}{R} \right)^2 - 1 \right] \Delta v_3 ds; \quad (24)$$

therefore:



$$\begin{aligned}
W_{G_3} &= \mu^{UVD} \sigma_c \left[ \ln \left( \frac{R_0}{R} \right)^2 - 1 \right] v_{dr} (R^2 - r^2) \frac{\cos \alpha}{g_0} \cdot \frac{\pi}{\sin \alpha} \int_R^{R_0} \frac{R dR}{R - \frac{g_0}{2} \cos \alpha} = \\
&= \mu^{UVD} \sigma_c \left[ \ln \left( \frac{R_0}{R} \right)^2 - 1 \right] v_{dr} (R^2 - r^2) \frac{\pi \cos \alpha}{g_0 \sin \alpha} \left[ R - \frac{g_0}{2} \cos \alpha \cdot \ln \left( R - \frac{g_0}{2} \cos \alpha \right) \right] = \\
&= \frac{\pi \mu^{UVD} \sigma_c}{g_0} v_{dr} (R^2 - r^2) \left[ \ln \left( \frac{R_0}{R} \right)^2 - 1 \right] \frac{\cos \alpha}{\sin \alpha} \\
&\quad \left[ \begin{array}{c} R_0 - \frac{1}{2} \cos \alpha \\ (R_0 - R) - \frac{g_0}{2} \cos \alpha \cdot \ln \frac{R_0 - \frac{1}{2} \cos \alpha}{R_0 - \frac{1}{2} g \cos \alpha} \end{array} \right] = \pi \mu^{UVD} \sigma_c v_{dr} R^2 (1 - K_2^2) Q_2
\end{aligned} \tag{25}$$

where:

$$Q_2 = (\ln K_1^{-2} - 1) \left[ \frac{1 - K_1}{1 - K_3} + \frac{\cos \alpha}{2} \ln \frac{2 - (1 - K_3) \cos \alpha}{2 K_1 - (1 - K_3) \cos \alpha} \right] \cot \alpha. \tag{26}$$

From the balance of the total consumed power at UVD technology, it follows that the drawing stress can be expressed:

$$\sigma^{UVD} = \frac{2\sigma_c}{\sqrt{3}} Q_1 + \sigma_c \mu^{UVD} Q_2 \tag{27}$$

where:

$$Q_1 = \sqrt{\varepsilon_{RR}^2 + \varepsilon_{\theta\theta}^2 + \varepsilon_{RR}\varepsilon_{\theta\theta}} + \frac{\sin \alpha}{2 \sin \beta_f \sin(\alpha + \beta_f)} + \tan \frac{\alpha}{2}. \tag{28}$$

Substituting Eq. (27) into Eq. (2), we obtain for the drawing force:

$$F^{UVD} = \pi (R^2 - r^2) \left( \frac{2\sigma_c}{\sqrt{3}} Q_1 + \sigma_c \mu^{UVD} Q_2 \right). \tag{29}$$

In the case of the classical technology (CT), the drawing stress can be determined from Eq. (27):

$$\sigma^{CT} = \frac{2\sigma_c}{\sqrt{3}} Q_1 + \frac{2\sigma_c}{\pi} \mu^{CT} Q_2. \tag{30}$$

This allows to determine the drawing force as:

$$F^{CT} = \pi (R^2 - r^2) \sigma^{CT}. \tag{31}$$

The magnitude of the drawing stress should not exceed the tensile strength, even with the increment caused by the work hardening. This condition can be expressed by means of the safety coefficient of drawing:

$$C = \frac{S\sigma_r}{F} \tag{32}$$

where  $\sigma_r$  is the tensile strength,  $S$  is the cross-section surface (at the end of the deformation zone), and  $F$  is the drawing force ( $F^{CT}$  or  $F^{UVD}$ ).

#### 4. Experiments and results

The experiments were carried out at the beneficiary partner facility SC REZISTOTERM SRL, Iasi (CEEX Contract no. 293/2006 [4]). For the research, 10TiNiCr180 stainless steel tubes coated with magnesium oxide, which are used in electric heaters, were processed in a UVD system. It was assumed that in the drawing process of the tubes, the magnesium oxide coating does not influence the deformation process.

The experiments were carried out using the ultrasonic equipment EUS produced at the Institute of Technical Physics (IFT), Iasi [4].

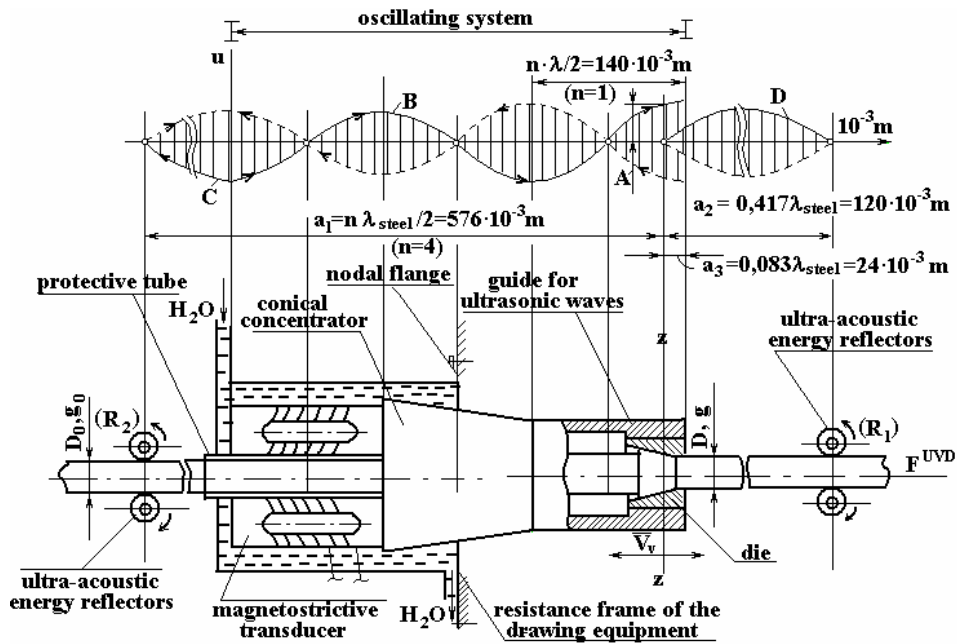


Fig. 4. Constructive functional scheme for oscillating system used in the experimental process: a) wave oscillations; b) scheme of the UVD installation

The drawing process was performed using the longitudinal bench provided by the SC REZIS-TOTERM SRL, Iasi.

For the experiments, the samples were used made of 10TiNiCr180/EN1.4301 stainless steel with  $D_0=5.50$  mm,  $g_0 = 0.70$  mm, and the length of 1200 mm; one of the ends was embossed by cold rolling and heat treated by solution quenching (SQ). The chemical composition of 10TiNiCr180 steel determined spectrographically is presented in table 1.

Table 1. Spectrographically determined chemical composition of 10TiNiCr180 steel, %

| C    | Mn  | Si  | P    | S    | Cr   | Ni   | Ti  |
|------|-----|-----|------|------|------|------|-----|
| 0.03 | 1.4 | 0.5 | 0.05 | 0.06 | 19.4 | 10.8 | 0.7 |

The microscopic structure of the steel subjected to cold plastic deformation is composed of polyhedral crystals of austenite in the form of twinned crystals with discrete ferrite separations within the limits of the crystal. Magnesium oxide used as insulator was obtained by electric melting with a content of minimum 92% MgO with granulation of 0.045–0.43 mm.

Activation of the auger die by ultrasounds was performed at amplitudes of 15, 20 and 25  $\mu\text{m}$ . This lead to vibration velocities of 1.64; 2.19 and 2.74 m/s (see relationship  $\bar{v}_v = 2\pi fA$  in Section 2), the load resonance frequency ( $f$ ) of the oscillating system was 17500 Hz.

Table 2. The influence of the relative drawing velocity ( $v_{dr}/\bar{v}_v$ ) on the deformation force ( $F^{UVD}$ ) and the economic efficiency at processing of 10TiNiCr180 stainless steel tubes in UVD system:  $f = 17500$  Hz,  $A = 25 \mu\text{m}$  ( $\bar{v}_v = 2.74$  m/s)

| No. | Kinematic characteristics |                    | Technological characteristics |                     |                            |               |                      |                             | $\Delta F$ , % |
|-----|---------------------------|--------------------|-------------------------------|---------------------|----------------------------|---------------|----------------------|-----------------------------|----------------|
|     | CT                        | UVD                | CT                            |                     |                            | UVD           |                      |                             |                |
|     | $v_{dr}$ , m/s            | $v_{dr}/\bar{v}_v$ | $F^{CT}$ , N                  | $\sigma^{CT}$ , MPa | $\sigma^{CT}/\sigma_c$ , - | $F^{UVD}$ , N | $\sigma^{UVD}$ , MPa | $\sigma^{UVD}/\sigma_c$ , - |                |
| 1   | 0.06                      | 0.02               | 1332                          | 150                 | 0.46                       | 940           | 106                  | 0.33                        | 29.42          |
| 2   | 0.10                      | 0.03               | 1332                          | 150                 | 0.46                       | 970           | 110                  | 0.34                        | 27.17          |
| 3   | 0.13                      | 0.04               | 1332                          | 150                 | 0.46                       | 1008          | 114                  | 0.35                        | 24.32          |
| 4   | 0.16                      | 0.05               | 1332                          | 150                 | 0.46                       | 1053          | 119                  | 0.37                        | 20.94          |

The drawing force was determined with ultrasounds or without them using a DT-106.00 load cell and N2314 Bridge [5]. The experimental results regarding the influence of the relative drawing velocity ( $v_{dr}/\bar{v}_v$ ) on the deformation force ( $F^{UVD}$ ) and the economic efficiency (DF) at processing of 10TiNiCr180 stainless steel tubes is presented in table 2.

Table 3. Experimental results obtained at the SC REZISTOTERM SRL, Iasi using CT and UVD system

| No | Sample types                          | Classical technology (CT) |      |                       |                  |             |           | Technical and economic efficiency of UVD system |                |                  |                       |                  |                  |
|----|---------------------------------------|---------------------------|------|-----------------------|------------------|-------------|-----------|---|----------------|------------------|-----------------------|------------------|------------------|
|    |                                       | F, N                      | C    | $R_a$ , $\mu\text{m}$ | $R_{p0.2}$ , MPa | $R_m$ , MPa | $A_5$ , % | $\Delta F$ , %                                  | $\Delta C$ , % | $\Delta R_a$ , % | $\Delta R_{p0.2}$ , % | $\Delta R_m$ , % | $\Delta A_5$ , % |
| 1  | A, Classical technology (CT)          | 1334                      | 4.77 | 1.4                   | 349              | 509         | 33.20     | -   | -              | -                | -                     | -                | -                |
| 2  | B, UVD system, A = 15 $\mu\text{m}$   | 1074                      | 5.82 | 1.2                   | 346              | 498         | 33.6      | 19.49   | 18.04          | 14.28            | 0.86                  | 2.16             | 1.19             |
| 3  | C, UVD system, A = 20 $\mu\text{m}$   | 1015                      | 6.03 | 0.8                   | 343              | 488         | 34.0      | 23.91   | 20.89          | 42.85            | 1.71                  | 4.12             | 2.35             |
| 4  | D, UVD system, A = 25 $\mu\text{m}$   | 942                       | 6.33 | 0.6                   | 328              | 459         | 35.4      | 29.38   | 24.64          | 57.14            | 6.01                  | 9.82             | 6.21             |
| 5  | E, Initial state (Solution quenching) | -                         | -    | -                     | 320              | 486         | 38        | -   | -              | -                | -                     | -                | -                |

The following mechanical properties were analyzed: the average ultimate resistance ( $R_m$ ), the yield point ( $R_{p0.2}$ ), the microhardness ( $HV_{0.1}$ ) and the breaking elongation ( $A_5$ ). In order to determine the mechanical characteristics  $R_m$ ,  $R_{p0.2}$  and  $A_5$ , the tensile tests were carried out according to SR EN 10002 – 1/1995 standard (identical with the European standard SR EN 10002–1/1990). The tensile tests were made on a MTS 810.24/SUA machine, precision class 0.5 with the force velocity of 20 mm/min.

The microhardness  $HV_{0.1}$  (STAS 7057) was determined on a PMT-3 hardness testing machine; the average values were obtained as a result of five measurements. The results of the experimental research performed at the beneficiary partner P2 SC REZISTOTERM SRL, Iasi (CEEX Contract no. 293/2006 [4]), using two technologies (CT and UVD system) are presented in Fig. 5 and 6 and in Table 3. The variation of force parameters ( $F^{CT}$ ,  $F^{UVD}$  and DF) is shown in Fig. 5, and the variation of mechanical characteristics of resistance and plasticity ( $\Delta R_m$ ,  $\Delta R_{p0.2}$  and  $\Delta A_5$ ) is shown in Fig. 6.

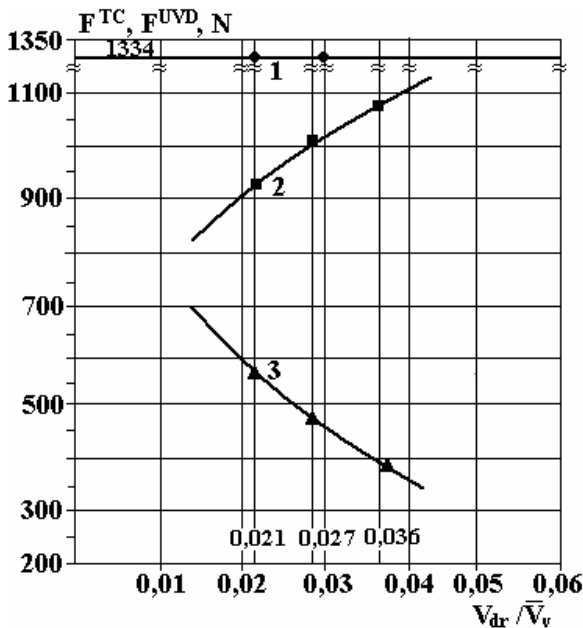


Fig.5. Technologic efficiency ( $\Delta F$ ) and variation of force parameters at processing of 10TiNiCr180 stainless steel tubes using the classical technology CT ( $F^{CT}$ ) and UVD system ( $F^{UVD}$ )

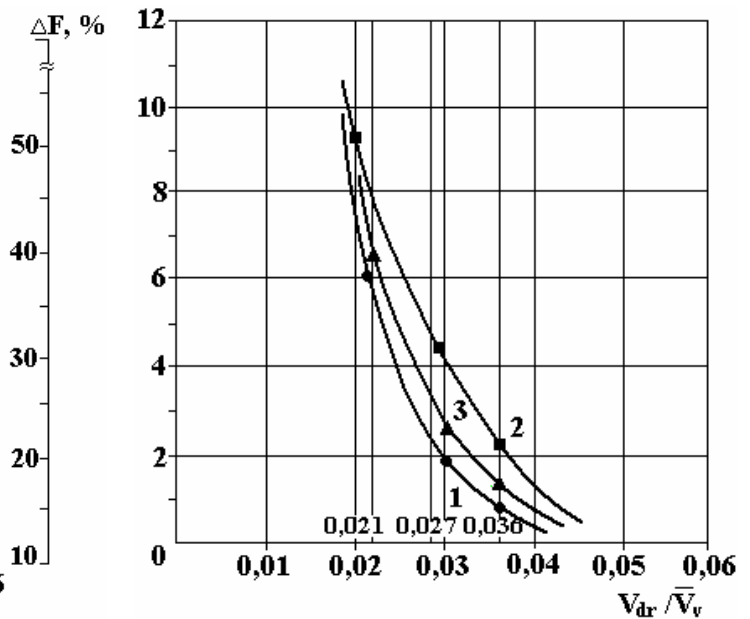


Fig.6. Variation of relative reductions of mechanical characteristics of resistance and plasticity ( $\Delta R_m$ ,  $\Delta R_{p0.2}$ ,  $\Delta A_5$ )

## 5. Conclusions

The modification of mechanical characteristics of resistance and plasticity at drawing of 10TiNiCr180 stainless steel tubes in an ultrasonic field was analyzed as a function of the relative drawing velocity ( $v_{dr}/\sqrt{v_v}$ ).

We obtained the decreasing of mechanical characteristics of resistance ( $R_{p0.2}^{UVD}$  and  $R_m^{UVD}$ ), much greater extension ( $A_5^{UVD}$ ), increasing of drawing safety ( $C$ ) and surface quality while using the UVD method in comparison with the classical technology. The maximum relative reductions were obtained for  $v_{dr}/\sqrt{v_v} = 0.021$ , namely,  $\Delta R_m = 9.82\%$ ,  $\Delta A_5 = 6.21\%$ ,  $\Delta C = 24.64\%$ , and  $\Delta R_a = 57.14\%$ .

High values for  $\Delta R_a$  were obtained owing to the die vibration that increases when the vibration velocity increases. Application of the UVD method increases the drawing rate; at the same time the productivity increases by about 30%, the safety increases by about 25% with the plasticity reserves of approximately 6%.

## REFERENCES

1. Susan M. Tragerea metalelor cu vibrații ultrasonice. Editura Cermi, Iași, 2007.
2. Severdenko, V.P., et al., U'ltrazvuk i plastichnost' (Ultrasound and Plasticity), Nauka i Tekhnika, Minsk, 1990.
3. Avitzur B. Study of flow through conical converging dies, Wire Ind., Part 1, June 1982, pp.449-457; Part 2, July 1982; pp. 503-509; Part 3, August 1982, pp.613-619.
4. Contract CEEEX nr. 293/2006.

Received 15.10.09

## Summary

The paper presents the results of the experimental research concerning modification of mechanical characteristics of resistance and plasticity in the process of drawing of 10TiNiCr180 stainless steel tubes with and without ultrasonic vibrations. The experiments were performed in the framework of the CEEEX project (Excelence Research Program, Ministry of Education, Research and Innovation of Romania), Contract no. 293/2006. Modification of mechanical characteristics of resistance and plasticity is analyzed for the tube samples processed using the classical technology (CT) or ultrasonic vibration drawing (UVD) depending on the relative drawing velocity ( $v_{dr}/\sqrt{v_v}$ ).

---

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЯ ПРОБОЯ ВОДНОГО МЕЖЭЛЕКТРОДНОГО ПРОМЕЖУТКА

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
пр. Октябрьский, 43 А, г. Николаев, 54018, Украина, [iipt@iipt.com.ua](mailto:iipt@iipt.com.ua)*

### Введение

При проектировании и практической работе электротехнических комплексов и установок, использующих высоковольтный электрический пробой (разряд) в жидкости, всегда возникает необходимость в выборе уровня рабочего напряжения установки  $U_0$  (пробивного напряжения  $U_{пр}$ ) для реализации стабильного и эффективного по механическому воздействию [1] разряда в разнообразных условиях, диктуемых особенностями осуществления технологии. К первичным технологическим условиям, влиять на которые не представляется возможным, можно отнести исходную удельную электропроводность рабочей среды (УЭРС)  $\sigma_0$  и гидростатическое давление  $P_{ГС}$  в жидкости. Ко вторичным условиям, возникающим в процессе осуществления разрядов (и соответственно их можно регулировать можно отнести изменяющиеся вследствие эрозии геометрию потенциального электрода и длину межэлектродного промежутка (МП)  $l_{МЭ}$ , а также электропроводность среды, изменяющуюся вследствие эрозии электродов либо растворения отложений.

### Анализ проблемы

Очевидно, что УЭРС – наиболее важный параметр, влияющий как на величину напряжения возникновения первичного лидера на стадии зажигания разряда, так и на необходимый уровень напряжения на электроде на стадии прорастания лидерной системы в межэлектродном промежутке, вплоть до момента перемигания его проводящим каналом [2–7].

Так, исследования [8] показали, что при увеличении УЭРС время зажигания разряда уменьшается, что фактически также означает снижение напряжения зажигания разряда при увеличении УЭРС.

Феноменология лидерной стадии процесса пробоя также претерпевает существенные изменения при увеличении УЭРС: в области малых значений (менее  $5 \times 10^{-2}$  См/м) разряд формируется преимущественно в виде одиночного лидера, перемигающего МП, а в области значений более  $5 \times 10^{-2}$  См/м лидерная система представляет собой разветвленную структуру [2–5]. Каждой пространственной структуре соответствуют характерные скорости распространения лидерной системы вдоль МП: одиночный лидер распространяется со скоростью выше скорости звука в жидкости ( $\sim 10^4$  м/с и более), а разветвленная лидерная система – порядка скорости звука.

Указанные особенности протекания каждой из стадий формирования пробоя на практике реализуются в сложной зависимости пробиваемой длины МП  $l_{МЭ}$  от УЭРС  $\sigma_0$  (рис. 1) [3–5].

В соответствии с рис. 1 для каждого конкретного набора электротехнических параметров разрядной цепи существует максимальная длина пробиваемого МП при некоторой оптимальной величине УЭРС  $\sigma_{опт}$ . При этом область, лежащая под кривой, является областью реализации пробойных разрядов, а область над кривой – областью реализации беспробойных разрядов.

Зависимость, представленная на рис. 1, получена при неизменном уровне зарядного напряжения  $U_0$  на конденсаторной батарее. В данном случае это напряжение являлось также и напряжением пробоя ( $U_0 = U_{пр}$ ), поскольку приводило к пробоям МП различной длины при изменяющейся УЭРС.

Если попытаться представить эту зависимость в координатах “напряжение пробоя межэлектродного промежутка  $U_{пр}$ ” от “удельной электропроводности жидкости  $\sigma_0$ ” при неизменной величине МП, то подобная качественная зависимость должна иметь вид, представленный на рис. 2.

Автором были получены экспериментальные зависимости пробивной напряженности от электропроводности воды [9], подобные представленным на рис. 2, однако обоснования этих данных не приведены.

### Постановка задачи

В связи с этим цель данной работы – определение и анализ явлений и процессов, влияющих на зависимость пробивного напряжения МП от электропроводности жидкости.

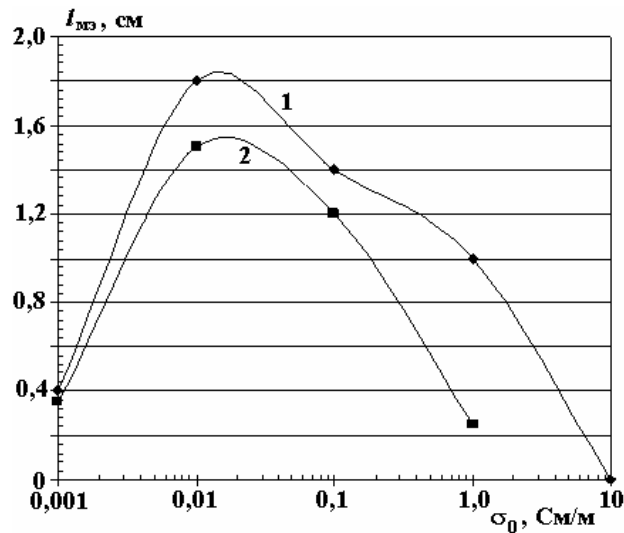


Рис. 1. Зависимость пробиваемого межэлектродного расстояния  $l_{MЭ}$  от удельной электропроводности жидкости  $\sigma_0$  при  $U_0=14 \text{ кВ}$ ,  $C=0,2 \text{ мкФ}$  [4]: 1 – положительная полярность потенциального электрода; 2 – отрицательная полярность потенциального электрода



Рис. 2. Качественная зависимость напряжения пробоя межэлектродного промежутка от удельной электропроводности жидкости

### Основная часть

Как уже отмечалось, пробой является результатом реализации двух последовательных, динамически связанных процессов: зажигания разряда и следующего за ним перекрытия МП прорастающей лидерной системой (будем считать, что перекрытие межэлектродного промежутка лидером означает его пробой).

В категориях вероятностей событий связь реализации этих двух стадий разряда с пробоем МП следующая:  $P_{\text{пробой}} = P_{\text{зажиг}} \times P_{\text{перекр}}$ .

Приведем возможные сценарии реализации событий:

- если произошло зажигание разряда ( $P_{\text{зажиг}}=1$ ), а затем перекрытие МП ( $P_{\text{перекр}}=1$ ), то вероятность события пробоя МП составит  $P_{\text{пробой}}=1$ ;
- если зажигание разряда произошло ( $P_{\text{зажиг}}=1$ ), а перекрытия промежутка не произошло ( $P_{\text{перекр}}=0$ ), то нет и пробоя ( $P_{\text{пробой}}=0$ );
- если зажигание разряда не произошло ( $P_{\text{зажиг}}=0$ ), то не произойдет и перекрытия промежутка ( $P_{\text{перекр}}=0$ ) и пробоя ( $P_{\text{пробой}}=0$ ).

В категориях характерных напряжений рассмотренная нами схема может быть записана в следующем виде:

$$U_{\text{ПР}} = \max\{U_{\text{ЗАЖ}} ; U_{\text{ПЕР}}\}, \quad (1)$$

где  $U_{\text{ПР}}$  – напряжение пробоя межэлектродного промежутка;  $U_{\text{ЗАЖ}}$  – напряжение зажигания разряда, то есть напряжение на электроде, обеспечивающее необходимую для зажигания разряда напряженность электрического поля;  $U_{\text{ПЕР}}$  – напряжение перекрытия межэлектродного промежутка, то есть напряжение на электроде, обеспечивающее необходимую напряженность электрического поля для прорастания лидера (лидерной системы) на длину межэлектродного промежутка.

Выражение (1) следует понимать так, что величина напряжения  $U_{\text{ПР}}$ , необходимого для пробоя МП, определяется либо величиной  $U_{\text{ЗАЖ}}$ , либо величиной  $U_{\text{ПЕР}}$ , в зависимости от этого требования к ней в каждом конкретном случае максимальны.

Таким образом, в соответствии с предложенным подходом задача определения зависимости напряжения пробоя  $U_{\text{ПР}}$  от УЭРС разбивается на две отдельные задачи: определение характеристики напряжения зажигания разряда  $U_{\text{ЗАЖ}}$  и определение напряжения перекрытия  $U_{\text{ПЕР}}$  межэлектродного промежутка.

### 1. Методика и результаты исследований напряжения зажигания разряда

Для разработки методики исследований имеет значение выбор разрядной схемы, которая определяет форму импульса напряжения на МП. В приближении к потребностям разрядноимпульсных технологий [10] это разряд емкостного накопителя на водный межэлектродный промежуток, при нем формируется импульс напряжения с крутым передним фронтом и экспоненциально спадающей средней частью, в течение которой организуется пробой МП. Электродная система преимущественно представляет собой конфигурацию “стержень-плоскость”. Стержневой потенциальный электрод имеет цилиндрическую форму с закругленной под полусферу рабочей частью.

Методика исследования напряжения зажигания разряда  $U_{\text{ЗАЖ}}$  состояла в подборе такого напряжения зарядки конденсаторной батареи  $U_0=U_{\text{ЗАЖ}}$ , при котором время зажигания разряда  $t_{\text{ЗАЖ}}$  составляло  $50\pm 10$  мкс (таким образом, на вольт-секундной зависимости зажигания разряда была выбрана одна временная точка). Время зажигания определялось от момента подачи напряжения на электрод до момента появления на нем свечения (по фотограммам), а также до момента интенсивного роста тока (по осциллограммам) [11, 12].

В данной методике напряжение  $U_0$  зарядки конденсаторов изменялось в диапазоне от 15 до 50 кВ; гидростатическое давление в жидкости  $P_{\text{ГС}}$  изменялось в диапазоне от 0,1 до 50 МПа.

Межэлектродное расстояние устанавливалось до 50 мм для исключения пробойных разрядов. Поверхность электродов тренировалась большим числом незавершенных разрядов. Для одного набора варьируемых параметров проводилось до 10 реализаций с последующей статистической обработкой данных.

В условиях варьирования УЭРС  $\sigma_0$  и диаметра цилиндрического электрода (радиус скругления электрода  $r_{\text{ЭЛ}}$  составлял от 0,5 до 2,5 мм) происходит изменение сопротивления МП  $R_0$ , что приводит к изменению характеристического времени разряда конденсаторной батареи  $\tau_c=R_0C$ , где  $C$  – емкость конденсаторной батареи. Поддержание значения  $\tau_c$  (неизменность формы импульса) в диапазоне от 250 до 300 мкс осуществлялось подбором емкости конденсатора  $C$ .

Для положительно заряженного электрода в результате исследований были получены зависимости типа  $U_{\text{ЗАЖ}}=f(\sigma_0)$  [12] (сплошная линия – эксперимент, штрихпунктирная линия – расчет), графически представленные на рис. 3. Зависимости демонстрируют асимптотическое уменьшение напряжения зажигания при увеличении  $\sigma_0$ , из чего следует, что существует качественное совпадение хода этих кривых с ходом левой ветви “ab” (до точки экстремума “b” на зависимости рис. 2), а также то, что зависимость  $U_{\text{ЗАЖ}}=f(\sigma_0)$  физически не может определять ход правой ветви “bc”.

### 2. Методика и результаты исследований напряжения перекрытия межэлектродного промежутка

К началу стадии формирования лидерной системы в межэлектродном промежутке напряжение на стержневом электроде, в соответствии с принятой нами схемой воздействия, будет составлять:

$$U_{\text{НЛ}} = U_0 \exp(-t_{\text{дл}} / \tau_c), \quad (2)$$

где  $U_{\text{НЛ}}$  – напряжение начальное лидерное, при котором заканчивается стадия зажигания разряда и начинается лидерная стадия процесса;  $U_0$  – начальное напряжение зарядки конденсаторной батареи (поскольку зажигание разряда произошло, то в данном случае  $U_0=U_{\text{ЗАЖ}}$ );  $t_{\text{дл}}$  – долидерное время, то же, что и время зажигания разряда  $t_{\text{ЗАЖ}}$ .

Например, для напряжения зажигания  $U_{\text{ЗАЖ}}$  (кривая 1 рис. 3) соответствующие значения напряжения  $U_{\text{НЛ}}$  показаны штрихпунктирной линией (примерно на 15% меньше  $U_0=U_{\text{ЗАЖ}}$ ).

Напряжение  $U_{НЛ}$  будет являться напряжением перекрытия МП  $U_{ПЕР}$  только в том случае, если оно обеспечит процесс переключения МП лидерным каналом.

Одним из возможных путей решения поставленной задачи определения напряжения перекрытия  $U_{ПЕР}$  межэлектродного промежутка (продольных градиентов потенциала лидерного канала  $E_{ПРОД}$ ) является определение длины прорастания лидерной системы  $l_{ЛИД}$  (в режимах статической фотосъемки незавершенного разряда) при известном значении  $U_{НЛ}$ .

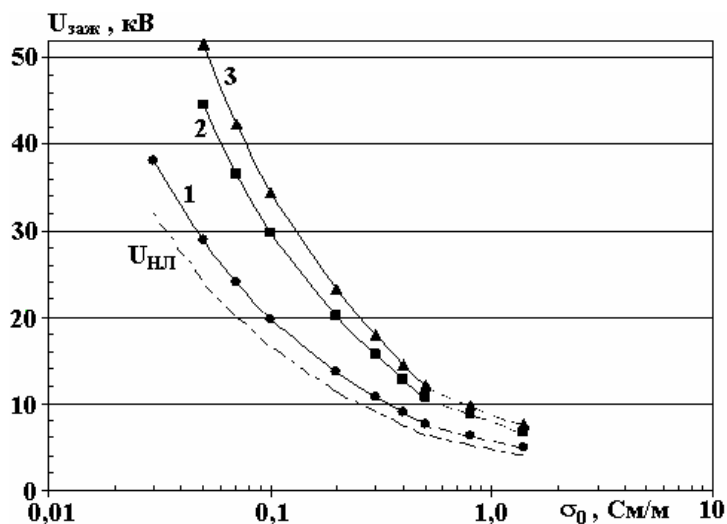


Рис. 3. Зависимость напряжения зажигания разряда  $U_{зжж}$  от удельной электропроводности жидкости  $\sigma_0$  при  $r_{эл}=1,5$  мм (положительное острие): 1 –  $P_{ГС} = 0,1$  МПа; 2 –  $P_{ГС} = 3$  МПа; 3 –  $P_{ГС} = 10$  МПа

В этом случае оценить продольные градиенты потенциала лидерного канала (в целом – лидерной системы)  $E_{ПРОД}$  в направлении противоположного электрода можно по выражению

$$E_{ПРОД} = U_{НЛ} / l_{МЭ}, \quad (3)$$

где  $U_{НЛ} = U_{ПЕР}$  для межэлектродного промежутка длиной  $l_{ЛИД}$ ;  $l_{МЭ} = l_{ЛИД}$  в предположении расположения противоиэлектрода на расстоянии  $l_{ЛИД}$ .

В нашем случае оптические наблюдения были ограничены возможностями конструкции камеры высокого давления, поэтому данная методика не была использована.

Также в методике определения  $U_{ПЕР}$  не совсем удобно учитывать влияние долидерной стадии разряда на величину  $U_{НЛ}$ , которая бы удовлетворяла условию  $U_{НЛ} = U_{ПЕР}$ . В идеале это неудобство мог бы снять потенциальный электрод, создающий высокую напряженность электрического поля и обеспечивающий быстрое зажигание разряда. В качестве такого электрода можно использовать тонкое острие (сильно подвержено износу из-за эрозии) либо электрод, представляющий собой металлическую поверхность, полностью покрытую диэлектрической пленкой, с малым сквозным отверстием в ней со стороны противоиэлектрода [13]. В области этого отверстия формируется электрическое поле высокой напряженности, приводящее к зажиганию разряда за микросекунды в широком диапазоне изменения УЭРС. В связи с этим напряжение  $U_0$  будет практически являться для этой схемы напряжением  $U_{НЛ}$ .

Характерным проявлением высокой эффективности электрода к зажиганию разряда должна быть независимость времени зажигания разряда от гидростатического давления. Однако предварительные исследования показали, что это условие для указанных электродов удовлетворительно выполняется лишь для электропроводности жидкости более 0,77 См/м.

С учетом перечисленных факторов, было принято решение использовать методику исследования 50% пробивного напряжения [7] различных по длине межэлектродных промежутков. Тогда в выражении (3) вместо величины  $U_{НЛ}$  была использована характеристика  $\Delta U = U_{ПР2} - U_{ПР1}$ , равная разнице 50% пробивных напряжений межэлектродных промежутков длиной  $l_{МЭ2}$  и  $l_{МЭ1}$ . А вместо величины  $l_{МЭ}$  – величина  $\Delta l = l_{МЭ2} - l_{МЭ1}$ , равная изменению длины лидерного канала, обусловленного приращением испытательного напряжения на величину  $\Delta U$ .



В соответствии с данной методикой исследованы 50 % пробивные напряжения для межэлектродных промежутков 25 мм и 45 мм в диапазоне изменения УЭРС от 0,015 до 1,4 См/м, и на основании полученных данных оценены продольные градиенты потенциала лидерного канала.

Как следует из рис. 4, для положительно заряженного электрода  $E_{\text{ПРОД}}^{\text{п}}$  монотонно возрастает от 1,3 до 3,7 кВ/см в обозначенных пределах увеличения электропроводности среды. Для сравнения: в литературных источниках приводятся значения для  $E_{\text{ПРОД}}^{\text{п}}$  в диапазоне от 2 до 8 кВ/см [7] и от 1 до 2 кВ/см [4], что свидетельствует о корректности полученных оценок.

Для отрицательной полярности электрода оценка дает увеличение  $E_{\text{ПРОД}}^{\text{п}}$  от 3 кВ/см до 18 кВ/см при увеличении электропроводности среды от 0,07 См/м до 0,77 См/м (две точки условно соединены штриховой линией 2 на рис. 4).

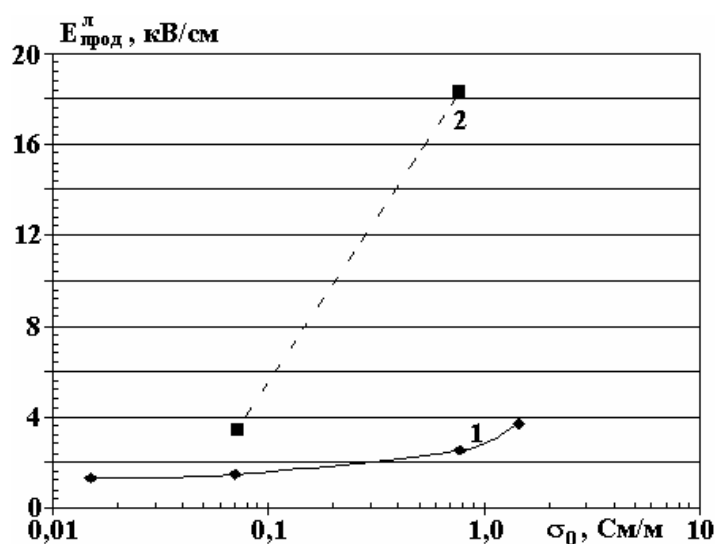


Рис. 4. Зависимость продольных градиентов потенциала лидерного канала от электропроводности рабочей среды: 1 – положительная полярность потенциального электрода; 2 – отрицательная полярность потенциального электрода

Таким образом, имеем выраженную тенденцию увеличения удельной величины напряжения перекрытия (то есть отнесенной к единице длины – продольного градиента потенциала лидерного канала) по мере увеличения электропроводности рабочей среды. Из чего следует, что существует качественное совпадение хода этих кривых с ходом правой ветви “bc” (от точки экстремума “b” на зависимости рис. 2) и что эти кривые физически не могут описывать левую ветвь рассматриваемой зависимости.

#### Обсуждение результатов

Для пояснения практической значимости выработанного подхода для предварительного анализа и прогноза пробивного напряжения воспользуемся совмещенным графиком характерных напряжений (рис. 5), на котором представлены зависимости  $U_{\text{ЗАЖ}}$  и соответствующая ей  $U_{\text{НЛ}}$  (из рис. 3), а также зависимости  $U_{\text{ПЕР}}$ , построенные в соответствии с расчетными данными по выражению

$$U_{\text{ПЕР}} = E_{\text{ПРОД}}^{\text{п}} l_{\text{МЭ}} \quad (4)$$

для нескольких длин межэлектродных промежутков – от 1 до 4 см (для положительного электрода на основании данных рис. 4).

Как следует из анализа представленных данных, для межэлектродных промежутков, меньших и равных 1 см во всем диапазоне рассматриваемых проводимостей среды, напряжение зажигания разряда будет определяющей величиной для значения пробивного напряжения этих промежутков. При увеличении длины межэлектродного промежутка в области повышенных электропроводностей (более 0,5 См/м) напряжение перекрытия превышает напряжение зажигания (фактически – напряжение начальное лидерное  $U_{\text{НЛ}}$ ) и становится определяющим для величины пробивного напряжения данного межэлектродного промежутка.

Из полученных в рамках нашего рассмотрения экспериментальных зависимостей пробивного напряжения МП от электропроводности среды при положительной и отрицательной полярности электродов (рис. 6) следует, что поведение левых ветвей этих кривых соответствует характерным признакам поведения напряжения зажигания разряда: увеличение при повышении гидростатического давления, уменьшение при увеличении электропроводности среды (см. рис. 3). При этом абсолютные значения этих напряжений вблизи точки экстремума составляют единицы киловольт, что становится сравнимым, а при дальнейшем увеличении электропроводности и меньшим, чем напряжение перекрытия МП в данных условиях.

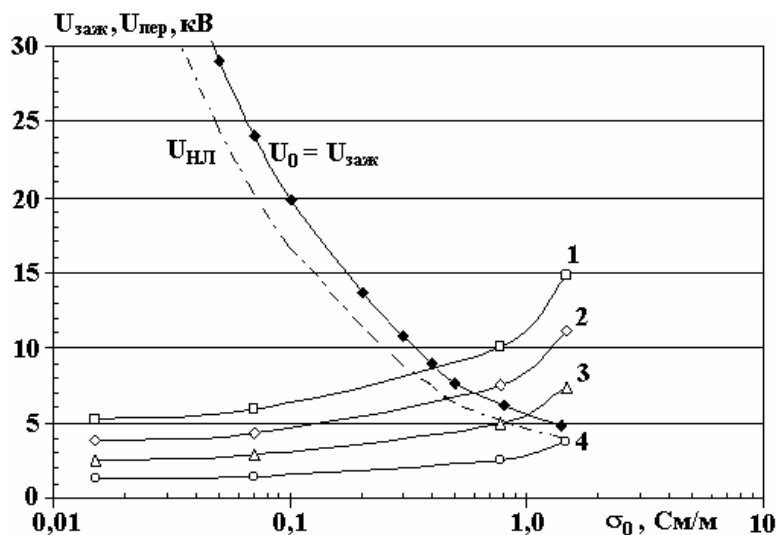


Рис. 5. Зависимости характерных напряжений от электропроводности среды

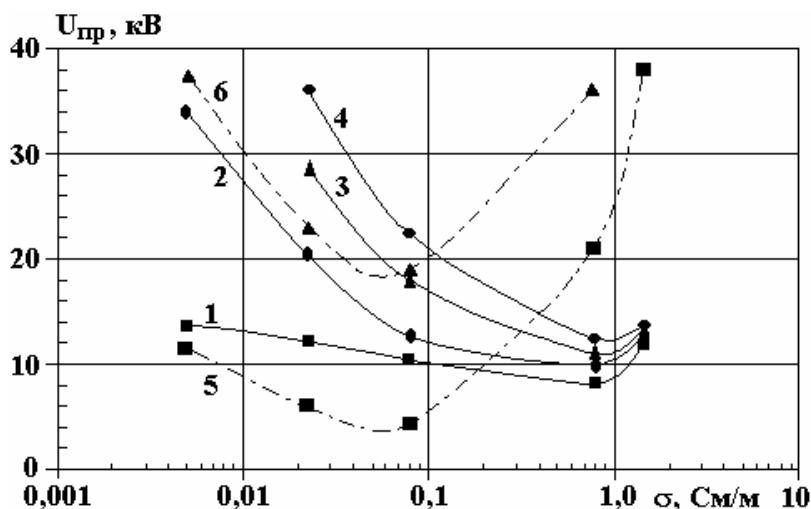


Рис. 6. Зависимость пробивного напряжения от электропроводности среды для  $l_{МЭ} = 25$  мм при положительной (1,2,3,4) и отрицательной (5,6) полярности электрода: 1 –  $P_{ГС} = 0,1$  МПа; 2 –  $P_{ГС} = 5$  МПа; 3 –  $P_{ГС} = 10$  МПа; 4 –  $P_{ГС} = 30$  МПа; 5 –  $P_{ГС} = 0,1$  МПа; 6 –  $P_{ГС} = 5$  МПа

### Выводы

Таким образом, величина пробивного напряжения  $U_{пр}$ , необходимого для пробоя межэлектродного промежутка, определяется либо величиной напряжения зажигания разряда  $U_{заж}$ , либо величиной напряжения перекрытия межэлектродного промежутка  $U_{пер}$ , в зависимости от того, какие требования к ней в каждом конкретном случае максимальны.

При этом ход левой ветви на зависимости пробивного напряжения  $U_{пр}$  межэлектродного промежутка от электропроводности жидкости определяет зависимость напряжения зажигания разряда  $U_{заж}$ , а правой ветви - зависимость напряжения перекрытия межэлектродного промежутка  $U_{пер}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Кривицкий Е.В., Шамко В.В.* Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев: Наукова думка, 1979. 207 с.
2. *Трофимова Н.Б.* Исследование пробоя недегазированных жидкостей // Пробой диэлектриков и полупроводников. М.-Л.: Энергия, 1964. С. 219–224.
3. *Мельников Н.П., Остроумов Г.А., Штейнберг А.А.* Некоторые особенности электрического разряда в электролитах // Пробой диэлектриков и полупроводников. М.; Л.: Энергия, 1964. С. 232–235.
4. *Мельников Н.П., Остроумов Г.А., Стояк М.Ю.* Развитие электрического пробоя в водных электролитах // Пробой диэлектриков и полупроводников. М.; Л.: Энергия, 1964. С. 246–248.
5. *Наугольных К.А., Рой Н.А.* Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971. 156 с.
6. *Кривицкий Е.В.* Динамика электровзрыва в жидкости. Киев: Наукова думка, 1986. 208 с.
7. *Ушаков В.Я.* Импульсный электрический пробой жидкостей. Томск: Томский ун-т, 1975. 256 с.
8. *Скорых В.В., Жук И.А.* Влияние проводимости на запаздывание зажигания разряда в воде // Теория, эксперимент, практика электроразрядных процессов. Киев: Наукова думка, 1992. С. 15–21.
9. *Трофимова Л.П., Поклонов С.Г., Глушенко В.Ж.* Влияние гидростатического давления на пробой воды в условиях слабонеоднородного электрического поля // Теория, эксперимент, практика электроразрядных технологий. Киев: Наукова думка, 1993. Вып. 1. С. 25–29.
10. *Гулый Г.А.* Научные основы разрядноимпульсных технологий. Киев: Наукова думка, 1990. 208 с.
11. *Поклонов С.Г.* Режимы работы электродной системы электрогидроимпульсного скважинного устройства // Вестник национального технического университета “ХПИ”. Темат. вып. “Электроэнергетика и преобразовательная техника”. Харьков, 2003. Т. 1. № 1. С. 154–162.
12. *Поклонов С.Г.* Выбор рабочей среды для электроразрядных погружных установок // Электронная обработка материалов. 2009. № 1. С. 81–87.
13. *Щерба А.А., Косенков В.М., Жекул В.Г., Поклонов С.Г.* Стабилизация режимных параметров высоковольтных систем электрогидроимпульсной обработки жидких неоднородных сред // Технічна електродинаміка. 2004. № 3. С. 23–26.

*Поступила 27.10.09*

### Summary

Characteristics of pre-breakdown and leader stages of high-voltage breakdown of interelectrode gap are studied. It is shown that the level of pre-breakdown voltage is determined either by the value of voltage of discharge ignition, or by the value of overlapping voltage for the interelectrode gap, depending on the fact which requirements are maximum set for the value for each particular case.

---

А.В. Мельник

**ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШЕГО СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ  
ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ  
ДЛЯ ОБРАБОТКИ РАСПЛАВА В КОВШЕ**

*Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины,  
пр. Октябрьский, 43-А, г. Николаев, 54018, Украина, [iipt@iipt.com.ua](mailto:iipt@iipt.com.ua)*

**Введение**

Электроразрядные генераторы упругих колебаний (ЭРГУК) [1] как эффективный инструмент в различных технологических процессах применяются для ряда технологий, основанных на электрических разрядах в жидкости, в числе которых приоритетное место занимает электрогидроимпульсная обработка (ЭГИО) расплава в ковше, отличающаяся высокой эффективностью и экономичностью [2]. При таком способе обработки воздействие на жидкий или кристаллизующийся металл осуществляется посредством акустических волн через передающий упругий или упругоподвижный элемент (мембрану с волноводом) – источник гидродинамического поля давлений в обрабатываемой среде. В общем случае ЭРГУК (см. рисунок) представляет собой разрядную камеру в виде толстостенного цилиндра с верхним жестким и нижним упругим основаниями, заполненную рабочей жидкостью. Между электродом, расположенным на оси камеры, и упругим основанием происходит электрический разряд. При этом в рабочей жидкости камеры возникает волна давления, деформирующая нижнее основание. В свою очередь нижнее основание передает энергию волноводу, погруженному в ковш с расплавом. Таким образом, возмущения от волновода генерируют в жидком металле нестационарное поле давлений, которое формирует в расплаве физические процессы, оказывающие положительное воздействие на качество структуры отливок.

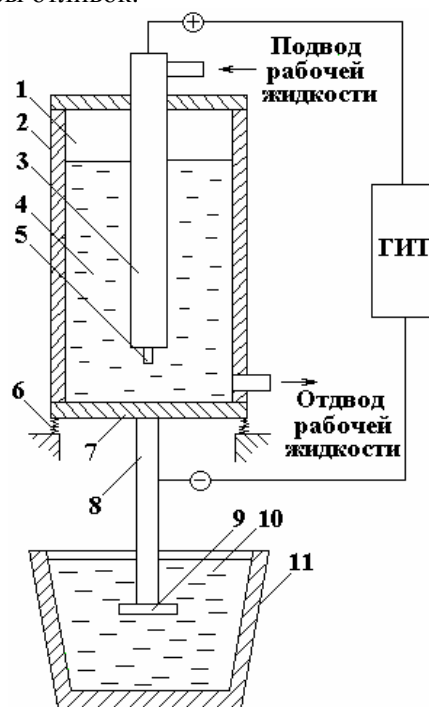


Схема ЭГИО расплава:

- 1 – воздушная полость; 2 – разрядная камера; 3 – электрод;  
4 – рабочая жидкость; 5 – токовод; 6 – упругий элемент; 7 – мембрана;  
8 – волновод; 9 – волноводная насадка; 10 – расплав; 11 – ковш

Теоретическим и экспериментальным исследованиям ЭРГУК как инструмента ЭГИО расплава посвящен ряд работ [1, 3–8]. В то же время в этих публикациях не в достаточной мере отражены сведения о перспективах дальнейшего совершенствования как отдельных элементов генератора колебаний, так и модернизации технологического блока для ЭГИО в целом.

Функциональные возможности ЭГИО определяются формированием в расплаве потенциально реализуемых инструментом обработки физических процессов – внутренних структурно-кинетических изменений (ВСКИ), совокупность которых приводит к изменению его структуры и свойств [9]. Определяющую роль в формировании ВСКИ играют параметры нагружения, поэтому дальнейшее совершенствование и разработка новых установок ЭГИО расплава связаны с исследованием степени влияния на эти параметры конструктивных элементов ЭРГУК и всего технологического узла.

Как показывает практический опыт эксплуатации ЭРГУК [1], основными факторами, влияющими на параметры нагружения расплава, являются: характеристики разрядного контура; геометрические размеры, конфигурации разрядной камеры и мембраны; конструктивные особенности погружаемых в расплав волноводов; свойства рабочей жидкости, заполняющей разрядную камеру; система и режим прокачки жидкости в разрядной камере; объем воздуха в верхней части разрядной камеры; способы монтажного крепления корпуса ЭРГУК.

Таким образом, дальнейшее совершенствование ЭРГУК, способствующее повышению эффективности функциональных возможностей ЭГИО, возможно за счет рационального подбора соответствующих характеристик перечисленных выше факторов и доработки как каждого элемента в отдельности, так и в комплексе, составляющих единый технологический модуль.

Цель работы – провести функциональный анализ физико-технических факторов, оказывающих влияние на параметры нагружения расплава в ковше при ЭГИО, на основании которого дать научно-технические рекомендации по дальнейшему совершенствованию ЭРГУК.

#### **Разрядный контур**

На параметры нагружения обрабатываемого расплава оказывают влияние: напряжение на обкладках конденсаторов  $U_0$ , емкость конденсаторной батареи  $C$ , индуктивность контура  $L$ , длина межэлектродного (разрядного) промежутка  $l_p$ . Они определяют электрические и электродинамические характеристики разрядного контура, а также гидродинамические и акустические характеристики жидкости в разрядной камере [10]. Максимальное значение КПД преобразования электрической энергии достигается при оптимальной величине  $l_p$ , когда активное сопротивление разрядного промежутка соизмеримо с волновым сопротивлением контура. Величины  $C$  и  $U_0$  входят в интегральный параметр контура – запасаемую энергию  $W_0$  ( $W_0 = CU_0^2/2$ ), увеличение которой приводит к росту амплитуды колебаний торца волновода [1]. Теоретические исследования [3] показали, что с ростом  $W_0$  наряду с амплитудой колебаний торца волновода возрастает и продолжительность кавитационных процессов в расплаве. В работе [11] получены зависимости давления на торце волновода от совокупности приведенных характеристик разрядного контура при трех режимах энерговыделения: апериодическом ( $\eta=1$ ), согласованном ( $\eta=0,8$ ), который соответствует максимальному значению электрического КПД, и колебательном ( $\eta=0,37$ ). Здесь  $\eta$  – критерий подобия характеризует долю энергии, выделившуюся в разрядном канале за первый полупериод тока. Значения этого критерия могут изменяться от нуля до единицы [10]. Как показано в [11], наибольшие значения давления наблюдаются при  $\eta=0,37$ , то есть согласованный режим разряда не является оптимальным с точки зрения получения эффективных нагружающих факторов в расплаве. Кроме того, структура и ряд свойств металла существенно улучшаются при переходе от согласованного к колебательному режиму разряда [12].

Таким образом, проектное решение ЭРГУК должно предусматривать в разрядном контуре наличие автоматической системы управления [13], обеспечивающей точное выполнение заданных технологических режимов и мониторинг процесса ЭГИО расплава.

#### **Волноводно-излучательная система**

Исследованиям динамических характеристик волноводно-излучательной системы ЭРГУК на различных стадиях разряда посвящен ряд публикаций [1, 3–6, 8]. В то же время в данных работах не учитывалась возможность перемещения разрядной камеры на упругих подвесках, что соответствует области низких частот спектра генерируемых в расплаве волновых возмущений и наличие плоских насадок на волноводе. Как показывает опыт эксплуатации технологических установок, при монтаже корпуса ЭРГУК на упругих элементах, в качестве которых используются пакеты тарельчатых пружин, степень влияния низкочастотной составляющей колебаний на расплав существенно возрастает. Низкочастотное воздействие способствует перемешиванию расплава и гомогенизации всего объема жидкого металла [14].

В работе [8] на базе численного моделирования колебательного движения волноводно-излучательной системы ЭРГУК на упругих элементах при ЭГИО расплава в ковше установлено, что наличие круговых насадок на торце волновода приводит к более интенсивному затуханию колебаний, т.е. существенной диссипации (рассеянию) затраченной энергии в зависимости от свойств обрабатываемого металла, а диссипированная в материале энергия может играть определяющую роль в формировании структуры нового качества [15]. Применение цилиндрических волноводов с пластинчатой насадкой способствует более активному перемешиванию расплава, обеспечивает значительное снижение температурного перепада по высоте ковша и газосодержания в обработанном металле [2]. Кроме того, такое конструктивное исполнение волновода интенсифицирует в расплаве процессы кавитации, которые являются ключевыми для структурных изменений в металле.

В технических приложениях один из основных технологических параметров ЭГИО – частота посылки импульсов, находящаяся в диапазоне от 0,5 до 20 Гц. Как показано в [8], длительность процессов нагружения лежит в миллисекундном диапазоне, поэтому, регулируя жесткость упругих элементов и размеры волноводных насадок, можно обеспечить условия нагружения с паузой или без нее. В первом случае возникает активная дегазация жидкого металла, так как в паузах между нагружениями пузырьки газа покинут зону обработки [16], во втором – обеспечиваются интенсивное перемешивание расплава и изменение его структуры.

В работе [6] на основе численного моделирования выполнена оценка амплитуды затухающих колебаний торца волновода на послеразрядной стадии. С изменением  $W_0$  максимальное значение амплитуды колебаний торца волновода изменяется приблизительно прямо пропорционально энергии разряда. Изменение же толщины мембраны  $\delta_m$ , например в 2 раза, приводит к изменению амплитуды колебаний уже примерно от 7 до 9 раз, то есть почти на порядок. Таким образом,  $\delta_m$  оказывает более существенное влияние на амплитуду колебаний торца волновода по сравнению с  $W_0$ . Следует отметить, что верхний предел  $\delta_m$  ограничен значением, при котором не происходит заметных изменений амплитуды даже при варьировании характеристик других элементов установки, а нижний – величиной, при которой амплитуда не выходит за область упругих деформаций. Таким образом, монтаж разрядной камеры ЭРГУК на упругих элементах и применение насадок в волноводно-излучательной системе дают возможность повысить эффективность параметров нагружения на различных стадиях обработки.

#### **Разрядная камера**

Управление волновой составляющей передаваемой нагрузки на разрядной стадии целесообразно осуществлять за счет параметров разрядного контура и диаметра волновода, а колебательной составляющей на послеразрядной стадии – варьированием геометрических характеристик камеры ЭРГУК [6, 11]. Кроме того, в качестве факторов, оказывающих основное влияние на параметры нагружения, можно выделить физико-химические свойства рабочей жидкости, систему ее прокачки и наличие воздушной полости над жидкостью.

Численный эксперимент показал [6], что при увеличении диаметра камеры амплитуда существенно повышается, длительность основного перемещения не изменяется, а частота затухающих колебаний значительно падает.

Рабочими жидкостями разрядных камер ЭРГУК служит вода или слабые электролиты [1]. Характеристики свободного разряда существенно зависят от удельного сопротивления рабочей среды. В [1] проведены экспериментальные исследования влияния различных рабочих жидкостей на динамические характеристики передающего элемента ЭРГУК. Показано, что применение кремнийорганической (полиметилсилоксановой) жидкости ПМС-40 в качестве рабочей среды позволяет снизить ускорение передающего элемента ЭРГУК по сравнению с технической водой в 1,25–2,25 раза, а с дистиллированной – в 2,3–3,5 раза. При этом энергетические характеристики спектра колебаний при использовании ПМС-40 выше, чем для дистиллированной воды, но несколько ниже, чем для технической. Таким образом, на параметры нагружения (в зависимости от применяемой технологии) влияют свойства рабочей жидкости.

В работе [4] проведены теоретические и экспериментальные исследования степени влияния объемного содержания воздуха вверху разрядной камеры и прокачки воды через камеру на амплитуду колебаний волновода. Установлено, что наличие воздушной полости и прокачки жидкости увеличивает амплитуду, так как правильно организованная прокачка стабилизирует разряд и минимизирует потери на пробой, а воздушная полость является резонатором процессов динамики парогазовой полости в закрытом объеме. На базе численного моделирования процессов, происходящих в разрядной камере, выявлено, что наличие воздушной полости объемом, составляющим 0,5% от объема разрядной камеры, приводит к значительному росту максимального размаха колебаний волновода. Та-

ким образом, объемным содержанием воздуха можно регулировать (в необходимых пределах) величину и характер передаваемой нагрузки на объект обработки на стадии передела металла в зависимости от заданных служебных свойств отливок.

Используемые в ЭРГУК для ЭГИО расплава рабочие жидкости должны прокачиваться, чтобы обеспечить охлаждение рабочей камеры. Эта мера вызвана высокими температурами жидкого металла, контактирующего с волноводом. В ИИПТ НАН Украины проводились экспериментальные исследования характеристик разрядного контура как при прокачке межэлектродного промежутка, так и без нее [17]. Определены предпробивные потери энергии для различных значений напряжения, диаметра стержня электрода и длины разрядного промежутка. Применялись три схемы прокачки: полый электрод; полый токовод; полый изолятор. Результаты исследований показали, что наиболее удачной и рекомендованной к промышленной эксплуатации является конструкция электрода с прокачкой через полый изолятор. При такой схеме предпробивные потери снижаются в среднем в 1,3÷2,5 раза по сравнению со схемой без прокачки, в результате чего появляется возможность увеличить диаметр стержня электрода и в 2–3 раза увеличить ресурс его работы.

### **Технологический блок**

Функциональный анализ влияния элементов ЭРГУК в комплексе на параметры нагружения представляет собой довольно сложную задачу, так как формирование ВСКИ в расплаве определяется множеством факторов [18]. Кроме того, необходимо учитывать взаимное влияние функциональных возможностей отдельных элементов технологического блока друг на друга. Следует выделить единый общий интегральный параметр нагружения расплава технологическим блоком, который определяется технологическими функциями каждого из элементов установки.

Описание механизмов и процессов нагружения расплава технологическим блоком с учетом взаимного влияния его элементов друг на друга требует постановки и решения дополнительных задач.

При этом теоретические исследования обусловлены трудностями математического описания многопараметрической системы “технологический блок→расплав”. Эксперименты в этом направлении связаны с проведением сложных многофакторных измерений.

### **Выводы**

Повысить эффективность ЭГИО расплава можно за счет совершенствования элементной базы ЭРГУК, что предусматривает следующие мероприятия:

- введение в разрядный контур автоматизированной системы управления, позволяющей подбирать необходимые режимы разряда в зависимости от требуемых параметров обработки;
- расширение функциональных возможностей амплитудно-частотных характеристик параметров нагружения путем ввода в волноводно-излучательную систему дополнительных упругих и демпфирующих элементов;
- применение новых рабочих жидкостей, обеспечивающих высокоэффективную и стабильную работу ЭРГУК с заданными параметрами нагружения;
- применение регулируемой системы прокачки рабочей жидкости через межэлектродный промежуток;
- наличие воздушной полости в верхней части разрядной камеры, объем которой определяет в заданных пределах величину и характер параметров нагружения.

Дальнейшее совершенствование технологических установок для ЭГИО расплава следует проводить в направлении комплексной модернизации всего блока с учетом взаимного влияния его элементов друг на друга.

Выбор единого критерия, связывающего параметры электрогидроимпульсного нагружения с параметрами как всего технологического модуля, так и его отдельных элементов, позволит оптимизировать проектные решения на стадии опытно-конструкторских разработок. В качестве такого критерия можно принять соотношение плотности введенной в расплав энергии и характеристик рассмотренных элементов ЭРГУК.

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. Поздеев В.А., Царенко П.И., Бутаков Б.И., Малюшевский П.П. Электроразрядные генераторы упругих колебаний. Киев: Наукова думка, 1985. 176 с.
2. Гулый Г.А. Научные основы разрядноимпульсных технологий. Киев: Наукова думка, 1990. 208 с.
3. Галиев Ш.У., Барбашова Г.А., Билянский Ю.С., Жирнов М.В., Косенков В.М. Взаимодействие электроразрядного генератора колебаний с жидким металлом в ковше // Проблемы прочности. 1991. № 11. С.78–82.

4. Цуркин В.Н., Мельник А.В. Исследование амплитуды перемещения передающего элемента электро-разрядного генератора упругих колебаний // Электронная обработка материалов. 2003. № 6 (224). С.63–69.
5. Цуркин В.Н., Мельник А.В., Грабовый В.М. Анализ спектральных характеристик электро-разрядного генератора упругих колебаний // Збірник наукових праць НУК. Миколаїв, 2005. № 2 (401). С.106–112.
6. Цуркин В.Н., Мельник А.В. Влияние геометрических характеристик электро-разрядного генератора упругих колебаний на перемещение рабочего элемента на послеразрядной стадии // Электронная обработка материалов. 2006. № 1. С. 63–69.
7. Цуркин В.Н., Мельник А.В. Системный анализ факторов, стабилизирующих параметры нагружения электрогидроимпульсной обработки расплава // Электронная обработка материалов. 2007. № 2. С. 52–59.
8. Цуркин В.Н., Мельник А.В. Процессы и характер нагружения расплава электро-разрядным генератором колебаний на упругих элементах. Часть I (Динамика волновода) // Электронная обработка материалов. 2008. № 4. С. 82–92.
9. Цуркин В.Н., Грабовый В.М., Синчук А.В. Функциональные возможности электрогидроимпульсной обработки расплава в ковше // Электронная обработка материалов. 2006. № 5. С. 55–61.
10. Кривицкий Е.В., Шамко В.В. Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев: Наукова думка, 1979. 208 с.
11. Цуркин В.Н., Синчук А.В., Иванов А.В. Расчетная методика для определения влияния параметров разряда на характеристики акустического поля в расплаве при электрогидроимпульсной обработке // Электронная обработка материалов. 2004. №1. С. 82–87.
12. Цуркин В.Н., Синчук А.В., Иванов А.В. Влияние режима электрического разряда на качество металла, подвергнутого ЭГИО в жидком состоянии // Электронная обработка материалов. 2005. № 1. С. 98–103.
13. Вовк И.Т., Друмирецкий В.Б., Кривицкий Е.В., Овчинникова Л.Е. Управление электрогидроимпульсными процессами. Киев: Наукова думка, 1984. 188 с.
14. Ефимов В.А., Эльдарханов А.С. Технологии современной металлургии. М.: Новые технологии, 2004. 784 с.
15. Семенов Б.И., Иванова В.С. Концепция и средства управления формирования кристаллического строения отливок в новых методах литья // Литейное производство. 2001. № 5. С. 20–25.
16. Цуркин В.Н., Мельник А.В. Оценка рационального времени выдержки расплава перед разливкой // Зб. наук. праць НУК. 2006. №6 (411). С. 75–81.
17. Экспериментальный поиск путей иницирования разряда принудительной прокачкой рабочей жидкости через межэлектродный промежуток: Отчет о НИР /заключит./ / ИИПТ, НАН Украины; Руководитель В.А.Стрельцов. №ГР 0193U024940; Инв.№ 0395U002540. Николаев, 1994. 49 с.
18. Найдек В.Л. Процессы внеагрегатной обработки металлических расплавов массового назначения // Сучасне матеріалознавство ХХІ сторіччя. Киев: Наукова думка, 1998. С. 133–154.

*Поступила 15.10.09*

### **Summary**

On the basis of the carried functional analysis of the physical-technical factors influencing on parameters loading melt in a ladle during the electro hydro pulse treatment, recommendations about further improving of electro discharge generators of elastic vibrations are fulfilled.

---



А.М. Гашимов, Ш.М. Гасанлы, У.Ф. Самедова

### ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ КОМПОЗИТНЫХ РЕЗИСТОРОВ НА ОСНОВЕ ХАЛЬКОПИРИТНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ТИПА $\text{CuInSe}_2\text{-MnSe}$ И $\text{CuInSe}_2\text{-FeSe}$

*Институт физики НАН Азербайджана,*

*пр. Г. Джавида, 33, AZ-1143, г. Баку, Республика Азербайджан, [hasanli\\_sh@rambler.ru](mailto:hasanli_sh@rambler.ru)*

#### **Введение**

Одним из эффективных методов модифицирования полимеров с целью получения требуемых свойств являются использование различных наполнителей, а также разработка двух- и многофазных композитных материалов, в частности, композитов на основе системы полимер-наполнитель (в роли которого могут выступать полупроводники, сегнетоэлектрики и т.д.), обладающих варисторными, позисторными и пьезорезисторными свойствами [1–6]. Эти свойства связаны с образованием потенциального барьера на границе раздела фаз, то есть на границе между частицами полимера и наполнителя. Формирование различных свойств в композитах и параметры потенциального барьера, образованного на границе раздела фаз, сильно зависят от структуры и электрофизических параметров отдельных индивидуальных фаз и от явлений на границе раздела полимер-наполнитель. Следовательно, открываются большие возможности путем варьирования состава композитов создавать новые, более эффективные материалы для различных областей техники с требуемыми сочетаниями характеристик.

Следует подчеркнуть, что в настоящее время для защиты аппаратуры автоматики, микроэлектроники и электротехники от грозových, коммутационных и других перенапряжений стали широко применяться нелинейные резисторы на основе композитных материалов. Принцип действия композитных нелинейных резисторов основан на свойствах изменять свое сопротивление под действием различных внешних факторов: температуры, механического и электрического напряжений и т.д. В связи с этим разработка низковольтных нелинейных варисторов (резисторов) с различными сочетаниями композитных материалов носит актуальный характер.

Работа посвящена получению композитных нелинейных резисторов (варисторов) на основе халькопиритных соединений  $\text{CuInSe}_2\text{-MnSe}$  и  $\text{CuInSe}_2\text{-FeSe}$  и неполярного полимера, а также изучению влияния объемного процентного содержания наполнителя на величины их удельного сопротивления (при фиксированных напряжениях) и диэлектрической проницаемости.

#### **Экспериментальная методика**

Компонентами композита служили неполярный полимер – полиэтилен (ПЭ) и твердые растворы (ТР) на основе халькопиритных соединений  $\text{CuInSe}_2\text{-MnSe}$  и  $\text{CuInSe}_2\text{-FeSe}$ . Твердые растворы были синтезированы из особо чистых элементов (индия марки Ин-000, селена ОСЧ 17-3, меди и марганца электролитических) в откачанных (0,1 Па) кварцевых ампулах при температуре 1100<sup>0</sup>С. Для приведения сплавов в состояние, максимально близкое к равновесному, их подвергали отжигу при 600<sup>0</sup>С в течение 500 ч.

Композиты получили из гомогенной смеси порошков компонентов путем горячего прессования. Содержание компонентов варьировалось в широком диапазоне (10-30%)  $\text{CuInSe}_2\text{-MnSe}$  (ТР1), (90- 70%) ПЭ и (15-25%)  $\text{CuInSe}_2\text{-FeSe}$  (85-75%) ПЭ (ТР2) соответственно.

Способ получения материала предлагаемого состава для изготовления пленочных композитных варисторов состоит в следующем: компоненты шихты, состоящей из твердого раствора на основе  $\text{CuInSe}_2\text{-MnSe}$ ,  $\text{CuInSe}_2\text{-FeSe}$  и полиэтилена, в необходимом количестве взвешивают и измельчают до размеров частиц 60 мкм и менее в шаровой мельнице с фарфоровыми шарами. Затем эту смесь помещают в пресс-форму и подвергают горячему прессованию следующим образом: а) вначале смешанную шихту под давлением  $P = 1$  МПа подогревают до температуры плавления ( $T=160^0$  С) в течение 20 минут; б) затем давление в прессе поднимают до  $P=15$  МПа, расплавленную шихту в течение 5 минут выдерживают при этом давлении; с) полученный пленочный композитный варистор охлаждают путем закалки в воде. При таком способе охлаждения пленки более эластичны.

Толщина образцов составляла 150 мкм. Измерительные электроды диаметром 6 мм изготовлялись нанесением на образцы серебряной пасты.

На всех образцах были исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ) и удельное сопротивление в зависимости от объемного содержания наполнителей.

В результате обнаружено влияние содержания компонентов композита на вольт-амперные характеристики этих образцов. Так, например: 1) на образцах с содержанием: 20% (ТР1) +80% ПЭ, 30% (ТР1) +70% ПЭ (рис. 1) и 25%(ТР2)+75% ПЭ , 30%(ТР2) +70% ПЭ (рис. 2) ВАХ носит сильно нелинейный характер, а именно – наблюдается резкое возрастание величины электрического тока (на 2–3 порядка) с ростом приложенного напряжения. Это является важным фактором для создания различных композитных варисторов; 2) на образцах с содержанием 10% ТР1 +90% ПЭ ВАХ (рис.1) и 15% ТР2 +85% ПЭ (рис. 2) носит линейный характер в диапазоне напряжений вплоть до 400 В; 3) из рис. 3 и 4 видно, что чувствительность  $B$  удельного сопротивления к напряжению  $U$  композитов, независимо от типа наполнителя, растет с увеличением содержания наполнителя, достигает максимума и с дальнейшим ростом процентного содержания наполнителя уменьшается; 4) сравнение чувствительности  $B$  удельного сопротивления к напряжению композитов на основе ТР1 и ТР2 показывает, что при одинаковом процентном содержании наполнителей величина чувствительности удельного сопротивления на образцах с ТР1 примерно в 1,5–2 раза больше, чем на образцах с ТР2 (ср. рис. 3 и 4); 5) из рис. 1 и 2 видно, что ВАХ в исследованных композитах носит симметричный характер.

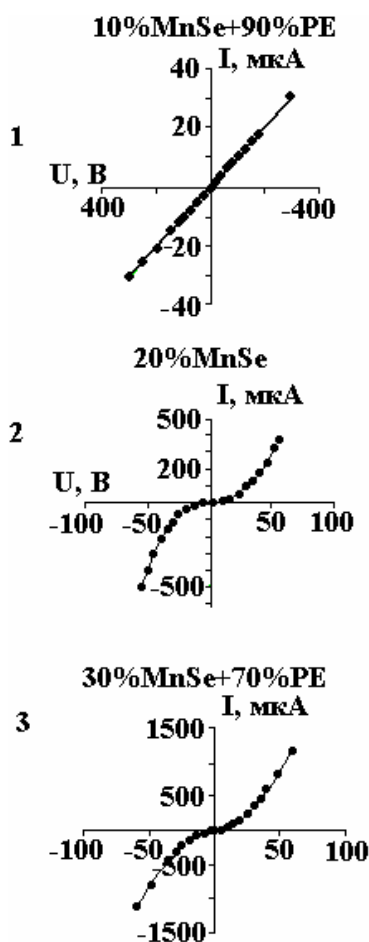


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики для композита на основе полимер- $\text{CuInSe}_2\text{-MnSe}$ : 1 – 10%MnSe+90%PE; 2 – 20%MnSe+80%PE; 3 – 30%MnSe+70%PE

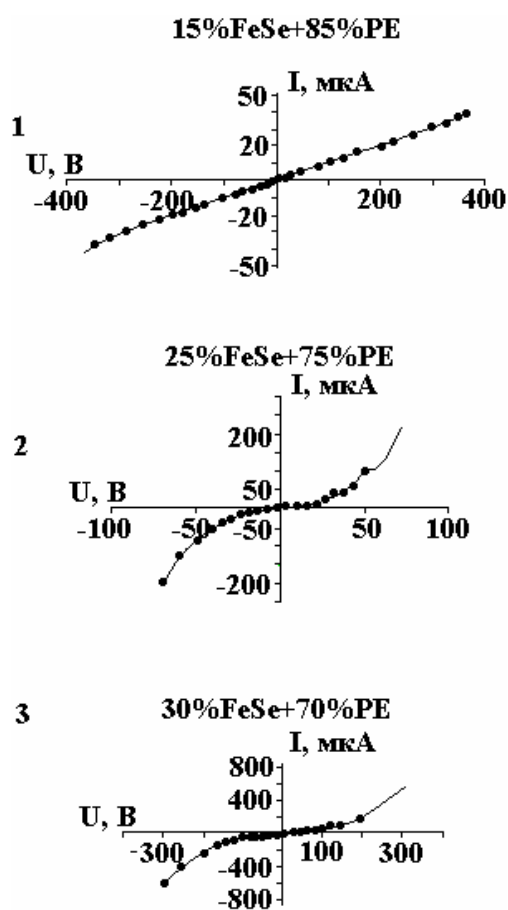


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики для композита на основе полимер- $\text{CuInSe}_2\text{-FeSe}$ : 1 – 15%FeSe+85%PE; 2 – 25%FeSe+75%PE; 3 – 30%FeSe+70%PE

Согласно работе [7] чувствительность  $B$  варисторов определялась как

$$B = \lg \rho_1 / \rho_2 \quad (1)$$

где  $\rho_1$  и  $\rho_2$  – удельные сопротивления композитных образцов при напряжениях  $U_1=1$  В и  $U_2=20$  В.

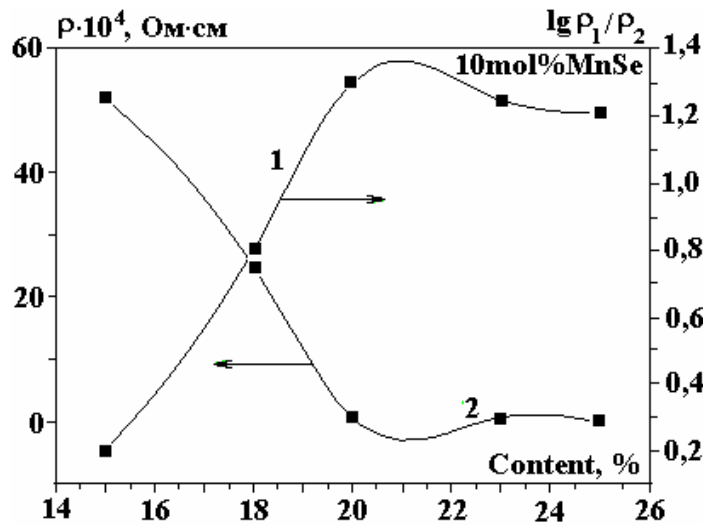


Рис. 3. Зависимости чувствительности и удельного сопротивления композита на основе полимер- $\text{CuInSe}_2\text{-MnSe}$  от процентного содержания наполнителя

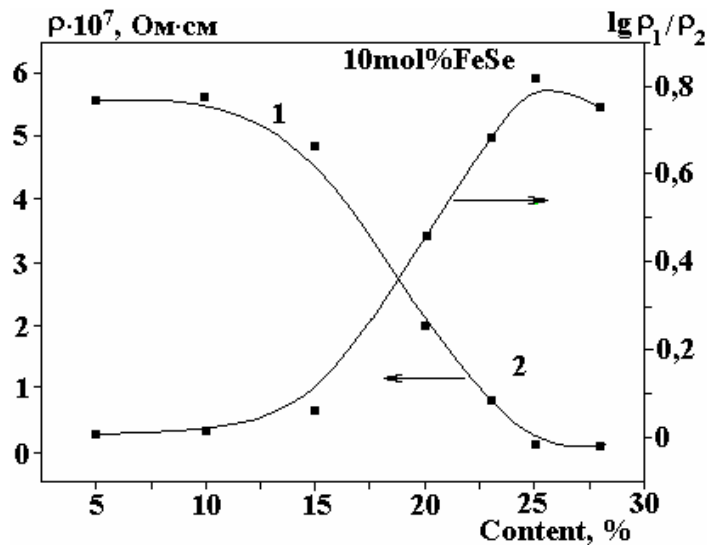


Рис. 4. Зависимости чувствительности и удельного сопротивления композита на основе полимер- $\text{CuInSe}_2\text{-FeSe}$  от процентного содержания наполнителя

#### Обсуждение результатов

Полученные экспериментальные результаты обсуждаются с точки зрения переноса носителей тока в поликристаллических структурах, а именно: а) туннелированием носителей заряда через межкристаллические и межфазные потенциальные барьеры, возникающие между частицами наполнителя из-за наличия между ними тонких полимерных изолирующих прослоек; б) переносом носителей заряда через непосредственные контакты между частицами наполнителя, которые образуют в композиции проводящие цепочки; в) эмиссией носителей через барьеры между частицами наполнителя и полимера.

Отметим, что наиболее важной характеристикой границы раздела полимер-наполнитель является их энергетическая зонная диаграмма. Такая диаграмма, построенная на основе модели Шокли-Андерсона для двухкомпонентной системы полимер-наполнитель (в нашем случае твердый раствор), показана на рис. 5. Каждая из фаз (полимер-твердый раствор) характеризуется тремя энергетическими уровнями: краем зоны проводимости  $E_c$ , потолком валентной зоны  $E_v$  и уровнем Ферми  $E_F$  (рис. 5). Из-за того, что ширина запрещенной зоны наполнителя (твердого раствора) и полимера разная, должны иметь место разрывы краев зон проводимости и валентной зоны ( $E_c, E_v$ ). После контактирования полимера и наполнителя из-за перемещения электронов из наполнителя в полимер происходит выравнивание уровней Ферми  $E_F$  (рис. 6). В свою очередь образование пространственных зарядов вблизи границы раздела приводит к изгибу зон и является начальной стадией формирования электростатического потенциального барьера.

Согласно работам [6, 8] высота потенциального барьера на границе раздела фаз определяется следующей формулой:

$$\varphi = \frac{e^2 n_d b^2}{2\epsilon_n \epsilon_0}, \quad (2)$$

где  $n_d$  – концентрация доноров,  $b$  – ширина полимерных слоев между соседними частицами наполнителя (ширина потенциального барьера),  $\epsilon_k$  – диэлектрическая проницаемость композита.

С учетом рис. 5 и формулы (2) представляется, что зависимости удельного сопротивления и чувствительности композитов от процентного содержания наполнителя (ТР) (рис. 3, 4) можно объяснить следующим образом.

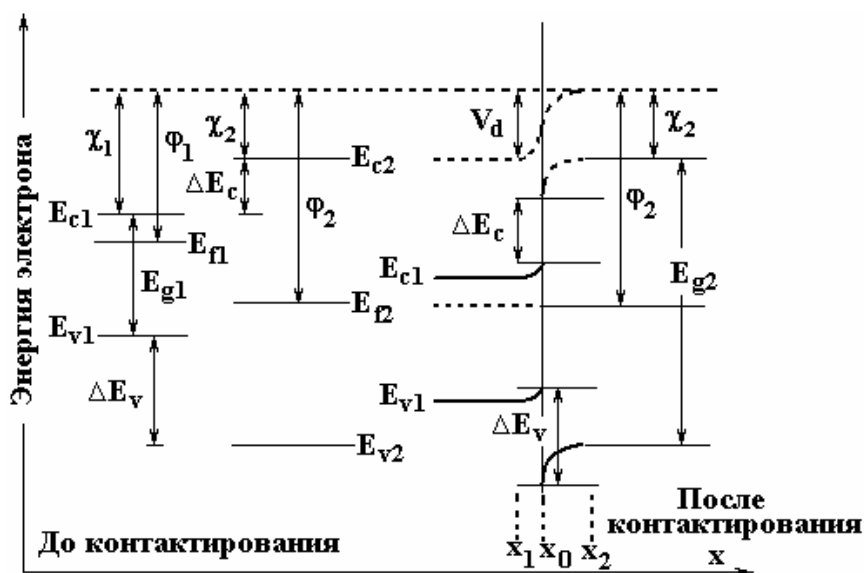


Рис. 5. Энергетическая диаграмма границы полимер–твёрдая фаза до и после контактирования фаз.  $\chi_1$  и  $\chi_2$  – энергии электронных зон твёрдой фазы и полимера;  $\varphi_1, \varphi_2$  – работы выхода твёрдой фазы и полимера;  $E_{g1}, E_{g2}$  – энергии запрещенных зон твёрдой фазы и полимера;  $E_{F1}, E_{F2}$  – уровни Ферми твёрдой фазы и полимера;  $X_1, X_0, X_2$  – области объемного заряда в ТР и полимера соответственно

При малом содержании наполнителя за счет большой толщины полимерных прослоек между его частицами величина потенциального барьера велика (см. ф.2) из-за экспоненциальной зависимости туннельного сопротивления  $R$

$$\exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right). \quad (3)$$

От величины потенциального барьера вероятность туннелирования носителей заряда через толстый барьер мала, и вклад туннельной проводимости на участке 1 окажется незначительным. Следовательно, сопротивление композита будет определяться в основном сопротивлением полимера. При дальнейшем увеличении процентного содержания наполнителя уменьшается толщина полимерных прослоек между частицами наполнителя (см. таблицу) и тем самым среднее число контактов между частицами увеличивается, начинают образовываться непрерывные цепочки, и, как следствие, – уменьшается величина потенциального барьера  $\varphi$ , а также согласно формуле (3) экспоненциально уменьшается величина туннельного сопротивления.

В результате вероятность туннелирования носителей через потенциальный барьер станет экспоненциально расти, в итоге увеличивается проводимость композита, в результате уменьшается его удельное сопротивление (участок 2 рис. 3, 4). В дальнейшем проводимость композита будет определяться проводимостью частиц наполнителя – ТР. Согласно вышеизложенному с ростом процентного содержания наполнителя чувствительность композитов вначале быстро растет, достигает максимума при ТР1 (20%–21%) и ТР2 (25%–26%) (см. рис. 3, 4), а затем начинает уменьшаться.

Относительный сдвиг максимумов чувствительности композитов в зависимости от свойства наполнителя можно объяснить изменением ширины потенциального барьера при заданной проводимости наполнителя. В действительности из-за того, что при одинаковом процентном содержании наполнителя величина проводимости в композитах TP1 больше (сопротивление меньше), чем у TP2, а это равносильно тому, что величина потенциального барьера в композитах TP1 будет меньше, чем у TP2. Это, как следствие, приводит к тому, что максимум чувствительности композита TP1 наступает при более низких значениях процентного содержания наполнителя, чем у TP2, что подтверждается экспериментально (ср. рис. 3 и 4).

Отметим, что в чувствительность композитов будут вносить вклад как изменение ширины обедненного слоя  $b$ , так и изменение диэлектрической проницаемости  $\epsilon_k$  с ростом процентного содержания наполнителя (см. (2) и таблицу). Действительно, с увеличением процентного содержания TP уменьшается толщина полимерных прослоек  $b$  (см. таблицу) между частицами, и это приводит к увеличению напряженности локального поля на прослойках при данном напряжении, что сопровождается ростом  $\epsilon_k$ . Как видно из таблицы, несмотря на равные значения толщины полимерных прослоек между частицами наполнителя, диэлектрическая проницаемость  $\epsilon_k$  композитов на основе TP1 больше, чем для TP2. Тогда согласно формуле (1) из-за обратной пропорциональности потенциального барьера и диэлектрической проницаемости во столько же раз будет меньше и величина потенциального барьера в композитах TP1. Поэтому при одинаковом содержании наполнителя чувствительность композита с содержанием TP1 будет больше, чем TP2, что подтверждается экспериментально (ср. рис. 3 и 4).

*Влияние процентного содержания наполнителя на величину диэлектрической проницаемости и ширину полимерных слоев между соседними частицами наполнителя*

|                                | $\epsilon$ | $b$ , мкм |
|--------------------------------|------------|-----------|
| <b>CuInSe<sub>2</sub>-MnSe</b> |            |           |
| 10%MnSe+90%PE                  | 21,6       | 47,5      |
| 20%MnSe+80%PE                  | 60,32      | 27,8      |
| 30%MnSe+70%PE                  | 144        | 19        |
| <b>CuInSe<sub>2</sub>-FeSe</b> |            |           |
| 15%FeSe+85%PE                  | 29,2       | 47,5      |
| 25%FeSe+75%PE                  | 44,8       | 27,8      |
| 30%FeSe+70%PE                  | 51         | 19        |

Отметим, что величина  $b$  была определена согласно работе [9]:

$$b = d \left( \left( \frac{\pi(1 + \varphi)}{6\varphi} \right)^{1/3} - 1 \right), \quad (4)$$

где  $\varphi$  – объемная доля наполнителя в полимере,  $d$  – диаметр частиц наполнителя.

#### **Заключение**

Таким образом, разработана технология получения тонкопленочных композитных варисторов на основе твердого раствора типа CuInSe<sub>2</sub> и полимерного материала, которая в будущем позволит создать различные низковольтные, малоэнергоемкие, дешевые композитные варисторы для использования в микроэлектронике и других областях.

Показано, что электрофизические свойства (диэлектрическая проницаемость, проводимость) наполнительной фазы существенно влияют на варисторные свойства композитов из-за непосредственной зависимости от них высоты и ширины потенциального барьера на границе полимер-твердый раствор.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Souza F.L., Gomes J.W., Bueno P.R. et al. Effect of addition of ZnO seeds on the electrical properties of ZnO based varistors // Materials chemistry and physics. 2003,80, p.512.
2. Hashimov A.M., Hasanli Sh.M., Mehtizadeh R.N., Bayramov Kh.B., Azizova Sh.M. Zinc Oxide and Polymer Based Composite Varistors. Physica status solidi, (c)3, No.8, 2006, P. 2871–2875.
3. Imanova A.Ya., Gasanli Sh.M., Mehtizadeh R.N., Bayramov X.B. Electrophysical characteristics of composite varistors. Forth International Conference on Technical and Physical problems of Power Engineering. TPE-2008, 4-5 September Pitesti, Romania, pp.18–20.

4. Гасанли Ш.М., Гусейнли А.Я., Абдуллаев М.И., Абдуллаев А.П. Электрофизические характеристики композитных нелинейных резисторов на основе полипропилена и кремния. VI национальная конференция по применению рентгеновского, синхронного измерения нейтронов и электронов для исследования материалов. РСНЭ-2008. 12-17 ноября 2007, стр.257.
5. Kjstic P., Milosevic O., Pistic M.M. Potential barrier degradation on the grain boundary of ZnO based nonlinear resistors // Physica B.C. V. 1990.150. N1-2, p.175.
6. Валеев Х.С., Квасков В.Б. Линейные металлоксидные полупроводники. М.: Энергоиздат, 1983. 260 с.
7. Курбанов М.А., Шахтаминский М.Г., Иззетов Б.М., Алиев Г.Г. Пьезорезистивные свойства композиционной системы полимер-соединения редкоземельных элементов // Проблемы энергетики. 2002. № 4. С. 113–118.
8. Shaul M.Aharoni. Electrical resistivity of a composite of conducting particles in on insulating matrix // J. Appl. Phys., 1972. Vol.43. N 5. p. 2463.
9. Лосото Л.П., Усиченко В.М., Будницкий Ю.М., и др. Электропроводящие полимерные материалы // Доклады АН СССР. 1984. Т. 27. № 6. С.1410.

Поступления 25.09.09

### Summary

A varistor effect is established in composites on the basis of non-polar polymer (polyethylene) and chalcopyrite phase of  $\text{CuInSe}_2$  compound. The obtained experimental results are explained in terms of current carriers transfer in polycrystalline structures.

---

## КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРОВОЛОКАХ

\*Самаркандский филиал Ташкентского университета информационных технологий,  
ул. Шохрух мирзо 47<sup>А</sup>, Самарканд, 140104, Республика Узбекистан, [eshkuvat@samdu.uz](mailto:eshkuvat@samdu.uz)

\*\*Самаркандский государственный университет им. А. Навои,  
Университетский бульвар, 15, г. Самарканд, 140104, Республика Узбекистан

### Введение

На протяжении последних трех десятилетий физика низкоразмерных полупроводниковых структур становится существенной частью повседневных научных исследований. Это связано главным образом с тем, что низкоразмерные структуры дают возможность исследователю раскрыть особенности многих новых физических явлений. Здесь следует особенно обратить внимание на возросший в последние годы интерес к изучению одномерных электронных структур (quantum wire) [1–3].

Метод комбинационного рассеяния света (КРС) интенсивно применялся для изучения двумерных электронных структур [4–6]. Исследования КРС впервые указали на существование одночастичных возбуждений при переходе между двумя двумерными подзонами в электронной системе, чего нельзя было достичь методом поглощения света из-за деполяризационных и экситонных эффектов.

В настоящей работе исследуется КРС в размерно-квантованной полупроводниковой проволоке. КРС рассматривается при температуре  $T=0\text{K}$ , когда верхняя валентная зона целиком заполнена, а зоны проводимости пусты. Поглотив квант возбуждающего света  $\hbar\omega_l$ , электрон из одной подзоны валентной зоны (V) переходит в одну из подзон зоны проводимости (C), а затем, испустив квант вторичного излучения  $\hbar\omega_s$ , в нижнюю подзону зоны проводимости или валентной зоны.

### 1. Постановка задачи

Сечение рассеяния света вычисляется с помощью соотношения [7]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\omega_s} = \frac{V^2\omega_s^2}{(2\pi)^3 c^4} \left( \frac{n_s}{n_l} \right) W, \quad (1)$$

где  $V$  – нормировочный объем,  $c$  – скорость света в вакууме,  $n_{l(s)}$  – коэффициент преломления света,  $W$  – вероятность испускания кванта  $\hbar\omega_s$  в единицу времени в интервале телесного угла  $d\Omega$ , нормированная на один фотон  $\hbar\omega_l$  в объеме  $V$  и вычисленная для среды с равным единице коэффициентом преломления света:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_f |M_1 + M_2|^2 \delta(E_f - E_i), \quad (2)$$

где

$$M_j = \sum_a \frac{\langle f | \hat{H}_{js} | a \rangle \langle a | \hat{H}_{jl} | i \rangle}{E_i - E_a} + \sum_b \frac{\langle f | \hat{H}_{jl} | a \rangle \langle a | \hat{H}_{js} | i \rangle}{E_i - E_b}. \quad (3)$$

Здесь  $j=1,2$  соответствуют вкладам электронов и дырок;  $E_i$  и  $E_f$  – энергии начального ( $|i\rangle$ ) и конечного ( $|f\rangle$ ) состояний системы, а  $E_a$  и  $E_b$  соответствуют энергиям промежуточных состояний системы.  $\hat{H}_{l(s)}$  – гамильтониан взаимодействия первичного (вторичного) света с системой, который определим в виде

$$\hat{H}_{l(s)} = \frac{e}{m} \left( \frac{2\pi\hbar}{V\omega_{l(s)}} \right)^{1/2} \vec{e}_{l(s)} \hat{P} \quad (4)$$

где  $e$  – заряд свободного электрона,  $m$  – масса квазичастицы, взаимодействующей с фотоном;  $\vec{e}_{l(s)}$  – вектор поляризации первичного (вторичного) излучения;  $\hat{P}$  – оператор импульса.

На рис. 1 показаны фейнмановские диаграммы, описывающие рассматриваемый процесс. Диаграммы  $a$  и  $c$  описывают процесс излучения электронами фотоны с частотой  $\omega_s$  и непосредственно выражаются двумя правыми членами равенства (3). Диаграммы  $b$  и  $d$  соответствуют вкладам дырок в валентной зоне. На рис. 2 показаны зонные диаграммы процесса, эквивалентные диаграммам рис. 1,  $a$  и  $b$  соответственно.

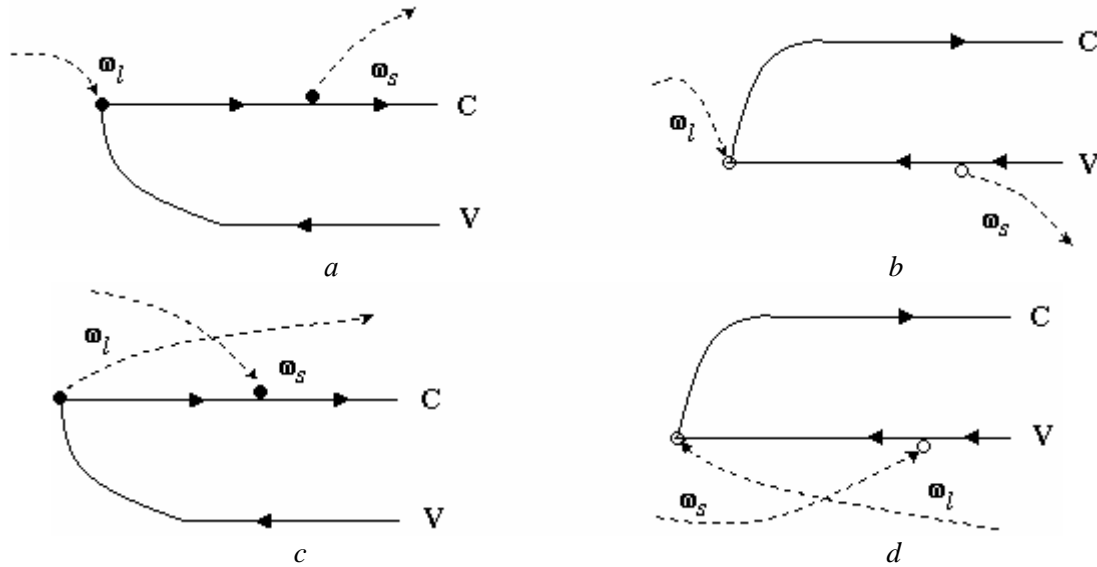


Рис.1. Диаграммы, дающие вклад в КРС, связанные с переходами между размерно-квантованными уровнями в полупроводниковой проволоке. В конечном состоянии имеются электрон на уровне  $(N_1, M_1)$  с импульсом  $\hbar k_{1x}$  и дырка на уровне  $(N_2, M_2)$  с импульсом  $\hbar k_{2x}$ , а также вторичный фотон с частотой  $\omega_s$ . Диаграммы  $a$  и  $b$  соответствуют вкладам электронов и дырок соответственно. Диаграммы  $c$  и  $d$  соответствуют интерференционным процессам

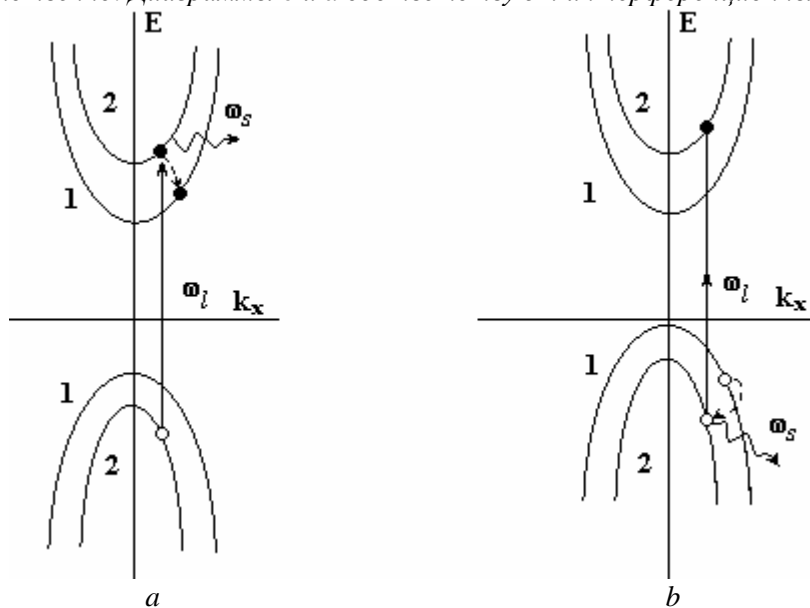


Рис. 2. Зонные диаграммы, дающие вклад в КРС. Они эквивалентны диаграммам  $a$  и  $b$  на рис. 1 соответственно



В нашей модели полупроводниковая проволока направлена вдоль оси  $ox$ . Потенциальную энергию для электрона предположим в виде

$$V(y) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < y < d, \\ \infty & \text{при } y \leq 0 \text{ и } y \geq d, \end{cases} \quad V(z) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 < z < l, \\ \infty & \text{при } z \leq 0 \text{ и } z \geq l, \end{cases} \quad (5)$$

где  $d(l)$  – ширина потенциальной ямы вдоль оси  $oy(oz)$ .

Тогда, решая уравнения Шредингера с (5) и с помощью граничных условий для волновых функций электрона и дырки, соответственно получаем выражения

$$\left. \begin{aligned} \Psi_c(\vec{r}) &= \sqrt{\frac{4}{V}} e^{ik_{1x}x} \sin\left(\frac{N_1\pi}{d}y\right) \sin\left(\frac{M_1\pi}{l}z\right) U_c(\vec{r}) \\ \Psi_v(\vec{r}) &= \sqrt{\frac{4}{V}} e^{ik_{2x}x} \sin\left(\frac{N_2\pi}{d}y\right) \sin\left(\frac{M_2\pi}{l}z\right) U_v(\vec{r}) \end{aligned} \right\}. \quad (6)$$

Здесь  $U_c$  и  $U_v$  – блоховские модулирующие множители,  $V = L_x \cdot d \cdot l$ ;  $d$  – ширина проволоки вдоль оси  $oy$ , а  $l$  – вдоль оси  $oz$ ;  $k_{1x}$  и  $k_{2x}$  – проекция волнового вектора электрона и дырки на ось  $ox$  соответственно;  $N_1, M_1$  – номера размерно-квантованных уровней в зоне проводимости, а  $N_2, M_2$  – в валентной зоне.

В приближении эффективной массы и параболического закона дисперсии энергии электронов и дырок соответственно равны

$$\left. \begin{aligned} E_c(k_{1x}, N_1, M_1) &= \frac{\hbar^2 k_{1x}^2}{2m_1} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_1 d^2} N_1^2 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_1 l^2} M_1^2, \quad N_1, M_1 = 1, 2, \dots \\ E_v(k_{2x}, N_2, M_2) &= -\frac{\hbar^2 k_{2x}^2}{2m_2} - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_2 d^2} N_2^2 - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_2 l^2} M_2^2, \quad N_2, M_2 = 1, 2, \dots \end{aligned} \right\}, \quad (7)$$

где  $E_g$  – ширина запрещенной зоны объемного полупроводника,  $m_{1(2)}$  – эффективная масса электрона (дырки).

В основном состоянии  $|i\rangle$  мы имеем фотон возбуждающего излучения с частотой  $\omega_i$  и пустую зону проводимости, полностью заполненную электронами валентную зону. Энергия основного состояния

$$E_i = \hbar\omega_i. \quad (8)$$

В конечном состоянии мы имеем электрон с волновым вектором  $k_{1x}$  на уровне  $N_1, M_1$  зоны проводимости, дырку с волновым вектором  $k_{2x}$  на уровне  $N_2, M_2$  в валентной зоне и фотон вторичного излучения с частотой  $\omega_s$ .

Таким образом, энергия конечного состояния определяется выражением:

$$E_f = E_g + \hbar\omega_s + \frac{\hbar^2 k_{1x}^2}{2m_1} + \frac{\hbar^2 k_{2x}^2}{2m_2} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_1 d^2} N_1^2 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_2 d^2} N_2^2 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_1 l^2} M_1^2 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_2 l^2} M_2^2. \quad (9)$$

Согласно диаграммам на рис. 1 энергии электронов в промежуточных состояниях  $E_a$  и  $E_b$  соответственно равны:

$$E_a = E_g + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2\mu} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2d^2} \left( \frac{N_1^2}{m_1} + \frac{N_2^2}{m_2} \right) + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2l^2} \left( \frac{M_1^2}{m_1} + \frac{M_2^2}{m_2} \right); \quad (10)$$

$$E_b = E_g + \hbar\omega_i + \hbar\omega_s + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2\mu} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2d^2} \left( \frac{N_1^2}{m_1} + \frac{N_2^2}{m_2} \right) + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2l^2} \left( \frac{M_1^2}{m_1} + \frac{M_2^2}{m_2} \right), \quad (11)$$

где

$$\mu = \left[ \left( \frac{1}{m_1} \right) + \left( \frac{1}{m_2} \right) \right]^{-1}, \quad (12)$$

$\mu$  – приведенная эффективная масса электронно-дырочной пары (ЭДП).

В (10) и (11) предполагаем выполнение закона сохранения импульса, то есть  $k_{1x} = -k_{2x} = k_x$ . Волновой вектор ЭДП в процессах поглощения и испускания фотона (волновым вектором фотона пренебрежем) остается неизменным.

Из (8)–(11), используя законы сохранения энергии и импульса для знаменателей формулы (3), получим:

$$E_i - E_a = \hbar\omega_s + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_1d^2}(N_1^2 - N_1'^2) + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_1l^2}(M_1^2 - M_1'^2), \quad (13)$$

$$E_i - E_b = -\hbar\omega_l + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_1d^2}(N_1^2 - N_1'^2) + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_1l^2}(M_1^2 - M_1'^2). \quad (14)$$

Нетрудно убедиться, что с использованием (13) и (14) в случае полупроводников с достаточно широкими запрещенными зонами (например, GaAs), что вклад диаграммы  $c$  на рис. 1 по сравнению с вкладом диаграммы  $a$  пренебрежимо мал, и поэтому его не учитываем в дальнейших расчетах.

Аналогичные выражения могут быть написаны для энергии дырок в промежуточном состоянии, и в дальнейших расчетах пренебрегаем вкладом диаграммы  $d$ , сравнивая с вкладом диаграммы  $b$ .

Таким образом, при вычислении  $\mu_j$  в (3) для определения дифференциального сечения КРС ограничимся только учетом первого члена.

## 2. Дифференциальное сечение рассеяния света

Из (4) и (6) получим:

$$\begin{aligned} \langle f | \hat{H}_{js} | a \rangle &= \frac{e\hbar}{m_j} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{V\omega_s}} \left\{ e_{sx} k_x \delta_{N_j, N_j'} \delta_{M_j, M_j'} + \right. \\ &+ (-1)^{j+1} 2i \frac{e_{sy}}{d} \delta_{M_j, M_j'} \frac{N_j N_j'}{N_j^2 - N_j'^2} (1 - \delta_{N_j, N_j'}) [(-1)^{N_j N_j'} - 1] + \\ &\left. + (-1)^{j+1} 2i \frac{e_{sz}}{l} \delta_{N_j, N_j'} \frac{M_j M_j'}{M_j^2 - M_j'^2} (1 - \delta_{M_j, M_j'}) [(-1)^{M_j + M_j'} - 1] \right\} \end{aligned} \quad (15)$$

$$\langle a | \hat{H}_{jl} | i \rangle = \frac{e}{m_0} \sqrt{\frac{2\pi\hbar}{\omega_l}} \vec{e}_l \vec{P}_{CV} \begin{cases} \delta_{N_1, N_2} \text{ при } \delta_{M_1, M_2} \\ \delta_{N_1, N_2'} \text{ при } \delta_{M_1, M_2'} \end{cases}, \quad (16)$$

где  $m_0$  – масса свободного электрона,  $\vec{P}_{CV}$  – междузонный матричный элемент импульса, вычисленный на блоховских множителях при  $\vec{k} = 0$  (то есть в точках  $\vec{k} = 0$ ).

Подставляя (15) и (16) в (3), получаем:

$$\begin{aligned} M_1 + M_2 &= \frac{2\pi e^2 \hbar^2}{m_0 V} \frac{(\vec{e}_l \vec{P}_{CV})}{\sqrt{\omega_l \omega_s}} \left\{ e_{sx} \frac{k_x}{\mu \hbar \omega_s} \delta_{N_1, N_2} \delta_{M_1, M_2} + \right. \\ &+ \frac{2ie_{sy}}{d} \frac{N_1 N_2}{N_1^2 - N_2^2} \delta_{M_1, M_2} (1 - \delta_{N_1, N_2}) [(-1)^{N_1 + N_2} - 1] \cdot \left[ \frac{m_1^{-1}}{\mu \omega_s + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_1 d^2} (N_1^2 - N_2^2)} + \right. \\ &\left. \left. + \frac{m_2^{-1}}{\hbar \omega_s - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_2 d^2} (N_1^2 - N_2^2)} \right] + \frac{2ie_{sz}}{l} \frac{M_1 M_2}{M_1^2 - M_2^2} \delta_{N_1, N_2} (1 - \delta_{M_1, M_2}) [(-1)^{M_1 + M_2} - 1] \right\} \times \end{aligned}$$

$$\times \left[ \frac{m_1^{-1}}{\hbar\omega_s + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_1 l^2} (M_1^2 - M_2^2)} + \frac{m_2^{-1}}{\hbar\omega_s - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_2 l^2} (M_1^2 - M_2^2)} \right]. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (2), затем (2) в (1), получаем:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \sigma}{d\Omega d\omega_s} = & \sigma \left\{ |e_{sx}|^2 \sum_{N_1 M_1} \sqrt{\Gamma(N_1, M_1)} + |e_{sy}|^2 4 \left( \frac{\mu}{m_0} \right)^2 \left( \frac{\hbar\omega_s}{E_0} \right)^2 \times \right. \\ & \times \sum_{N_1 N_2 M_1} \frac{(1 - \delta_{N_1, N_2})}{\sqrt{\Gamma(N_1, N_2, M_1)}} \cdot \frac{N_1^2 N_2^2}{(N_1^2 - N_2^2)^2} [(-1)^{N_1 + N_2} - 1] \cdot \left[ \frac{\beta_1}{\frac{\hbar\omega_s}{E_0} + \pi^2 \beta_1 (N_1^2 - N_2^2)} + \right. \\ & \left. \left. + \frac{\beta_2}{\frac{\hbar\omega_s}{E_0} + \pi^2 \beta_2 (N_1^2 - N_2^2)} \right]^2 + |e_{sz}|^2 4 \left( \frac{d}{l} \right)^2 \left( \frac{\mu}{m_0} \right) \left( \frac{\hbar\omega_s}{E_0} \right)^2 \times \right. \\ & \times \sum_{N_1 M_1 M_2} \frac{(1 - \delta_{M_1, M_2})}{\sqrt{\Gamma(N_1, M_1, M_2)}} \cdot \frac{M_1^2 M_2^2}{(M_1^2 - M_2^2)^2} [(-1)^{M_1 + M_2} - 1] \cdot \left[ \frac{\beta_1}{\frac{\hbar\omega_s}{E_0} + \pi^2 \beta_1 \left( \frac{d}{l} \right)^2 (M_1^2 - M_2^2)} + \right. \\ & \left. \left. + \frac{\beta_2}{\frac{\hbar\omega_s}{E_0} - \pi^2 \beta_2 \left( \frac{d}{l} \right)^2 (M_1^2 - M_2^2)} \right]^2 \right\}, \quad (18) \end{aligned}$$

$$\text{где } E_0 = \left( \frac{\hbar^2}{2m_0 d^2} \right), \quad \beta_{1(2)} = \left( \frac{m_0}{m_{1(2)}} \right), \quad \sigma_0 = \frac{s}{\pi} \frac{|\vec{e}_l \vec{P}_{CV}|^2}{\omega_l \mu \hbar \omega_s}, \quad (19)$$

$$\Gamma(N_1, M_1) = \frac{\left[ \hbar\omega_l - \hbar\omega_s - E_g - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu d^2} N_1^2 - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu l^2} M_1^2 \right]}{E_0}, \quad (20)$$

$$\Gamma(N_1, N_2, M_1) = \frac{\left[ \hbar\omega_l - \hbar\omega_s - E_g - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu l^2} M_1^2 - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2d^2} \left( \frac{N_1^2}{m_1} + \frac{N_2^2}{m_2} \right) \right]}{E_0}, \quad (21)$$

$$\Gamma(N_1, M_1, M_2) = \frac{\left[ \hbar\omega_l - \hbar\omega_s - E_g - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu d^2} N_1^2 - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2l^2} \left( \frac{M_1^2}{m_1} + \frac{M_2^2}{m_2} \right) \right]}{E_0}. \quad (22)$$

### 3. Обсуждение результатов

При суммировании по номерам размерно-квантованных уровней ( $N_1, N_2$  и  $M_1, M_2$ ) должны быть выполнены следующие условия:

$$\hbar\omega_l - \hbar\omega_s - E_g - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu d^2} N_1^2 - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu l^2} M_1^2 \geq 0, \quad (23)$$

$$\hbar\omega_l - \hbar\omega_s - E_g - \frac{\pi^2\hbar^2}{2\mu l^2} M_1^2 - \frac{\pi^2\hbar^2}{2d^2} \left( \frac{N_1^2}{m_1} + \frac{N_2^2}{m_2} \right) \geq 0, \quad (24)$$

$$\hbar\omega_l - \hbar\omega_s - E_g - \frac{\pi^2\hbar^2}{2\mu d^2} N_1^2 - \frac{\pi^2\hbar^2}{2l^2} \left( \frac{M_1^2}{m_1} + \frac{M_2^2}{m_2} \right) \geq 0. \quad (25)$$

Как видно из (18), дифференциальное сечение КРС анизотропно, так же сингулярно (как квадратный корень) при  $\Gamma(N_1, N_2, M_1) = 0$  и  $\Gamma(N_1, M_1, M_2) = 0$ , которое соответствует переходам электрона и дырки, соответственно показанные на рис. 2,а и 2,б. Кроме того, как следует из (18), дифференциальное сечение КРС имеет квадратичные сингулярности при

$$\omega_s = \pi^2 \left( \frac{E_0}{\hbar} \right) \beta_1 (N_2^2 - N_1^2) \quad \text{или} \quad \omega_s = \pi^2 \left( \frac{E_0}{\hbar} \right) \beta_2 (N_1^2 - N_2^2); \quad (26)$$

$$\omega_s = \pi^2 \left( \frac{E_0}{\hbar} \right) \left( \frac{d}{l} \right)^2 \beta_1 (M_2^2 - M_1^2) \quad \text{или} \quad \omega_s = \pi^2 \left( \frac{E_0}{\hbar} \right) \left( \frac{d}{l} \right)^2 \beta_2 (M_1^2 - M_2^2). \quad (27)$$

Значения частот (26) соответствуют переходам электрона между размерно-квантованными уровнями  $N_1$  и  $N_2$  в зоне проводимости (см. рис. 2,а) или переходам дырки между уровнями  $N_1$  и  $N_2$  в валентной зоне (см. рис. 2,б). Значения частот (27) соответствуют переходам электрона между уровнями  $M_1$  и  $M_2$ .

Если ширина проволоки вдоль оси  $ou$  и  $oz$  одинакова, то есть  $d = l$ , то частоты (26) и (27) совпадают. В случае  $(d/l) < 1$  вторичное излучение, соответствующее переходам между уровнями  $N_1$  и  $N_2$ , коротковолновое и поляризовано вдоль оси  $ou$ , тогда как рассеянный свет, соответствующий переходам между уровнями  $M_1$  и  $M_2$ , длинноволновый и поляризован вдоль оси  $oz$ . В обратном случае  $(d/l) > 1$  картина меняется. Переходы между уровнями  $N_1$  и  $N_2$  ( $M_1$  и  $M_2$ ) должны подчиняться правилу отбора, согласно которому переходы разрешены, если  $N_1 + N_2$  ( $M_1 + M_2$ ) нечетные, в противном случае переходы запрещены. Эти результаты аналогичны с КРС в объемных полупроводниках в сильном магнитном поле, где переходы между уровнями Ландау удовлетворяют правилу отбора  $N' = N \pm 1$  ( $N', N = 0, 1, 2, \dots$ ) [8, 9].

В размерно-квантованных полупроводниковых проволоках частоты вторичного излучения лежат в интервале

$$0 < \omega_s \leq \left[ \omega_l - \frac{E_g}{\hbar} - \left( 1 + \frac{d^2}{l^2} \right) \left( \frac{E_0}{\hbar} \right) \right]. \quad (28)$$

Как видно из (28), вторичное излучение распространяется только при  $\hbar\omega_l > E_g + \left( 1 + \frac{d^2}{l^2} \right) E_0$ ,

иначе сечение КРС равно нулю.

Заметим, что при  $d \rightarrow \infty$  и  $l \rightarrow \infty$ , (18) приближается к выражению дифференциального сечения КРС объемного полупроводника [10]. Первый член в (18) не сингулярен и соответствует прямым переходам между уровнями валентной зоны и зоны проводимости с  $N_1 = N_2$  и  $M_1 = M_2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Wendler L., Grigoryan V.G. Theory of magneto-optical absorption of the quasi-one-dimensional electron gas // Physica B. 1998. 245. P. 127–156.
2. Miura N., Matsuda J. H., Uchida K., Arimoto H. Magneto-optical study of semiconductor nanostructures in high magnetic fields // J. Phys. Condens. Matter. 1990. 11. P. 5917–5928.
3. Kasapoglu E., Sari H., Sokmen I. Intersubband optical absorption in a quantum well under a tilted magnetic field // Superlat. and Microstruct. 2001. 29. P. 25–32.
4. Павлов С.Т., Эшпулатов Б.Э. Рассеяние света инверсионным слоем полупроводника в МОП структуре // ФТТ. 1986. 28. №2. С. 389–393.

5. Коровин Л.И., Павлов С.Т., Эшпулатов Б.Э. Рассеяние света в инверсионном слое МОП структуры в магнитном поле // ФТТ. 1987. 29. № 11. С. 3421–3425.
6. Коровин Л.И., Павлов С.Т., Эшпулатов Б.Э. Экситонное комбинационное рассеяние света в двумерной электронной системе // ФТТ. 1989. 31. № 11. С. 127–134.
7. Ивченко Е. Л., Ланг И. Г., Павлов С. Т. Теория резонансного вторичного свечения полупроводников // ФТТ. 1977. 19. № 9. С. 1751–1759.
8. Wallis R.I., Mills D.I. Theory of interband Raman scattering in polar semiconductors in high magnetic fields // Phys. Rev. 1970. 32. № 8. P. 3312–3315.
9. Goltsev A.V., Lang I.G., Pavlov S.T. Electron-phonon and Electron Raman scattering in polar semiconductors in high magnetic fields // Phys. stat. sol(b). 1979. 94. P. 37–50.
10. Гольцев А.В., Ланг И.Г., Павлов С.Т. Бесфононное комбинационное рассеяние света в полупроводниках // ФТТ. 1978. 20. № 8. С. 2542–2545.

*Поступила 24.05.08*

### **Summary**

Raman scattering differential cross section for a semiconductor quantum wires have been calculated. Considering interband transitions between the size quantized subbands. Existing the electron-hole pairs in the transient states belonging to subbands of conduction and valence bands are predicted. Photon frequency dependence of the cross section for excited and scattered radiation is analyzed for arbitrary polarization of secondary radiation. Singularities of the scattered radiation differential cross section are predicted.

---

## ИНФОРМАЦИЯ

11 ноября 2010 года исполняется 100 лет со дня рождения Бориса Романовича Лазаренко. Мы начинаем публикацию серии статей лауреата Ленинской премии, Главного конструктора электроискрового оборудования электронной промышленности СССР Б.И. Ставицкого «Из истории электроискровой обработки материалов», более 50 лет посвятившему этому направлению науки и техники.

**Б.И. Ставицкий**

### ИЗ ИСТОРИИ ЭЛЕКТРОИСКРОВОЙ ОБРАБОТКИ МАТЕРИАЛОВ

Глядя на нынешнее лидерство в области создания электроискрового оборудования таких фирм, как AGIE, Charmilles, FINE Sodick и Mitsubishi Electric, нынешнему поколению молодых инженеров трудно поверить, что эта технология появилась в бывшем СССР. Более того - именно советские учёные и инженеры первые лет 20-30 существования электроискровой обработки действительно были «впереди планеты всей». Первые десятилетия развития электроискровых технологий практически все нынешние мировые лидеры в этой области только тем и занимались, что изучали советские достижения и пытались их копировать в своих установках. Наступило время ответить на вопрос, почему СССР потерял лидерство в электроискровых технологиях? Борис Романович Лазаренко в одном из своих писем от 27 апреля 1948 г. к руководству уже предупреждал о возможности такой перспективы.



*«Многовековое царствование механического способа обработки металлов, перевернувшего мир в прошлых столетиях, - кончается.*

*Его место занимает, несомненно, более высокоорганизованный процесс, когда обработка металла производится электрическими силами.*

*Не может быть причин, которые бы приостановили развитие и движение этого революционного процесса, ломающего существующие представления об обработке материалов.*

*Ему будет принадлежать будущее, и притом – ближайшее будущее».*



Б. Лазаренко 1947 г.

К числу выдающихся открытий XX века относится изобретение советскими учеными, супругами Борисом Романовичем и Наталией Иоасафовной Лазаренко, принципиально нового способа обработки металлов, сплавов и других токопроводящих материалов — электроискровой обработки, основанного на использовании высококонцентрированных электрических разрядов для съема с обрабатываемой заготовки или нанесения на нее материала.

Этот способ открыл новую эру в развитии металлообработки, обеспечив использование электрической энергии непосредственно для формообразования деталей из любых токопроводящих и полупроводниковых материалов независимо от их физико-химических и механических свойств, а также упрочнения и легирования их поверхностей.

Появившись в 1938 г., электроискровой способ обработки материалов открыл неограниченные возможности для совершенствования различных производств. Приоритет советских ученых Б.Р. и Н.И. Лазаренко в открытии этого принципиально нового способа обработки подтверждается авторским свидетельством № 70010 от 3.04.1943 г., а также патентами других государств: Франции № 525414 от 18.06.1946 г., Великобритании № 285822 от 24.09.1946 г., США № 6992718 от 23.08.1946 г., Швейцарии № 8177 от 14.07.1946 г., Швеции № 9992/46 от 1.11.1946 г., а также многочисленными публикациями.

За открытие и разработку этого способа супругам Б.Р. и Н.И. Лазаренко в 1946 г. была присуждена Сталинская премия, а решением ВАК от 26 июня 1949 г. Б.Р. Лазаренко была присуждена ученая степень доктора технических наук.

Однако появление электроискровой технологии в начале 40-х годов было в какой-то степени преждевременным, так как уровень развития ряда отраслей техники тогда (да и два-три десятилетия спустя) не обеспечивал достаточно полной реализации его возможностей.

С одной стороны, применявшиеся традиционные методы металлообработки вполне отвечали потребностям промышленности, а основные потребители электроискрового способа еще только появлялись. С другой стороны, в то время еще не были созданы устройства, появившиеся только в конце XX века и позволяющие наиболее эффективно использовать достоинства электроискровой обработки: 32 разрядные ЧПУ, линейные двигатели, обеспечивающие скорости сервоподач до 600 мм/с с максимальным ускорением до 2G, очень малой инерцией, отсутствием люфтов и погрешностей шага, минимумом трения, дискретностью до 0,1 мкм, быстродействующие коммутационные приборы, высокоточные датчики линейных перемещений и измерительные линейки с дискретностью до 0,1 мкм, конструкции функциональных узлов станочных модулей (в том числе из специальной керамики).

По мере развития техники, с появлением новых материалов, устройств и приборов, особенно с расширением возможностей и повышением надежности управляющих микро ЭВМ были созданы высокопроизводительные и особо точные электроискровые обрабатывающие комплексы, существенно расширилась область применения этого способа обработки материалов, повысилась эффективность его использования в промышленности. Этим и объясняется непрерывное обновление способа и неисчерпаемость его возможностей.

В многолетнем соревновании с другими способами металлообработки электроискровой способ доказал свою перспективность, чрезвычайную простоту осуществления, малую энергоемкость и практически неограниченную область применения. О популярности этой технологии говорит и тот факт, что в Японии, являющейся сегодня мировым лидером в выпуске электроискрового оборудования, уже в середине 90-х годов ежегодно производилось более шести тысяч подобных установок, а прирост их выпуска достигал 30–35% в год. Одной из ведущих компаний (24 % мирового рынка) в производстве EDM-комплексов с компьютерными ЧПУ-генераторами (32-разрядными мультипроцессорными системами) является японская фирма FINE Sodick. В январе 2005 г. она выпустила уже свой 10000-й электроискровой станок с линейными приводами, на что потребовалось чуть более 6 лет.

### **Первый этап:**

#### **Укращение искровых разрядов**

Первый этап (1938-й – конец 1940-х гг.) — открытие электроискрового способа и экспериментальное доказательство того, что по своим технологическим возможностям он превосходит обработку металлов механическим резанием. Это было показано в 1943–1946 гг.

Изучив закономерности, управляющие разрушением электрических контактов на экспериментальной установке (рис. 1), установив возможность получения порошков с помощью электрических искровых разрядов (рис. 2) и получив первые отверстия в металлах (рис. 3–5), изобретатели способа сделали прогноз, что нет и не может быть токопроводящих материалов, которые бы не обрабатывались электрическими разрядами.

С тех пор прошло 70 лет, однако нам неизвестно, чтобы кто-нибудь нашел хотя бы одно исключение из этого правила. Изобретатели, также установив инверсию электрической эрозии – из дуговой формы в искровую форму разрядов, пришли к выводу, что для размерной обработки материалов пригодна только искровая форма (рис. 6–8). Как только разряд переходит в область дугового импульса, он начинает «расползаться» по поверхности анода. Действие ионных процессов вызывает сильный нагрев поверхности электрода, вплоть до её оплавления. Это хорошо видно на рис. 8 (в левой части снимка), где отверстие, полученное при помощи восьмигранного электрода, очень приближенно напоминает восьмигранник. Поверхность металла сильно обожжена и оплавлена. Однако на изготовление этого отверстия затрачено в несколько раз больше времени, чем на изготовление отверстия при помощи искровых разрядов, изображенного справа. В этом случае полностью отсутствуют следы какого-либо нагревания поверхности, а само отверстие имеет весьма четкие контуры.

Б.Р. и Н.И. Лазаренко особо подчеркивали, что именно в искровом разряде наиболее целесообразно концентрировать электрическую энергию во времени и в пространстве. Ими были сформулированы особенности этого процесса:

- 1) простота получения искровой формы разряда;
- 2) исключительная легкость управления интенсивностью процесса обработки, позволяющая либо «обрушивать» на место обработки потоки мощнейших разрядов, грубо рвущих порции металла по строго заданным направлениям, либо заставлять искру проводить «ювелирную» работу.

Тем не менее, несмотря на то что авторы указывали на возможность применения способа для точного изготовления деталей, он вначале стал применяться преимущественно для вспомогательных и заготовительных работ. Таких как измельчение металлов в порошок (нужный для металлокерамики, взрывчатых веществ, химических производств и т.п.); извлечение из деталей сломанного инструмента (свёрл, метчиков и т. п.); заточки инструмента оснащенного твердосплавными пластинами; упрочнение и легирование металлорежущего инструмента; разрезание заготовок из легированных металлов. В этом направлении в основном и проводились соответствующие научные исследования и конструкторские разработки.

Между тем промышленное применение электроискрового способа началось до его официальной регистрации. Он использовался в первые годы Великой Отечественной войны на Урале при изготовлении реактивных снарядов для легендарных ракетных установок «Катюша». Устройство для извлечения сломанного инструмента из корпусов реактивных снарядов «Катюша», созданное на Уралмаше, и одна из экспериментальных установок с вибратором представлены на рис. 9, а на рис. 10 – станок контактного действия начала 1940-х годов.

На рис. 11 – надпись «научись делать чёрную работу в науке!» сделана электроискровым способом на стекле, а на рис.12 – портрет В.И. Ленина, выполненный электроискровым нанесением серебра на поверхность вороненой стали. Для осуществления таких работ был разработан аппарат для электроискрового гравирования и росписи (рис. 13).

На основе исследований о поведении материала электродов под действием различных форм разряда (независимо от способов увеличения напряженности электрического поля) авторы сделали следующие обобщения:

- каждой форме самостоятельного электрического разряда соответствует присущая ей полярность эрозии электродов;
- искровая форма разряда сопровождается преобладающей убылью анода;
- переход искровой формы электрического разряда в дуговую форму (и обратно) сопровождается инверсией электрической эрозии.

#### **Второй этап:**

##### **Максимум производительности, минимум качества**

Второй этап (конец 1940-х — середина 1950-х гг.) развития техники электроискровой обработки – создание научно-исследовательских лабораторий, начало подготовки специалистов высшей квалификации в области электроискровой обработки материалов и создание первых в мире промышленных типов электроискровых установок, начало их выпуска.

В середине 40-х гг. по инициативе Б.Р. Лазаренко в Московском авиационном технологическом институте (МАТИ), директором которого в те годы был Михаил Андреевич Попов, организовали лабораторию электроискровой обработки металлов (рис. 14–15).

Лаборатория была оснащена установками различного назначения – для разрезания металлов вращающимся диском толщиной до одного миллиметра, прошивки отверстий любого профиля, круглого шлифования и др., созданными преимущественно на базе металлорежущих станков – круглошлифовального и сверлильных.

В марте 1949 г. в МАТИ состоялась научно-техническая конференция студентов, посвященная XI съезду ВЛКСМ (рис. 16). На секции электроискровой обработки, которой руководил лауреат Сталинской премии Б.Р. Лазаренко, студенты-дипломники сделали четыре доклада об электроискровой обработке металлов. Подводя итоги работы секции и оценивая доклады студентов, он подчеркнул важность начавшейся подготовки инженеров по электроискровой обработке металлов. Обратил особое внимание присутствующих на преимущества и перспективность применения этого нового способа по сравнению с механическим и другими методами металлообработки, подчеркнул важность расширения научно-исследовательских работ в этой чрезвычайно перспективной и начавшей развиваться отрасли техники.

Но вскоре случилось непредвиденное. Борис Романович, не получив поддержки у нового руководства МАТИ в организации подготовки специалистов высшей квалификации по специальности «Электроискровая обработка материалов в авиастроении», был вынужден прекратить сотрудничество с институтом, и электроискровая лаборатория, расположенная в те годы в здании МАТИ на Петровке, к 1950 г. прекратила свое существование. Поэтому начатая мной дипломная работа, посвященная электроискровому шлифованию литых магнитных сплавов типа «АЛНИКО», руководителем которой был Б.Р. Лазаренко, оказалась под угрозой. И мне пришлось все эксперименты проводить в одной из лабораторий ЦНИЛ-Электром, расположенной тогда у Красных Ворот в Хоромном переулке в доме № 4.



Для осуществления различных технологических процессов электроискровым способом в ЦНИЛ-Электром уже были созданы различные конструкции установок: для разрезания заготовок различного профиля, шлифования, прошивки разнообразных отверстий, упрочнения и легирования различного металлорежущего инструмента и деталей машин, аппараты для электроискрового гравирования и росписи...

Впрочем, вскоре, а именно 16 июня 1948 г., Постановлением Правительства СССР, подписанным И.В. Сталиным, была создана Центральная научно-исследовательская лаборатория электрической обработки материалов (ЦНИЛ-Электром), руководителем которой утвердили Б.Р. Лазаренко. На первых этапах она входила в состав НИИ-627 Министерства электропромышленности СССР. Поэтому уже в конце 1940-х — начале 1950-х годов ЦНИЛ-Электром, руководимая Б.Р. Лазаренко, стала не только базой для подготовки специалистов высшей квалификации, но и «кузницей кадров», из которой вышли первые советские ученые - «электроискровики» (рис. 17).

В те годы в ЦНИЛ-Электром (в лаборатории, руководимой Б.Н. Золотых) проводились фундаментальные исследования в области физических основ электроискровой обработки металлов. К сожалению, при этом внимание уделялось лишь исследованию электрической эрозии электродов в искровом разряде при запасах энергии в импульсе в пределах от десятых долей джоуля до нескольких джоулей, пригодных только для грубой и предварительной обработки. Не изучалась эрозия электродов при энергиях импульсов меньше тысячных долей джоуля. А именно этот диапазон энергий характерен для электроискровой прецизионной обработки металлов. Кроме того, применявшаяся методика была трудоемкой, не могла отражать в полной мере процессы, происходящие на электродах, и давать объективную картину воздействия искрового разряда на аноде и катоде.

Тем временем для осуществления различных электроискровых процессов были созданы соответствующие конструкции установок — для прошивки разнообразных отверстий, разрезания заготовок, шлифования, заточки, упрочнения и легирования различного металлорежущего инструмента.

На рис. 18 показана одна из созданных в ЦНИЛ-Электром экспериментальных электроискровых установок для разрезания различных материалов движущейся лентой. В качестве межэлектродной среды использовалась водная суспензия каолина, обеспечивающая наибольшую производительность процесса.

На рис. 19 — примеры электроискрового разрезания профилей на дисковой пиле, где электродом-инструментом служил диск из кровельного железа. Швеллеры размером от № 6 до № 16 разрезались за 20–84 секунды. Уголки размером от № 4 до № 10 — от 12 до 50 секунд. Железнодорожный рельс разрезался за 90 секунд. Внизу заготовки хромистой стали Ø 50 мм, разрезанные на пяти разных режимах — грубых и чистовых. На рис. 20 — разрезанный рельс на фоне электрода-диска.

Показательно шлифование слоистых магнитопроводов, набранных из отдельных металлических пластин, изолированных одна от другой и предназначенных для трансформаторов, дросселей, якорей и статоров электрических машин, чтобы уменьшить магнитные потери. Однако при обработке этих магнитопроводов заусенцы, появляющиеся в результате абразивного шлифования, соединяют отдельные пластины, вследствие чего появляются замкнутые витки и, как следствие этого, — резко возрастают магнитные потери. Электроискровое шлифование не дает заусенцев, поэтому оно весьма желательно при шлифовании магнитопроводов. На рис. 21 представлен ротор электродвигателя, правая часть которого отшлифована абразивным диском, а левая — электроискровым способом. На рис. 22 — пример электроискрового круглого шлифования магнитного сплава и схема модернизированной шлифовальной головки с изоляцией шпинделя и коллектором с токоподводом через меднографитовые щетки. Шлифование осуществляется на напряжении 24 вольта от блока селеновых выпрямителей.

Интересным вариантом применения электроискрового способа явилось шлифование — приработка мукомольных валков Ø 250 мм в отработанном авиационном масле или смеси 2/3 машинного и 1/3 веретенного масел (рис. 23). Как известно, для размалывания зерна в муку от мельничных валков необходимы высокая механическая стойкость и определенная степень шероховатости, необходимая для захватывания зерна. Абразивное шлифование валков, изготовленных из отбеленного чугуна, было малоэффективным и требовало большого расхода абразивов и электроэнергии. При электроискровом процессе мельничные валки шлифуют друг друга. В этом случае нет электрода-изделия или электрода-инструмента. Полярность электродов (двух валков) периодически меняется. Таким образом, мельничные валки в процессе электроискровой обработки как бы пришлифовываются один к другому. Исследования, выполненные Б.М. Горбуновым, показали неоспоримые преимущества электроискрового шлифования по сравнению с абразивным. Время обработки и расход электроэнергии при этом сократились в 4 раза. Кроме того, в производственных

условиях установлено повышение производительности мельничных агрегатов на 20% при использовании валков, обработанных электроискровым способом.

Электроискровое шлифование отличается от процесса механического абразивного шлифования следующими особенностями:

- 1) осуществляется без какого-либо давления на «инструмент» и изделие;
- 2) электрод-инструмент в виде диска изготавливается из обычного серого чугуна, совершенно не нужен какой-либо абразивный материал;
- 3) одним и тем же диском с одной установки изделия, изменяя лишь параметры электрической схемы, можно осуществлять бесступенчатую шлифовку изделия – от грубой до самой чистой поверхности;
- 4) поскольку снимаемые частицы металла отделяются нормально к поверхности, отсутствует затирающее действие диска, благодаря чему после шлифовки все дефекты поверхности (например, микротрещины) легко обнаруживаются;
- 5) возможно одним и тем же диском шлифовать любые по твердости материалы, в том числе весьма вязкие;
- б) процесс шлифования можно совместить с одновременным упрочнением обрабатываемой поверхности путем легирования её в процессе обработки различными химическими элементами из межэлектродной среды.

Если сравнивать металлические образцы, один из которых изготовлен любым из методов механической обработки резанием, а другие – электроискровым способом, то ясно, что они очень сильно различаются даже по внешнему виду.

После механической обработки поверхность покрыта более или менее глубокими бороздками – следами воздействия режущих элементов инструмента. При этом поверхностный слой металла получает механический сдвиг в одном направлении. Поэтому как по внешнему виду, так и внутреннему состоянию металл неоднороден в различных направлениях. После электроискровой обработки вся поверхность покрыта накладывающимися одна на другую лунками и производит впечатление поверхности, обработанной мелкой дробью. При электроискровом легировании металл, выброшенный из анода, достигает катода (легируемой поверхности) и оседает на нем, имея такой вид, как будто на гладкую поверхность брошена пригоршня жидкой глины. В обоих последних случаях свойства поверхности идентичны во всех направлениях.

Электроискровой процесс позволяет значительно изменять исходные физические и химические свойства изделий. Поэтому Н.И. Лазаренко еще в 1960 г. обратила внимание на терминологию в этой области: *«Прежде всего, необходимо указать, что электроискровой способ разделяется на два основных технологических приема: обработку в жидкой среде и обработку в газообразной среде, которая имеет в практике несколько названий в зависимости от получаемого результата. Её называют электроискровым упрочнением, покрытием, улучшением, цементацией, наплавкой и т. п. Такое разнообразие названий не может быть признанным правильным и вызывает путаницу при внедрении этого нового способа. Поэтому процессу изменения исходных свойств металлических поверхностей электрическими импульсами в газообразной среде, очевидно, правильнее присвоить название, более полно его определяющее, а именно: «электроискровое легирование металлических поверхностей».*

Было выяснено, что даже простое «облучение» поверхности образца искровыми разрядами приводит к повышению стойкости изделия на истирание. Кроме того, повышается его коррозионная стойкость. Уже в конце 1940-х – начале 1950-х годов электроискровое легирование – упрочнение режущего инструмента – получило широкое распространение. Изучению этого процесса было посвящено много диссертаций. На рис. 24 представлена электроискровая установка УПР-1 для поверхностного легирования и росписи металлических поверхностей, разработанная ЦНИЛ-Электром НИИ-627 МЭП СССР. Вибратор установки включен потенциометрически на балластное сопротивление, благодаря чему частота его срабатывания увеличивается с уменьшением емкости. Это приводит к тому, что скорость нанесения покрытия при переходе к более мягким режимам не уменьшается. Вес вибратора – всего 120 г. Вибрационная система расположена в его корпусе. Кроме того, установка оснащается электропером для нанесения росписи на любых металлах.

Многие предприятия различных отраслей промышленности, находившиеся в Бердянске, Воронеже, Ленинграде, Комсомольске-на-Амуре, Куйбышеве, Новосибирске, Омске, Харькове и др., не располагая возможностью централизованного получения электроискрового оборудования, вынуждены были проектировать и изготавливать это оборудование своими силами.

Ленинградский завод киноаппаратуры КИНАП освоил серийный выпуск электроискровых установок КЭИ-1 для легирования металлических поверхностей (рис. 25). Установка имеет

двухполупериодный выпрямитель на газотронах ВГ-129, питающий контур искрового разряда. Харьковский тракторный завод также выпускал электроискровые установки для легирования металлов собственной конструкции (рис. 26). В конце 1940-х гг. электроискровое легирование разнообразного режущего инструмента из быстрорежущих сталей и вырубных штампов получило широкое применение. Так, на заводе «Электросила» имени С.М. Кирова электроискровому легированию подвергалось 20% всех видов инструмента и до 70% штампов. На Кировском заводе электроискровому легированию подвергались выпускаемые инструментальным цехом фасованные и канавочные резцы, спиральные сверла, цилиндрические, дисковые и концевые фрезы, пилы Геллера, зенкеры и напильники. Это увеличивало их стойкость в 5–6 раз.

Из всех промышленных электроискровых установок, выпускаемых в Советском Союзе в те годы, наибольшего внимания заслуживают установки Ленинградского карбюраторного завода им. В.В. Куйбышева, который, по сути, в течение многих лет был основным поставщиком электроискрового оборудования для отечественной промышленности и некоторых зарубежных стран. Этим мы обязаны талантливому инженеру Е.М. Левинсону, который внес неоценимый вклад в развитие электроискрового способа обработки металлов.

Из многочисленных процессов электроискровой технологии процесс изготовления отверстий в деталях топливной аппаратуры полностью вытеснил в Советском Союзе из производства операцию механического сверления этих отверстий. Опытом установлено, что процесс изготовления отверстий диаметром 0,35 мм в сталях является граничным, когда производительность электроискровой и механической обработки металла, поддающегося резанию, приблизительно одинакова. А по мере уменьшения диаметра отверстий трудности их сверления резко возрастают, в то время как производительность электроискровой обработки держится почти на одном уровне (даже при применении РС-генератора и керосина в качестве межэлектродной среды). Одна из первых попыток применения электроискровой обработки в основном производстве была предпринята в 1948 г. – переход на электроискровое изготовление отверстий диаметром 0,15 мм в деталях дизельной топливной аппаратуры. Объектом обработки являлся распылитель из сравнительно твердой стали 50ХФА, в носике которого требовалось просверлить шесть сопловых отверстий диаметром 0,15+0,01 мм (рис. 27). Начатое в 1947 г. производство отечественных насос-форсунок и принятая при организации их производства американская технология сверления отверстий на специальных станках (рис. 28) с горизонтальным расположением шпинделя при скорости его вращения до 60 000 об/мин не удовлетворяли темпам роста их выпуска.

В 1947–1948 гг. при изготовлении отверстий  $\varnothing 0,15^{+0,01}$  мм в массово-выпускаемых деталях (распылителях дизельной топливной аппаратуры) электроискровой метод полностью вытеснил операцию механического сверления. На рис. 29 представлена электроискровая установка Ленинградского карбюраторного завода ЛКЗ-20 для изготовления отверстий в распылителях дизельных насос-форсунок. При этом уже на первых порах, то есть без каких-либо элементов автоматизации, производительность возросла в 6 раз, а брак снизился до 0,5 %. Позднее на участке электроискровой обработки отверстий, оснащенный полуавтоматическими установками, производительность возросла в 300 раз. На рис. 30 показана часть цеха Ленинградского карбюраторного завода, где в деталях топливной аппаратуры (в распылителях топлива) электроискровым способом изготавливаются отверстия  $\varnothing 0,15+0,01$  мм, площадь сечения которых значительно меньше 1 мм<sup>2</sup>. На рис. 31 представлена электроискровая узкоспециализированная установка ЛКЗ-34, предназначенная для обработки деталей массового выпуска (одного типоразмера). На ней обрабатываются распылители дизельных насос-форсунок, в которых одновременно изготавливаются шесть отверстий  $\varnothing 0,15+0,01$  мм. Производительность обработки распылителей с шестью отверстиями в каждом – 900 шт. за 8 часов.

Завершающим этапом автоматизации электроискровой обработки сопловых отверстий в распылителях на ЛКЗ является создание автомата, не требующего участия оператора в процессе обработки (рис. 32). На нём распылители 7 засыпаются в бункер 30 с вращающимся диском 29. Засыпка бункера производится на 8-10 часов непрерывной работы автомата. Один работник может обслужить большой парк таких автоматов. С момента перехода от механического сверления на электроискровую обработку производительность выросла в 300 раз!

Уже к 1949 г. Ленинградский карбюраторный завод им. Куйбышева выпустил более 1000 электроискровых установок 48 моделей и модификаций. Среди них не только установки для обработки деталей массового выпуска – распылителей дизельных насос-форсунок для впрыска топлива, в которых изготавливаются отверстия  $\varnothing 0,15+0,01$  мм. Кроме того – установки для инструментальных производств:

- ЛКЗ-57 для изготовления мелких вырубных штампов и профильных фильер из твердых сплавов и сталей (рис. 33);
- ЛКЗ-49 для прорезания узких щелей латунной или медной лентой в деталях из твердых сплавов, стали и цветных металлов (рис. 34);
- ЛКЗ-55 для разрезания тонким вращающимся диском твердосплавных деталей и раскроя твердосплавных пластинок, прорезания щелей в цангах и втулках (рис. 35);
- Для электроискровой заточки инструмента и шлифования деталей из различных материалов;
- Для изготовления полостей крупных кузнечных штампов...

В 1951 г. издательство Машгиз выпустило монографию Е.М. Левинсона и Е.И. Владимировой «Электроискровые установки», а многие электроискровые установки, созданные за рубежом, были сделаны по типу конструкций завода ЛЕНКАРЗ.

Значительный вклад в развитие электроискровых технологий, в автоматизацию процессов внес и Б.Г. Гуткин (Ленинградский филиал ВПТИ МТрМ). Он создал ряд полуавтоматических установок для изготовления отверстий  $\varnothing 0,15-0,3$  мм с точностью от 0,006 до 0,02 мм в распылителях и для шлифования их рабочего конуса, а также для изготовления сеток с круглыми отверстиями малого диаметра. Его опыт в этом был описан в монографии «Автоматизация электроискровых и анодно-механических станков» (изд-во. Машгиз, 1952), в статье «Электроискровые полуавтоматы для обработки отверстий малого диаметра» (в кн.: Новые методы электрической обработки металлов. М. – Л., 1955).

16 мая 1956 г. Промышленно-экономическая газета в № 46 писала о том, что на Харьковском тракторном заводе имени Серго Орджоникидзе электроискровая лаборатория и отдел главного технолога сконструировали и изготовили 8-шпиндельный электроискровой станок для шлифовки корпуса распылителя топливного насоса трактора ДТ-54 (рис. 36). На нём обрабатываются одновременно восемь деталей. Производительность станка – до 1000 деталей в смену. Станок обслуживается одним рабочим. На снимке – инженер В. Половнев осматривает детали, обработанные Л. Наторовой на этом станке.

Диапазон применения электроискровых установок стал распространяться как на обработку деталей, величина которых измеряется в микронах, так и крупных изделий, вес которых достигает нескольких тонн.

Однако анализ развития электроискрового способа в этот период показывает, что основные усилия исследователей были направлены на рост производительности процесса за счет увеличения энергии и длительности разрядов – до нескольких джоулей и сотен или тысяч микросекунд соответственно. Господствовало стремление получать максимальную интенсивность съема металла в единицу времени – за один искровой разряд. Однако это приводило к существенному снижению точности обработки и ухудшению качества обработанной поверхности, появлению проблем с удалением из зоны обработки продуктов эрозии, структурным изменениям в поверхностном слое материала. Точность изготовления деталей определялась сотыми или даже десятными долями миллиметра, а шероховатость обработанной поверхности составляла не менее 5–10 мкм  $R_a$ .

В середине 50-х годов распространялось даже мнение, что предел возможностей электроискровой технологии достигнут, особенно в отношении точности и минимальной шероховатости, и что этот способ нельзя применять для окончательной обработки. **Некоторые исследователи даже утверждали, что при малых энергиях и длительностях импульсов будет отсутствовать съем материала.**

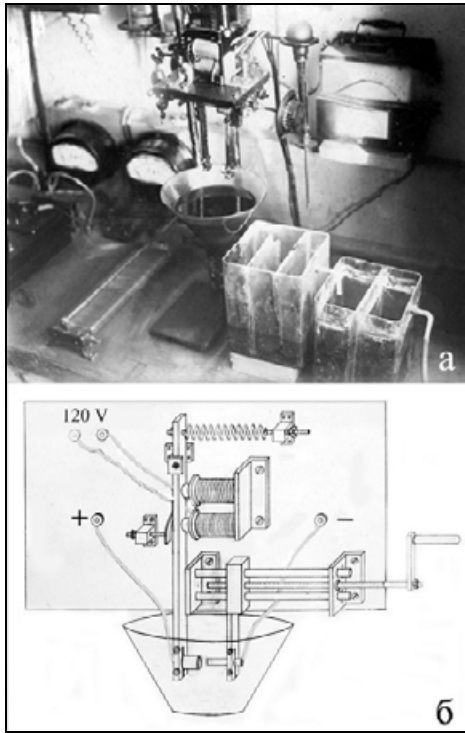
Столь одностороннее направление работ привело в конечном итоге к значительной задержке развития в СССР такого перспективного направления, как электроискровая прецизионная обработка.

Процессы обработки с максимально возможной производительностью в СССР в то время развивали Экспериментальный научно-исследовательский институт металлорежущих станков (ЭНИМС) и СКБ электроэрозионного оборудования Министерства станкостроительной и инструментальной промышленности. Ими был создан ряд станков (4В721, 4В722, 4723, 4А724 и др.), на которых точность обработки деталей не превышала 0,02–0,07 мм, а наименьшая шероховатость обработанной поверхности лежала в пределах 10–25 мкм.

В это же время, в начале 1950-х гг., за рубежом начали создаваться фирмы, занимающиеся разработкой электроискрового (ЭИ) оборудования.

В их числе – швейцарские компании AGIE и Charmilles. В 1953 г. Кёси Иноуэ зарегистрировал первую в Японии и одну из первых в мире компаний по производству электроискровых станков Japax. В Японии уже с 1949 г. работы по ЭИ обработке велись в рамках исследовательской фирмы – Японского института электроискровой обработки металлов. В названии фирмы JAPAX – Japan (Япония) + X (движение в будущее, неизведанное).

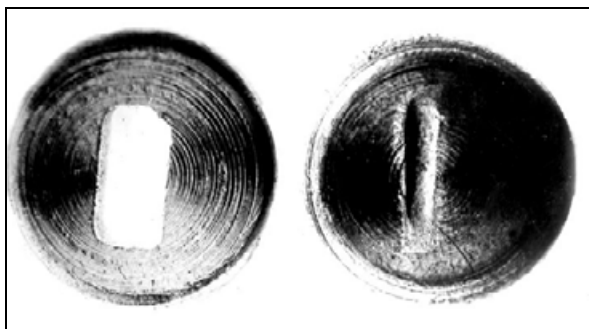




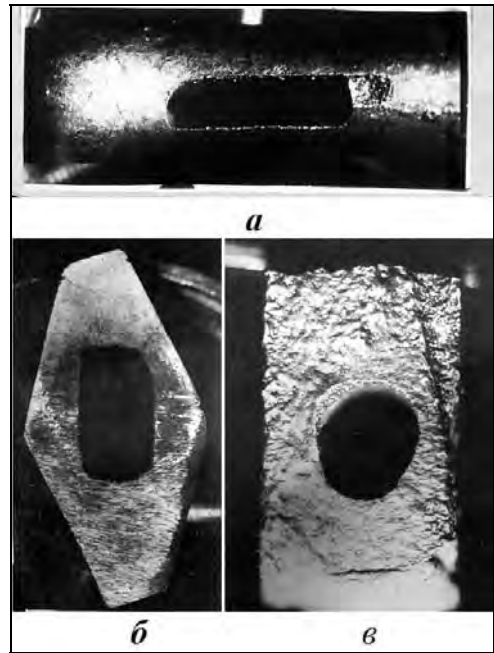
**Рис.1** Первая электроискровая установка для изготовления порошков («воронка»), на которой впервые в мире была открыта возможность применения электроискрового способа для обработки металлов



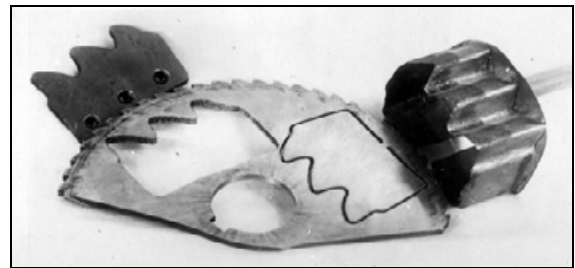
**Рис.2** Материал электродов, измельченный электрическими разрядами



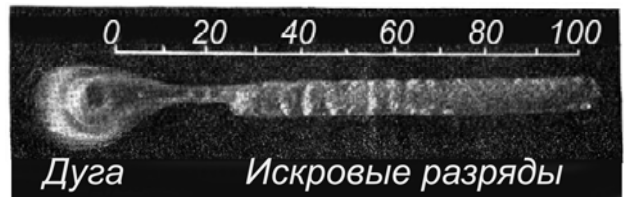
**Рис.3** Внешний вид электродов, на которых впервые была доказана возможность размерной обработки токопроводящих материалов искровыми импульсами электрического тока (1943 г.)



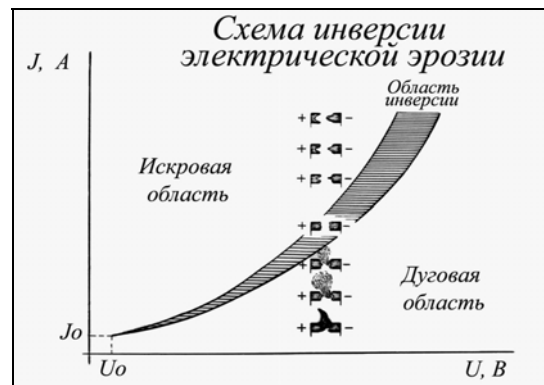
**Рис.4** Первые отверстия, изготовленные электроискровым способом медным инструментом: а) в вольфраме, б) в твердом сплаве, в) в магнитном сплаве (1943 г.)



**Рис.5** Контурное вырезание элемента пилы трепанацией



**Рис.6** Эрозиограмма дуговой и искровой форм разряда



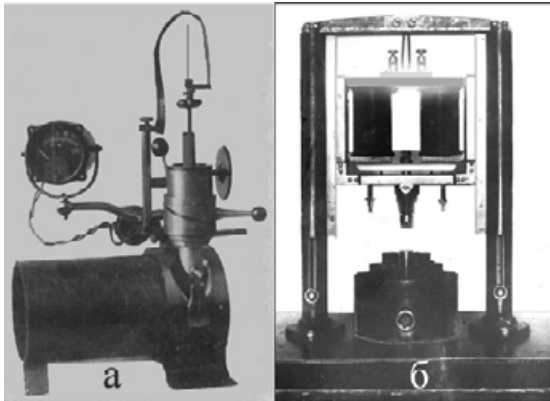
**Рис.7** Схема инверсии электрической эрозии



**Рис.8** Восьмигранные отверстия, изготовленные в стальной фрезе дуговым и искровым электрическими разрядами



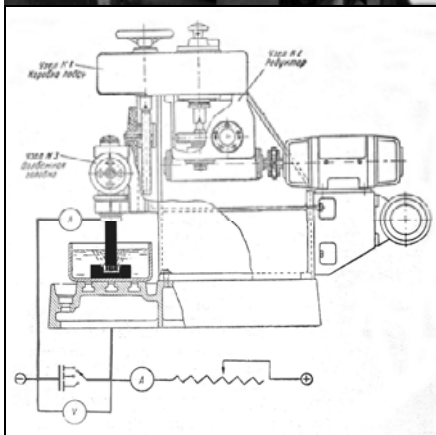
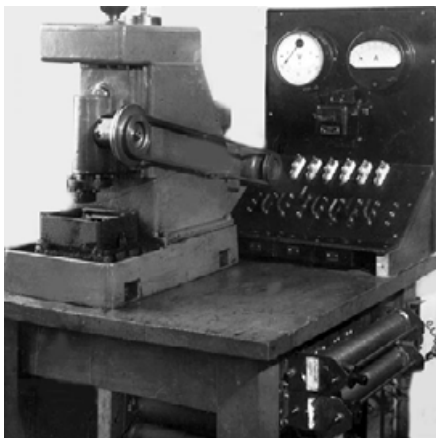
**Рис.11** Надпись «НАУЧИТЕСЬ ДЕЛАТЬ ЧЕРНУЮ РАБОТУ В НАУКЕ!», выполненная электроискровым способом на стекле



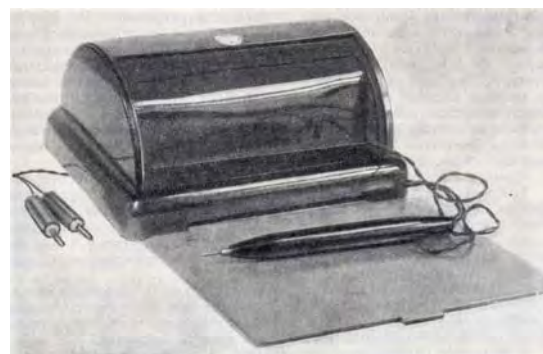
**Рис.9** Устройство (а) для извлечения сломанного инструмента из корпусов реактивных снарядов «Катюша» и одна из первых установок с вибратором (б)



**Рис.12** Портрет В.И. Ленина и картина «Тройка», выполненные на пластинах вороненой стали электроискровой росписью серебром (1947 г.)



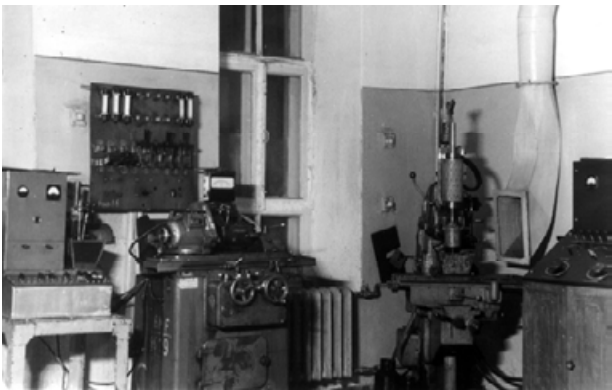
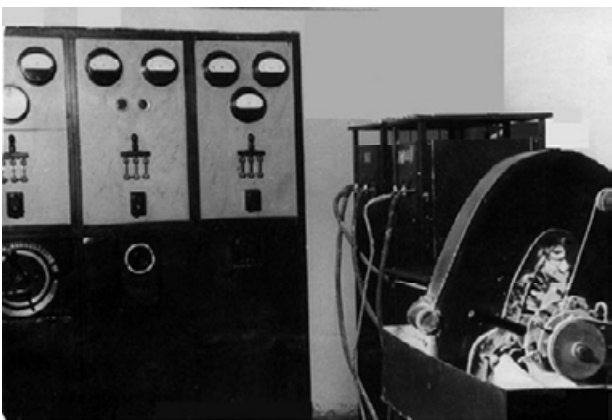
**Рис.10** Электроискровой станок контактного действия ЭПС-КМП (1944 г.)



**Рис.13** Аппарат для гравировки и росписи (1957 г.)



**Рис.14** Б.Р. Лазаренко (в центре) среди сотрудников лаборатории электроискровой обработки материалов МАТИ. Слева направо: Т.И. Макеева, Д.З. Митяшкин, А.М. Белов, Б.Н. Лямин (1948 г.)



**Рис.15** В лаборатории электроискровой обработки материалов МАТИ (1948 г.)



**Рис.16** Из программы научно-технической конференции студентов (1949 г.)

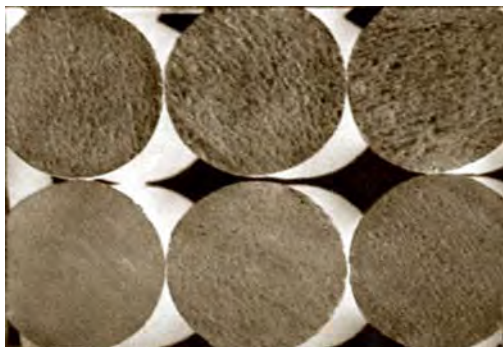


**Рис.17** Б.Р. Лазаренко среди молодых ученых ЦНИЛ-Электром. Слева направо: Б.Р. Лазаренко, В.К. Невежин, Б.Н. Золотых и Е.А. Деев (1950 г.)



**Рис.18** Экспериментальная электроискровая установка для разрезания различных материалов движущейся лентой

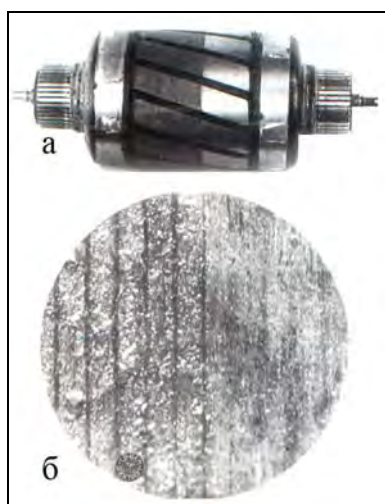




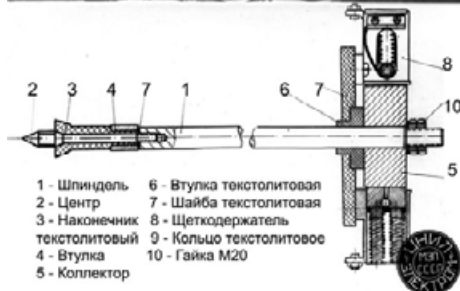
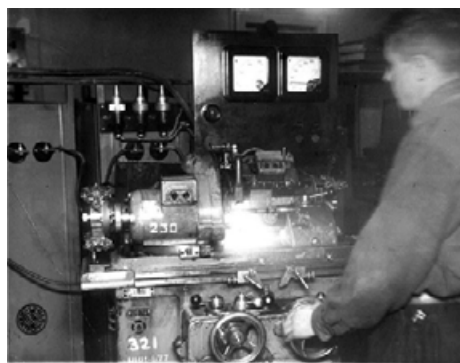
**Рис.19** Примеры электроискрового разрезания профилей на дисковой шпindle, где в качестве электрода-инструмента использовался диск из кровельного железа



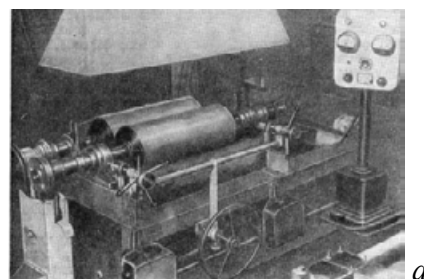
**Рис.20** Разрезанный рельс на фоне электрода-диска из кровельного железа



**Рис.21** Ротор электрической машины после шлифования: **а** – при помощи абразива (левая часть ротора), **б** – то же, но при увеличении



**Рис.22** Электроискровое круглое шлифование магнитного сплава и схема шлифовальной головки с изоляцией шпинделя и коллектором с токоподводом через медно-графитовые щетки



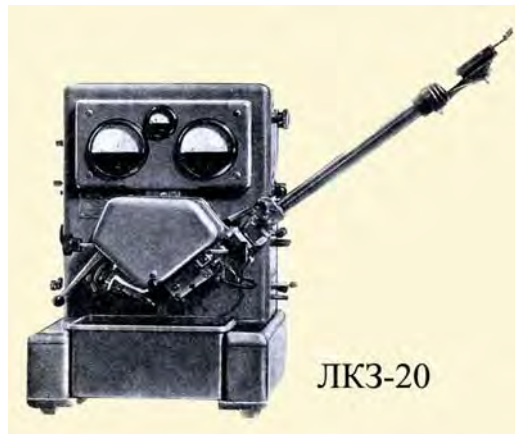
**Рис.23** Установка для электроискрового шлифования – приработки мукомольных валков (**а**), вид (**б**) и микрофотография (**в**) их поверхности.  $R_a = 20 - 25$  мкм (1960 г.)



**Рис.24** Аппарат КЭИ-1 для электроискрового легирования и сборочный цех аппаратов на ленинградском заводе КИНАП (1949 г.)



**Рис.25** Электроискровая установка легирования металлических поверхностей Харьковского тракторного завода

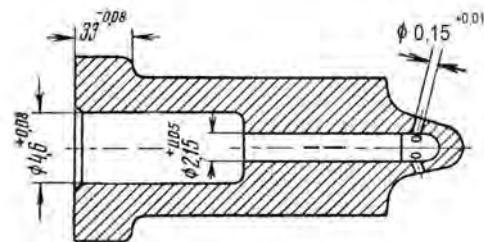


ЛКЗ-20

**Рис.26** Электроискровая установка ЛКЗ-20 для изготовления отверстий  $\varnothing 0,15^{+0,01}$  мм в распылителях дизельных насос-форсунок (1957 г.)



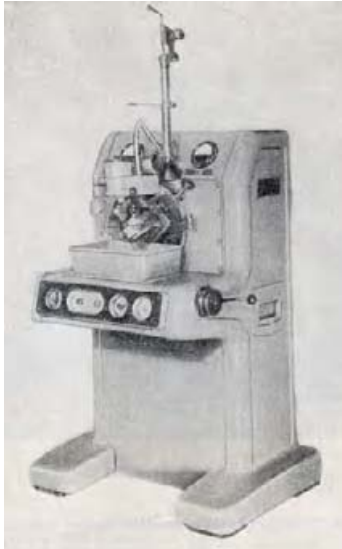
**Рис.27** Сверление отверстий  $\varnothing 0,15$  мм в распылителях для насос-форсунок на быстроходном сверлильном станке с пневматическим приводом



**Рис.28** Распылитель насос-форсунки



**Рис.29** Часть цеха Ленинградского карбюраторного завода, где электроискровым способом изготавливают отверстия в распылителях топлива



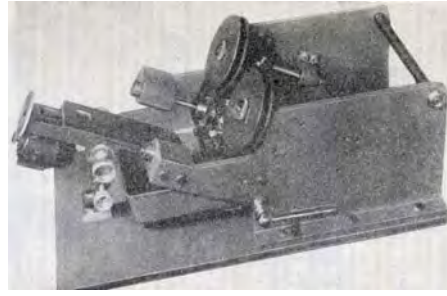
**Рис.30** Электроискровая узкоспециализированная установка ЛК3-34, предназначенная для обработки деталей массового выпуска (одного типоразмера)



**Рис.31** Автомат для электроискровой обработки отверстий  $\varnothing 0,15$  мм



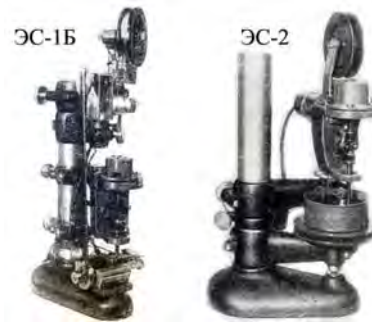
**Рис.32** Установка ЛК3-57 для изготовления мелких штампов, профильных фильер и волок



**Рис.33** Установка ЛК3-49 для прорезания узких щелей латунной или медной лентой



**Рис.34** Установка ЛК3-55 для разрезания тонким вращающимся диском



**Рис.35** Установки для изготовления сеток с круглыми отверстиями малого диаметра ЭС-1Б и ЭС-2



**Рис.36** 8-шпиндельный электроискровой станок для шлифовки корпуса распылителя топливного насоса трактора ДТ-54

⇒ Продолжение следует

**Виктор Анатольевич Коварский – Ученый и Человек\***  
(к 80-летию со дня рождения)



*Для ученого научная работа первична,  
а всё остальное вторично.  
В. А. Коварский*

Есть прекрасные ученые, но тяжелые в отношении люди, есть прекрасные люди, но далеко не ученые. Вот сочетание изумительный человек и прекрасный ученый – это редкость. Такой человек, как говорят в народе, помечен Богом. К плеяде таких людей, безусловно, относится Виктор Анатольевич Коварский. Хочется сказать о Викторе Анатольевиче не только и не столько как об ученом, но и как о Человеке и Учителе (по отношению к нему эти слова, несомненно, следует писать с большой буквы).

Диапазон научных интересов Виктора Анатольевича был широк – я отмечу только некоторые главные направления.

В шестидесятые годы XX века при исследовании процессов рекомбинации носителей на примесные состояния в полупроводниках возникла проблема «гигантских поперечников захвата». Она заключалась в том, что экспериментально наблюдаемые сечения захвата на несколько порядков были больше, чем предсказываемые теоретическими моделями. В.А.Коварский с учениками доказал, что безызлучательные (многофотонные) процессы захвата неосновных носителей, рассматриваемые теоретиками в «кондоновском» приближении, были непоследовательны. И именно Виктор Анатольевич вышел за рамки традиционного «кондоновского» приближения, который он предложил называть «non-Condon approximation», и названное приближение сейчас широко используется в мировой научной литературе. Используя этот подход, В.А. Коварскому с учениками удалось успешно решить проблему гигантских поперечников захвата, то есть описать многочисленные экспериментальные данные. В зарубежной литературе появилось большое число ссылок на результаты В.А.Коварского. Так, широко известный ученый Хуан Кунья в своей статье тех лет высоко оценивал и подробно обсуждал эти результаты Виктора Анатольевича.

Создание лазеров привело к бурному развитию многофотонной спектроскопии. Это новое направление в науке привлекло самое пристальное внимание В.А.Коварского. Свои теоретические исследования по многофотонным процессам он неоднократно обсуждал с такими известными учеными, как Л.В. Келдыш, Я.Б. Зельдович, Р.В. Хохлов, С.А. Ахманов, Н.Б. Делоне, и они высоко оценивали результаты В.А. Коварского. Он впервые предсказал возникновение в примесных центрах полупроводников фотонных сателлитов, которые потом были обнаружены в Лаборатории физической кинетики нашего института его учеником Н.А. Фердманом, а затем неоднократно наблюдались в ряде лабораторий за рубежом. Влияние статистических свойств лазерного излучения на многофотонные процессы в твердом теле, впервые исследованные Коварским, оказались принципиально важными (на фото В.А. Коварский и С.Л. Пышкин).



обнаружены в Лаборатории физической кинетики нашего института его учеником Н.А. Фердманом, а затем неоднократно наблюдались в ряде лабораторий за рубежом. Влияние статистических свойств лазерного излучения на многофотонные процессы в твердом теле, впервые исследованные Коварским, оказались принципиально важными (на фото В.А. Коварский и С.Л. Пышкин).

\*Выступление проф. Э.П. Синявского на открытии мемориальной сессии, посвященной памяти академика АН Молдовы В.А. Коварского, в рамках работы Конференции физиков Молдовы (CFM-2009).

Совместно с учениками он подробно исследовал проявление неклассических свойств интенсивного электромагнитного излучения в многофотонной спектроскопии. Особое внимание хочется обратить на необыкновенно трепетную любовь Виктора Анатольевича к биофизике. В его книге воспоминаний «Стрела времени в моей жизни» (Кишинев, 1999, 196 с.) он писал: «Биофизика – любовь моя», воспринимая решение проблем биофизики как «Божье откровение». Такое отношение к биофизике возникло у него вполне естественно (он родился в семье биологов), загадка жизни заинтересовала его со школьных лет. Но Коварский глубоко понимал, что только применяя физику и математику, химию и биохимию, можно продуктивно и плодотворно работать над проблемой возникновения жизни. Весь свой талант физика и организатора ученый упорно направлял на решение проблем биофизики. Он был одним из основных организаторов в Кишинёве Всесоюзного совещания по Синергетике (1986) и первой Республиканской конференции по биофизике (1984). О значимости этих форумов говорит тот факт, что в них принимали участие Ю.В. Гуляев, А.С. Давыдов, М.В. Волькенштейн, А.М. Жаботинский, В.Л.Бонч-Бруевич, Ф.В. Бункин, К.Б. Толпыго, А. А. Красновский, С.П. Курдюмов, Б.Б. Кадомцев, Ю.Л. Климантович, Г.Р. Иваницкий, Д.С. Чернавский, Ю.М. Романовский, Б.Г. Заславский, М.И. Штокман, Э.Г. Петров, Ю.Б. Гайдидей, Н.Н. Розанов и другие известные ученые.

Именно В.А. Коварский совместно с учениками создал модель многофононного ферментативного катализа, а также успешно развивал триггерные и автоколебательные модели в биологических системах на основе синергетических подходов. Начиная с 1990 г. он был увлечен проблемой сжатых состояний квантового осциллятора, при этом продолжал цикл исследований по высшим оптическим гармоникам. Занимался В.А. Коварский биофизикой не как любитель, а как профессионал. В последние годы жизни он все-таки исполнил свою мечту – написал блестящий обзор по биофизике в журнале “Успехи физических наук” (УФН, 1999, т. 169, № 8, с. 899–908): «Квантовые процессы в биологических молекулах. Ферментативный катализ». Воистину биофизикой, действительно, должен заниматься человек, глубоко знающий и понимающий красоту современной теоретической физики, замороженно смотрящий на проблему жизни.



5 лет лаборатории физической кинетики, 1974 г. (слева направо: Евгений Перлин, Николай Фердман, В.А. Коварский, Евгений Попов, Элерланж Сиявский, Наум Перельман, Евгений Витну, В. Чеботарь, В. Зенченко; сидят: Эдуард Казанцев, Изяслав Чайковский).

Я убежден, что каждый, кто общался с В.А. Коварским, получал удовольствие, так как чувствовал в нем Человека, а каждый его ученик видел в нем прекрасного Учителя. А заслужить уважение и любовь молодого человека – ох как не просто! Когда мы говорим о школе ученого, мы хорошо понимаем, что она (если эта школа с большой буквы) не возникает на пустом месте. Естественно, в школе вырастают ученики – у Виктора Анатольевича не менее 20 кандидатов наук, из которых 5 – доктора наук (Э.П. Сиявский, И.А. Чайковский, Н.Ф. Перельман, Е.Ю. Перлин, Э.Ф. Казанцев), но число учеников – это необходимо, но далеко не достаточно!

Школа – это когда дух, основные традиции школы сохраняют и несут ее ученики, где бы они ни были, через всю свою научную деятельность. Школа развивалась и расширялась по тематикам исследований не только на идеях Виктора Анатольевича, но и на идеях его учеников. Он стремился научить молодых людей самостоятельно мыслить, оспаривать, казалось бы, «очевидные» истины – это то, что заставляет двигаться по дороге непознанных явлений. «Если ты стоишь на месте, – говорил Виктор Анатольевич – «значит, ты отстаешь!»

Основная кухня, из которой хлебали свою похлебку ученики школы, – это физический семинар Лаборатории физической кинетики, созданной Виктором Анатольевичем 40 лет

назад, в мае 1969 г. На семинаре лаборатории активно обсуждались идеи (и хорошие, и непонятные), высказываемые сотрудниками, изучались новые методы теоретической физики. В этом смысле физический семинар был как бы живым организмом – самоорганизующимся и саморазвивающимся. Именно Александр Белоусов первым обратил внимание и помог сотрудникам лаборатории в освоении методов когерентных состояний, алгебры Бозе-операторов. Эти методы позволили Виктору Анатольевичу сформулировать идею «горячих» фононов, которая в дальнейшем привела к объяснению интересных физических явлений в молекулярных системах. Именно Наум Перельман и Сергей Баранов раскрыли сотрудникам Лаборатории секреты и огромные перспективы «квазиклассического приближения», что позволило В.А. Коварскому с учениками последовательно исследовать неадиабатические переходы в сильном электромагнитном поле. Дух научного демократизма на семинарах (все равны при обсуждении научных идей – нет «авторитетного мнения») позволял Виктору Анатольевичу безболезненно соглашаться, если он был не прав! Некоторые его ученики продолжают работать в Молдове, а многие из них уехали, как говорят, в ближнее и дальнее зарубежье (Россию, Украину, Израиль, США, Канаду), но при этом они все остались учениками Виктора Анатольевича, живут духом школы В.А. Коварского. И.Ш. Авербух – штатный профессор Института им. Вейцмана в Израиле, за исследования по разделению изотопов (на основе предыдущих исследований в Лаборатории физической кинетики) был объявлен в прессе как один из лучших физиков страны (1998 г.). Н.Ф. Перельман работал штатным профессором в Нью-Йорке и занимался проблемами плазмы. И.А. Чайковский – штатный профессор в Израиле, в настоящее время успешно занимающийся проблемами диабета. Е.Ю. Перлин – профессор Санкт-Петербургского университета, успешно продолжающий направление многоквантовых переходов и влияние интенсивного лазерного излучения на вещество. Э.Ф. Казанцев – профессор, зав. кафедрой прикладной математики и информатики (г. Орел, Россия). Несколько сотрудников Лаборатории стали прекрасными программистами – А. Герман, Е. Сафронов, А. Русанов и О. Келоглу сейчас работают в известной в мире молдавской фирме ADD (компьютерные технологии и научное прогнозирование).

Каков диапазон научных проблем, обсуждавшихся на научных семинарах Лаборатории! Воистину, у истинного Ученого – достойные ученики!

Сам Виктор Анатольевич очень тепло отзывался о своих учениках, и они платили ему тем же. О Саше Белоусове он, например, искренне говорил: «Мой боевой товарищ». В последние годы В.А. Коварский был тяжело болен, но ни инвалидное кресло, ни потеря зрения не сломили его дух – ученый продолжал активно работать. В эти годы Евгений Канаровский фактически жил у Виктора Анатольевича, исполняя роль секретаря. Благодаря именно Канаровскому В.А. Коварский смог написать блестящий обзор в «Успехах физических наук», он же помогал написать и прокорректировать работы в ЖЭТФ и ряд других зарубежных научных журналов. Ученики Виктора Анатольевича – И. Чайковский, И. Авербух, многочисленные друзья обеспечили его проезд в Израиль на лечение.

Виктор Анатольевич Коварский учил нас жизни и показывал изумительные красоты науки – действительно кисть была в руках большого Ученого. Я бы хотел пожелать молодым и перспективным ученым иметь в дальнейшем свои научные школы, которые хотя бы асимптотически приближались к школе В.А. Коварского.

А ещё Виктор Анатольевич писал замечательные стихи. Именно его стихами хочется завершить свое выступление, обращаясь не только к его научным коллегам:

Пусть останутся сосны  
И ромашки церквушек,  
И вечерние песни под шепот реки,  
И вопросы далекой тоскливой кукушки,  
И хорошее имя, –

Им меня нарекли.