

И.Г. Дьяков, А.Р. Наумов

### К ВОПРОСУ ОБ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ РЕАКЦИЯХ ПРИ АНОДНОМ НАГРЕВЕ В ВОДНЫХ ЭЛЕКТРОЛИТАХ НА ОСНОВЕ ХЛОРИДА АММОНИЯ

*Костромской государственный университет им. Н.А. Некрасова,  
ул. 1-го Мая, 14, г. Кострома, 156961, Россия*

#### **Введение**

Электролитный нагрев представляет собой один из способов скоростного нагрева, при котором обрабатываемая деталь является катодом или анодом относительно водного раствора электролита. При этом становится возможной модификация поверхностного слоя материалов (цементация, нитроцементация, азотирование) с уменьшением шероховатости поверхности и сглаживанием острых кромок изделий. Компоненты электролитов, используемых в качестве рабочей среды, должны обеспечивать достаточную электропроводность раствора и содержать модифицирующий химический элемент. В качестве «электропроводного» компонента наиболее распространен хлорид аммония; в его растворах хорошо изучены закономерности растворения железного анода [1]. Предложен возможный механизм образования поверхностной полупроводящей оксидной пленки [2], установлены зависимости выхода железа по току от концентрации электропроводящего компонента и от приложенного напряжения [1].

В ряде работ изучались факторы, влияющие на эффективность анодного электролитного нагрева. Так, в [1] обсуждается вопрос о влиянии параметров электролита (концентрация веществ, температура электролита) и напряжения на выход железа по току. В [3] показано, что в качестве возможного показателя старения и работоспособности электролита может служить оптическая плотность раствора. Основным методом количественного определения железа в этих работах была объемная фотоколориметрия. Выполнена количественная оценка убыли хлорида и нитрата аммония в процессе анодного нагрева, но без указания методики проведения анализов [4].

Вопрос о химизме анодного электролитного нагрева не получил должного освещения в литературе. Отсутствие работ, посвященных теории электрохимических процессов данного явления, связано с рядом причин. Во-первых, порядок толщины парогазовой оболочки, в которой происходят основные химические реакции, оценивается в литературе как  $10^{-5}$  м, что позволяет судить о протекающих процессах лишь по изменению концентрации реагентов и продуктов. Во-вторых, введение в систему аналитических реактивов, свидетельствующих об изменении концентрации того или иного вещества в электролите, может изменить ход отдельных реакций. Поэтому, изучение динамики старения электролита в процессе нагрева традиционными аналитическими методами связано с преодолением ряда проблем принципиального свойства.

Понимание механизма превращений позволит более эффективно управлять поведением системы в целом. Поэтому данная работа посвящена изучению процессов, связанных с изменением концентрации веществ в электролите на основе хлорида аммония, и определению времени работоспособности электролита.

#### **Методика проведения эксперимента**

Анодный нагрев проводился в условиях естественной конвекции [5]. Выбор данной электролитической ячейки обусловлен относительно малым количеством используемого электролита (1,6 л) и высокой степенью стабильности температуры образца. В качестве электролита во всех экспериментах использовался 10 %-ный водный раствор хлорида аммония. Выбор состава обусловлен хорошей электропроводностью растворов и способностью солей аммония термически разлагаться до летучих продуктов, не образуя диэлектрических или полупроводящих «налетов» на поверхности анода.

Образцы цилиндрической формы диаметром 10 мм и длиной 10 мм из стали 45 при обработке погружались в электролит на всю длину. Напряжение нагрева поддерживалось на уровне 200 В и фиксировалось вольтметром ЛМ-01. Продолжительность обработки первых 4-х образцов составила 3, 5, 10 и 15 минут. После отключения напряжения электролит сливался из рабочей камеры. Еще 6 деталей обрабатывались по 10 мин без смены электролита. Таким образом, время работы электролита варьировалось от 3 до 60 минут.

Для определения ионов железа в растворенной форме использовался фотоколориметрический метод анализа. Измерения оптической плотности электролита проводились после отстаивания раствора и его декантации. Для определения общего содержания железа в электролите использовалась методика гравиметрического анализа [6]. При определении содержания ионов аммония в растворе использовалась цветная реакция с реактивом Несслера (нижний предел обнаружения ионов: 0,05 мг в 1 мл пробы) [7]. Определение концентрации иона хлора проводилось аргентометрическим способом. рН-Фактор измерялся с помощью ионометра «Экотест 2000». Результаты измерений приведены в табл. 1.

Таблица 1. Зависимости концентрации ионов железа и аммония от времени

Время, мин	0	3	5	10	15	60
Концентрация железа (III) в пробах, мг/мл (фотоколориметрический метод)	0	–	–	0,0012	0,0039	0,012
Концентрация железа (III) в пробах, мг/мл (гравиметрический метод)	0	0,026	0,038	0,042	0,081	–
Изменение массы образца, приведенной к объему раствора, мг/мл	0	0,0046	0,025	0,033	0,057	–
Концентрация ионов аммония в пробах, г/л	33,64	31,04	27,41	21,19	18,19	11,85
Концентрация ионов хлора в пробах, г/л	66,36	59,48	58,53	58,12	56,27	56,05
рН	5,50	5,85	3,65	3,30	3,00	2,45

### Результаты и их обсуждение

В работах, посвященных исследованию изменения концентрации железа в растворе электролита при анодном нагреве, использовался фотометрический метод анализа, основанный на переводе определяемого элемента в окрашенное соединение и измерении оптической плотности раствора. Так в работе авторов [1] было показано, что использование фотоколориметрического метода позволяет определять полную концентрацию ионов железа.

В то же время, данные [3] свидетельствуют о том, что после определенного порогового значения содержания железа в растворе оптическая плотность последнего изменяется незначительно. Таким образом, можно предположить, что данные фотоколориметрии будут некорректно отражать содержание железа в тех случаях, когда растворение анода сопровождается образованием осадка с мутнением раствора.

Поэтому в данной работе определение содержания ионов железа проводилось гравиметрическим методом, а фотоколориметрия использовалась для анализа только растворенных форм железа. Содержание ионов железа в растворенной форме в электролите по данным фотоколориметрии на два порядка меньше по сравнению с данными гравиметрического анализа. Представляется, что большая часть железа, вышедшего в раствор с поверхности образца, находится в электролите в виде суспензии и в коллоидно-дисперсной форме гидроксо соединений железа (II) и (III). При комнатной температуре гидролиз поступающих в раствор ионов железа представляет собой обратимый многоступенчатый процесс, протекающий преимущественно по первой ступени. Количество образующегося практически нерастворимого (произведение растворимости  $3,8 \cdot 10^{-38}$ ) гидроксида железа (III) чрезвычайно мало. Однако условия проведения анодного нагрева (высокая плотность теплового потока из парогазовой оболочки в электролит, растворение анода и увеличение концентрации  $Fe^{3+}$ ) позволяют предположить, что равновесие смещается в сторону образования нерастворимых оксо- и гидроксоформ железа. Реакция гидролиза  $Fe^{3+}$  сильно эндотермична ( $\Delta_r H^\circ = 37$  кДж), поэтому повышение температуры способствует усилению гидролиза и увеличению доли нерастворимых форм.

Попутно отметим, что преимущественное накопление железа в нерастворимых формах делает возможным регенерацию промышленных электролитов при помощи декантации.

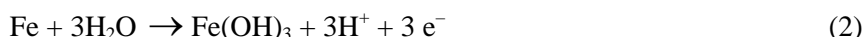
Превышение массы железа, вышедшего в раствор, над изменением массы образца составляет величину порядка 0,1 г/мин, что свидетельствует о протекании дополнительного электрохимического

процесса на поверхности образца, не связанного с растворением материала анода. Наиболее вероятным является образование оксидной пленки на поверхности образца по механизму аналогичному высокотемпературной коррозии [8]. Образующаяся пленка обладает дефектной решеткой, что делает возможным транспорт ионов железа из образца в раствор и кислорода, растворенного в воде, в поверхностный слой материала:



Растворение железа с поверхности анода может происходить как с образованием  $\text{Fe}^{2+}$  так и  $\text{Fe}^{3+}$ . Предпочтительным должен быть механизм растворения с образованием  $\text{Fe}^{2+}$  как промежуточной стадии, поскольку этому процессу отвечает меньшее значение электрохимического потенциала. Однако, ионов железа  $\text{Fe}^{2+}$  в растворе не обнаружено. В этом случае, необходимо учитывать возможность одновременного протекания нескольких электрохимических реакций.

В обобщенной форме реакция растворения материала анода может быть записана как:



Здесь  $\text{Fe}(\text{OH})_3$  – идеализированная запись множественных форм  $\text{Fe}_2\text{O}_3(\text{H}_2\text{O})_x$  и  $\text{FeOOH}(\text{H}_2\text{O})_x$ .

В табл. 2 приводится выход железа по току, определяемый по накоплению железа в растворе для реакции (2).

Таблица 2. Выход железа по току

Время, мин	Выход по току, %
3	2,9
5	8,3
10	6,1
15	11,9

Выход железа по току не превышает 12 % за все время проведения эксперимента (таблица 2). Такие значения выхода по току подтверждают предположение о протекании иных электрохимических реакций с участием электропроводящих компонентов раствора.

Образующийся на поверхности анода поверхностный раствор внедрения кислорода, состав которого качественно соответствует формуле  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , может взаимодействовать с хлоридом аммония, находящимся в парогазовой оболочке по механизму, приводящему к растворению с образованием хлоридов железа (II) и (III). В дальнейшем возможно окисление иона железа (II) в растворе до железа (III).

Одновременно с растворением железа в системе протекает ряд других не менее важных процессов, связанных с компонентами электролита. Поэтому, полная схема электрохимических реакций должна включать в себя так же реакции, ответственные за изменение концентрации ионов хлора и аммония.

Результаты исследования проб электролита на содержание в нем ионов аммония представлены на рис. 1. Общая тенденция к уменьшению содержания  $\text{NH}_4^+$  особенно заметна на начальном этапе нагрева. Дальнейшее увеличение времени работы электролита не ведет к существенному снижению концентрации ионов аммония.

Заметного диффузионного насыщения азотом поверхности обрабатываемой детали в данных условиях не происходит, так как концентрация насыщающего элемента  $\text{NH}_4^+$  в парогазовой оболочке недостаточна. Уменьшение концентрации ионов аммония в прианодной области связано с действием электрического поля. Кроме того, не представляется возможным участие аммония в катодных реакциях. Следовательно, уменьшение концентрации ионов аммония можно объяснить только их испарением в атмосферу со всей свободной поверхности электролита.

На рис. 2 представлена динамика изменения концентрации ионов хлора в процессе анодного электролитного нагрева по результатам аргентометрического анализа [6]. Уменьшение концентрации ионов хлора на 16% преимущественно происходит в первые три минуты работы электролита. На этом отрезке времени их концентрация уменьшается на 16,7 г/л. За все последующее время работы электролита убыль ионов хлора составляет 4,3 г/л.

В [2] считается, что основным переносчиком заряда через парогазовую оболочку является ион хлора. Если следовать аналогии анодного электролитного нагрева с классическим электролизом, то необходимо предположить, что на аноде должна протекать электрохимическая реакция окисления ионов с образованием молекулярного хлора. Однако, во время проведения нагрева нет никаких признаков выделения хлора в виде газа.

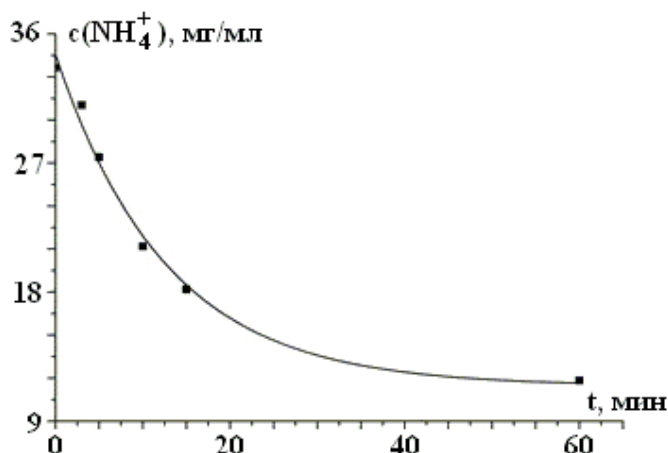


Рис. 1. Изменение концентрации ионов аммония

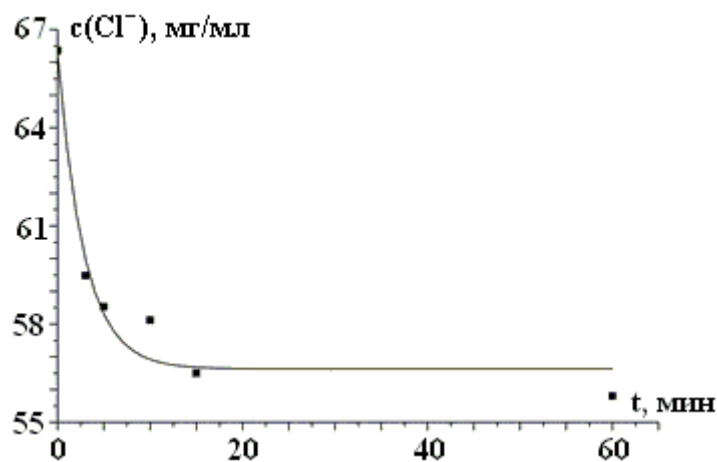
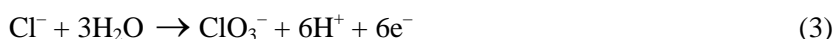
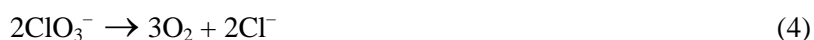


Рис. 2. Изменение концентрации хлорид-ионов

Предположим, что с поверхности раздела фаз пар-жидкость испаряется гидратированный ион хлора  $\text{Cl}^- \cdot n\text{H}_2\text{O}$ . При достижении поверхности анода гидратный комплекс распадается. Часть «свободных» ионов  $\text{Cl}^-$  удаляется из парогазовой оболочки в атмосферу, где рекомбинирует с ионами аммония, так же присутствующими в оболочке. Образовавшийся хлорид аммония оседает на стенках электрохимической ячейки, образуя белый налет. Остальная часть ионов участвует в следующей электрохимической реакции:



Эта реакция может протекать как по много-, так и по одноступенчатому механизму. Образующийся хлорат-ион разлагается на аноде с выделением молекулярного кислорода:



Образующийся кислород может участвовать в окислении поверхности образца. В парогазовой оболочке не образуется неустойчивый гипохлорит-ион. Суммирование реакций (3) и (4) дает реакцию выделения кислорода:



В таком случае, ион хлора совершает замкнутый цикл электрохимических превращений. Поэтому уменьшение концентрации ионов хлора можно объяснить лишь испарением молекулярного

хлора из оболочки. Предполагаемый замкнутый цикл электрохимических реакций позволяет объяснить стабилизацию содержания хлора в электролите, но оставляет открытым вопрос об удалении хлора в первые минуты эксплуатации электролита.

Важным фактором, определяющим возможность диффузионного насыщения поверхности, является температура детали при анодном электролитном нагреве [9].

Во всем временном интервале средняя температура образцов колеблется в интервале от 843 до 865°C. Зависимости температуры от времени не обнаружено. Таким образом, в исследованном интервале времени процесса анодного нагрева температура не зависит существенным образом от изменения концентрации ионов аммония или хлора. Наиболее вероятно, что электропроводность раствора, косвенным образом определяющая температуру анода, главным образом определяется ионами хлора, убыль которых, как отмечалось выше, невелика.

В заключение рассмотрим динамику изменения рН электролита, которая является фактором, отражающим суммарные изменения в растворе. Значение рН среды определяется действием трех процессов:

- уменьшение содержания ионов аммония в электролите, что должно приводить к увеличению рН;
- накопление в электролите ионов железа смещает равновесие в сторону уменьшения значений рН;
- накопление в электролите ионов водорода вследствие протекания реакций (1), (2), (6).

Изначально среда раствора электролита слабокислая (рН = 5,50) вследствие гидролиза ионов аммония:



В целом, с увеличением времени работы электролита кислотность среды повышается: если после 3 минут работы рН = 5,85, то после 60 минут – рН = 2,45 (рис. 3).

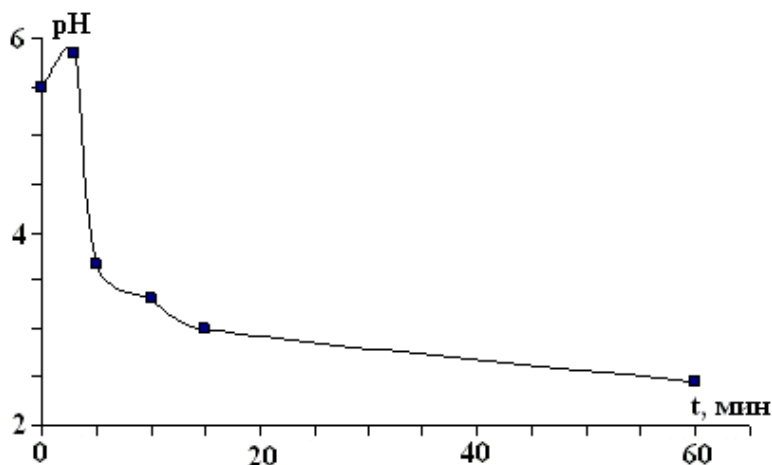


Рис. 3. Изменение рН раствора электролита

Протекание реакций (1)–(3) и (6) приводит к монотонному возрастанию концентрации ионов водорода. В начальный момент времени, когда растворение материала образца только начинается, значительное уменьшение концентрации ионов аммония приводит к увеличению рН электролита с 5,50 до 5,85 в первые 3 мин. обработки. При дальнейшей обработке (более 15 мин.) изменение рН не превышает 0,5 единиц, так как в растворе устанавливается динамическое равновесие между растворимыми и нерастворимыми формами железа.

Таким образом, изменение кислотно-основного баланса электролита, отражает изменение состава электролита на первоначальном этапе обработки и не может быть фактором, определяющим старения электролита.

#### Выводы

1. Предложена схема реакций, протекающих при анодном электролитном нагреве стальных деталей в водном электролите на основе хлорида аммония. Определена динамика изменения состава электролита в течение времени обработки.

2. Обнаружено, что ионы железа находятся в электролите преимущественно в форме суспензии гидроксосоединений железа (II) и (III). Доля растворимых соединений железа составляет менее 5 % от общего содержания в растворе.

3. Показано, что ион хлора обеспечивает перенос заряда от оболочки к аноду, участвуя в цикле электрохимических реакций, возвращающих его в прианодную область электролита. Его удаление из раствора осуществляется рекомбинацией с ионами аммония в парогазовой оболочке с последующей эвакуацией хлорида аммония из зоны нагрева.

4. Изменение pH электролита отражает процессы, связанные с накоплением в растворе ионов водорода, железа и удалением ионов аммония.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ганчар В.И., Згардан И.М., Дикусар А.И. Анодное растворение железа в процессе электролитного нагрева. // Электронная обработка материалов. № 4. 1994. С. 56–61.
2. Belkin P.N., Ganchar V.I., Davidov A.D., Dikusar A.I., Pasinkovskii E.A. Anodic Heating in Aqueous Solutions of Electrolytes and its Use for Treating Metal Surfaces // Surface Engineering and Appl. Electrochem. 1997. № 2. P. 1–15.
3. Белихов А.Б., Михайленко М.А. Исследование старения растворов электролита для анодного нагрева // Вестник Костромского государственного университета им. Н.А.Некрасова. 2004. № 2. С. 16–19.
4. Белкин П.Н. Электрохимико-термическая обработка металлов и сплавов. М.: Мир, 2005.
5. Дьяков И. Г., Шадрин С.Ю., Белкин П.Н. Особенности анодного нагрева при свободном движении электролита // Электронная обработка материалов. 2004. № 4. С. 9–14.
6. Васильев В.П. Аналитическая химия. В 2 кн. Кн.1. Титриметрические и гравиметрический методы анализа. М.: Дрофа, 2002.
7. Вода питьевая. Методы анализа / Шалаев В.Н. М.: Издательство стандартов, 1984.
8. Зайцев В.А., Сухотин А.М., Хорошайлов В.Г., Реснер Э. Высокотемпературная коррозия малоуглеродистой стали в условиях электроплазменной обработки // Электронная обработка материалов. 1983. № 5. С. 56–58.
9. Белкин П.Н., Белихов А.Б. Стационарная температура анода нагреваемого в водных электролитах // Инженерно-физический журнал. 2002. Т. 75. № 6. С. 19–22.

Поступила 12.12.05

После доработки 01.12.06

## Summary

The paper is devoted to exploration of change of composition of electrolytes at anodic electrolytic heating. Possible chemical reactions in an electrochemical system and the mechanism of their passing surveyed. Factors of ageing of electrolyte and the estimated time of efficiency are determined.

---

## ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРОРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДИСПЕРСНОЙ ФАЗЫ В ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОЙ КОМПОЗИЦИИ

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

### **Введение**

В области естествознания и техники в последнее время возникают задачи, связанные с изучением свойств неоднородных сред. Особенно большой интерес к этой проблеме появился в связи с формированием композиционных материалов и оптимизацией их характеристик. Значительную долю среди них составляют гальванические композиционные материалы, которые могут обладать разнообразными функциональными свойствами [1, 2]. Их структура, образованная чередующимися объемами веществ с различными свойствами на микроуровне, может существенно повлиять на значения функциональных свойств. Термин «микроуровень» употребляем, так как исследование проводится на уровне размеров этих объемов.

Таким образом, наличие показателей для описания микроструктуры композиционного материала позволяет значительно упростить и задачи функционального их формирования. Эти показатели могут предсказать свойства композиционного материала как в процессе его формирования, так и при рассмотрении задач формирования с заданными свойствами и с учетом их оптимизации.

Решение таких задач строится на основе формирования детерминированных моделей распределения наполнителя в матрице и его влияния на параметры структурных образований как наполнителя, так и самой матрицы. Одна из физических моделей представлена нами в работе [3]. Следует отметить, что максимальные значения функциональных свойств у гальванических композиций могут быть достигнуты, по крайней мере, при наличии определенных концентраций дисперсной фазы [3, 4] или расстояний между их частицами дисперсной фазы [5, 6]. Для поверхности, по-видимому, к этим двум параметрам можно также отнести и отношение поверхности дисперсной фазы  $S$  к поверхности  $S_L$ , в которой она вписана, то есть

$$\bar{S} = \frac{S}{S_L}. \quad (1)$$

Однако концентрация дисперсной фазы и величина  $\bar{S}$  неполно описывают характер распределения дисперсной фазы в осадке, как показывают опыты, и расстояние между ее частицами существенно варьирует как в объеме, так и на поверхности осадка [4, 6]. Поэтому применение на практике данных параметров достаточно сложно и малоэффективно, а другие простые характеристики неизвестны.

Таким образом, разработка эффективных параметров оценки электрохимических композиций на микроуровне и изложение методологии их определения в настоящее время представляются крайне необходимыми.

Для решения такой проблемы, видимо, следует, с учетом структурных особенностей поверхности и объема электрохимической композиции, создать их статистические модели. Анализ таких моделей позволит получить соотношения для расчета и оценки фактических и статистических структур.

В основе нашей модели [7] лежит допущение, что частицы имеют шаровидную форму, а их размеры (диаметры)  $d_i$  совпадают с отрезками, получаемыми в результате их пересечения с проводимой прямой линией. Кроме этого, каждая частица имеет объем  $V_{d_i}$ , а на поверхности осадка –

дискообразную форму с площадью  $s_i$ . Таким образом, в расчеты войдут частицы и конгломераты последних независимо от положения их центра.

Для описания формы распределения дисперсной фазы на поверхности или в объеме осадка частицы должны быть уплотнены, то есть соприкаться друг с другом. С этой целью частицы дисперсной фазы модельно можно нарастить металлом по окружности на величину  $l_i$  до взаимного их соприкосновения.

На поверхности наращенная частица с диаметром  $d = d_i + l_i$  будет занимать площадь

$$s_d = \frac{\pi d_i^2}{4} = \frac{\pi}{4} (d_i + l_i)^2 = s_i \left(1 + \frac{l_i}{d_i}\right)^2. \quad (2)$$

Если на отрезке  $L$  прямой линии поверхности расположены  $n$  частиц с диаметром  $d_i$ , то средний их диаметр составит

$$\bar{d} = \sum_{i=1}^n d_i / n, \quad (3)$$

а среднее расстояние между ними

$$\bar{l} = \left(L - \sum_{i=1}^n d_i\right) / n. \quad (4)$$

Для получения средней величины площади наращенной частицы заменим значения в выражении (1) на их средние из выражений (3) и (4):

$$\bar{s}_d = \frac{\pi}{4} \left[ \sum_{i=1}^n d_i / n + \left(L - \sum_{i=1}^n d_i\right) / n \right]^2 = \bar{s} \cdot \left(L_n / \sum_{i=1}^n d_i\right)^2, \quad (5)$$

где  $\bar{s}$  – средняя величина частицы дисперсной фазы.

Общая площадь наращенных  $n$  частиц на отрезке  $L_n$  прямой линии поверхности составит

$$\bar{S}_d = n \cdot \bar{s} \cdot \left(L_n / \sum_{i=1}^n d_i\right)^2. \quad (6)$$

Произведение  $n \cdot \bar{s}$  представляет собой не что иное, как общую площадь, занимаемую частицами без наращивания, поэтому ее можно обозначить индексом  $S$ , а выражение (6) представить в виде

$$\bar{S}_d = S \cdot \left(L_n / \sum_{i=1}^n d_i\right)^2. \quad (7)$$

Таким образом, один из эффективных параметров оценки распределения дисперсной фазы на поверхности осадка можно образовать из отношения поверхности, занимаемой наращенными частицами, и поверхности  $S_L$ , на которой они распределены  $\bar{S}_d$ , или

$$\bar{\bar{S}} = \frac{\bar{S}_d}{S_L} = \frac{S}{S_L} \cdot \left(L_n / \sum_{i=1}^n d_i\right)^2. \quad (8)$$

Параметр  $\bar{\bar{S}}$  описывает, по-видимому, плотность распределения частиц на поверхности композиции и может быть также выражен в процентах.

Другой эффективный параметр можно образовать из отношения поверхности  $S$ , занимаемой дисперсной фазой, и поверхности  $\bar{S}_d$ , занимаемой наращенными частицами, или

$$S_B = \frac{S}{\bar{S}_d} = S / S \cdot \left(L_n / \sum_{i=1}^n d_i\right)^2 = \left(\sum_{i=1}^n d_i / L_n\right)^2. \quad (9)$$

Параметр  $S_B$  описывает, по-видимому, степень заполнения поверхности частицами дисперсной фазы при заданной плотности их распределения  $\bar{\bar{S}}$  и также может быть выражен в процентах.



Рассмотрим случай, когда по двум выбранным декартовым координатам  $X$  и  $Y$  плотно располагаются  $n_x = L/d$  и  $n_y = L/d$  одинаковых частиц (см. рис. 1,а). Плотность распределения на поверхности частиц

$$\bar{S} = \left( n_x \cdot n_y \cdot \frac{\pi d^2}{4} \right) / L^2 = \left( \frac{L^2}{d^2} \cdot \frac{\pi d^2}{4} \right) / L^2 = \frac{\pi}{4}. \quad (10)$$

Так как при таком распределении каждая частица окружена четырьмя другими (см. рис. 1,а), присвоим показателю  $\bar{S}$  индекс 4, то есть

$$\bar{S}_4 = \pi/4 \approx 0,785. \quad (11)$$

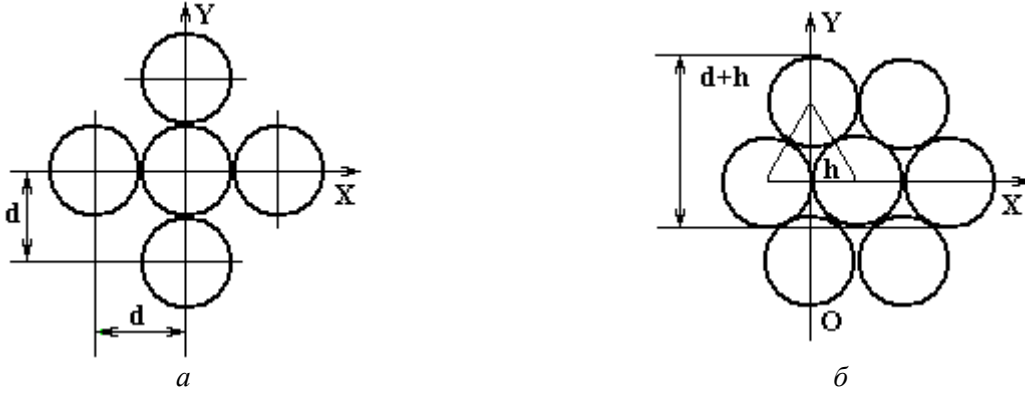


Рис. 1. Модель равномерного распределения одинаковых и дискообразных частиц на поверхности композиционного осадка в окружении четырех ближайших частиц (а) и шести (б)

Рассмотрим также случай, когда в направлении оси  $X$  расположены  $n_x = L/d$  частиц, а по оси  $Y$  (на расстоянии  $d+h$ , где  $h = d \frac{\sqrt{3}}{2}$ ) в виде трех соприкасающихся расположены  $n_y = \frac{2L}{d(1+\sqrt{3}/2)}$  частиц (см. рис. 1,б). Плотность распределения на поверхности частиц

$$\bar{S} = N_x \cdot N_y \cdot \frac{\pi d^2}{L^2 4} = \frac{L}{d} \cdot \frac{2L}{d(1+\sqrt{3}/2)} \cdot \frac{\pi d^2}{L^2 4} = \frac{\pi}{2+\sqrt{3}}. \quad (12)$$

Так как при таком распределении каждая частица окружена шестью другими (см. рис. 1,б), присвоим показателю  $\bar{S}$  индекс 6, то есть

$$\bar{S}_6 = \frac{\pi}{2+\sqrt{3}} \approx 0,842. \quad (13)$$

Если условно число ближайших частиц, окружающих одну частицу на поверхности, назвать поверхностным координационным числом и обозначить  $N_s$ , то линейную зависимость между  $N_s$  и плотностью их распределения на поверхности  $\bar{S}$  можно выявить по двум известным точкам (11) и (13) линейной интерполяцией системы уравнений типа

$$N_{s,i} = a\bar{S}_i + b \quad (14)$$

или

$$\begin{cases} 6 = 0,842a + b \\ 4 = 0,785a + b. \end{cases} \quad (15)$$

Решая систему уравнений (15) относительно коэффициентов  $a$  и  $b$ , получаем линейное выражение для поверхностного координационного числа:

$$N_s = 35,5\bar{S} - 23,9. \quad (16)$$

При замене в выражении (16)  $\bar{S}$  на выражение (8) получим

$$N_S = 35,5 \frac{S}{S_L} \left( \frac{L}{\sum d_e} \right)^2 - 23,9. \quad (17)$$

Таким образом, поверхностное координационное число  $N_S$  может быть еще одним эффективным параметром, который характеризует распределение дисперсной фазы на поверхности композиции.

Ранее в работе [6] нами было представлено выражение для оценки плотности упаковки (распределения) в объеме композиции частиц дисперсной фазы в виде

$$\bar{p}_V = p_V (1 + l / d_e)^3, \quad (18)$$

где  $\bar{p}_V$  – относительный объем частиц дисперсной фазы, модельно наращенной металлом до взаимного соприкосновения;  $p_V$  – объемная концентрация частиц дисперсной фазы в композиции;  $l$  – расстояние между частицами дисперсной фазы в объеме композиции;  $d_e$  – эквивалентный диаметр частиц дисперсной фазы.

Если в выражении (18) вместо фиксированных величин использовать их средние значения, (18) примет вид

$$\bar{p}_V = p_V \left( L_n / \sum_{i=1}^n d_i \right)^3, \quad (19)$$

где  $n$  – количество частиц, распределяемых на отрезке прямой  $L$  объема.

Таким образом, выражение (18) позволяет заменить более сложное выражение работы [6] и упростить линейное выражение для координационного числа, приведенного там же, на

$$N_k = 28 p_V \left( L_n / \sum_{i=1}^n d_i \right)^3 - 9. \quad (20)$$

Распределение частиц дисперсной фазы в объеме композиции также можно характеризовать, по-видимому, через отношение объемной концентрации  $p_V$  и плотности распределения  $\bar{p}_V$ , то есть

$$V_B = \frac{p_V}{\bar{p}_V} = p_V / p_V \left( L_n / \sum_{i=1}^n d_i \right)^3 = \left( \sum_{i=1}^n d_i / L_n \right)^3. \quad (21)$$

Показатель  $V_B$  представляет собой не что иное, как степень заполнения объема частицами дисперсной фазы при заданной плотности их распределения и может быть выражен в процентах.

Например, на рис. 2 представлено изображение поверхности железной композиции с частицами окиси алюминия зернистостью М2 и с концентрацией 3,3%.

Как видно из рис. 2, частицы распределены на поверхности композиции неравномерно, а также формируют конгломераты различной величины и плотности. Линии сетки, наложенные на изображение, пересекают частицы и их конгломераты в различных местах. Поэтому вместо суммы эквивалентных диаметров частиц, по-видимому, можно просуммировать участки частиц и конгломератов в местах пересечения с линиями сетки.

Исходя из представленных исходных данных и принятых допущений, мы получили:

- степень заполнения поверхности  $S_B = 0,146$ ;
- степень заполнения объема  $V_B = 0,056$ ;
- плотность распределения частиц в объеме  $\bar{p}_V = 0,683$ ;
- координационное число  $N_k = 10,1$ .

То есть данный композиционный осадок характеризуется высокими значениями плотности упаковки  $\bar{p}_V$  и координационного числа  $N_k$ . Кроме этого, по отношению к концентрации дисперсной фазы в композиции  $p_V$  степень заполнения частицами объема  $V_B$  почти удвоена, а поверхности  $S_B$  – утроена.

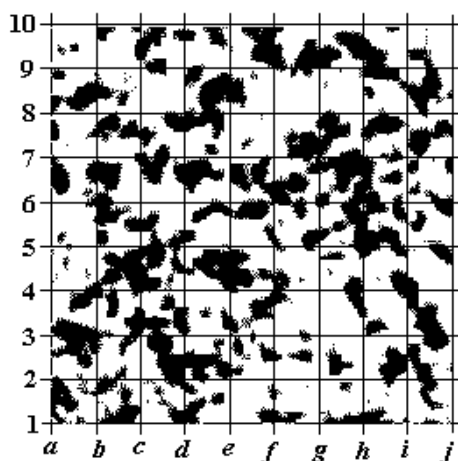


Рис. 2. Изображение поверхности железной композиции с частицами окиси алюминия зернистостью M2 и с концентрацией 3,3%

Таким образом, приведенные данные и изображение поверхности композиционного осадка позволили более полно описать распределение частиц дисперсной фазы в композиции, чем если бы применялись только концентрация и среднее расстояние между частицами.

#### Выводы

Электрохимическая композиция и распределение дисперсной фазы в ней могут быть охарактеризованы поверхностными и объемными относительными параметрами.

К поверхностным параметрам композиций можно отнести: долю поверхности, покрытой частицами дисперсной фазы  $\bar{S}$ ; плотность распределения частиц на поверхности композиции  $\bar{S}$ ; степень заполнения поверхности частицами дисперсной фазы  $S_B$  при заданной плотности их распределения  $\bar{S}$ ; поверхностное координационное число распределения частиц  $N_S$ .

Объемным параметрам композиций соответствуют: объемная концентрация дисперсной фазы  $p_V$ ; плотность упаковки частиц дисперсной фазы  $\bar{p}_V$ ; координационное число частиц дисперсной фазы  $N_k$ ; степень заполнения объема частицами дисперсной фазы  $V_B$  при заданной плотности их распределения  $\bar{p}_V$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Сайфуллин Р.С. Неорганические композиционные материалы. М.: Химия, 1983. 304 с.
2. Бородин И.Н. Упрочнение деталей композиционными покрытиями. М.: Машиностроение, 1982. 142 с.
3. Борзой Т.В. Износостойкость и оптимальный состав гальванических композиций // Электронная обработка материалов. 2005. № 4. С. 19–24.
4. Борзой Т.В. Структурная оценка электрохимических композиционных материалов // Электронная обработка материалов. № 5. 2005. С. 20–23.
5. Байкалов А. К., Сукенник И. Л. Алмазный правящий инструмент на гальванической связке. Киев: Наукова думка, 1976. 204 с.
6. Гурьянов Г.В. Электроосаждение износостойких композиций. Кишинев: Штиинца, 1985. 240 с.
7. Cerere de brevet. MD. Nr. dep. a 2004 0220, Cl. Int<sup>7</sup> G 01 N 3/56, Metodă de estimare a capacității de repartiție a electrolitului suspensie /Borțoi T.

Поступила 08.06.06

#### Summary

The approach of the description of distributions of a disperse phase in composite materials with use of simple superficial and volumetric relative parameters is investigated. It is shown, that for a composite surface and volume it is possible to define {determine} such parameters as: density of distribution (packing) and a degree of filling of a surface particles of a disperse phase, and also coordination number of structure of distribution.

А.И. Григорьев, С.О. Ширяева, Н.В. Воронина, Е.В. Егорова

## ОБ ОСЦИЛЛЯЦИЯХ И СПОНТАННОМ РАСПАДЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЖИДКИХ СТРУЙ

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

**1. Диспергирование жидкости.** Явлению неустойчивости заряженной поверхности жидкости и ее электродиспергированию посвящено большое количество публикаций в связи с многочисленными академическими, техническими и технологическими приложениями, например обзоры [1–12], в которых проанализировано состояние исследований в различных сферах использования обсуждаемого явления. Следует обратить внимание на широкое практическое использование феномена при получении порошков тугоплавких металлов, в химической технологии при распылении ядохимикатов и лакокрасочных материалов, горючего в реактивных двигателях в реактивной космической технике, электрокапельструйной печати, также связано с разработкой новых средств масс-спектрометрического анализа нелетучих и термически нестабильных жидкостей.

Несмотря на обилие теоретических и экспериментальных работ по изучению неустойчивости движущейся струи жидкости и дробления ее на отдельные капли, многое в физике происходящих процессов остается до сих пор невыясненным и по-прежнему привлекает внимание исследователей. Сказанное, в частности, относится к анализу устойчивости неосесимметричных мод осцилляций струи, и связано это с тем, что большая часть проведенных к настоящему времени исследований была направлена на получение потоков монодисперсных капель [9, 13–16]. Тем не менее феномен распада на капли неосесимметричных струй, выбрасываемых с вершин свободно падающих капель [17] и менисков жидкости на торцах капилляров [18–22], при реализации их неустойчивости по отношению к поверхностному заряду, давно известен. И только в последние годы было выполнено несколько работ по исследованию в линейном приближении устойчивости заряженных струй относительно произвольных неосесимметричных возмущений [23–25].

Наиболее интересные работы, выполненные в последнее время, ориентированы на исследование нелинейных эффектов, связанных с осцилляциями струй и дроблением их на капли (см., например, [26–41] и указанную там литературу). Однако лишь пять последних из перечисленных работ относятся к нелинейным осцилляциям заряженной струи, остальные рассматривают нелинейные проблемы осцилляций и дробления незаряженных струй, что тем не менее важно, поскольку многие проблемы нелинейной устойчивости заряженных и незаряженных струй одинаковы, и пока в этом вопросе исследователи находятся на стадии накопления экспериментальных и теоретических данных.

**2. Линейная устойчивость цилиндрической струи.** Впервые задача теоретического аналитического исследования устойчивости бесконечного цилиндрического столба жидкости под действием капиллярных сил была решена Рэлеем [42–43]. В своих работах он опирался на экспериментальные исследования Савара [44], в которых подробно изучена феноменология распадающейся струи, в частности показано, что длина не распадающейся части струи зависит от вида начального возмущения. Было установлено, что струя жидкости, подверженная синусоидальному осесимметричному возмущению с длиной волны, превышающей длину окружности, ограничивающей сечение струи, неустойчива по отношению к этому возмущению, сама же неустойчивость возникает в результате действия капиллярных сил, а виртуально возникшее возмущение нарастает с течением времени. Рэлей получил соотношение, связывающее скорость роста амплитуды волнового возмущения и его длину волны. Как оказалось, время от момента возникновения возмущения до момента распада

струи на капли, вычисленное при помощи линейной теории, неплохо согласовывалось с результатами опытов [42–46]. В рамках линейного по амплитуде возмущения теоретического анализа удалось выяснить, что коротковолновые возмущения ( $kR \gg 1$ ) на струе жидкости устойчивы и могут распространяться вдоль струи в виде капиллярных волн. Однако они быстро затухают под действием имеющейся в реальных условиях вязкости жидкости [45]. Длинноволновые же возмущения ( $kR < 1$ ) неустойчивы, и при всех длинах волн, удовлетворяющих условию  $kR < 1$ , реализуется капиллярная неустойчивость струи, сопровождающаяся разбиением последней на капли. Максимальным инкрементом обладают волны с длиной  $\lambda_{\max} \approx 9R$  ( $k_{\max} \approx 0,7/R$ ). Величина инкремента неустойчивости при этом равна  $\alpha_{\max} = 0,97(\sigma/8\rho R^3)^{1/2}$ . В итоге характерный размер капель, на которые распадается струя, определяется соотношением  $D_* = 1,145D^{2/3}\lambda_{\max}^{1/3}$ . Подход Рэлея был распространен на случай вязкой жидкости в работах [45]. Выяснилось, что вязкость оказывает стабилизирующее действие на распад струи, а вязкая диссипация внутри струи и вязкое трение на ее поверхности при истечении из насадка генератора приводят к изменению профиля скорости и возрастанию времени релаксации. Указанные явления совместно с более низким значением коэффициента поверхностного натяжения существенно увеличивают длину нераспавшейся части.

Рассмотренная картина развития капиллярной неустойчивости, основанная на линейной теории осцилляций и распада струи, несмотря на успешное объяснение многих экспериментальных фактов, не является исчерпывающей и должна быть обобщена с учетом внутренних течений в струе, эффектов релаксации вязкости, заряда и коэффициента поверхностного натяжения, а также с учетом реальной нелинейности феномена. Кроме того, среди необходимых обобщений следует указать и на полуограниченность реальных струй [37, 47–52]. Для истолкования расхождений теории и экспериментальных данных было предложено несколько гипотез: динамическое воздействие окружающего воздуха на осесимметричные возмущения струи, увеличивающие давление в сужениях и уменьшение – на выпуклостях струи, что приводит к более быстрому росту возмущений [45–46, 53]; влияние вязкости окружающего воздуха [54]; изменение механизма распада струи – переход от осесимметричных возмущений к изгибным (изгибается ось струи) [55–56]; переход к турбулентному режиму течения в струе [57–58]; влияние релаксации начального профиля скорости в струе [5].

Но наиболее важным в контексте данного обзора является исследование устойчивости струй по отношению к собственному или индуцированному электрическим зарядам, проведенное экспериментальными и теоретическими средствами в [18–19, 59–72].

**3. Заряженные струи.** Еще на заре исследования электрических явлений Вильям Гилберт заметил, что капля воды на сухой подложке приобретает коническую (вершиной вверх) форму, если над ней на небольшом расстоянии поместить наэлектризованный кусок янтаря [72]. Как было показано уже в наше время [73], при этом на свободной поверхности капельки появляется индуцированный электрический заряд и капля претерпевает неустойчивость: она деформируется к вытянутому сфероиду, на ее вершине формируется эмитирующий выступ, названный «конусом Тейлора», с вершины которого выбрасывается тоненькая струйка воды, распадающаяся на отдельные капельки. По видимому, первые наблюдения эмиссии струек жидкости, распадающихся на отдельные капельки, при электризации свободной поверхности жидкости связаны с работами одного из первых исследователей электрических явлений аббата Ж. Нолле в середине восемнадцатого века [74]: он заметил, что если человека поместить на изолирующую подставку и подвергнуть электризации (с помощью созданного О. Герике прообраза электрофорной машины), то из ранок и порезов на коже человека начинают бить очень тонкие струйки крови, распадающиеся на отдельные капли.

Систематические исследования феномена электризации менисков жидкости на торце капилляра, по которому жидкость подается в разрядную систему, сопровождающегося выбросом заряженных струй, распадающихся на отдельные капли, начались лишь в начале двадцатого века и связаны с именем Дж. Зелени [75–77], который детально исследовал закономерности эмиссии капель и струй жидкости при электризации ее свободной поверхности. В связи с многообразием академических, технических и технологических приложений феномена электродиспергирования жидкости эксперименты с ним были продолжены [3, 17, 19, 21–22, 78–102]. При этом было обнаружено около десятка различных режимов электродиспергирования жидкости, приведенных в систему в работах [103–104]. Но для проводимого рассмотрения важно, что во всех этих работах имел место выброс с заряженной поверхности жидкости заряженных же струй последней, распадающихся на отдельные капли. Следует отметить, что в последние двадцать лет регулярно проводятся международные симпозиумы по электродиспергированию жидкости, собирающие сотни докладов, посвященных этому феномену. И

хотя подавляющее большинство докладываемых работ носят экспериментальный характер и посвящены в основном особенностям электродиспергирования конкретных жидкостей в конкретных установках и устройствах, тем не менее общее количество публикаций по обсуждаемой теме исчисляется тысячами, и насущной проблемой является построение общей теории электродиспергирования (дробления заряженной струи на капли) с учетом реальных физико-химических характеристик жидкостей и многообразия релаксационных эффектов.

В проведенных экспериментах выяснилось, что форма струй, выбрасываемых со свободной поверхности заряженных капель или наэлектризованных менисков жидкости на вершинах капилляров (по ним жидкость подается в разрядную систему), отличается от цилиндрической, для которой на сегодняшний день выполнены все известные теоретические исследования устойчивости и осцилляций струй как линейного, так и нелинейного приближения. Форма струй, выбрасываемых неустойчивыми каплями и менисками жидкости, неоднократно исследовалась теоретически с различной степенью строгости (см., например, [105–113] и указанную там литературу). Так, в частности, для объемно заряженной осесимметричной струи диэлектрической жидкости в [109] получена следующая зависимость радиуса струи от продольной координаты  $x$ :

$$r(x) = \sqrt{w} \sqrt{x} \cdot \sqrt{\sqrt{1 + \frac{1}{w^2 x}} - 1}; \quad w = \sqrt{\frac{1}{4q} + \frac{4}{Re}}; \quad q = \frac{\rho M^2}{2\pi^2 \gamma E a^5},$$

где  $Re$  – число Рейнольдса;  $\rho$  – массовая плотность жидкости;  $\gamma$  – объемная плотность электрического заряда;  $M$  – объемный расход жидкости;  $E$  – напряженность внешнего электростатического поля, параллельного оси симметрии струи;  $a$  – начальный радиус. Качественно сходные закономерности изменения радиуса струи по мере удаления ее от места образования наблюдаются и для электропроводных жидкостей. В [114] для объемно заряженной струи диэлектрической жидкости (жидкого водорода) исследовалось влияние объемного заряда струи конечной длины на скорость движения ее торца.

Кроме сказанного выше, в перечисленных экспериментах выяснилось, что: длина утоньшающейся с удалением от торца капилляра нераспавшейся части струи является функцией величины заряда, приходящегося на единицу длины струи. Свободный же (незакрепленный) конец струи, вытекающей из сопла, с ростом величины заряда на единицу длины струи начинает совершать хлыстообразное движение, а с его торца отрываются дочерние капельки. Хлыстообразное движение свободного конца струи указывает как на реализацию изгибной неустойчивости струи, так и на ее неустойчивость по отношению к вращению относительно исходной оси симметрии. Вращение относительно оси симметрии струи, эмитированной неустойчивой заряженной поверхностью жидкости, проще всего объясняется одновременным возбуждением двух или нескольких одинаковых мод при наличии между ними сдвига по фазе. Отметим, что в отличие от прагматически обусловленного вынужденного капиллярного распада струй [9] с контролируемыми граничными и начальными условиями обсуждаемая в контексте проводимого исследования спонтанная неустойчивость струй (с последующим распадом на капли) характеризуется полной свободой в задании начальных и граничных условий и ничто не препятствует возбуждению на торце капилляра нескольких одинаковых мод с различными начальными фазами. Изгибная же неустойчивость струй нуждается в отдельном исследовании.

В связи со сказанным теоретическое и экспериментальное исследования закономерностей распада заряженных струй на капли представляют значительный интерес (особенно если принять во внимание многообразные приложения феномена в практике) и неоднократно проводились на разном уровне строгости и общности [115–136].

Первым устойчивостью поверхностно однородно заряженного столба идеальной жидкости по отношению к осесимметричным осцилляциям исследовал Рэлей [42], получивший дисперсионное уравнение для случая длинных волн (когда длина волны много больше радиуса столба жидкости) в виде

$$\omega^2 = \frac{n(n-1)\sigma}{\rho a^3} \left\{ (n+1) - \frac{2Q^2}{\pi\sigma a} \right\},$$

где  $Q$  – заряд столба, приходящийся на единицу длины;  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения;  $a$  – радиус;  $\omega$  – частота осцилляций;  $\rho$  – плотность жидкости;  $n$  – номер моды.

Через несколько лет А.В. Бассетт, исследуя варикозную неустойчивость заряженной струи, имеющей форму  $r = a + \zeta \cdot \cos(kx) \cdot \exp(i\omega t)$ , вывел дисперсионное уравнение для осцилляций основной моды поверхностно заряженной струи маловязкой жидкости с произвольной длиной волны (с волновым числом  $k$ ) в виде

$$\omega^2 = \frac{\sigma}{\rho a^3} \frac{ka \cdot I_1(ka)}{I_0(ka)} \{(1 - k^2 a^2) - \frac{Q^2}{4\pi\sigma a} [1 + \frac{ka \cdot K_1(ka)}{K_0(ka)}]\}.$$

Бассет указал, что наличие заряда на струе приводит к ее стабилизации. В соответствии с анализом Рэля на незаряженной струе неустойчивы волны с волновыми числами  $k > a^{-1}$ . Согласно же результатам Бассета на заряженной струе неустойчивы волны с меньшими волновыми числами  $k^2 a^2 \geq \{1 - \frac{Q^2}{4\pi\sigma a} [1 + \frac{ka \cdot K_1(ka)}{K_0(ka)}]\}$  или с большими длинами волн. Выяснилось, что длина нераспадающейся части струи за срезом сопла, из которого она вытекает, с ростом поверхностной плотности заряда увеличивается.

Тейлор [72] исправил численный коэффициент в выражении, полученном Бассетом, записав дисперсионное уравнение в виде:

$$\omega^2 = \frac{\sigma}{\rho a^3} \frac{ka \cdot I_1(ka)}{I_0(ka)} \{(1 - k^2 a^2) - \frac{Q^2}{\pi\sigma a} [1 + \frac{ka \cdot K_1(ka)}{K_0(ka)}]\}.$$

Тейлор же в [72] исследовал изгибную неустойчивость струи, отталкиваясь от известного по экспериментальным исследованиям факта, что при достаточно большой плотности заряда на струе ее конец начинает совершать хлыстообразное движение, распадаясь при этом на отдельные капельки. Тейлор выписал форму струи в виде  $r = a + \zeta \cdot \cos(kx) \cdot \cos(\varphi) \cdot \exp(i\omega t)$ , где  $\varphi$  – азимутальный угол, и получил дисперсионное уравнение для изгибной неустойчивости струи:

$$\omega^2 = -\frac{\sigma}{\rho a^3} \frac{I_1'(ka)}{I_1(ka)} \{k^2 a^2 + \frac{Q^2}{\pi\sigma a} [1 + \frac{K_1'(ka)}{K_1(ka)}]\}.$$

Условие нейтрального равновесия струи по отношению к изгибной неустойчивости отсюда получается в виде

$$\frac{Q^2}{\pi\sigma a} = \frac{ka \cdot K_1(ka)}{K_0(ka)}.$$

В работе [69] исследовано влияние вязкости и электрического поля на характер устойчивости капиллярных струй, рассмотрены неосесимметричные возмущения струи, сделана попытка прояснить непонятные моменты (в которых имеет место рассогласование теории и эксперимента) линейной теории. Описаны два вида неустойчивостей, вызываемых поверхностным натяжением и силой Кулона. Полученное дисперсионное уравнение и выражение для скорости распада струи проанализированы в предельных случаях малой и большой вязкости и численно изучены в промежуточной области. Кроме того, в [69] описаны новые типы мод, которые приводят к вращательному движению струи.

Экспериментальные исследования электродиспергирования жидкости с заряженной поверхности последней (см., например, [59, 60–62, 66–71, 114, 134–136]) свидетельствуют о возможности возбуждения неосесимметричных мод заряженных струй, но в теоретическом отношении этот вопрос исследован пока недостаточно полно, хотя из феноменологии [72, 74–102] с очевидностью следует, что реализация неустойчивости именно этих мод в существенной степени ответственна как за хлыстообразное движение струй, так и за полидисперсный характер их распада на капли. В [70] было приведено дисперсионное уравнение для неосесимметричных волн на заряженной поверхности струи, но без вывода и с ошибкой, поскольку слагаемое, содержащее поверхностный заряд, обращается в ноль для длинных осесимметричных волн, и получается, что наличие на струе электрического заряда не влияет на их устойчивость. В [118–120, 125] говорится о теоретическом исследовании устойчивости мод с  $m=1$  и  $m=2$ . Мода с  $m=2$  называется «Боровской» и согласно утверждению [118–120, 125] ее возбуждение приводит к продольному расщеплению струи на две дочерние струи, как это зафиксировано в экспериментах [128]. Такое утверждение повторяется в [111–113] и вызывает недоумение, поскольку продольное расщепление неосесимметричной струи, периодически изменяющей свою форму по азимутальному углу, должно проходить с нарушением начальной винтовой симметрии, и, следовательно, возможность ее реализации сомнительна.

Дисперсионные уравнения для различным образом заряженных струй электропроводных и диэлектрических жидкостей получались с различным успехом и с различными погрешностями в теоретических работах, выполненных в линейном приближении по амплитуде осцилляций [23–25, 42–46, 59–63, 115–127]. В теоретических работах [130–133] рассмотрены конкретные вопросы расчета характеристик струй, эмитируемых с конуса Тейлора.

Детальный теоретический анализ закономерностей осцилляций и величин инкрементов неустойчивости неосесимметричных мод заряженных электропроводных и диэлектрических струй проведен в [23–25] в связи с возможностью приложения результатов к истолкованию закономерностей спонтанного распада струй. Выяснилось, что инкременты неустойчивости неосесимметричных волн в маловязких струях электропроводных жидкостей при больших плотностях поверхностного заряда сравниваются с инкрементами неустойчивости осесимметричных волн, а в сильновязких струях существенно их превышают [23–24]. Это обстоятельство вместе с фактом утоньшения формы струи по мере удаления ее от места формирования позволяет предположить, что при спонтанном капиллярном распаде заряженных струй на капли важную роль в формировании спектра распределения последних по размерам должна играть неустойчивость неосесимметричных мод капиллярных осцилляций струи.

Для объемно заряженных струй диэлектрических жидкостей [25] величины инкрементов неустойчивости неосесимметричных мод снижаются при уменьшении диэлектрической проницаемости жидкости, причем этот эффект сказывается тем сильнее, чем меньше азимутальное число  $m$  (чем меньше степень несимметричности), и достигают минимума для осесимметричных мод. Это обстоятельство приводит к тому, что для диэлектрических жидкостей с малыми диэлектрическими проницаемостями инкременты неустойчивости неосесимметричных мод могут при прочих равных условиях превышать инкременты неустойчивости осесимметричных мод, что существенно скажется на закономерностях дробления струи на капли.

В работах [62, 114–120] предполагалось исследовать влияние эффекта релаксации электрического заряда (влияние конечности скорости выравнивания электрического потенциала струи или, иначе говоря, влияние конечности скорости переноса заряда в реальной жидкости) на струе на ее устойчивость, но во всех перечисленных работах неверно выписано уравнение баланса поверхностного заряда (отсутствует слагаемое, связанное с кривизной поверхности струи), и, следовательно, неверны и полученные результаты, на что и было указано в [129]. Только в последнее время авторами настоящей работы было получено корректное дисперсионное уравнение, учитывающее эффект релаксации заряда:

$$\begin{aligned}
& -2k^2 \cdot \left\{ \nu G_m(k) \left[ w(1 + sM_{mk} - \alpha)(m^4 - l^4) + \nu 2s\alpha(m^4 + l^4) \right] + \right. \\
& + m^2 \left[ \nu (fG_m(k) + 2w(k^2 - l^2)(1 - \alpha)) + s^2(wM_{mk} - \alpha\nu) + \right. \\
& + sw(1 - \alpha + 2\nu(k^2 - l^2)M_{mk}) + \nu s[(f - \alpha\beta)G_m(k)M_{mk} - \\
& \quad \left. \left. - \nu 2\alpha(G_m(k)(1 - 2l^2) + k^2 - l^2)] \right] \right\} + \\
& + l^2 G_m(l) \cdot \left\{ 2\nu \left[ w(1 + sM_{mk} - \alpha)(m^4 - k^4) + 2\nu s\alpha(m^4 + k^4) \right] + \right. \\
& + \nu l^2 \left[ fG_m(k)(1 + sM_{mk}) + s\alpha(s - G_m(k)(2\nu + \beta M_{mk})) \right] + \\
& + m^2 \left[ -s\alpha w + (2\nu f + sw)(1 + sM_{mk}) + 2\nu s\alpha(s - \beta M_{mk} + \nu(l^2 - 2)) \right] + \\
& + k^2 \left[ -\nu fG_m(k)(1 + sM_{mk}) - 4\nu wG_m(k)(1 - \alpha) + s^2(\nu\alpha - wM_{mk}) - \right. \\
& \left. - sw(1 - \alpha + 4\nu G_m(k)M_{mk}) + \nu s\alpha(\beta G_m(k)M_{mk} + 2\nu(l^2 + 3m^2 + 5G_m(k))) \right] \left. \right\} + \\
& + 2G_m^2(l) \cdot \left\{ 2\nu k^4 \left[ w(1 + sM_{mk} - \alpha) - \nu s\alpha \right] - \nu l^2 \left[ fG_m(k)(1 + sM_{mk}) + \right. \right. \\
& + s\alpha(s - G_m(k)(2\nu + \beta M_{mk})) + m^2(2\nu s\alpha + w(1 + sM_{mk} - \alpha)) \left. \right] + \\
& + k^2 \left[ \nu fG_m(k)(1 + sM_{mk}) - \nu w m^2 G_m(k)(1 - \alpha) + s^2(\nu\alpha - wM_{mk}) + \right. \\
& \quad \left. + sw(1 - \alpha + \nu m^2 G_m(k)M_{mk}) - \right. \\
& \quad \left. \left. - \nu s\alpha(\beta G_m(k)M_{mk} + 2\nu[l^2 + (1 - m^2)G_m(k)] \right] \right\} = 0; \\
& \alpha = \alpha(s, \sigma, \varepsilon_d, w, m, k) \equiv \Lambda_{mk} M_{mk}; \quad \beta = \beta(w, m, k) \equiv k^2 + m^2 - 1 + w; \\
& f_{mk} = f_{mk}(s, \sigma, \varepsilon_d, w) = wH_m(k) + \alpha\beta; \quad l^2 \equiv k^2 + s/\nu; \\
& M_{mk} = M_{mk}(s, \sigma, \varepsilon_d, w) \equiv 2\sqrt{\pi w} \left[ s - 2\sqrt{\pi w} G_m(k) (4\pi\sigma + \varepsilon_d s) \right]^{-1};
\end{aligned}$$



$$\Lambda_{mk} = \Lambda_{mk}(s, \sigma, \varepsilon_d, w) \equiv sH_m(k) - G_m(k)(4\pi\sigma + \varepsilon_d s); \quad w \equiv 4\pi\alpha_0^2;$$

$$G_m(x) \equiv xI_m'(x)/I_m(x); \quad H_m(x) \equiv xK_m'(x)/K_m(x).$$

$k$  и  $m$  – волновое и азимутальное числа;  $I_m(x)$ ,  $K_m(x)$  – модифицированные функции Бесселя первого и второго рода;  $R$  – радиус струи;  $\rho$  – массовая плотность;  $\nu$  – коэффициент кинематической вязкости;  $\gamma$  – коэффициент поверхностного натяжения;  $\sigma$  – удельная электропроводность;  $\varepsilon_d$  – диэлектрическая проницаемость;  $\alpha_0$  – поверхностная плотность электрического заряда на струе.

Анализ дисперсионного уравнения показал, что влияние эффекта релаксации заряда заметно только в случае больших вязкостей жидкости. Движения жидкости, связанные с перераспределением заряда по поверхности струи при ее осцилляциях, имеют аperiодический (затухающий) характер и приводят к более быстрому рассеиванию механической энергии осцилляций или, иначе говоря, к более быстрому затуханию волн на струе. Обсуждаемый эффект зависит от волнового и азимутального чисел и по-разному проявляется для волн с различной степенью асимметрии и для жидкостей с различными физико-химическими свойствами и может способствовать умножению количества наблюдаемых режимов электродиспергирования.

**3. Нелинейные осцилляции струй.** Как отмечалось выше, большая часть теоретических нелинейных исследований осцилляций и устойчивости струй проведена для незаряженных струй. Кроме вышеупомянутой работы [37], выполненной численными методами, лишь в [71, 137] рассматривается неустойчивость заряженных струй идеальной жидкости, также выполненных численными методами.

Не будем останавливаться на обсуждении теоретических работ по нелинейным осцилляциям и дроблению струй, выполненных численными методами, обладающими стандартными ограничениями общности проведенных рассмотрений [33–37, 50–51, 71, 137]. Познакомиться с используемой регулярной процедурой аналитического асимптотического нелинейного анализа устойчивости заряженной струи можно на конкретном примере – на вполне корректных (содержащих детальный разбор процедуры аналитического счета) работах [38–39, 41], выполненных во втором порядке малости по отношению амплитуды осцилляций к радиусу струи. В этих работах выяснилось, что решение задачи о расчете нелинейных осцилляций заряженной струи уже во втором порядке малости по амплитуде деформации невозмущенной цилиндрической струи позволяет обнаружить вырожденное резонансное взаимодействие волны, определяющей начальную виртуальную одномодовую деформацию, с волной, появляющейся вследствие нелинейности уравнений гидродинамики и имеющей вдвое большее волновое число. Положение резонансных ситуаций зависит от величины волнового числа и поверхностной плотности электрического заряда на струе. В частности, осесимметричная мода может взаимодействовать с модой, ответственной за закручивание струи ( $m=1$ ). При нелинейном резонансном взаимодействии волн на заряженной струе энергия всегда перекачивается от более длинных волн к более коротким, независимо от симметрии взаимодействующих волн. Из начально возбужденной моды с  $m=1$  энергия может перекачиваться как в осесимметричную моду с вдвое большим волновым числом, так и в неосесимметричную с  $m=2$  также с вдвое большим волновым числом. Вовлечение в нелинейное резонансное взаимодействие мод с  $m \geq 2$  возможно лишь при значительных плотностях поверхностного заряда на струе. Последнее условие может выполняться для тонкого конца электропроводной струи, выброшенной заряженной поверхностью жидкости, имеющей постоянный потенциал поверхности и, следовательно, неоднородное распределение поверхностного заряда, плотность которого будет увеличиваться с утоньшением струи. В итоге закономерности перераспределения энергии нелинейной волны за счет нелинейного резонансного взаимодействия будут различны для начального и конечного участков струи, что в свою очередь приведет к различию условий дробления струи на разных ее участках. При многомодовой начальной деформации общие закономерности реализации нелинейного волнового движения на струе остаются прежними, но кроме вырожденных резонансов появляются и вторичные комбинационные. Энергия теперь переносится и от высоких мод к низким, и появляются условия для реализации распадной неустойчивости.

Отличительной особенностью аналитических асимптотических расчетов нелинейных осцилляций струи является их математическая громоздкость, примером чего может служить результат расчета формы образующей нелинейно-осциллирующей струи (когда начальная деформация равновесной цилиндрической формы задается в виде неосесимметричной моды), проведенного авторами настоящей статьи в третьем порядке малости:

$$r(\varphi, z, t) = 1 + \varepsilon \cdot \cos(m\varphi) \cos(\theta - \varepsilon^2 gt) -$$

$$\begin{aligned}
& -0,25 \cdot \varepsilon^2 [0,5 - (a_1 \cos(2m\varphi) + a_2) \cos(2\theta) - a_3 \cos(2m\varphi)] + \\
& + (\varepsilon^3/16) \{ [\alpha_1 \cos(3m\varphi) + \alpha_2 \cos(m\varphi)] \cos(3\theta) + \alpha_3 \cos(3m\varphi) \cos(\theta) \}; \\
& g \equiv \frac{G_m}{2\omega_m} \left\{ \left( \frac{\omega_m}{G_m} \Gamma + \Upsilon + \chi \cdot H_m \cdot \Lambda \right) + \left( \frac{\omega_m}{G_m} \Gamma_0 + \Upsilon_0 + \chi \cdot H_m \cdot \Lambda_0 \right) \right\}; \\
\Gamma &= b_1 \cdot I_{2m}(2k) (2k^2 + 2m^2 - G_{2m}(2k)) + a_1 \cdot \omega (k^2 + m^2 + G_m(k)) / G_m(k) + \\
& + \omega [k^2 + 7m^2 - (3k^2 + 3m^2 + 2)G_m(k)] / 2G_m(k); \\
\Gamma_0 &= 2b_2 \cdot I_0(2k) (2k^2 - G_0(2k)) + 2a_2 \cdot \omega (k^2 - m^2 + G_m(k)) / G_m(k) + \\
& + \omega [k^2 - m^2 - (3k^2 - m^2 + 2)G_m(k)] / G_m(k); \\
\Upsilon &= a_1 \cdot [-\omega^2 - 2k^2 - 8m^2 + 2 + w(k^2 + m^2 - 3 - 2H_m(k))] + 1,5\omega^2 + \\
& + b_1 \cdot \omega I_{2m}(2k) [2(k^2 + m^2) / G_m(k) - G_{2m}(2k)] + d_1 \cdot \chi K_{2m}(2k) [2k^2 + \\
& + 2m^2 - (2 + H_m(k)) \cdot H_{2m}(2k)] + \omega_m^2(k) [5(k^2 + m^2)G_m(k) - 6m^2] / 2G_m^2(k) + \\
& + 0,5w [18 - 7k^2 - 11m^2 + (-3k^2 - 3m^2 + 22 + 6H_m(k)) \cdot H_m(k)] - \\
& - 5 + 0,5k^2 + 9,5m^2 - 3k^2m^2 - 1,5(k^4 + m^4); \quad w \equiv 4\pi\chi^2; \\
\Upsilon_0 &= 2(a_2 + a_3) [-\omega^2 + 2 + w(k^2 + m^2 - 3 - 2H_m(k))] - 4a_2(k^2 + m^2) - \\
& - a_3 16m^2 + 2\omega^2 + 2b_2 \cdot \omega I_0(2k) [2k^2 / G_m(k) - G_0(2k)] + \\
& + d_2 \cdot 2\chi K_0(2k) [2k^2 - (2 + H_m(k))H_0(2k)] + d_3 \cdot 4\chi m(m + 2 + H_m(k)) + \\
& + \omega_m^2(k) [(5k^2 - 3m^2)G_m(k) + 2m^2] / G_m^2(k) - 8 + k^2 - 17m^2 + 2k^2m^2 + \\
& + w [15 - 8k^2 - 12m^2 - (4k^2 + 4m^2 - 20 - 6H_m(k)) \cdot H_m(k)] - 3(k^4 + m^4); \\
& \omega_m^2(k) = G_m(k) \cdot [k^2 + m^2 - 1 + 4\pi\chi^2(1 + H_m(k))]; \\
\Lambda &= -4\pi\chi a_1(1 + H_m(k)) + 2\pi\chi [4 - k^2 - m^2 + 5H_m(k)] - d_1 2k \cdot K'_{2m}(2k); \\
\Lambda_0 &= -8\pi\chi(a_2 + a_3)(1 + H_m(k)) + 4\pi\chi [3 - 2k^2 - 2m^2 + 4H_m(k)] - \\
& - d_2 4k \cdot K'_0(2k) + d_3 \cdot 4m; \quad a_1 \equiv M_1/N_1; \quad a_2 \equiv M_2/N_2; \\
& a_3 \equiv (Y_3 - 2m\chi L) / [(1 - 2m)(1 + 2m - w)]; \\
M_1 &= G_{2m}(2k) \cdot [Y_1 + \chi L \cdot H_{2m}(2k)] + 2\omega_m(k) \cdot X_1; \\
N_1 &= 4\omega_m^2(k) - \omega_{2m}^2(2k); \quad M_2 = G_0(2k) \cdot [Y_2 + \chi L \cdot H_0(2k)] + 2\omega_m(k) \cdot X_2; \\
N_2 &= 4\omega_m^2(k) - \omega_0^2(2k); \quad X_1 = \omega_m(k) [2(k^2 + m^2) - G_m(k)] / G_m(k); \\
X_2 &= \omega_m(k) [2k^2 - G_m(k)] / G_m(k); \quad L = -2\pi\chi [1 + 2H_m(k)]; \\
Y_1 &= 1 + 0,5(k^2 - 5m^2) + \omega_m^2(k) [k^2 + m^2 - 3G_m^2(k)] / 2G_m^2(k) + \\
& + 0,5w [3k^2 + 3m^2 - 3 - 4H_m(k) - H_m^2(k)]; \\
Y_2 &= 1 + 0,5(k^2 - 3m^2) + \omega_m^2(k) [k^2 - m^2 - 3G_m^2(k)] / 2G_m^2(k) + \\
& + 0,5w [3k^2 + m^2 - 3 - 4H_m(k) - H_m^2(k)]; \\
Y_3 &= 1 - 0,5(k^2 + 5m^2) + \omega_m^2(k) [k^2 - m^2 - G_m^2(k)] / 2G_m^2(k) + \\
& + 0,5w [k^2 + 3m^2 - 3 - 4H_m(k) - H_m^2(k)];
\end{aligned}$$

$$\alpha_i = \left[ \omega_i \Gamma_i + G_{m_i}(k_i) \cdot (\Upsilon_i + \chi \cdot \Lambda_i H_{m_i}(k_i)) \right] / \left[ \omega_i^2 - (\omega_{m_i}(k_i))^2 \right];$$

$$b_1 \equiv \frac{1}{2k \cdot I'_{2m}(2k)} (2\omega \cdot a_1 - X_1); \quad b_2 \equiv \frac{1}{4k \cdot I'_0(2k)} \cdot (4\omega \cdot a_2 - X_2);$$

$$d_1 \equiv (4\pi\chi \cdot a_1 + L) / K_{2m}(2k); \quad d_2 \equiv (4\pi\chi \cdot a_2 + 0,5 \cdot L) / K_0(2k);$$

$$d_3 \equiv 4\pi\chi \cdot a_3 + 0,5 \cdot L.$$

Кроме появления слагаемых третьего порядка малости, мало сказывающихся на рельефе струи, наиболее интересным результатом проведенного расчета по сравнению с ранее проведенными в [38–41] расчетами второго порядка малости, является появление нелинейной поправки к частоте волны  $\varepsilon^2 g$ , наличие которой приводит к изменению критических условий (критической длины волны и величины поверхностной плотности электрического заряда) реализации неустойчивости струи. Коэффициент  $g$  в зависимости от волнового числа, поверхностной плотности электрического заряда и азимутального числа  $m$  может быть как отрицательным, так и положительным, что означает возможность смещения критических условий реализации неустойчивости для волн с различной асимметрией в различных направлениях: в сторону либо их увеличения, либо уменьшения.

Следует также отметить, что все аналитические исследования нелинейных осцилляций струй как незаряженных, так и заряженных, проведены для модели идеальной жидкости, что существенно ограничивает возможность практического использования полученных результатов. Поэтому представляется необходимым проанализировать нелинейные осцилляции струи вязкой жидкости, для нелинейных волн на поверхности жидкости и для нелинейных осцилляций капли такие обобщения в последние годы проведены [138–140].

**4. Заключение.** Подводя итог вышесказанному, отметим, что, несмотря на обилие исследований по устойчивости и дроблению незаряженных струй, устойчивость и распад заряженных струй жидкости, спонтанно формирующихся при реализации неустойчивости заряженной поверхности жидкости, до сих пор слабо изучены, но тем не менее в связи с многообразием практических приложений им посвящено множество экспериментальных работ. Представляется необходимым провести теоретическое аналитическое исследование нелинейных неосесимметричных осцилляций заряженных струй вязких жидкостей, что позволит приблизиться к построению теоретической классификации наблюдаемых в экспериментах режимов электродиспергирования жидкости.

**Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №05-08-01147-а и №06-01-00066-а.**

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Baily A.G.* Electrostatic atomization of liquids (review) // *Sci. Prog., Oxf.* 1974. V.61. P. 555–581.
2. *Коженков В.И., Фукс Н.А.* Электродинамическое распыление жидкости (обзор) // *Успехи химии.* 1976. Т. 45. № 12. С. 2274–2284.
3. *Бураев Т.К., Верещагин И.П., Пашин Н.М.* Исследование процесса распыления жидкостей в электрическом поле // *Сб. Сильные электрические поля в технологических процессах.* М.: Энергия. 1979. № 3. С. 87–105.
4. *Габович М. Д.* Жидкометаллические источники ионов (обзор) // *УФН.* 1983. Т. 140. № 1. С. 137–151.
5. *Ентов В.М., Ярин А.Л.* Динамика свободных струй и пленок вязких и реологически сложных жидкостей // *ВИНИТИ. Итоги науки и техники. Сер. "Механика жидкости и газа".* 1984. Т. 17. С. 112–197.
6. *Дудников В.Г., Шабалин А.Л.* Электродинамические источники ионных пучков (обзор) // *Препринт 87-63 ИЯФ СО АН СССР.* Новосибирск, 1987. 66 с.
7. *Fenn J.B., Mann M., Meng C.K. et al.* Electrospray ionization for mass spectrometry of large biomolecules (review) // *Science.* 1989. V. 246. № 4926. P. 64–71.
8. *Григорьев А.И.* Неустойчивости заряженных капель в электрических полях (обзор) // *Электронная обработка материалов.* 1990. № 6. С. 23–32.
9. *Монодиспергирование вещества: принципы и применение* // *Е.В. Аметистов, В.В. Блаженков, А.К. Городков и др.: Под ред. В.А. Григорьева.* М.: Энергоатомиздат, 1991. 336 с.
10. *Ширяева С.О., Григорьев А.И., Святченко А.А.* Классификация режимов работы электродинамических источников жидко-капельных пучков (обзор) // *Препринт ИМРАН № 25.* Ярославль, 1993. 118 с.

11. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Капиллярные неустойчивости заряженной поверхности капель и электродиспергирование жидкостей (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 3. С. 3–22.
12. Белоношко Д.Ф., Григорьев А.И. Деление заряженных капель во внешнем электрическом поле на части сравнимых размеров (обзор) // Электронная обработка материалов. 2000. № 4. С. 17–27.
13. Chen C.H., Saville D.A., Aksay I.A. Electrohydrodynamic “drop-and-place” particle deployment // Appl. Phys. Letters. 2006. Vol.88. № 3154104. P. 1–3.
14. Фукс Н. А., Сутугин А. Г. Монодисперсные аэрозоли // Успехи химии. 1965. Т. 34. № 2. С. 276–299.
15. Безруков В.И. Основы электрокаплеструйных технологий. Спб: Судостроение, 2001. 237 с.
16. Тимохин А.Д. Получение потоков монодисперсных нейтральных и заряженных макрочастиц // Тр. Моск. энерг. ин-та. 1981. Вып. 545. С. 3–24.
17. Macky W.A. Some investigations on the deformation and breaking of water drops in strong electric fields // Proc. Roy. Soc. London, 1931. V.133. №A822. P. 565–587.
18. Magarvey R., Outhouse L. Note on the break up of charged liquid jet // J. Fluid Mech. 1962. Vol. 13. № 1. P. 151–157.
19. Huebner A., Chu H. Instability and breakup of charged liquid jets // J. Fluid Mech. 1971. Vol. 49. № 2. P. 361–372.
20. Hoburg J.F., Melcher J.R. Current-driven, corona terminated water jets as sources of charged droplets and audible noise // IEEE Transaction on Power Apparatus System. 1975. V. 94. № 1. P. 128–136.
21. Kim K., Turnbull R. Generation of charged drops of insulating liquids by electrostatic spraying // J. Appl. Phys. 1976. V.47. № 5. P. 1964–1969.
22. Cloupeau M., Prunet Foch B. Electrostatic spraying of liquids: main functioning modes // J. Electrostatics. 1990. V. 25. P. 165–184.
23. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Левчук Т.В., Рыбакова М.В. О спонтанном распаде заряженной струи вязкой электропроводной жидкости // Электронная обработка материалов. 2003. № 1. С. 38–43.
24. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Левчук Т.В., Рыбакова М.В. Об устойчивости неосесимметричной заряженной струи вязкой электропроводной жидкости // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 4. С. 5–12.
25. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Левчук Т.В. Об устойчивости неосесимметричных мод объемно заряженной струи вязкой диэлектрической жидкости // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 11. С. 22–30.
26. Nayfeh F.H. Nonlinear stability of a liquid jet // Phys. Fluids. 1970. № 4. P. 841–847.
27. Rutland D., Jamerson G. A nonlinear effect in the capillary instability of liquid jets // J. Fluid Mech. 1971. V. 46. № 2. P. 267–271.
28. Lafrance P. Nonlinear breakup of a liquid jet // Phys. Fluids. 1974. V. 17. № 10. P. 1913–1914.
29. Новиков А.А. Нелинейные капиллярные волны на поверхности струи вязкой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 2. С. 179–182.
30. Chaudhary K., Redekopp L. The nonlinear capillary instability of a liquid jet. Pt.1. Theory // J. Fluid Mech. 1980. V. 96. P. 257–274.
31. Chaudhary K., Maxworthy T. The nonlinear capillary instability of a liquid jet. Pt.2. Experiments on jet behavior before droplet formation // J. Fluid. Mech. 1980. Vol. 96. P. 275–286.
32. Chaudhary K., Maxworthy T. The nonlinear capillary instability of a liquid jet. Pt.3. Experiments on satellite drop formation and control // J. Fluid. Mech. 1980. V. 96. № 2. P. 287–298.
33. Блаженков В.В., Гиневский А.Ф., Гунбин В.Ф., Дмитриев А.С., Щеглов С.И. Нелинейная эволюция волн при вынужденном капиллярном распаде струй // Изв. АН СССР. МЖГ. 1993. № 3. С. 54–60.
34. Huynh N., Ashgriz N., Mashayek F. Instability of a liquid jet subject to disturbances composed of two wave numbers // J. Fluid Mech. 1996. Vol. 320. P. 185–210.
35. Чесноков Ю.Г. Нелинейное развитие капиллярных волн в струе вязкой жидкости // ЖТФ. 2000. Т.70. Вып.8. С.31–38.
36. Асланов С.К. К теории распада жидкой струи на капли // ЖТФ. 1999. Т.69. Вып.11. С.132–133.
37. Горшков В.Н., Чабан М.Г. Нелинейные электрогидродинамические явления и генерация капель в заряженных проводящих струях // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 11. С. 1–9.
38. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Левчук Т.В. Нелинейный асимптотический анализ осциллирующих неосесимметричных мод заряженной струи идеальной жидкости // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 8. С. 6–14.
39. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Егорова Е.В. О некоторых особенностях нелинейного резонансного взаимодействия мод заряженной струи // Электронная обработка материалов. 2005. № 1. С. 42–50.

40. Волкова М.В., Воронина Н.В. Нелинейные неосесимметричные волны на заряженной поверхности электропроводной струи // Сборник научных трудов молодых ученых, аспирантов и студентов. Актуальные проблемы физики. №5. Ярославль: Изд. ЯрГУ им. П.Г. Демидова. 2005. С. 73–80.
41. Ширяева С.О., Воронина Н.В., Григорьев А.И. Нелинейные осцилляции заряженной струи электропроводной жидкости при многомодовой начальной деформации ее поверхности // ЖТФ. 2006. Т.76. Вып. 9. С. 31–41.
42. Rayleigh, Lord. On the capillary phenomena of jets // Proc. Roy. Soc., London. 1879. V. 29. № 196. P. 71–97.
43. Рэлей Дж. Теория звука. Т. 2. М.: Гостехиздат, 1955. 475 с.
44. Savart F. Memare sur la contitution veines liquides lancus par des orifices circulaires en mince paroi // Annal. chimic. 1833. Ser. 2. Vol. 53. N 3. P. 337–386.
45. Weber C. Zum den Zerfall eines Flussigkeitstrahles // Z. Angew. Math. Mech. 1931. Bd 11. H. 3. S. 136–154.
46. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. 700 с.
47. Keller J.B., Rubinow S.I., Tee Y.O. Spatial instability of a jet // Phys. Fluids. 1973. Vol. 16. № 12. P. 2052–2055.
48. Vogy D.B. Wave propagation and instability in a circular semi-infinite liquid jet harmonically forced at the nozzle // Trans. ASME. J. Appl. Mech. 1978. Vol. 45. № 3. P. 469–474.
49. Vogy D.B. Breakup of a liquid jet: third perturbation Cosserat solution // Phys. Fluids. 1979. V. 22. № 2. P. 224–230.
50. Владимиров В.В., Горшков В.Н. Особенности образования капель при развитии неустойчивости Рэля в цилиндрических нитях жидкости // ЖТФ. 1990. Т. 60. № 11. С. 197–200.
51. Горшков В.Н., Мозырский Д.В. Самовозбуждение коротковолновых структур и распад на капли в ограниченных нитях жидкости // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 10. С. 15–25.
52. Колпаков А.В. Слияние и дробление капель в атмосфере. Одесса: Изд. ОНУ им И.И. Мечникова. 2003. 164 с.
53. Петров Г.И., Калинин Т.Д. Применение метода малых колебаний к исследованию распада струй топлива в воздухе // Тех. записки МАП. 1947. № 4. С. 15–23.
54. Fenn R.W., Middleman S. Newtonian jet stability: the role of air resistance // AIChE Journal. 1969. V.12. № 3. P. 379–383.
55. Grant R.P., Middleman S. Newtonian jet stability // AIChE Journal. 1966. V. 12. № 4. P. 669–678.
56. Haenlein A. Uber den Zerfall eines Flussigkeitstrahles // Forschung. Ing. Wes. 1931. Bd 2. H. 4. S. 139–149.
57. Iciek J. The hydrodynamics of a free, liquid jet and their influence on direct contact heat transfer. 1. Hydrodynamics of a free, cylindrical liquid jet // Int. J. Multiphase Flow. 1982. Vol. 8. NT/ P. 239–249.
58. Iciek J. The hydrodynamics of a free, liquid jet and their influence on direct contact heat transfer I: Conditions of change of liquid outflow type through sharp inlet edged orifice // Int. J Multiphase Flow, 1983, 9, № 2 P. 167–179.
59. Глонти Г.А. К теории устойчивости жидких струй в электрическом поле // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. № 5. С. 1328–1330.
60. Schneider J., Lindbland C., Hendrick Jr. Stability of an electrified liquid jet // J. Appl. Phys. 1967. V.38. № 6. P. 2599–2606.
61. Michael D., O'Neil M. Electrohydrodynamic instability of a cylindrical viscous jet // Can. J. Phys. 1969. V.47. P. 1215–1220.
62. Saville D. Electrohydrodynamic stability: effect of charge relaxation at the interface of a liquid jet // J. Fluid Mech. 1971. V.48. № 4. P. 815–827.
63. Saville D. Stability of electrically charged viscous cylinders // Phys. of Fluids. 1971. V.14. № 6. P. 1095–1099.
64. Huebner A.L. Disintegration of charged liquid jets // J. Fluid Mech. 1969. V. 38. Part. 4. P. 679–688.
65. Френкель Я.И. Действие электрического поля на струю жидкости // На заре новой физики. Л.: Наука, 1970. С. 238–243.
66. Garmendia L., Smith I. The effects of an electrostatic field and air stream on water jet break-up length // Can. J. Chem. Eng. 1975. V. 53. P. 606–610.
67. Toraita Y., Sudou K., Tshibashi Y. Effect of a magnetic and an electrical field on the behavior of liquid jets // Bull. JSME. 1979. V. 22. № 172. P. 1390–1398.

68. *Кожевников В.И., Чеканов В.В., Литовский Е.И.* Свободные вертикальные струи над деформированной поверхностью магнитной жидкости в электрическом поле // *Магнитная гидродинамика*. 1982. № 4. С. 118–120.
69. *Grossmann S., Muller A.* Instabilities and decay rates of charged viscous liquid jets // *Z. Phys. B: Condensed Matter*. 1984. V.57. P.161-174.
70. *Назин С.С., Изотов А.Н., Шикин В.Б.* Об устойчивости заряженной струи // *ДАН СССР*. 1985. Т. 283. № 1. С. 121–125.
71. *Герценштейн С.Я., Мусабеков П.М., Рудницкий А.Я., Уразов Ш.Н.* Неустойчивость и распад наэлектризованных капиллярных струй // *ДАН СССР*. 1989. Т. 306. № 5. С. 1073–1077.
72. *Taylor G.* Electrically driven jet // *Proc. Roy. Soc., London*. 1969. V.A313. P. 453–470.
73. *Taylor G.* Disintegration of water drop in an electric field // *Proc. Roy. Soc., London*. 1964. V.A280. P. 383–397.
74. *Baily A.G.* Electrostatic spraying of liquids // *Phys. Bull.* 1084. V.35. № 4. P. 146–148.
75. *Zeleny J.* The electrical discharge from liquid points and a hydrostatic method of measuring the electric intensity at their surfaces // *Phys. Rev.* 1914. V. 3. № 2. P. 69–91.
76. *Zeleny J.* On the condition of instability of electrified drops with application to the electrical discharge from liquid points // *Proc. Cambridge Phil. Soc.* 1914. V. 18. Part 1. P. 71–83.
77. *Zeleny J.* Instability of electrified liquid surfaces // *Phys. Rev.* 1917. V. 10. № 1. P. 1–6.
78. *English W.N.* Corona from water drop // *Phys. Rev.* 1948. V.74. № 2. P. 179–189.
79. *Drozin V.G.* The electrical dispersion of liquids as aerosols // *J. Coll. Sci.* 1955. V. 10. № 2. P. 168–164.
80. *Vonnegut B., Neubauer R.L.* Production of monodispers liquid particles by electrical atomization // *J. Coll. Sci.* 1952. V. 7. № 6. P. 616–622.
81. *Navab M.A., Mason S.G.* The preparation of uniform emulsions by electrical dispersion // *J. Coll. Sci.* 1958. V. 13. P. 179–187.
82. *Schjultze K.* Das Verhalten verschiedener Flüssigkeiten bei red Electrostatiscen Zerstaubung // *Zeitschrift fur angewandte Physik*. 1961. B.13. № 1. S. 11–16.
83. *Kleber W.* Der Mechanismus der Electrostatiscen Lackzerstabung // *Plaste und Kautschuk*. 1963. № 8. S. 502–508.
84. *Carson R.S., Hendrics C.D.* Natural pulsations in electrical spraying of liquids // *AIAA Journal*. 1965. V.3. № 6. P. 1072–1075.
85. *Hines R.L.* Electrostatic atomization and spray painting // *J. Appl. Phys.* 1966. V. 37. № 7. P. 2730–2736.
86. *Jones A.R., Thong K.C.* The production of charged monodispers fuel droplets by electrical dispersion // *J. Phys. D: Appl. Phys.* 1971. V. 4. P. 1159–1165.
87. *Коженков В.И., Кириш А.А., Фукс Н.А.* О механизме образования монодисперсных туманов при электрическом распылении жидкости // *ДАН СССР*. 1973. Т. 213. № 4. С. 879–880.
88. *Коженков В.И., Кириш А.А., Фукс Н.А.* Исследование процесса образования монодисперсных аэрозолей при электрическом распылении жидкости // *КЖ*. 1974. Т. 36. № 6. С. 1168–1171.
89. *Буряев Т.К., Верецагин И.П.* Физические процессы при распылении жидкости в электрическом поле // *Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт*. 1971. № 5. С. 70–79.
90. *Буряев Т.К., Паушин М.М.* Качественная картина распыления жидкости в электрическом поле // *Электричество*. 1971. № 4. С. 78–79.
91. *Robinson K.S., Turnbull R.J., Kim K.* Electrostatic spraying of liquid insulators // *IEEE Trans. on IA*. 1980. V.IA-16. № 2. P. 308–316.
92. *Wilson J.M.* A linear source of electrostatically charged spray // *J. Agric. Engng. Res.* 1982. V.27. P. 355–362.
93. *Smith D.P.H.* The electrohydrodynamic atomization of liquids // *IEEE Trans. on IA*. 1986 V.IA-22. № 3. P. 527–535.
94. *Hayati I., Bailey A.J., Tadros Th.F.* Mechanism of stable jet formation in electrohydrodynamic atomisation // *Nature*. 1986. V. 319. № 1. P. 41–43.
95. *Hayati I., Bailey A.J., Tadros Th.F.* Investigations into the mechanism electrohydrodynamic spraying of liquids. Part 1 // *J. Coll. Int. Sci.*. 1987. V.117. № 1. P. 205–221.
96. *Hayati I., Bailey A.J., Tadros Th.F.* Investigations into the mechanism electrohydrodynamic spraying of liquids. Part 2 // *J. Coll. Int. Sci.*. 1987. V.117. №1. P.222-230.
97. *Попов С.И., Петрянов И. В.* К механизму электростатического распыливания жидкостей // *ДАН СССР*. 1970. Т. 195. № 4. С. 893–895.

98. Кириченко В.Н., Полево В.Н., Супрун Н.Н., Петрянов-Соколов И.В. Перенос заряда при электрогидродинамическом распылении жидкости // ДАН СССР. 1988. Т. 301. № 3. С. 814–817.
99. Кириченко В.Н., Михайлова А.Д., Полево В.Н. Удельный заряд жидкости в процессах ЭГД-распыления и формирования микроволокон // ДАН СССР. 1990. Т. 315. № 4. С. 819–823.
100. Cloupeau M., Prunet Foch B. Electrostatic spraying of liquids in cone-jet modes // J. Electrostatics. 1989. V. 22. P. 135–159.
101. Fernandes De La More J., Loscertales I.G. The current emitted by highly conducting Taylor cones // J. Fluid Mech. 1994. V. 260. P. 155–184.
102. Gomez A., Tang K. Charge and fission of droplets in electrostatic sprays // Phys. Fluids. 1994. V. 6. № 1. P. 404–413.
103. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Святченко А.А. Классификация режимов работы электрогидродинамических источников ионов. Препринт ИМ РАН №25. Ярославль. 1993. 118 с.
104. Shiryayeva S.O., Grigor'ev A.I. The semifinomenological classification of the modes of electrostatic dispersion of liquids // J. Electrostatics. 1995. V. 34. P. 51–59.
105. Кириченко В.Н., Петрянов-Соколов И.В., Супрун Н.Н., Шутков А.А. Асимптотический радиус слабопроводящей жидкой струи в электрическом поле // ДАН СССР. 1986. Т. 289. № 4. С. 817–820.
106. Кириченко В.Н., Супрун Н.Н., Петрянов-Соколов И.В. Области существования свободных стационарных жидких струй в сильном внешнем электрическом поле // ДАН СССР. 1987. Т. 295. № 2. С. 308–311.
107. Кириченко В.Н., Супрун Н.Н., Петрянов-Соколов И.В. Форма свободной стационарной жидкой струи в сильном однородном электрическом поле // ДАН СССР. 1987. Т. 295. № 4. С. 553–555.
108. Canan-Calvo A.M. On the theory of electrohydrodynamically driven capillary jets // J. Fluid Mechanics. 1997. V. 335. P. 165–188.
109. Шутков А.А., Захарьян А.А. Заряженная струя несжимаемой жидкости в электрическом поле // ПМТФ. 1998. Т. 39. № 4. С. 12–15.
110. Шутков А.А. Форма слабопроводящей струи в сильном электрическом поле // ПМТФ. 1991. Т.32. № 2. С. 20–25.
111. Зубарев Н.М. Точное решение задачи о равновесной конфигурации двумерной заряженной жидкометаллической капли // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. Вып. 23. С. 55–60.
112. Зубарев Н.М., Зубарева О.В. Анализ равновесных конфигураций заряженных цилиндрических струй проводящей жидкости // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. Вып. 1. С. 51–55.
113. Feng J.J. Stretching of a straight electrically charged viscoelastic jet // J. Non-Newtonian Fluid Mechanics. 2003. V.116. P. 55–70.
114. Turnbull R. Self-acceleration of a charged jet// IEEE Trans. Ind. Appl. 1989. V. 25. N 4. P. 699–704.
115. Гиневский А.Ф., Мотин А.И. Особенности капиллярного распада струй диэлектрической вязкой жидкости с поверхностным зарядом // ИФЖ. 1991. Т.60. № 4. С. 576–581.
116. Mestel A.J. Electrohydrodynamic stability of a slightly viscous jet // J. Fluid Mech. 1994. Vol. 274. P. 93–113.
117. Mestel A.J. Electrohydrodynamic stability of a highly viscous jet // J. Fluid Mech. 1996. Vol. 312. № 2. P. 311–326.
118. Шкадов В.Я., Шутков А.А. Устойчивость поверхностно заряженной вязкой струи в электрическом поле // Изв. РАН. МЖГ. 1998. № 2. С. 29–40.
119. Шутков А.А., Шкадов В.Я. Теоретическое и экспериментальное исследование электрогидродинамических струйных течений, их устойчивости и моделирование процесса диспергирования жидкости // Труды регионального конкурса научных проектов в области естественных наук. Вып.1. Калуга, 2000. С. 67–88.
120. Shkadov V.Ya., Shutov A.A. Disintegration of a charged viscous jet in a high electric field // Fluid Dynamic Res. 2001. V. 28. P. 23–39.
121. Бухаров А.В., Гиневский А.Ф., Коновалов Н.А. Влияние электрического поля на капиллярный распад струи электролита // ИФЖ. 1991. Т. 60. № 4. С. 582–586.
122. Гиневский А.Ф. Особенности капиллярного распада струй заряженных диэлектриков // Исследование процессов и систем монодисперсного распада жидкости // Сб. н. тр. МЭИ. №119. М: Изд. МЭИ. 1986. С. 18–26.

123. Гиневский А.Ф. Особенности капиллярного распада струй вязких заряженных диэлектрических жидкостей // Физико-технические проблемы монодисперсных систем // Сб. н. тр. МЭИ, №185. М: Изд. МЭИ. 1988. С. 54–58.
124. Jaworek A., Krupa A. Classification of the modes of EHD spraying // J. Aerosol Sci. 1999. V.30. № 7. P. 873–893.
125. Шкадов В.Я., Шутов А.А. Устойчивость поверхностно заряженной вязкой струи в электрическом поле // Итоги науки и техники. Сер. "Механика жидкости и газа". 1984. Т. 1. С. 27–35.
126. Fang Li, Xie-Yuan, Xie-Zhen Yin. Linear instability analysis of a coaxial jet // Phys. Fluids. 2005. V.17. №077104. P. 1–12.
127. Raco R.J. Stability of a liquid jet in a longitudinal time-varying electric field // AIAA Journal. 1968. V.6. № 5. P. 979–980.
128. Кириченко В.Н., Шепелев А.Д., Полезов В.Н., Петрянов-Соколов И.В. Поперечное расщепление струи в сильном электрическом поле // ДАН СССР. 1988. Т. 302. № 2. С. 284–287.
129. Белоножко Д.Ф., Григорьев А.И. О корректной форме записи закона сохранения количества вещества на движущейся границе раздела двух жидких сред // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 11. С. 22–28.
130. Higuera F.J. Flow rate and electric current emitted by a Taylor cone // J. Fluid Mech. 2003. V. 484. P. 303–327.
131. Higuera F.J. Current/flow-rate characteristics of an electrospray with a small meniscus // J. Fluid Mech. 2004. V. 513. P. 239–246.
132. Canan-Calvo A.M. Cone-jet analytical extension of Taylor's electrostatic solution and the asymptotic universal scaling laws in electrospraying // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. № 2. P. 217–220.
133. Gamero-Castano M., Hruby V. Electric measurements of charged sprays emitted by cone-jets // J. Fluid Mech. 2002. V. 459. P. 245–276.
134. Lopez-Herera J.M., Canan-Calvo A.M. A note on charged capillary jet breakup of conducting liquids: experimental validation of a viscous one-dimensional model // J. Fluid Mech. 2004. V. 501. P. 303–326.
135. Marginean I., Parvin L., Hefferman L., Vertes A. Flexing the electrified meniscus: the birth of a jet in electrosprays // Anal. Chem. 2004. V. 76. P. 4202–4207.
136. Loscertales I.G., Barrero A., Marquez M. Production of complex nano-structures by electro-hydrodynamics // Mater. res. Soc. Symp. Proc. 2005. V.860E. P.LL.5.9.1.– LL.5.9.6.
137. Герцеништейн С.Я., Мусабеков П.М., Рудницкий А.Я., Умаркулов К. О немонадисперсном распаде капиллярных струй в нестационарном электрическом поле // Докл. АН СССР. 1989. Т. 306. № 5. С. 1073–1077.
138. Белоножко Д.Ф., Григорьев А.И., Курочкина С.А., Санасарян С.А. Нелинейные периодические волны на заряженной поверхности вязкой электропроводной жидкости // Электронная обработка материалов. 2004. № 2. С. 27–31.
139. Жаров А.Н., Григорьев А.И., Ширяева С.О. Нелинейные осцилляции заряженной капли вязкой жидкости // Электронная обработка материалов. 2005. № 4. С. 35–43.
140. Климов А.В., Белоножко Д.Ф., Григорьев А.И., Санасарян С.А. Нелинейные капиллярно-гравитационные волны на поверхности слоя вязкой жидкости // Электронная обработка материалов. 2005. № 5. С. 24–33.

Поступила 07.06.06

### Summary

It is reviewed the problem of charged jets oscillations and spontaneous disintegration on drops.

---



## ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРОВ МЕЖЭЛЕКТРОДНОГО ПРОМЕЖУТКА НА КИНЕМАТИКУ ЭГД-ТЕЧЕНИЙ

*\*Научно-исследовательский институт радиофизики  
Санкт-Петербургского государственного университета,  
ул. Ульяновская, д. 1, 198504, г. Санкт-Петербург, Петродворец, Россия*

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

### Введение

Ранее [1–3] был предложен алгоритм моделирования ЭГД-течений методом конечных элементов в пакете моделирования ANSYS и рассчитаны некоторые задачи. На основе этих моделей и результатов эксперимента выявлена зонная структура ЭГД-течений: зона неподвижной жидкости, примыкающая к поверхности активного электрода, далее зона ускорения, зона равномерного течения и зона торможения у противоэлектрода. Кроме того, в нижней части ЭГД-течения наблюдается структура, происхождение которой требует объяснения. Показано, что основное преобразование электрической энергии в кинетическую энергию жидкости происходит в пределах зоны ускорения. Анализ структуры неподвижной приэлектродной зоны и зоны ускорения показывает, что их размеры не могут уменьшаться пропорционально величине межэлектродного промежутка (далее МЭП). Поэтому следует ожидать аномальных эффектов при малых размерах МЭП. Моделирование проводится в системе “провод над плоскостью”, причем под размером МЭП понимается расстояние от нижней кромки цилиндрического электрода до плоскости пассивного электрода. По результатам экспериментальных исследований и компьютерного моделирования выявлена зонная структура ЭГД-течений и показано, что зона ускорения жидкости имеет экстремум, отстоящий от поверхности электрода. Экстремальный характер зон ускорения связан с наличием приэлектродных областей пониженного давления. Показано, что размеры зон ускорения коррелируют с размерами активного электрода. Предшествующие исследования проведены для случая, когда размер межэлектродного промежутка существенно превышает размеры зоны ускорения.

С научной и практической точек зрения представляет интерес исследование процесса формирования течений, когда размеры зон ускорения жидкости близки к размерам МЭП. Подобные начальные условия позволят оценить влияние приэлектродных зон на структуру течения.

Результаты компьютерного моделирования сравниваются с экспериментальными данными, полученными и опубликованными ранее [4]. Как и в работах [2, 3], рассматривается система электродов “провод над плоскостью”, размеры модели совпадают с размерами экспериментальной кюветы. В качестве исследуемой жидкости выбрано трансформаторное масло. Радиус активного электрода  $r_0 = 0,5$  мм, приложенное напряжение – 20 кВ. Кроме того, влияние размеров МЭП на кинематическую структуру ЭГД-течения имеет также важное прикладное значение. Так, например, при конструировании ЭГД-устройств размер межэлектродного промежутка зачастую выбирают произвольно, опираясь в основном на необходимые размеры конструкции и величину напряжения. Результаты работы позволяют выбирать эти размеры обоснованно.

### 1. Численный эксперимент

В данной работе представлены результаты численного исследования изменения структуры течения при варьировании межэлектродного расстояния  $l_0$  от 0,5 мм до 12 см, что перекрывает диапазон относительных расстояний  $d = l_0/r_0$  от 240 до 1.

Подробно алгоритм моделирования описан в работе [3]. Он основан на последовательном решении двух задач – электрической и гидродинамической. В первой определяются распределения электрического поля и плотности электрических сил при заданных напряжении и распределении объемного заряда. Во второй по заданному распределению электрических сил вычисляются распределения скоростей и давления при течении. При этом предполагается, что ионы «вморожены» в жид-

кость, то есть их движением относительно жидкости можно пренебречь. Путем сравнения полученных результатов с экспериментальными распределениями скоростей ЭГД-течения выявлено, что распределение заряда имеет следующую структуру: вокруг цилиндрического электрода находится тонкий (порядка 0,1 мм) слой заряженной жидкости, внутри межэлектродного промежутка имеет вид тонкой полоски, простирающейся от цилиндрического электрода к плоскому. Наблюдается небольшое спадание плотности заряда внутри полоски по мере его продвижения к плоскому электроду. В [2] показано, что у активного электрода  $\rho = a\sqrt{E}$  и эта зависимость использована в нашей модели.

## 2. Результаты моделирования

На рис. 1 приведены распределения скоростей ЭГД-течений при «малом» и «большом» межэлектродных промежутках.

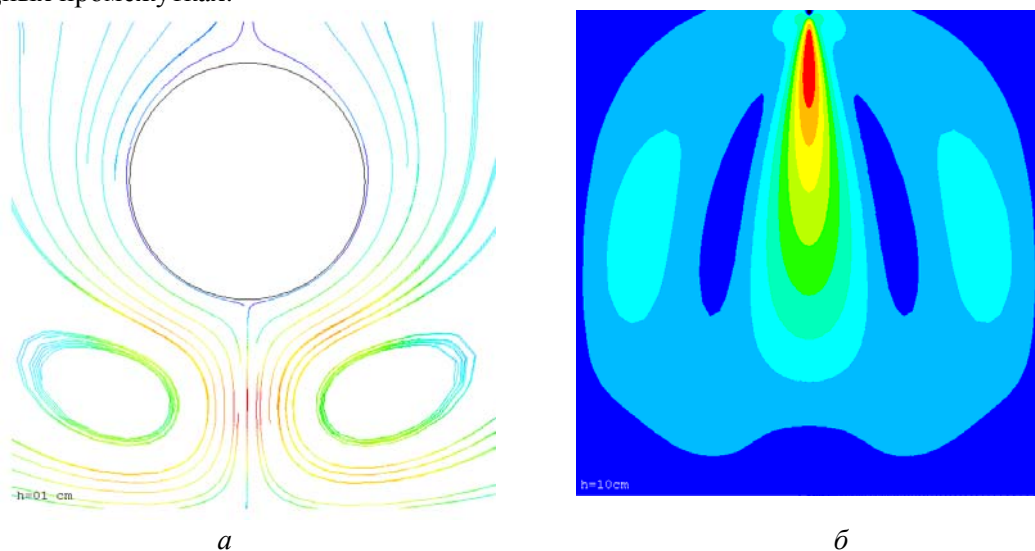


Рис. 1. Линии тока (а) и контурный график скорости (б)

В первом случае зонная структура выражена недостаточно четко: зона ускорения сразу переходит в зону торможения, в то время как во втором зоны ускорения и торможения разделены достаточно большой промежуточной зоной однородного течения. На рис. 2 приводится зависимость максимальной скорости в центральной струе ЭГД-течения от размера межэлектродного промежутка при постоянном напряжении. Эта зависимость имеет максимум при  $l_0 = 5$  мм.

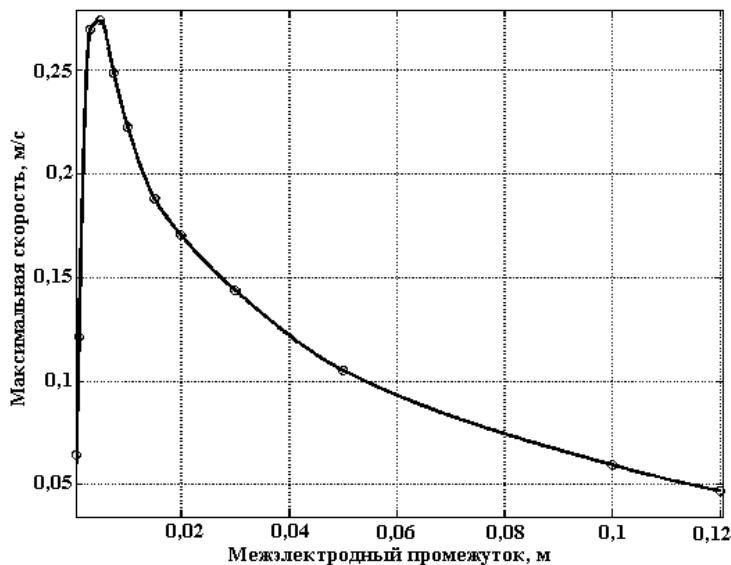


Рис. 2. Зависимость максимальной скорости ЭГД-течения от величины межэлектродного промежутка

Аналогичная экстремальная зависимость скорости течения от размера межэлектродного промежутка обнаружена ранее экспериментально [4]. Совпадение касается не только характера кривых, но и местоположения максимума. Разобьем зависимость на две части: аномальную область 1 (малых

МЭП  $l_0 < 5$  мм) и нормальную 2 ( $l_0 > 5$  мм). В нормальной области спад скорости обусловлен падением средней напряженности электрического поля при увеличении длины МЭП, а в аномальной спад скорости происходит на фоне роста средней напряженности поля. Следует заметить, что в аномальной области наблюдается также спад эффективности ЭГД-преобразования, то есть отношения кинетической энергии ЭГД-течения к затрачиваемой электрической энергии. Для объяснения особенностей зависимости рис. 2 проанализируем результаты моделирования.

На рис. 3 приведены распределения скорости и ускорения вдоль центральной оси течения.

Значения скорости и ускорения нормированы к их максимальным значениям, а расстояния – к длине межэлектродного промежутка. Для больших межэлектродных промежутков зоны ускорения и торможения разделены промежуточной зоной слабоизменяющегося течения.

Как видно из рис. 3,б, для малых межэлектродных расстояний зона ускорения резко переходит в зону торможения. Причем модули ускорений (замедлений) в этих зонах практически одинаковы. Кривая симметрична относительно центра межэлектродного промежутка. При увеличении межэлектродного промежутка появляется некоторая переходная область. Зона ускорения уменьшается. В зоне торможения изменения скорости становятся менее интенсивными. При больших межэлектродных расстояниях зона ускорения занимает менее 5% межэлектродного промежутка, а в зоне торможения не наблюдается характерной впадины, следовательно, торможение происходит только в результате действия вязких сил.

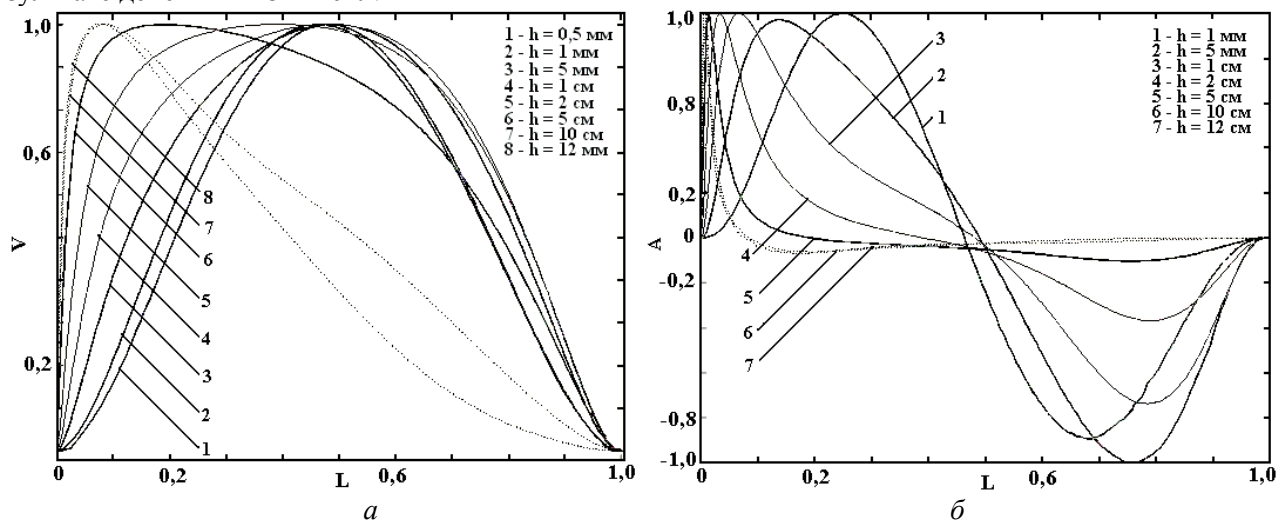


Рис. 3. Распределения скорости (а) и ускорения (б) вдоль центральной оси ЭГД-течения для разных межэлектродных расстояний

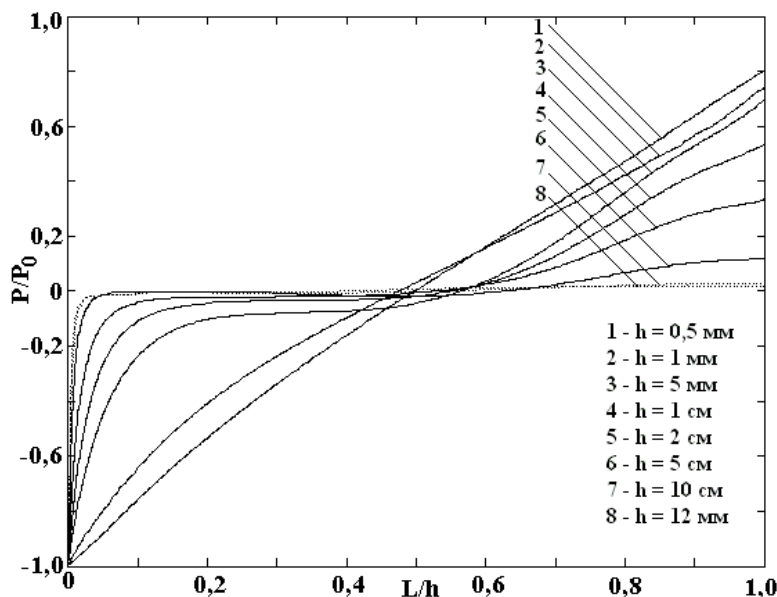


Рис. 4. Изменение распределения давления в жидкости при разных межэлектродных расстояниях

Поскольку преобразование электрической энергии в гидродинамическую происходит в основном в зоне ускорения, это приводит к уменьшению эффективности ЭГД-преобразования.

Кинематика и динамика ЭГД-течений в слабопроводящих жидкостях определяются типом электрохимических реакций около электродов, особенностями структуры жидкости в присутствии объемного заряда, конфигурацией как внешнего электрического поля, так в большей степени и внутреннего электрического поля, наведенного объемным зарядом. Таким образом, внимательно исследуя кинематическую и динамическую структуры ЭГД-течений, можно сделать существенные выводы о процессах, происходящих при ЭГД-эффектах. В предыдущих наших работах проведены подробные исследования и сформулированы основные свойства ЭГД-течений.

Влияние приэлектродных зон на кинематику ЭГД-течения при малых межэлектродных расстояниях объясняется характером распределения давлений (рис. 4, 5). Из рис. 5 видно, что при больших межэлектродных расстояниях (справа) давление на большей части промежутка постоянно. Имеются лишь локальные области пониженного (у активного электрода) и повышенного давления у плоского электрода. Размеры зоны пониженного давления практически не зависят от размеров МЭП, а определяются в основном размерами активного электрода. При уменьшении межэлектродного промежутка обе эти зоны захватывают все большую часть его, а при достаточно малых расстояниях перекрываются в середине межэлектродного промежутка.

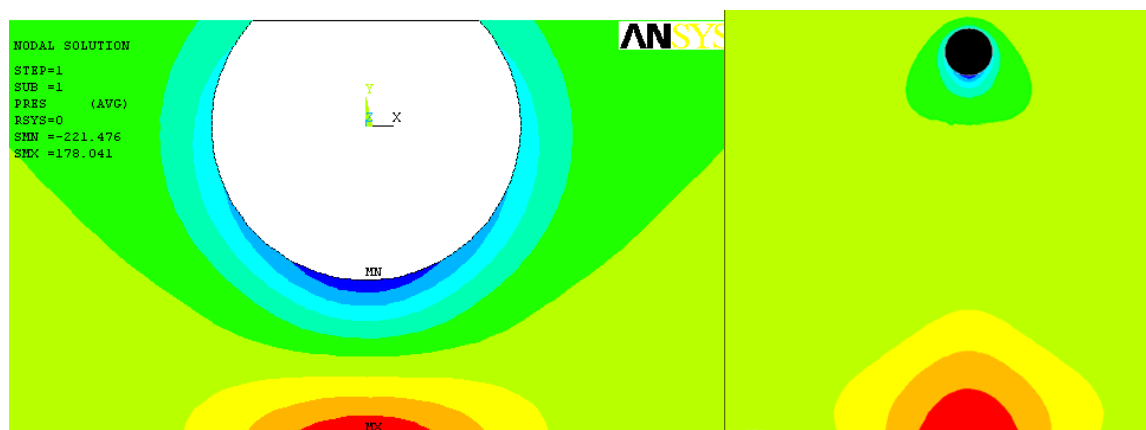


Рис. 5. Распределение зон давления в межэлектродном промежутке

Как уже отмечалось в работе [2], местоположение максимума ускорения жидкости определяется размерами зоны пониженного давления. У активного электрода ускорение жидкости определяется равнодействующей электрических сил и сил давления. Кулоновские электрические силы имеют монотонно ниспадающий характер, а отрицательное давление в приэлектродной области максимально у поверхности электрода. От этой структуры и зависит распределение ускорения в приэлектродной зоне. Местоположение максимума ускорения определяется структурой приэлектродной зоны пониженного давления и ее размерами. В свою очередь эта структура определяется размерами и характером обтекания цилиндрического электрода и не связана с размерами МЭП.

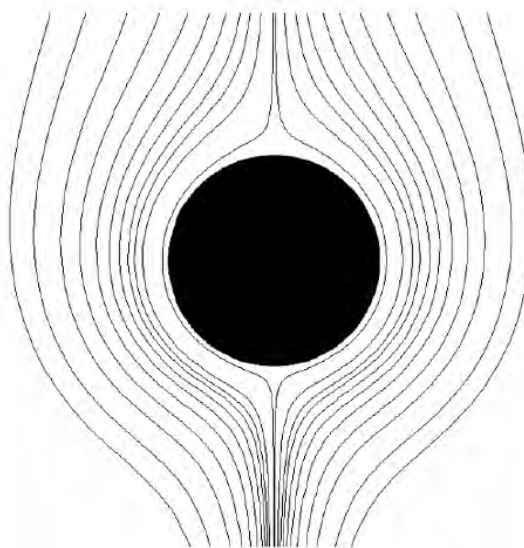


Рис. 6. Линии тока ЭГД-течения

На рис. 6 приведены линии тока ЭГД-течения. Видно, что в окрестности активного электрода картина обтекания электрода несимметрична: именно под электродом линии тока в приэлектродной

области быстро сужаются, формируя узкую заряженную струйку. Это связано с наличием зоны пониженного давления в приэлектродной области, локализованной под активным электродом.

Чем больше радиус электрода, тем обширнее эта зона, и, следовательно, наблюдается более пологий рост кривой ускорения. В дальней части приэлектродная область уже не оказывает влияния, и ускорение жидкости определяется чисто электрическими силами. Следует заметить, что преобразование электрической энергии в кинетическую происходит на протяжении всей зоны ускорения. При малых размерах МЭП, когда зоны ускорения и торможения перекрываются, степень этого преобразования оказывается ниже, несмотря на рост электрических сил, что и определяет аномальную ветвь кривой рис. 1. Можно предположить, что при уменьшении размеров МЭП ниже определенного значения ЭГД-течение возникать вообще не будет. Судя по характеру спада скорости, этот порог лежит на уровне 0,1 мм. На наш взгляд, именно этим можно объяснить изменение различных электрофизических характеристик диэлектрических жидкостей в малых зазорах.

**3. ЭГД-течение в 3-электродной системе.** Значительное уменьшение зоны торможения следует ожидать в случае замены плоского электрода на два взаимно параллельных провода ( $\varnothing 1$  мм) (рис. 7), 1 образующих совместно с активным электродом систему “провод два провода”. При этом происходит перераспределение электрического поля в МЭП, что усложняет алгоритм моделирования ЭГД-течения. В практическом плане наибольший интерес представляет случай расположения трехпроводной системы в плоском канале шириной менее 10 мм, нагруженном на замкнутый контур в виде цилиндрического трубопровода. Исследования ЭГД-течения в трансформаторном масле теневым методом показали, что при подаче напряжения  $U = 25$  кВ от активного электрода 2 (рис. 7) отходят во все стороны отдельные струйки жидкости (рис. 7), где  $S$  – ширина зазора между пассивными электродами. Затем следует вихреобразование между активным и пассивными электродами. Возникают потоки жидкости, направленные от центрального электрода к стенкам канала и в противоположную сторону от пассивных электродов, установленных в канале шириной 6,5 мм на расстоянии 2 мм от активного электрода. По мере их развития и перехода вихревого течения в хаотичное движение жидкости в межэлектродном промежутке происходит уменьшение интенсивности сквозной прокачки рабочей среды вплоть до ее исчезновения.

Иная картина наблюдается при нанесении на центральный провод частичного изоляционного покрытия (до  $2/3$  его поверхности) со стороны, противоположной боковым электродам (рис. 8,а). Движение жидкости в основном осуществляется в виде ячеек между электродами. Турбулизация среды, имеющая место в отсутствие диэлектрического покрытия (рис. 8,б), со стороны активного электрода, обращенного к входному патрубку канала, не наблюдается. В начальный момент от оголенной поверхности центрального электрода отходит веерообразный поток жидкости (рис. 9), направленный в сторону боковых электродов. Около каждого электрода образуется вихревое течение, проникающее частично за межэлектродный промежуток, из которого по центру канала интенсивно выбрасывается диэлектрическая жидкость, что приводит к возникновению сквозной прокачки (рис. 10, кривая 5,  $\delta$  – ширина канала в МЭП). При этом замечено некоторое флуктуирование центральной струи между боковыми электродами.

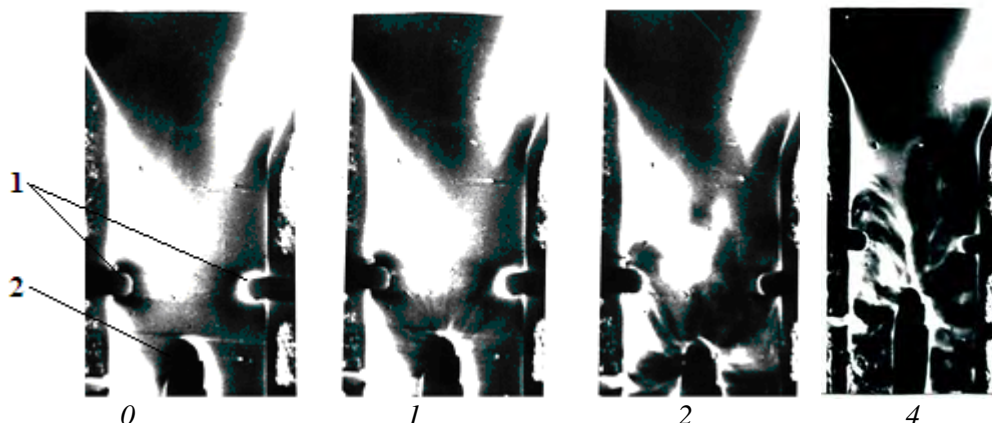
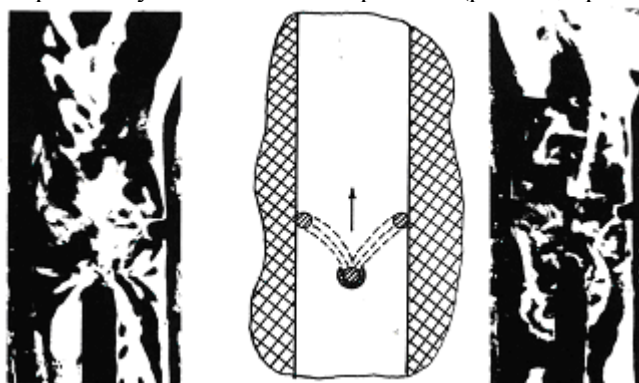


Рис. 7. Развитие ЭГД-течения в отсутствие изоляционного покрытия.  $U = - 25$  кВ,  $l_0 = 2$  мм,  $S = 5$  мм. 0, 1, 2, 4 – последовательность кадров. Скорость киносъемки – 48 кадр./сек

Значительно увеличивается интенсивность прокачки при введении четвертого дополнительного провода (рис. 10, кривые 5 и 6), за межэлектродным промежутком, на расстоянии  $d_1$  от пассивных электродов. Это свидетельствует о том, что поток жидкости, проникающей за МЭП, имеет заряд,

противоположный знаку потенциала боковых электродов. Возможно, зона ускорения простирается за МЭП, где проявляется влияние зоны торможения. Но эти эффекты слабее выражены в случае узкого канала, соответственно зазора между боковыми электродами (рис. 10, кривые 1, 2 и 3, 4).



а

б

Рис. 8. Влияние изоляционного покрытия активного электрода на структуру ЭГД-течения: а – с изоляцией; б – без изоляции.  $U = -20$  кВ,  $l_0 = 2$  мм,  $S = 5$  мм



0

1

2

6

Рис. 9. Развитие ЭГД-течения при наличии изоляционного покрытия на активном электроде.  $U = -20$  кВ,  $l_0 = 2$  мм,  $S = 5$  мм. 0, 1, 2, 6 – последовательность кадров. Скорость киносъемки – 48 кадр./сек

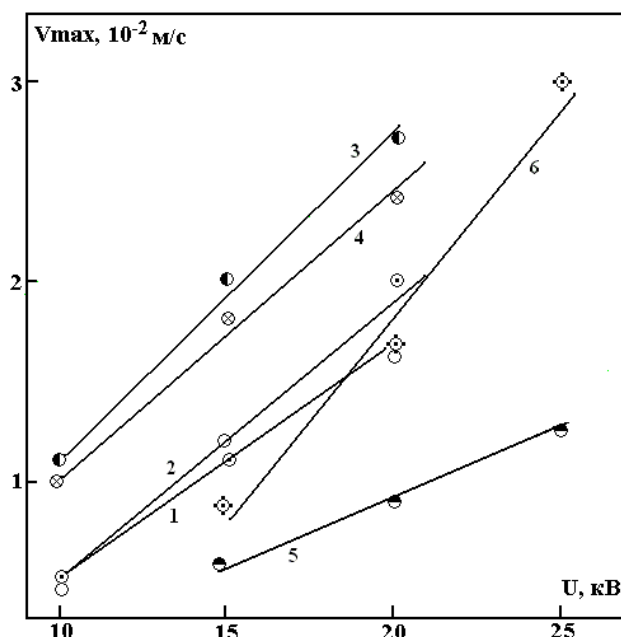


Рис. 10. Зависимость максимальной скорости течения трансформаторного масла в трубопроводе от напряжения. 1 –  $l_0 = 1,6$  мм,  $S = 1,6$  мм; 2 –  $l_0 = 1,6$  мм,  $S = 1,6$  мм,  $d_1 = 1,2$  мм;  $\delta = 3,5$  мм;  $\sigma = 3,7 \cdot 10^{-12}$  См·м<sup>-1</sup>; 3 –  $l_0 = 1,6$  мм,  $S = 1,6$  мм,  $d_1 = 3$  мм; 4 –  $l_0 = 1,6$  мм,  $S = 1,6$  мм;  $\delta = 3,5$  мм; 5 –  $l_0 = 2$  мм,  $S = 5$  мм,  $\delta = 6,5$  мм; 6 –  $l_0 = 2$  мм,  $S = 5$  мм,  $d_1 = 3,5$  мм,  $\delta = 6,5$  мм;  $\sigma = 8 \cdot 10^{-12}$  См·м<sup>-2</sup>

Сужение канала и одновременно зазора между электродами понижает интенсивность возвратных течений в МЭП и повышает устойчивость центральной струи, в результате чего увеличивается максимальная скорость течения рабочей среды по замкнутому контуру (рис. 10, кривые 4 и 5).

Структуры ЭГД-течений, зарегистрированные в узком канале, показаны на рис. 11. Движение жидкости между электродами осуществляется в виде ячеек около каждого бокового электрода. Иногда за счет флуктуации в среде наблюдается смещение центральной струи в сторону одного из электродов, изменяющее масштабы ячеек. При более высоких напряжениях увеличивается неустойчивость центральной струи, ячеек, прослеживается со временем переход из двухячейного движения в одноячейное, и наоборот. Влияния четвертого провода за МЭП на скорость сквозной прокачки не обнаружено.

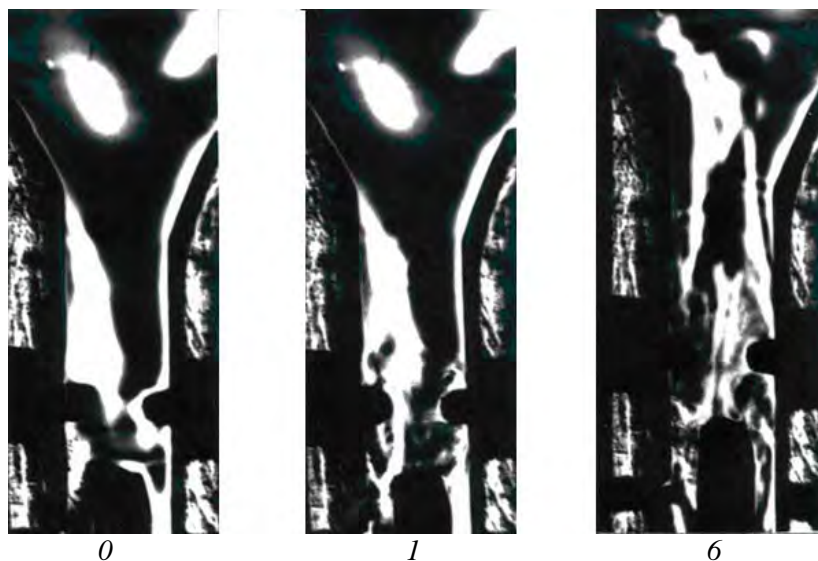


Рис. 11. Развитие ЭГД-течения в узком канале.  $U = - 25$  кВ,  $l_0 = 1,6$  мм,  $S=1,7$  мм,  $\delta = 3,5$  мм. 0, 1, 6 – последовательность кадров. Скорость киносъемки – 48 кадр./сек

Смещение активного электрода от плоскости симметрии на 0,7 мм снижает скорость сквозной прокачки с 1,6 до 1,3 см/сек. Поэтому в трехэлектродной системе большое значение имеет симметричное расположение активного электрода относительно пассивных.

**4. Обсуждение результатов.** Прежде всего заметим, что многие свойства ЭГД-течений как в качественном, так и количественном плане носят общий характер и присущи различным системам электродов, в нашем случае – “провод-плоскость” (компьютерное моделирование) и “3-проводная” система (экспериментальное исследование). Речь идет прежде всего о наличии практически у всех ЭГД-течений ячеистых структур (рис. 1, 8, 9), которые искажают одномерность течений, уменьшая тем самым эффективность ЭГД-устройства. В этой связи важно понять механизм образования этих структур, чтобы устранить их отрицательный эффект. Система электродов “плоскость-провод” является предельным случаем некоаксиальной системы цилиндрических электродов, когда радиус наружного цилиндра  $R$  стремится к бесконечности (рис. 12). Но, как известно, в коаксиальной системе количество ячеистых структур (валов) четное, причем наименьшее их число равно 4 (см. рис. 12) [5]. А это позволяет понять структуру ЭГД-течения в компьютерной интерпретации (рис. 1). Действительно, при постоянном расстоянии ( $l_0$ ) между нижними образующими цилиндров увеличение радиуса ( $R \rightarrow \infty$ ) наружного цилиндра приводит к вырождению верхних ячеек в потоки. При этом нижние испытывают соответствующие деформации.

Таким образом, в перспективе теоретическое рассмотрение задач следует осуществлять в цилиндрической системе некоаксиальных цилиндров, которая в свою очередь методами теории функций комплексного переменного может быть сведена к коаксиальной. Однако это весьма сложная математическая задача, заслуживающая отдельного рассмотрения.

Другая общая особенность ЭГД-течений, как установлено и отмечено выше, – это наличие максимума максимальной скорости в зависимости от межэлектродного расстояния  $l_0$ . Эта

особенность также свойственна и цилиндрической системе, по крайней мере, для средней радиальной безразмерной скорости, которая для модели электрического ветра равна [5]:

$$\bar{v}_{rm} = -0,26 - 0,167\xi - \xi \ln \xi,$$

где  $\xi \equiv r_0 / R$  – отношение радиусов внутреннего и внешнего цилиндров. Максимум скорости приходится на  $\xi_m \cong 0,31$ . Отсюда отношение  $l_0 / r_0 = 10$  ( $l_0 = 5$  мм, рис. 2). Но совпадения и нельзя было ожидать, так как в последнем случае речь идет о максимальной скорости, в то время как в приведенных значениях применительно к цилиндрическому конденсатору речь идет о средней скорости. Кроме того, анализируются различные электродные системы.

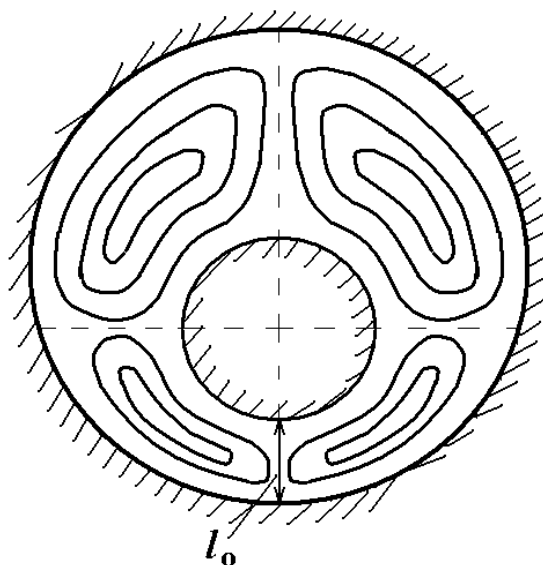


Рис. 12. Структура ЭГД-течений в системе цилиндрических электродов

Другая особенность ЭГД-течений, установленных компьютерным моделированием, о которой было упомянуто, – это резкое падение скорости в непосредственной близости к активному электроду, что объясняется, на наш взгляд, неоднородностью электрического поля с максимумом сразу за поляризационным слоем (неподвижная зона) гетерозаряда, толщина которого обуславливается не столько геометрией системы электродов, сколько электрохимическими процессами, происходящими в пограничных приэлектродных слоях активного электрода, о чем было сказано выше.

Что касается рис. 6, на котором изображены линии тока ЭГД-течения, то четко видно, что средняя по сечению потока скорость в нижней части электрода значительно выше, чем в верхней. В дальнейшем представляется перспективным введение понятия скорости как плотности линий тока (на ед. площади поперечного сечения потока). С помощью этого понятия смогут быть рассчитаны расходные характеристики ЭГД-устройств.

#### **Заключение**

Компьютерное исследование дополнено экспериментальным, что, с одной стороны, позволило подтвердить основные результаты предыдущего исследования, с другой – расширить перспективы дальнейшего изучения и применения изучаемых ЭГД-явлений.

Обсуждены основные результаты с физических позиций и начертаны пути теоретических исследований – применительно к разработкам новых ЭГД-технологий. Проведено численное моделирование ЭГД-течений в широком диапазоне межэлектродных расстояний. Результаты численных экспериментов хорошо соответствуют ранее проведенным натурным экспериментам. Предложенная физическая модель позволяет рассчитывать поля скоростей ЭГД-течения при различных межэлектродных расстояниях, описывать и объяснять особенности ЭГД-течений в малых промежутках. Показано, что при малых расстояниях между электродами на кинематику ЭГД-течения значительное влияние оказывает перекрытие заряженных приэлектродных зон по-



вышенного и пониженного давления. Описан механизм снижения эффективности ЭГД-преобразования при малых МЭП и оценен пороговый размер МЭП, в котором возможно возникновение ЭГД-течений в трансформаторном масле. При конструировании ЭГД-устройств необходимо учитывать описанную зонную структуру ЭГД-течений и наличие приэлектродных зон пониженного давления.

Статья выполнена при поддержке гранта РФФИ 06-08-91020-Мол/А и Академии наук Молдовы 06.13CRF.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Стишков Ю.К., Павлейно М.А.* // Электронная обработка материалов. 2000. № 1. С. 14–21.
2. *Стишков Ю.К., Буянов А.В., Лазарев А.С.* Моделирование структуры электрогидродинамических течений в несимметричной системе электродов // ЖТФ.2005. № 5. С. 46–51.
3. *Буянов А.В., Стишков Ю.К.* Особенности структуры сквозного электрогидродинамического течения в симметричной системе электродов // ЖТФ 2004. № 8. С. 120–123.
4. *Стишков Ю.К., Остапенко А.А.* Зависимость характеристик ЭГД течений от размера межэлектродного промежутка // Магнитная гидродинамика. 1984. № 1. С. 131–134.
5. *Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А.* Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.

*Поступила 26.10.06*

## Summary

At designing electrohydrodynamic (EHD) devices small interelectrode gaps (IEG) are usually used. It is believed that they contribute to the increasing of flow rate or pressure drop. At the same time a significant decrease of velocity of EHD flow was found experimentally. In the work under consideration this drawback was resolved by numerical simulation of EHD flows in the system of electrodes wire-plane. Analysis of structure of region of fluid acceleration reveals the existence of extremum at some distance from the active electrode. The size of the region does not exceed radius of the active electrode. A region of increased pressure also appears near the passive electrode. At decreasing of IEG near the electrode regions begin to interfere with each other and there are regions with decreased velocities of EHD flows in spite of the increase of field intensity. Data on kinematical and charge structures of the near electrode regions as well as the whole interelectrode gap at the variation of the sizes of IEG are given.

---

## **ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОГИДРОИМПУЛЬСНОЙ ОБРАБОТКИ НА ХАРАКТЕР СНИЖЕНИЯ ОСТАТОЧНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ ПО ГЛУБИНЕ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ**

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

Повышение эксплуатационной надежности (ресурса) сварных металлоконструкций – одна из насущных проблем современного промышленного производства [1].

Особенно актуальны вопросы повышения ресурса сварных конструкций для нефте- и газодобывающей промышленности, где промышленное оборудование, технологические и магистральные трубопроводы подвергаются интенсивному коррозионному растрескиванию при комплексном воздействии коррозионно-активных сред и остаточных напряжений (ОН).

Радикальным средством предупреждения коррозионного разрушения под напряжением сварных соединений является устранение его энергетической основы – напряженности металла [2]. Снижение или перераспределение ОН по толщине металла во многих случаях может оказывать положительное влияние на эксплуатационную надежность сварных металлоконструкций. При этом основное внимание уделяется состоянию поверхностных слоев металла со стороны, непосредственно контактирующей с агрессивной средой. Поэтому обычно той или иной обработке подвергают в основном указанную сторону.

Для регулирования остаточных сварочных напряжений в последнее время широко применяются деформационные методы, реализуемые механическим воздействием. К ним относятся вибрационная обработка, ультразвуковая обработка, метод ударного и взрывного нагружения. Особое место среди них занимает электрогидроимпульсная обработка (ЭГИО), которая включает действие на обрабатываемый объект комплекса ударно-волновых и силовых нагрузок, генерируемых высоковольтным разрядом в жидкости. Снижение остаточных напряжений при ЭГИО происходит в результате активации возбуждаемыми в металле волнами напряжений естественных дислокационно-сдвиговых релаксационных процессов [3]. Поскольку упругие волны в металлах затухают относительно слабо, их активирующее действие на релаксацию остаточных напряжений проявляется на значительных расстояниях от зоны разрядов: по площади радиус достаточно эффективного воздействия составляет 200–250 мм, по глубине – до 100 мм [4]. Целесообразность и эффективность малоэнергоемкого, экологически чистого технологического процесса ЭГИО сварных и литых конструкций с целью снижения в них остаточных напряжений подтверждены практически [5, 6].

При ЭГИО, если это позволяет конструкция, разряд с рабочих электродов производится непосредственно на сварной шов поверхности, которая контактирует с агрессивной средой. Так могут обрабатываться емкости или сосуды относительно большого диаметра [7]. Сварные же швы трубопроводов могут обрабатываться только снаружи, тогда как агрессивная среда действует на внутреннюю их поверхность. Учитывая результаты экспериментальных исследований [3], можно предположить, что при ЭГИО снижение ОН неравномерно по толщине сварных соединений. Поэтому представляют интерес изучение влияния ЭГИО на характер снижения ОН по глубине сварного соединения, а также определение его изменения от технологических режимов обработки, то есть параметров ЭГИО.

Цель работы – исследовать изменение остаточных макронапряжений по глубине сварных соединений при учете суммарной энергии разрядов при ЭГИО.

При решении вопроса о размерах зоны изменения остаточных макронапряжений по глубине сварных соединений на основе технологических параметров ЭГИО были использованы как результа-

ты ранее проведенных исследований [8], так и вновь полученные авторами о влиянии энергии обработки и толщины сварных соединений на эффективность снижения в них ОН.

Эксперименты проводились на образцах, в качестве которых были взяты сварные пластины из малоуглеродистой стали Ст.3 размером 500x500x  $\delta$  мм (где  $\delta$  – толщина образцов, которая выбиралась различной, а именно: 6, 10, 16, 20, 22 и 30 мм) со стыковым соединением вдоль оси.

Обработку образцов производили на лабораторной электрогидроимпульсной установке с одной стороны, при этом электрический разряд осуществлялся с электрода непосредственно на сварной шов. Для равномерного распределения нагрузки электрод перемещался вдоль сварного шва с определенным шагом  $l_{ш}$  ( $l_{ш} \approx 50$  мм). ЭГИО образцов проводили на двух уровнях суммарной энергии, проходящей на 1 мм сварного шва, а именно:  $W \cdot n = 2,7$  и  $22,5$  кДж/мм (здесь  $W$  – энергия единичного импульса, одинаковая для обоих уровней, равная  $7,5$  кДж [9], и  $n$  – количество импульсов).

Для исключения образования прогиба, который мог бы внести искажения в получаемые результаты, образцы при обработке опирали на три жестких ребра, расположенных вдоль шва: два – по краям и одно – непосредственно под швом.

Остаточные напряжения в сварных соединениях определяли разрушающим методом [11] на базах 100 мм, расположенных посередине длины шва. При этом применялись съемные механические деформометры с индикаторной головкой с точностью  $\pm 0,01$  мм, погрешность метода определения ОН с помощью применяемого деформометра не превышала 7%.

Эффективность снижения ОН вычислялась в относительных единицах: по отношению абсолютного изменения  $\Delta\sigma$  к исходному значению  $\sigma$  (здесь  $\sigma$  – продольные остаточные напряжения, близкие к пределу текучести металла) – и выражалась в процентах, то есть  $\Delta\sigma/\sigma \cdot 100\%$ .

Полученные экспериментально зависимости эффективности снижения макронапряжений от выбранных уровней суммарной удельной энергии для различных толщин сварных соединений свидетельствуют (рис. 1), что с повышением энергии обработки эффективность снижения макронапряжений возрастает, а с увеличением толщины сварных соединений при фиксированной энергии – уменьшается. Кроме того, при уровне суммарной удельной энергии, равной  $2,7$  кДж/мм, наблюдается более высокий градиент падения эффективности снижения ОН в зависимости от толщины сварных соединений, чем при  $W \cdot n = 22,5$  кДж/мм. Так, из рис. 1 следует, что при  $W \cdot n = 2,7$  кДж/мм эффективность снижения ОН понизилась от 39% при толщине сварной пластины 10 мм до 22% – при толщине 30 мм, а при суммарной энергии  $W \cdot n = 22,5$  кДж/мм – с 63 до 50% соответственно. Иными словами, при  $W \cdot n = 2,7$  кДж/мм это уменьшение почти в два раза больше, чем при  $W \cdot n = 22,5$  кДж/мм.

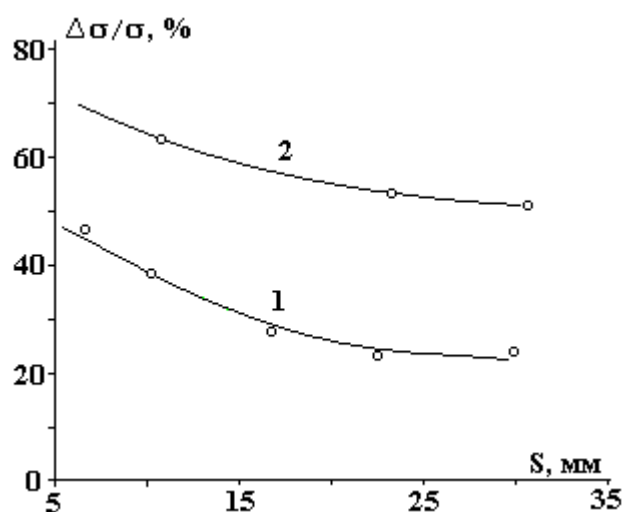


Рис. 1. Зависимость эффективности снижения макронапряжений от толщины сварных соединений: 1 –  $W \cdot n = 2,7$  кДж/мм; 2 –  $W \cdot n = 22,5$  кДж/мм

Данные о величинах снижения ОН в соединениях различной толщины позволяют построить зависимости распределения ОН по глубине металла. Для этого из экспериментальных точек на оси координат были опущены перпендикуляры, в результате чего образовались прямоугольники, условно характеризующие равномерное по глубине снижение ОН в соединениях соответствующих толщин (см. рис. 2). Поскольку в действительности их распределение неравномерное, то вместо прямоугольников должны быть геометрические фигуры типа прямоугольных трапеций, наклонная сторона у

которых является кривой, характеризующей распределение ОН по глубине металла. Поскольку упомянутые прямоугольники построены по усредненным по толщине данным, то положение и форму этой кривой можно найти из условия равенства площадей соответствующих прямоугольников и трапеций.

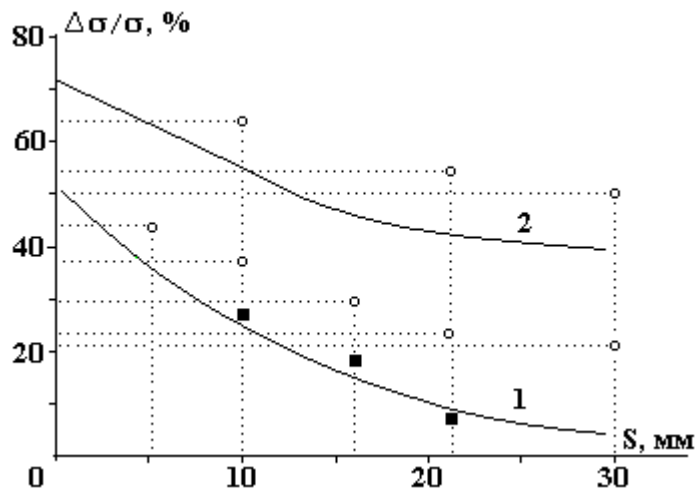


Рис. 2. Распределение эффективности снижения макронапряжений по глубине сварных соединений: 1 –  $W \cdot n = 2,7$  кДж/мм; 2 –  $W \cdot n = 22,5$  кДж/мм; круглые точки, перенесенные из рис. 1; квадратики – экспериментальные точки

Допустим, что на обрабатываемой поверхности эффективность снижения ОН у всех образцов одинаковая, а по глубине металла характер ее изменения не зависит от конечной толщины образцов. Тогда дополнительным условием для построения кривой распределения ОН по глубине обработанных соединений может быть то, что она должна быть единой для всех трапеций.

Построенные с учетом вышеприведенных предположений кривые характера снижения остаточных растягивающих напряжений по глубине металла сварных соединений представлены на рис. 2.

Полученные зависимости свидетельствуют о том, что при ЭГИО на непосредственно обрабатываемой поверхности сварных образцов эффективность снижения макронапряжений при относительно невысокой суммарной удельной энергии значительно выше, чем на глубине или с обратной стороны. Например, при  $W \cdot n = 2,7$  кДж/мм эффективность снижения ОН со стороны обработки составила приблизительно 50%, а на глубине 10, 20 и 30 мм от обрабатываемой поверхности она снизилась до значений ~ 25, ~ 10 и 5% соответственно (рис. 2, кривая 1).

С увеличением суммарной энергии разрядов кривая эффективности снижения ОН по глубине образцов (рис. 2, кривая 2) становится более пологой, то есть эффективность снижения ОН по глубине металла изменяется в значительно меньшей степени. Так, при  $W \cdot n = 22,5$  кДж/мм эффективность снижения ОН от значения ~ 70% со стороны обработки уменьшается до значений 55, 43 и 41% по глубине образцов, соответствующих расстоянию 10, 20 и 30 мм от поверхности обработки.

При этом следует отметить, что при разных уровнях суммарной энергии разрядов характер образующегося распределения остаточных напряжений по глубине металла – нелинейный и с увеличением расстояния от обрабатываемой поверхности падение эффективности снижения ОН замедляется.

Правомерность использования результатов изменения эффективности снижения ОН при ЭГИО сварных образцов конечных толщин для оценки характера распределения ОН по глубине толстостенных сварных конструкций проверялась экспериментально. Для этого были проведены дополнительные исследования определения ОН по глубине в сварных пластинах размером 500x500x30 мм.

ЭГИО этих образцов производилась при уровне суммарной удельной энергии, равной 2,7 кДж/мм. Для получения сравнимых результатов ОН определялось на глубинах 10, 16 и 22 мм согласно методике, описанной в [11]. Экспериментальные результаты хорошо согласуются с зависимостями, приведенными на рис. 2 (экспериментальные точки нанесены на кривой 1), что подтверждает правомочность принятого допущения.

Таким образом, полученные результаты показали, что с увеличением суммарной удельной энергии обработки повышается эффективность снижения макронапряжений. Этот процесс интенсивно протекает в месте непосредственного воздействия импульсов давления, распространяясь по всей глубине сварного соединения, причем тем эффективнее, чем выше суммарная энергия импульсов.

При более высоком уровне энергии обработки (22,5 кДж/мм) происходит практически выравнивание эффективности снижения ОН в объеме сварных соединений, в частности на глубине 30 мм.

Зная характер распределения остаточных напряжений по глубине обработанных сварных соединений, можно определять режимы ЭГИО, обеспечивающие необходимый эффект воздействия на остаточные напряжения как с непосредственно обрабатываемой поверхности, так и с обратной. Полученные кривые распределения эффективности снижения ОН по глубине обработанных сварных соединений можно использовать для оценки уровня остаточных напряжений на внутренней поверхности толстостенных трубопроводов при ЭГИО их наружной поверхности.

**Вывод.** На примере малоуглеродистой стали Ст.3 толщиной 30 мм показано, что изменением суммарной удельной энергии при ЭГИО можно управлять эффективностью снижения уровня макро-напряжений не только на поверхности, но и по глубине сварных толстостенных конструкций до безопасного с точки зрения коррозионного разрушения уровня. Причем этот процесс тем эффективнее, чем выше суммарная энергия обработки.

Полученные зависимости распределения эффективности снижения ОН по глубине обработанных сварных соединений могут использоваться для оценки уровня ОН в толстостенных сварных соединениях, например на внутренней поверхности трубопроводов при ЭГИО их наружной поверхности.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Патон Б.Е. Современные направления повышения прочности и ресурса сварных конструкций // Автоматическая сварка. 2000. № 9–10. С. 3–9.
2. Стеклов О.И. Стойкость материалов и конструкций к коррозии под напряжением. М.: Машиностроение, 1990. 384с.
3. Петушков В.Г., Опара В.С., Юрченко Е.С. Влияние электрогидроимпульсной обработки на дислокационную структуру сварных соединений // Сварочное производство. 1984. № 10. С. 10–11.
4. Опара В.С., Онацкая Н.А., Резникова Л.Я. Зона распространения релаксационных процессов при электрогидроимпульсном снижении напряжений // Сварочное производство. 1988. № 7. С. 36–38.
5. Мериин Б.В. Электрогидравлическая обработка машиностроительных изделий. Л.: Машиностроение, 1985. 119с.
6. Снижение остаточных напряжений в сварных конструкциях кузнечно-прессового оборудования электрогидроимпульсной обработкой / А.С. Крыжановский, Л.И. Бокланченко, В.С. Опара и др. // Кузнечно-штамповочное производство. 1986. № 1. С. 26–27.
7. Вовченко А.И., Демиденко Л.Ю., Юрченко Е.С. Пути повышения эффективности электрогидроимпульсного метода снижения остаточных напряжений в сварных соединениях // Тяжелое машиностроение. 2003. № 12. С. 34–36.
8. Влияние толщины сварных соединений на снижение остаточных напряжений электрогидроимпульсным методом / В.С. Опара, Е.С. Юрченко, Б.Я. Мазуровский, В.С. Кириченко // Сварочное производство. 1983. № 8. С. 9–10.
9. Опара В.С., Юрченко Е.С., Петушков В.Г. Влияние параметров разрядного контура на эффект снижения остаточных напряжений при электрогидроимпульсной обработке // Автоматическая сварка. 1982. № 12. С. 60–61.
10. Винокуров В.А. Сварочные деформации и напряжения. М.: Машиностроение, 1968. 236 с.
11. Жданов И.М., Гончар А.К. Определение остаточных сварочных напряжений в глубине металла // Автоматическая сварка. 1978. № 9. С. 26–27, 36.

Поступила 07.04.06

### Summary

Experimental study on the influence of welding joints thickness on the decrease in residual stresses (RS) under electrohydropulse treatment (EHPT) has been conducted. Diagrams have been plotted for the RS distributions in the joints thickness. They can be used for testing the reduction in RS in thick-walled welding joints, for example, when it is impossible to apply EHPT for processing inner surfaces of pipelines with little cross sections.

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО РАЗРУШЕНИЯ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

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

Электроразрядное разрушение основано на использовании высоковольтного разряда в жидкости. Механизм импульсного воздействия на разрушаемый объект характеризуется высоким давлением волн сжатия, генерируемых разрядом. Однако в силу самосогласованности системы плазменный канал - разрядная цепь генератора импульсов тока целенаправленное изменение характеристик электроразряда, необходимое для разрушения материала, особенно для прочного и сверхпрочного, оказывается затруднительным.

Цель работы – анализ отдельных особенностей электроразрядного разрушения, знание которых необходимо при разработке технологического процесса.

Основным технологическим показателем электроразрядного разрушения является производительность. Ее величину можно установить по радиусу разрушения  $r$  от единичного разряда. Радиус зоны разрушения неметаллических материалов зависит от силового воздействия давления  $P$  волн сжатия и прочности разрушаемого объекта  $\sigma_{сж}$  [1]:

$$r = \sqrt{P / \sigma_{сж}} \cdot 10^{-2}, \quad (1)$$

где  $P$  – давление волны сжатия, МПа;  $\sigma_{сж}$  – предел прочности материала на сжатие, МПа.

Давление  $P$  зависит от параметров генератора импульсов тока и на основании эмпирической зависимости [2] выражается формулой

$$P = \frac{U^{5/4} \cdot C^{1/4}}{R^{1/2} \cdot L^{3/8} \cdot l^{5/8}}, \quad (2)$$

ГДЕ  $U$  – напряжение, кВ;  $C$  – емкость разрядного контура, мкФ;  $R$  – расстояние до разрушаемого объекта, м;  $L$  – индуктивность разрядного контура, мкГн;  $l$  – длина разрядного промежутка, м.

Максимальный эффект разрушения, исходя из соотношений (1)–(2), достигается при максимальном давлении в импульсе волны сжатия, то есть при максимальных значениях напряжения  $U$  и емкости  $C$  разрядного контура и минимальных значениях индуктивности  $L$ , длины разрядного промежутка  $l$  и расстояния до разрушаемого объекта  $R$ .

Вопрос об эффективности процесса разрушения возникает в связи с необходимостью выбора оптимального режима разряда в  $LC$ -цепи, при котором обеспечивается максимум механического действия [3]. Высокая эффективность разряда наблюдается тогда, когда он протекает в режиме, близком к критическому, то есть когда индуктивность контура мала. Критический режим разряда - это предельный аperiодический разряд, который переходит в периодический при дальнейшем уменьшении сопротивления контура.

С учетом условий максимального выделения энергии на разрядном промежутке, при которых обеспечивается наибольшая эффективность преобразования энергии за счет пробоя любой длины канала разряда без потерь энергии, получено оптимальное соотношение между параметрами разрядного контура и длиной излучения волн сжатия [4]:

$$l_{i0} = 1,35 \cdot 10^{-3} U_0 \cdot \sqrt[4]{LC}. \quad (3)$$

Анализ соотношений (1), (2) и (3) показывает, что параметры разрядного контура должны иметь определенные ограничения, так как при больших значениях таких параметров, как напряжение  $U$  и емкость  $C$ , и малых значениях разрядного промежутка  $l$  управлять процессами электроразряд-

ного разрушения и получать максимальный эффект сложно из-за несогласованности в равенстве (3). С другой стороны, разряды с низкими значениями напряжения и емкости для разрушения высокопрочных материалов непригодны из-за низкой эффективности силового воздействия. Нетрудно убедиться, что максимальный КПД разряда (то есть согласованные разряды) возможен только на малой индуктивности  $L < 2$  мкГн при напряжении разрядного контура, используемом в технологических процессах, равном 50 кВ. На практике в большинстве случаев для всех электроразрядных технологий разрушения используются электроразряды со значительно большими силовыми параметрами разрядного контура. Очевидно, что чем больше увеличиваются параметры  $U$  и  $C$  для получения высоких давлений и производительности электроразрядного разрушения, тем больше становятся индуктивность и потери выделившейся в канале разряда энергии и ниже КПД разряда. Силовое воздействие в большей степени зависит от напряжения разрядного контура, а роль емкости – в поддержании времени силового действия.

Таким образом, эффективность электроразрядного разрушения неметаллических материалов можно повысить за счет создания условий в разрядном промежутке, обеспечивающих максимальное выделение запасенной энергии конденсаторов. Одним из методов решения такой задачи является инициирование разрядов взрывом проводников. Физическая сущность инициирования разрядов взрывом проводника заключается в том, что при подаче напряжения на инициирующий проводник плотность тока в нем становится критической и проводник мгновенно взрывается, затем из-за резкого падения сопротивления ток падает до 0, а напряжение становится максимальным и равным напряжению заряда конденсаторных батарей. В дальнейшем происходит пробой газовой дорожки и последующие стадии – аналогично подводному искровому разряду. Как показали эксперименты, размеры взрывающегося проводника можно варьировать мощностями, выделяемыми в канале разряда, и получить разряды от колебательного до близкого к апериодическому, то есть получить максимальный КПД разряда и производительность электроразрядного разрушения значительно больше, чем при обычном разряде [4]. Однако инициирование электроразряда взрывом проводника с точки зрения конструктивного исполнения электроразрядного оборудования для разрушения неметаллических материалов не всегда приемлемо. Так, например, при разрушении стержней и очистке отливок использование инициирующих разрядов затруднено из-за наличия полостей малого диаметра, сложности поверхностного рельефа отливки, а также при тонкостенных внутренних перегородках, особенно в сложном по конструкции литье. В этом случае для эффективного использования электроразряда применяется метод разупрочнения форм и стержней в активных разрядных средах на основе поверхностно-активных веществ.

*Результаты разрушения неметаллических материалов*

Наименование материала	Прочность $\sigma_{сж}$ , МПа	Параметры разрядного контура				Производительность, м <sup>3</sup> /ч	
		$U$ , кВ	$C$ , мкФ	$L$ , мкГн	$l$ , м	$Q_1$	$Q_2$
Стекло	230	50	8	10	0,07	1,5	2,2
Кирпичная кладка	40	50	8	10	0,07	1,5	3,5
Бетон	60	50	8	10	0,07	3,0	4,5

При использовании электроразрядов для разрушения крупногабаритных объектов, таких, например, как бетонные фундаменты, железобетонные изделия, валуны, прочные морские донные грунты и др., требуются энергии разряда выше на порядок и более, чем при дроблении и измельчении материалов, и ее потери становятся еще значительнее. Наиболее эффективным инициированием разрядов, используемых в таких процессах, как показали исследования, является ввод в канал разряда энерговыделяющих композиций. Решению этой задачи посвящены работы [5, 6]. Практически важной и существенной особенностью электродинамических характеристик высоковольтного электрохимического взрыва является уменьшение длительности протекания

разрядного тока по сравнению с обычным подводным электрическим взрывом при одинаковых параметрах разрядной цепи. Объем разрушений при этом зависит от количественного и качественного составов энерговыделяющих композиций и может от 1,5 до 3 раз превышать объем обычного электроразрядного разрушения. Для сравнения в таблице представлены результаты разрушения некоторых неметаллических материалов при обычном  $Q_1$  и инициированном  $Q_2$  разрядах, соблюдая одинаковые параметры разрядного контура [1, 4].

Таким образом, эффективность электроразрядного разрушения неметаллических материалов можно повысить вводом в канал разряда энерговыделяющих композиций. Ввиду отсутствия предпробивных потерь и приближения режима разряда к критическому значительно повышается КПД преобразования энергии и расширяются возможности оперативного управления энергоемкостью процессов разрушения при обработке неметаллических материалов различной прочности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Ризун А.Р., Цуркин В.Н.* Электроразрядное разрушение неметаллических материалов // Электронная обработка материалов. 2002. № 1. С. 83–85.
2. *Кривицкий Е.В.* Динамика электровзрыва в жидкости. Киев: Наукова думка, 1986.
3. *Наугольных К.А., Рой Н.А.* Электрические разряды в воде. М., 1971.
4. *Кривицкий Е.В.* О сопротивлении расширяющегося канала подводного искрового разряда // Электронная обработка материалов. 1972. № 3. С. 69–71.
5. *Вовченко А.И., Посохов А.А.* Управляемые электровзрывные процессы преобразования энергии в конденсированных средах. Киев: Наукова думка, 1992.
6. *Кондриков Б.Н., Вовченко А.И., Анников В.Э., Иванов В.В.* Взрывные превращения электрической и химической энергии. Киев: Наукова думка, 1987.

*Поступила 11.07.06*

## Summary

The article is dedicated to consideration of some specialities of electric-discharge destruction of non-metallic materials, which necessary to take into account, when technology and equipment are working out. Registration of these specialities enables to create more effective electric-discharge installation, to carry out improving the installations constructed earlier.

---



А.С. Мосиевич, Н.В. Полищук, И.М. Панченко\*, М.С. Панченко,  
А.Л. Панасюк, И.Н. Карпович\*\*

## ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ В ДЛИННЫХ КАПИЛЛЯРНЫХ ТРУБКАХ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

*Ровенский государственный гуманитарный университет,  
ул. Остафова, 31, г. Ровно, UA –33000, Украина,*

*\*Европейский университет финансов, информационных систем,  
менеджмента и бизнеса,*

*ул. Киевская, 64Б, г. Ровно, UA -33028, Украина,*

*\*\*Национальный университет водного хозяйства и природопользования,  
ул. Соборная, 11, г. Ровно, UA -33028, Украина*

**Введение.** Широкое применение капиллярно-пористых тел в космической технике, в частности в устройствах, транспортирующих массу и энергию вещества (тепловых трубах, пористых испарительных теплообменниках и т. п.), значительно повышает интерес к изучению проблемы капиллярного транспорта жидкостей. Условие равновесия мениска при отсутствии внешнего силового поля является постоянство его средней кривизны. Наиболее простое и распространенное капиллярное явление в природе и практике – капиллярное впитывание (КВ) жидкостей. Поэтому одна из задач данной работы состоит в изучении процесса КВ воды отдельными цилиндрическими капиллярными трубками под воздействием электрических полей (ЭП), включая и разрядные токи.

**Теоретический анализ.** В [1–3] подробно рассмотрены как начальный период, так и вторичный – стационарного течения жидкости при наличии лишь гравитационного поля.

Движение смачивающей жидкости в цилиндрической капиллярной трубке (КТ), которая размещена под углом  $\alpha$  к горизонту, описывается известным уравнением Порхаева [4]:

$$\frac{d^2l}{d\tau^2} + \frac{1}{l} \left( \frac{dl}{d\tau} \right)^2 + \frac{8\eta}{r_0^2 \rho_1} \frac{dl}{d\tau} + g \sin \alpha - \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0 \rho_1 l} = 0. \quad (1)$$

Ниже рассматривается массоперенос в цилиндрических капиллярных трубках радиусов, как в простейших моделях реальных пористых тел. Основной объем порового пространства в макропористом теле составляют каналы макропор (макрокапилляров), хотя и микрокапилляры занимают определенный объем. Широкие макрокапилляры в пористых телах назовем капиллярной трубкой (КТ). В них капиллярное давление намного меньше гидростатического ( $2\sigma_{12} \cos \theta / r_0 \ll \rho_1 g l \sin \alpha$ ). КТ служат основными транспортными каналами при увлажнении (кинетика) и резервуарами воды в состоянии равновесия (статика увлажнения).

Для значительной интенсификации массопереноса при впитывании жидкости важны макрокапилляры с радиусами внутренних каналов, большими  $1 \cdot 10^{-7}$  м. Действительно, согласно формуле Пуазейля объем жидкости, переносимой через поперечное сечение капилляра за секунду, прямо пропорционален четвертой степени его радиуса. Поэтому в макрокапиллярах средняя скорость движения жидкости на несколько порядков выше, чем в микрокапиллярах. Соответственно увеличивается и скорость переноса массы конвективным потоком жидкости. При обычных температурах и разной гидрофильности пористых тел в сфере действия молекулярных адсорбционных центров стенок микрокапилляров находится лишь слой жидкости толщиной от 3 до 1000 Å, то есть незначительная масса жидкости [5, 6], и на состояние и течение основной массы жидкости существенное влияние могут оказывать внешние силовые поля.

Перемещение воды в КТ лимитируется противодействием силы тяжести, но КТ являются

большими резервуарами, из которых микрокапилляры пористых тел впитывают воду и подают ее на значительную высоту (грунты, растения, ткани и другое). Компенсирование в определенных границах гидростатического давления или увеличение капиллярного давления в КТ с помощью ЭП позволило бы значительно уменьшить время транспортирования воды на значительную высоту и аккумулялировать ее на продолжительное время.

Поскольку скорость впитывания на начальном этапе очень большая [1–3], ее очень сложно увеличить, а возможно, и не надо. Для второго этапа, когда скорость впитывания уменьшается на порядки, задача ускорения движения жидкости становится актуальной, поскольку в действительности капиллярные трубки довольно длинные и достигают одного, а то и нескольких метров.

Если капиллярное давление [1]

$$p_k = 2\sigma_{12}\cos\theta/r_0 \gg \rho_1 g l \sin\alpha, \quad (2)$$

то из формулы (1), пренебрегая двумя первыми членами, учитывающими силу инерции, при постоянстве капиллярного давления, а также с учетом равенства нулю скорости на стенке капилляра (условие прилипания) получаем

$$l = \left( \frac{\sigma_{12} r_0 \cos\theta}{2\eta} \right)^{1/2} \tau^{1/2} = K\tau^{1/2}. \quad (3)$$

Это уравнение и используется обычно для расчета зависимости  $l = f(\tau)$  при течении жидкости по капиллярам, а в несколько модифицированном виде – и для пористых тел [2, 3].

Условие (2) выполняется для капиллярной трубки лишь при ее горизонтальном положении, когда гравитационная сила не препятствует движению жидкости. Из выражения (3) следует, что при  $\tau \rightarrow \infty$   $l \rightarrow \infty$ , то есть длина столбика воды должна увеличиваться до бесконечности.

В состоянии равновесия  $dl/d\tau = 0$  из (1) при указанных выше условиях можно получить

$$l = \frac{2\sigma_{12} \cos\theta}{r_0 \rho_1 g \sin\alpha}, \quad (4)$$

то есть максимальная длина столбика жидкости в КТ существенно зависит от ориентации его относительного направления действия силы тяготения. Для заданного радиуса  $r_0$  эта длина обратно пропорциональна скатывающей составляющей силы тяжести  $\rho_1 g \sin\alpha$ . Противодествовать этой силе могут только электрические силы, как это видно из первого уравнения приведенной ниже системы (5), описывающей электроконвективные явления [7]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}}{\partial \tau} + (\vec{v}\nabla)\vec{v} &= \vec{g} - \frac{\nabla p}{\rho_1} - \frac{\eta}{\rho_1} \nabla^2 \vec{v} + \frac{\rho_e \vec{E}}{\rho_1} - \frac{\varepsilon_0 E^2}{2\rho_1} \cdot \nabla \varepsilon_1 + \frac{1}{2\rho_1} \varepsilon_0 \nabla \left( E^2 \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1} \rho_1 \right); \\ \nabla \vec{v} &= 0; \\ \nabla \vec{A} &= \frac{\rho_{\vec{a}}}{\varepsilon_0 \varepsilon}; \\ \nabla \vec{i} + \frac{\partial \rho_e}{\partial \tau} &= 0; \\ \vec{i} &= \rho_e b \vec{E} + \rho_e \vec{v} - D \nabla \rho_e; \\ \nabla \times \vec{A} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

где  $b$  – коэффициент подвижности ионов в жидкости (газе).

Первое уравнение системы (5) представляет собой уравнение Навье–Стокса, которое кроме обычных сил (давления  $p$ , инерции  $\rho_1 d\vec{v}/dt$ , гравитации  $\rho_1 \vec{g}$ , вязкости  $\eta \nabla^2 \vec{v}$ ) содержит и плотность электрических сил

$$\vec{f}_e = \rho_e \vec{E} - 0,5 \varepsilon_0 E^2 \nabla \varepsilon_1 + 0,5 \varepsilon_0 \nabla \left[ E^2 \rho_1 \left( \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial \rho_1} \right)_T \right], \quad (6)$$

посредством которых электрическое поле воздействует на гидродинамику жидкостей.

Поскольку в (4)  $\rho_1 g \sin \alpha$  представляет собой плотность гравитационных сил, а компенсирующая сила  $f_e$  (6) должна действовать противоположно, чтобы ускорять КВ, то, предполагая  $f_0 \approx \text{const}$ , формулу (4) можно переписать в виде

$$l = \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0 ((\rho_1 g \sin \alpha) - f_e)}, \quad (7)$$

откуда при любом  $\alpha$  в случае равенства  $(\rho_1 g \sin \alpha) - f_e = 0$  следует  $l \rightarrow \infty$ .

Возрастание  $e$  проще осуществить в широких капиллярах, где основная масса жидкости практически свободна от влияния адсорбционных сил вещества стенок. В пределах радиуса действия этих сил жидкость макроскопически неподвижна. Тем не менее радиусы этих макрокапилляров не должны быть слишком большими, чтобы гравитационное поле существенно не тормозило конвективное движение жидкости за счет роста веса ее столбика, особенно если макрокапилляр размещен вертикально.

Поэтому необходимо диспергировать жидкость на отдельные, достаточно малые объемы, когда электрическая сила будет превышать гравитационную. В рассматриваемом случае это осуществляется при КВ жидкости в структуру пористого тела. Диспергированную капиллярами жидкость можно значительно быстрее вводить (выводить) в (из) пористое тело с помощью электрических сил, значительно ускоряющих их увлажнение или осушение, что будет еще одним проявлением электронно-ионных технологий, которые энергетически наиболее удобны, поскольку ЭП оказывает непосредственное влияние на заряженное вещество без промежуточных трансформаций энергии [8]. Это позволит реализовать на практике прогноз развития науки об увлажнении и осушении [9].

Вместе с тем еще недостаточно разработаны теоретические вопросы, мало проведено экспериментальных исследований, в то время как действие ЭП на вещество и возможности использования этого действия для технологических целей связаны с большим числом физических явлений. В меру накопления экспериментальных данных из комплексных электрофизических исследований, электродиффузии и электроконвекции влаги появится возможность практического использования электронно-ионных методов увлажнения и осушения.

Система уравнений (5), казалось бы, должна решать любые вопросы, связанные с взаимодействием течения заряженной или диэлектрической среды и ЭП. Тем не менее ряд параметров, в частности вязкость, зависит от напряженности в сильных ЭП, а также значительно от температуры. В этих условиях ответ на вопрос о характере течения жидкости может обеспечить лишь эксперимент.

В работах [10, 11] показано, что при наложении неоднородного электрического поля (НЭП) с градиентом квадрата напряженности, направленным вдоль оси капилляра к устью КТ, увеличиваются как высота поднятия воды в вертикальных КТ, так и скорость течения воды в горизонтальных и расположенных под малыми углами к горизонту макрокапиллярах.

Укажем, что в модели Порхаева (1) неучтенный противодействующий течению жидкости силовой член становится важным при значительном росте длины столбика воды  $l$ . Поэтому в [12] предложено модифицированное уравнение Порхаева [4] для расположенной горизонтально длинной КТ:

$$\frac{d^2 l}{d\tau^2} + \frac{1}{l} \left( \frac{dl}{d\tau} \right)^2 + \frac{8\eta}{r_0^2 \rho_1} \frac{dl}{d\tau} = \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0 \rho_1 l} \left[ 1 - \left( \frac{l}{l^*} \right)^2 \right]. \quad (8)$$

Здесь  $l^*$  – расстояние, на котором движение жидкости при впитывании ее прекращается,

$$l^* \equiv l|_{l \rightarrow \infty} = \tau^* \left( \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0 \rho_1} \right)^{1/2}, \quad (9)$$

где  $\tau^*$  – некоторый эмпирический коэффициент пропорциональности. Такая модификация в [12] объясняется зависимостью динамического угла смачивания от  $l$ .

При очень больших  $l$  градиент капиллярного давления  $\nabla p_k$  уменьшается настолько, что случайные незначительные изменения противодействующих сил (гидрофобные частички пыли, адсорбированные на поверхности мениска из воздуха молекулы ПАВ, которые снижают  $\sigma_{12}$ , повышение давления воздуха при его сжатии в длинной КТ, пузырьки паровоздушной смеси и другие факторы, не играющие заметной роли при быстром движении мениска (малые  $l$ )) останавливают дальнейшее продвижение жидкости. Для того чтобы сдвинуть столбик жидкости между двумя пузырьками с места, в КТ нужно увеличить давление, превосходящее некоторое минимальное [13]:

$$\Delta P^* = 2\sigma_{12} (1/R_1 - 1/R_2), \quad (10)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  – радиусы кривизны поверхностей, ограничивающие жидкостную прослойку. Если в КТ чередуются  $n$  газовых пузырьков и столбиков жидкости между ними, то дополнительное давление, которое необходимо приложить для преодоления сопротивления сдвига такого газожидкостного образования, возрастает в  $n$  раз. Тогда формулу Пуазейля для движения жидкости в длинной КТ необходимо использовать в виде

$$\bar{v} = \frac{r_0^2}{8\eta l} \left( \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0} - n\Delta P^* \right), \quad (11)$$

где  $n\Delta P^*$  – противодействие, обусловленное вышеупомянутыми явлениями, которое тормозит и останавливает движение жидкости под действием  $\nabla p_k$ . Интегрированием уравнения (11) с учетом  $\bar{v} = dl/d\tau$  получим формулу

$$l^2(\tau) = \frac{r_0^2 \tau}{4\eta} \left( \frac{2\sigma_{12} \cos \theta}{r_0} - n\Delta P^* \right). \quad (12)$$

Она в отличие от классического уравнения Вашборна [3, 14] для горизонтальных КТ (3) содержит дополнительный член  $n\Delta P^*$ , деформирующий линейную зависимость  $l^2(\tau)$ . Для коротких КТ с малыми  $r_0$  и промежутками  $\tau$  этим отклонением от линейности можно пренебречь. НЭП также должно видоизменять закон Вашборна тем существеннее, чем больший  $\nabla E^2$ .

Действительно, при действии НЭП и учете сил противодействия всасыванию в длинных широких КТ обобщенное уравнение Вашборна можно записать в виде

$$l_e^2(\tau) = \frac{r_0^2 \tau}{4\eta_e} \left( \frac{2\sigma_{12}^e \cos \theta_e}{r_0} - n\Delta P^* + P_e \right), \quad (13)$$

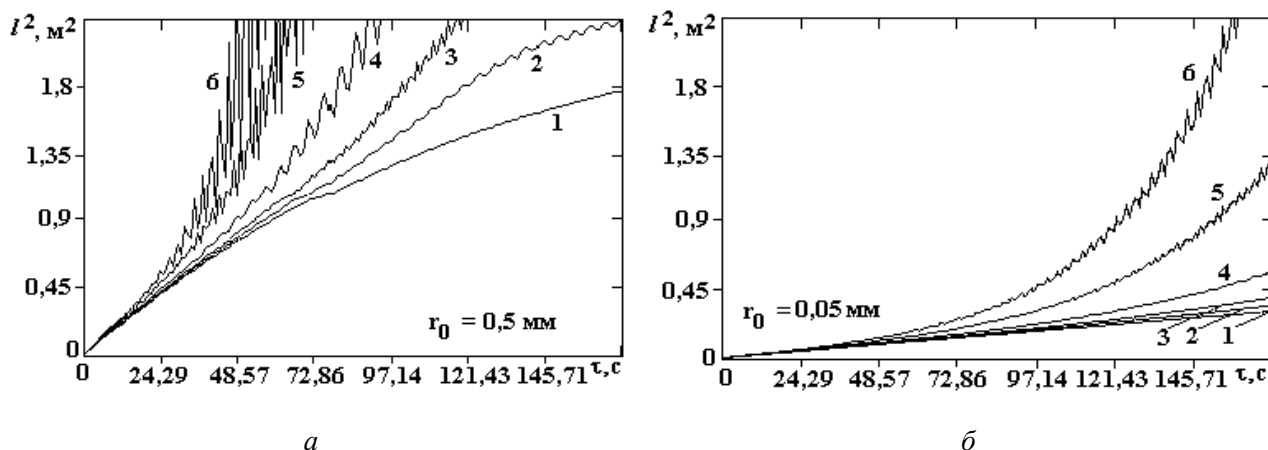
где  $P_e$  – давление, создаваемое силами НЭП. Выражение (13) указывает на то, что КВ в НЭП существенно интенсифицируется даже при малых  $\tau$ , а при больших, когда КВ без поля прекращается, давление  $P_e$  может существенным образом увеличить  $l$  даже при малых  $\nabla E^2$ , которые обеспечивают условие  $P_e > n\Delta P^*$ .

**Методика эксперимента.** Впитывание воды в горизонтальные КТ под влиянием НЭП, создававшиеся подачей постоянного высокого напряжения  $U$  на систему электродов игла–плоскость, между которыми располагалась КТ, исследовали как в [10 – 12].

**Результаты.** При отсутствии поля график  $l^2(\tau)$  является, как этого требует теория, линейным лишь для КТ с малыми  $r_0$  (рис. б). Для КТ с большими  $r_0$  при длине  $\approx 1$  м этот график отстает от линейности (рис. а), стремясь с ростом  $\tau$  к своеобразному насыщению, при котором впитывание прекращается. Как видно из рисунка, графики зависимостей  $l^2(\tau)$  для КТ с большими  $r_0$  при одинаковом значении  $\tau$  идут значительно выше по сравнению с КТ меньших  $r_0$ . Это указывает на значительно большую скорость КВ более широкими КТ. При этом скорость менисков к началу отступления  $l^2(\tau)$  от линейности отвечает закону Пуазейля.

Из этих рисунков видно, что НЭП осуществляет разное ускоряющее действие на КВ практически во всей зоне действия поля. На первой стадии КВ (высокоскоростное впитывание) положение кривых  $l^2(\tau)$  при включенном поле практически не отличается от аналогичных опытов без поля, на втором этапе (еще довольно быстрый квазистационарный режим) зависимости  $l^2(\tau)$  в НЭП имеют вид

колебательных кривых, которые постепенно отходят от кривой без поля. Особенно это заметно для КТ большого радиуса. Для третьего периода (область медленного течения жидкости без поля) кривые  $l^2(\tau)$  в НЭП уходят вверх. Это происходит тем стремительнее и тем раньше, чем большее высокое напряжение  $U$  приложено к электродам и чем больше радиус КТ. При этом амплитуды и частоты колебательных движений столбиков жидкости увеличиваются. При подходе мениска воды к игольчатому электроду кривые КВ круто идут вверх, что свидетельствует о резком увеличении силы  $f_e$ , а согласно (7), (13) и  $l$ . В КТ с радиусом на порядок меньше влияние поля при тех же  $U$  и интервале  $\tau$  намного меньше. Отклонение от кривой без поля и колебание столбика начинаются намного позднее, значительно меньшими становятся частота и амплитуда этих колебаний.



Зависимости квадрата длины столбика  $l^2$  от времени  $\tau$  впитывания воды в кварцевые горизонтальные КТ радиусами  $r_0$  0,5 (а) и 0,05 мм (б) при разных напряжениях  $U$ , кВ: 1 – 0; 2 – 5; 3 – 10; 4 – 20; 5 – 40; 6 – 60; температура воды – 293 К

Увеличение скорости пропитки под действием поля в той и другой КТ тем сильнее, чем длиннее столбик, то есть чем ближе мениск жидкости подходит к электроду-игле. Наблюдается даже нарушение сплошности столбика жидкости, и она выходит из устья КТ (за исключением случая с  $U = 5$  кВ) в виде струи заряженных капелек со скоростью, которая зависит от величины напряжения между электродами.

**Обсуждение.** Если жидкость заряжена и на нее действует внешнее ЭП, то возникают электрокапиллярные волны, которые существенно облегчают условия возникновения неустойчивости заряженной поверхности, поскольку уменьшается поверхностное натяжение жидкости  $\sigma_{12}^e$ . Это приводит к поверхностной неустойчивости Френкеля–Тонкса.

Волны той или другой природы вследствие действия сил вязкости проникают на определенную глубину в жидкость, вызывая ее колебательное движение. При нарушениях под действием внешних возмущений кривизны мениска происходит изменение капиллярного давления  $p_k$ . При этом столбик жидкости выходит из стационарного равновесия и возникают колебательные движения столбика с разными амплитудами и частотами [15]. Этому благоприятствуют и противоборствующие силы: электрические, гравитационные, инерционные, вязкостные и другие.

**Заключение.** Таким образом, теоретическим и экспериментальным путем показано, что в длинных широких макрокапиллярах, даже если они расположены горизонтально (сила тяжести не противодействует движению жидкости), впитывание жидкости прекращается. Наложением НЭП можно не только устранить это негативное явление, но и значительно увеличить как скорость, так и длину столбиков впитываемой жидкости, то есть быстрее и на большие расстояния осуществлять ее транспорт. Если жидкость термически неоднородная, то с помощью электроконвективного движения можно передавать и большое количество теплоты, интенсифицируя совместный тепломассоперенос в макропористых телах.

**Обозначения:**  $E$  – напряженность ЭП;  $g$  – ускорение свободного падения тела;  $h$  – высота поднятия жидкости;  $l$  – длина столбика или пленки жидкости в капилляре;  $p$ ,  $p_k$  – давление, капиллярное давление;  $r_0$  – радиус КТ;  $U$  – напряжение;  $\alpha$  – угол наклона КТ к горизонту;  $\varepsilon_1$  – относительная диэлектрическая проницаемость;  $\varepsilon_0$  – электрическая постоянная;  $\eta$  – динамическая вязкость жидкости;  $\theta$  – краевой угол смачивания;  $\vec{i}$  – плотность тока;  $\rho$  – плотность;  $\rho_e$  – объемная плотность заряда;  $\sigma$  – поверхностное натяжение;  $\tau$  – время;  $\bar{v}$  – средняя скорость движения жидко-

сти. **Индексы:** 0 – начальное значение; 1 – жидкость; 2 – паровоздушная среда; 12 – жидкость на границе с паровоздушной средой;  $e$  – в ЭП; **Условные сокращения:** ЭП – электрическое поле; КПТ – капиллярно-пористое тело; КТ – капиллярная трубка; КВ – капиллярное впитывание; НЭП – неоднородное электрическое поле.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Сумм Б.Д., Рауд Э.А., Горюнов Ю.В. Начальная стадия капиллярного впитывания // Коллоидный журнал. 1979. Т. 41. В. 3. С. 601–603.
2. Кузьмич А.В., Новиков П.А., Новикова В.И. Анализ начальной стадии кинетики капиллярного впитывания // Инженерно-физический журнал. 1986. Т. 50. № 2. С. 294–299.
3. Хейфец Л.И., Неймарк А.В. Многофазные процессы в пористых средах. М.: Химия, 1982. 320 с.
4. Порхаев А.П. Кинетика впитывания жидкостей элементарными капиллярами // Коллоидный журнал. 1949. Т. 11. № 5. С. 346–353.
5. Лыков А.В. Явления переноса в капиллярно-пористых телах. М.: Гос. изд-во техн.-теор. лит., 1954. 296 с.
6. Лыков А.В. Тепломассообмен (Справочник). М.: Энергия, 1971. 560 с.
7. Болога М.К., Гросу Ф.П., Кожухарь И.А. Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.
8. Сильные электрические поля в технологических процессах (Электронно-ионная технология): Сб. статей. Вып. 3 / Под ред. акад. В.И. Попкова. М.: Энергия, 1979. 184 с.
9. Лыков А.В. Прогноз развития науки о сушке капиллярно-пористых коллоидных тел // Инженерно-физический журнал. 1970. Т. 43, № 4. С. 609 – 616.
10. Полищук Н.В., Панченко И.М., Панченко М.С., Карпович И.Н. Эффекты воздействия и последствие электрических полей на поднятие воды в макрокапиллярах // Электронная обработка материалов. 2002. № 4. С. 54–67.
11. Полищук Н.В., Панченко И.М., Панченко М.С., Карпович И.Н. Влияние электрического поля на скорость перемещения воды в широком капилляре, расположенном под малым углом к горизонту // Электронная обработка материалов. 2003. № 6. С. 25–33.
12. Колисниченко В.И. Течение жидкости в длинном капилляре // Инженерно-физический журнал. 1989. Т. 57. № 2. С. 227–232.
13. Гегузин Я.Е. Пузыри. М.: Наука. Главная редакция физико-математической литературы, 1985. 176 с.
14. Ершов А.П., Зорин З.М., Соболев В.Д., Чураев Н.В. Кинетика движения пузырька газа в капилляре // Коллоидный журнал. 2001. Т. 63. № 2. С. 200–207.
15. Карпович И.Н., Панченко М.С. Пульсирующее движение жидкости в капиллярах под влиянием силового поля // Инженерно-физический журнал. 2006. Т. 79. № 5. С. 20–25.

Поступила 31.07.06

## Summary

It is shown, that a non-uniform electric field in horizontal macrocapillaries it is possible not only to remove the discontinuance absorption liquids, but also considerably to increase speed and length of columns of a liquid.

---

## Триботехнические характеристики наноуглеродных материалов

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

### **Введение**

Решение проблемы совершенствования физико-механических свойств материалов связано с поиском методов изменения их химического состава или структуры. На практике эта задача может быть решена при использовании нетрадиционных процессов получения новых материалов или в результате их модифицирующей обработки. Уникальные физико-механические свойства наноматериалов привлекают большое внимание исследователей. Они используются для нанесения покрытий, в качестве катализаторов или служат исходным сырьем для порошковой металлургии. Получение наноматериалов возможно только при воздействии на исходный материал концентрированных потоков энергии. Обеспечение равномерного воздействия потока энергии на весь объем обрабатываемого материала вызывает при использовании электронных пучков и лазерного испарения большие технические трудности. Применение электровзрывного метода для этого позволяет реализовать однородный нагрев, испарение материала проводников и образование плазмы. Продукты электрического взрыва проводников представляют собой слабоагломерированные нанопорошки металлов и сплавов. При этом средний размер частиц лежит в области 20–100 нм при производительности до 200 г/час и затратах энергии до 5 кВт·ч [1–3].

### **Исследование продуктов электровзрыва графитовых проводников**

Поскольку графит является проводником, то существует возможность получения ультрадисперсных порошков углерода электровзрывным методом. Открытие новой фазы (фуллерены) и существование сверхтвердой фазы углерода вызывают интерес исследователей к возможности синтеза разных аллотропных форм наноуглерода в процессе электровзрыва.

Нагрев графитового проводника мощным импульсом тока длительностью до 50 мкс приводит к его испарению и образованию плазмы. После прекращения нагрева происходит неравновесный процесс конденсации газа, в котором ионизованные частицы играют роль центров конденсации, что приводит к множественному зародышеобразованию конденсирующейся фазы. Быстрое расширение парогазовой полости и дальнейшее попадание продуктов в жидкость препятствуют коагуляции зародышей и одновременно создают условия для их охлаждения – «закалки» новой фазы. Таким образом, электровзрывной метод сочетает несколько физических процессов (испарение, образование плазмы и охлаждение), позволяющих получать порошки углерода в нанодисперсном состоянии.

Теоретически и на основании анализа результатов исследования полученных ультрадисперсных продуктов электровзрыва установлены режимы нагрева графитовых проводников мощным импульсом тока и условия, необходимые для структурно-фазовых превращений графит → алмаз и графит → фуллерены. Результаты исследований, проведенных в Институте импульсных процессов и технологий НАН Украины и Институте металлофизики НАН Украины, показали, что применение высокоэнергетических режимов электроразрядной обработки углеродсодержащих материалов позволяет получать продукты электровзрыва, в состав которых входят алмазо- и фуллереноподобные фазы наноуглерода, наличие которых подтверждено методами рентгенофазового анализа [4–6].

В Институте сверхтвердых материалов НАН Украины проведены исследования продуктов электровзрыва графитовых проводников, погруженных в различные органические жидкости (антраценовое и соляровое масло, гексан, этанол, толуол и др.).

Электронно-микроскопическими исследованиями установлено, что в полученной (в результате электровзрыва графитовых проводников в антраценовом масле) порошковой пробе (рис. 1) содержатся три структурные составляющие, отличающиеся кристалломорфологией частиц и фазовым составом: наноалмаз, фуллереноподобные частицы и разупорядоченный нанougлерод.

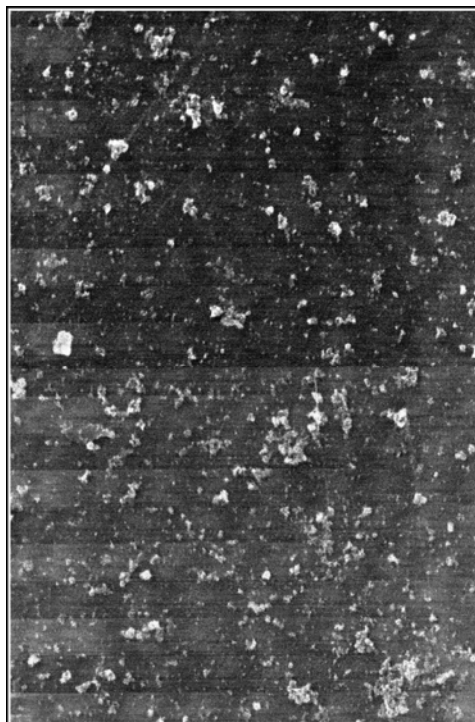


Рис. 1. Типичное электронно-микроскопическое изображение очищенного порошкового образца

По данным рентгенофазового анализа, в исследованных нанougлеродных материалах, полученных после центрифугирования коллоидного раствора нанougлеродных продуктов электровзрыва в антраценовом масле и их очистки на установке SOXHLETT, содержится до 10% наноалмаза в виде смеси кубической и гексагональной модификаций.

Наличие на микроэлектронограммах от разупорядоченного углерода (рис. 2) отражений, отождествленных с межплоскостными расстояниями  $d = 0,71$  нм, связано с присутствием углерода в фуллереноподобной форме, так как на микроэлектронограммах от фуллеренов, претерпевающих превращение непосредственно под электронным пучком, имеются отражения со значением  $d$ , близким к указанному.

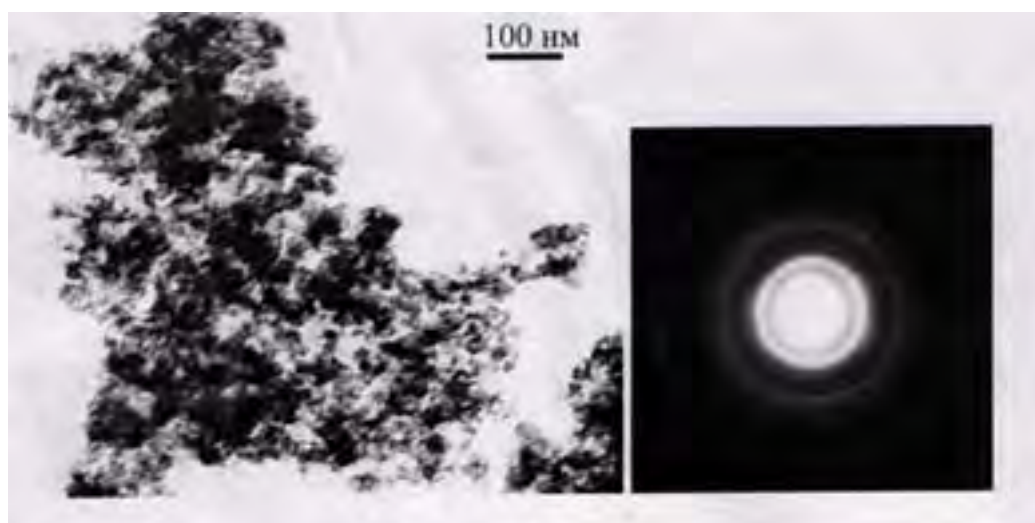


Рис. 2. Типичное электронно-микроскопическое изображение и микроэлектронограмма хлопьевидных агрегатов частиц, составляющих основную часть порошкового образца



Выявленные структурные особенности разупорядоченного углерода – пластинчатая форма наночастиц, образованных хлопьевидными агрегатами, – не являются характерными для структуры сильно фрагментированного углерода, формирующегося при деформационной обработке (при высоком давлении ударного сжатия) исходного, хорошо кристаллизованного графита. Разупорядоченный углерод указанного структурного состояния может быть образован в результате обратного превращения нанодисперсных углеродных фаз, возникающих на основе такого графита непосредственно в условиях ударного нагружения. Предположительно, что такой разупорядоченный углерод формируется в результате обратного превращения плотных фаз углерода, образованных по механизму прямого превращения из графита. В пользу такого предположения свидетельствуют исследования хлопьевидных образований разупорядоченного углерода с помощью методики темного поля.

В порошковой форме содержится также малое количество частиц пластинчатой формы графита. Такие частицы отличаются между собой структурным состоянием. Частицы первого типа – это частицы с высокой плотностью деформационных  $90^{\circ}$  двойников. Полоски двойников имеют микродоменную субструктуру, а матричная составляющая частиц является сильно фрагментированной. Частицы второго типа слабо фрагментированы. Анализ микроэлектроннограмм таких частиц позволяет заключить, что в них содержится высокая плотность базисных дефектов упаковки и следы плотных фаз углерода (наблюдается расщепление 100 узловых отражений).

В пробе присутствуют также монолитные образования, имеющие хорошо выраженную шарообразную форму (диапазон сечений от 100 до 300 нм). В таких образованиях находятся включения, состав которых не удалось идентифицировать. Содержание таких образований мало по объему. Шарообразные выделения в порошковой форме по субструктурным признакам можно отнести к онионам, которые формируются обычно на основе углерода в присутствии примесей металлов.

Учитывая изложенные результаты, можно предположить, что в исследованных условиях обработки графита наблюдается следующая последовательность структурных превращений:

а) деформационное фазовое превращение графит  $\rightarrow$  алмаз (кубический и гексагональный). Конечная фаза, полученная в таких условиях, обычно представлена тонкими пластинами (наследующими пластинчатую форму частиц графита), в которых в основном содержатся зерна нанометрического диапазона;

б) фазовое превращение алмаз  $\rightarrow$  графит. Поскольку превращение претерпевает автономно каждая разориентированная частица, то образуются также нанодисперсные частицы углерода. Такое превращение из-за положительного объемного эффекта будет способствовать преобразованию пластинчатой формы частицы исходной фазы в хлопьевидное образование конечной.

Проведенные экспериментальные исследования показали, что жидкость, в которой производится электрический взрыв графитовых проводников, играет определяющую роль, связанную с процессами закалки алмазной фазы.

Предложены электровзрывные способы получения наноуглеродных материалов [7, 8].

Известно [9], что введение в смазочное масло фуллереновой присадки приводит к уменьшению коэффициента трения. Фуллерены участвуют в образовании на поверхностях трения пленки, препятствующей износу. Возможно получение смазочного масла, содержащего фуллерены, электровзрывным методом [10].

#### **Методика исследования триботехнических характеристик**

Цель исследований физико-механических свойств наноуглеродного материала, содержащего алмаз и фуллерены, – установление его эффективности в качестве добавки к автомобильным маслам и маслам узлов качения и скольжения.

Исследование физико-механических и смазочных свойств наноуглеродного композиционного материала, содержащего смесь фуллеренов (40% по массе) и наноалмаз (10% по массе), проведено в Украинском государственном химико-технологическом университете (г. Днепропетровск) на серийной машине трения МФТ-1, где реализуется схема трения двух цилиндрических образцов по торцевой плоскости.

Для проведения исследований выбраны опытные образцы материалов пары трения из стали 45 с разной твердостью. Твердость материала образца со сплошной рабочей поверхностью соответствовала HRC 18:26, а образца с неполной площадью поверхности – HRC 38:42.

Момент трения определялся магнитодинамической системой измерения машины трения МФТ-1, которая включает упругую тензобалку и самописец КСП-4. Температура вблизи зоны трения регистрировалась ХК термпарой, спай которой размещали в отверстии неподвижного образца.

Создание нагрузки в зоне трения исследуемой пары проводили пневматической резиновой диафрагмой машины трения МФТ-1. Исследование велось при скорости скольжения в паре трения  $v_k = 0,75$  м/с. Начальная шероховатость рабочей поверхности  $R$  исследуемых образцов составляла от 0,1 до 0,15 мкм. Смазку пары трения осуществляли капельным способом.

Трибологические свойства наноуглеродной присадки исследовались в следующем порядке:

– сначала проводили тарировку систем нагрузки и измерения момента трения по стандартной процедуре для МФТ-1;

– устанавливали регулятором оборотов приводного двигателя принятую скорость скольжения ( $v_k = 0,75$  м/с);

– на рабочей поверхности образцов создавали шероховатость  $R$  от 0,1 до 0,15 мкм;

– определяли вес образцов до испытания;

– устанавливали исследуемые стальные образцы пары трения в держатели машины трения до легкого соприкосновения;

– создавали необходимую нагрузку в паре трения путем регуляции необходимого давления сжатого воздуха на мембрану нагружающего устройства;

– в зону трения капельным способом подводили масло;

– приводной двигатель МФТ-1 включали через 60 с после включения автоматического потенциометра КСП-4;

– в течение четырех часов проводили сравнительные испытания смазочных и трибологических свойств базового масла и масла с наноуглеродной присадкой, а также отработанного масла с такой же присадкой, которое эксплуатировалось в двигателе с пробегом 92 тыс. км, с непрерывной регистрацией момента трения и температуры вблизи зоны контакта;

– по окончании каждого этапа испытания выключали последовательно КСП-4, приводной двигатель машины трения, а также снимали нагрузку в паре трения и образцы материалов пары трения вынимали из держателей;

– проводили промывку исследуемых образцов и их просушку с последующим определением веса образцов на аналитических весах, а также с определением шероховатости  $R$  рабочей поверхности после трения.

Сравнительные испытания смазочных свойств автомобильного масла с наноуглеродной присадкой, базового и отработанного масел проводили в три этапа и определяли:

– на I – триботехнические характеристики пары трения (коэффициент трения, температуру вблизи зоны контакта, весовой износ материалов за четыре часа работы, шероховатость рабочей поверхности) при смазке базовым маслом;

– на II – триботехнические характеристики пары трения при смазке базовым маслом с добавкой 0,1% (по массе) наноуглеродной присадки;

– на III – триботехнические характеристики пары трения при смазке отработанным базовым маслом с добавкой 0,1% (по массе) наноуглеродной присадки, которое эксплуатировалось в двигателе легкового автомобиля при пробеге 92 тыс. км.

### **Обсуждение результатов**

Результаты исследования трибологических и смазочных свойств масел в режимах работы пары трения сталь–сталь, близких к критическим, показали, что при капельной смазке базовым маслом АЗМОЛ М15/4040 “Супер” в начале исследования существенно проявлялась нестабильность работы пары трения с изменением коэффициента трения  $f$  в интервале 0,129–0,22 и стремительным ростом температуры. Длительность процесса нестабильности (приработки) составляла для этого режима 14–16 минут.

Последующая работа пары трения сравнительно стабилизировалась со средними значениями коэффициента трения  $f = 0,163$  и температуры вблизи зоны трения  $T = 473$  К. Следует отметить, что в течение испытаний этой пары (4 часа) четыре раза возникала нестабильность работы пары трения в результате процессов заедания и схватывания. Эти процессы сопровождались ростом коэффициента трения и температуры вблизи зоны контакта до величин  $f = 0,22$  и  $T = 523$  К соответственно. После окончания испытаний установлено, что износ для стальных образцов составлял:

– со сплошной поверхностью трения  $I_g = 6,20 \cdot 10^{-6}$  кг;

– с неполной ( $k_b = 0,06$ ) поверхностью трения  $I_g = 0,45 \cdot 10^{-6}$  кг.

Разница в величине износа объясняется различной твердостью исследуемых материалов.

Шероховатость рабочей поверхности материала пары трения увеличилась для минимальных значений в начале работы от 0,10 до 0,57 мкм и максимальных – от 0,15 до 0,6 мкм – после испытаний.

Экспериментально установлено, что при введении в базовое масло АЗМОЛ М15/4040 “Супер” 0,1 % (по массе) наноглеродной присадки стабильность работы пары трения растет при снижении средних значений коэффициента трения и температуры вблизи зоны контакта. Процесс приработки этой пары трения при смазке маслом с указанной присадкой уменьшался почти в два раза ( $\approx 7$  минут) при средних значениях коэффициента трения  $f$  от 0,109 до 0,148. Последующая работа пары трения характеризуется высокой стабильностью с монотонным уменьшением коэффициента трения до  $f = 0,133$ . Максимальное значение температуры  $T$  вблизи зоны контакта не превышало 490 К, что значительно меньше, чем при исследовании пары трения со смазыванием базовым маслом ( $T = 523$  К). Величина износа для стальных образцов при смазке базовым маслом с наноглеродной присадкой составляла:

- со сплошной поверхностью трения  $I_g = 1,95 \cdot 10^{-6}$  кг;
- с неполной ( $k_g = 0,06$ ) поверхностью трения  $I_g = 0,10 \cdot 10^{-6}$  кг.

#### Результаты измерения триботехнических характеристик

Смазочный материал в паре трения сталь-сталь	Триботехнические характеристики						
	Весовое отношение, $10^{-6}$ кг		Коэффициент трения $f$		Температура в зоне трения К		Шероховатость поверхности после работы $R$ , мкм
	образца со сплошной поверхностью	образца с неполной поверхностью	максимальный	минимальный	максимальная	минимальная	
Масло АЗМОЛ (базовое масло)	6,20	0,00045	0,22	0,144	523	453	$0,65 \pm \pm 0,57$
Масло АЗМОЛ + 0,1% наноглеродной присадки	1,95	0,00010	0,148	0,133	490	453	$0,30 \pm \pm 0,36$
DELPHI + 0,1% наноглеродной присадки (отраб. масло)	12,80	0,00130	0,199	0,125	469	440	$0,38 \pm \pm 0,45$

Таким образом, уменьшение весового износа стальных образцов пары трения при смазке базовым маслом с наноглеродной присадкой составляло от 3,2 до 4,5 раза по сравнению с базовым маслом.

Шероховатость рабочей поверхности образцов пары трения при смазке базовым маслом с наноглеродной присадкой составляла от 0,30 до 0,36 мкм, что почти в два раза меньше шероховатости при смазке базовым маслом.

После определения показателей износа и шероховатости материалов исследуемую пару трения ставили на испытание еще в течение четырех часов работы. В процессе этих испытаний отмечена стабильная работа пары трения со смазкой базовым маслом с наноглеродной присад-

кой при средних значениях коэффициента трения  $f$  от 0,135 до 0,139 и максимальной температуре  $T$  вблизи зоны контакта не выше 480 К. Увеличения весового износа образцов за этот период не установлено.

На третьем этапе испытаний смазочных свойств масел с нанокремниевой присадкой было взято отработанное масло из двигателя после пробега 92 тыс. км. Марка масла DELPHI 10W-40 с 0,1% (по массе) нанокремниевой присадки. Перед началом испытаний рабочая поверхность исследуемых стальных образцов была возобновлена до шероховатости от 0,1 до 0,15 мкм снятием верхнего слоя.

Проведенные испытания позволили установить, что в этом случае процесс приработки пары трения проходил при средних значениях коэффициента трения от 0,142 до 0,199 и максимальной температуре 496 К. Дальнейшая работа пары трения характеризовалась относительной стабильностью при значениях коэффициента трения от 0,127 до 0,135 и максимальной температуре от 449 до 470 К. Величина весового износа для образцов за четыре часа составляла:

- со сплошной поверхностью трения  $I_g = 12,80 \cdot 10^{-6}$  кг;
- с неполной ( $k_b = 0,06$ ) поверхностью трения  $I_g = 1,30 \cdot 10^{-6}$  кг,

что значительно превышает величину износа по сравнению с предыдущими парами. Такие результаты можно объяснить тем, что отработанное масло имеет низкую концентрацию ультрадисперсных алмазов и фуллеренов, так как большая часть из них была использована при образовании защитной пленки на рабочих поверхностях двигателя во время эксплуатации автомобиля.

Результаты испытаний смазочных свойств масла и измерения триботехнических характеристик обобщены в таблице.

#### **Заключение**

Предложен электровзрывной метод обработки графита, позволяющий получать композиционные нанокремниевые материалы, содержащие фуллерены и нанокремниевые алмазы.

Экспериментально установлено, что при введении в масло 0,1% (по массе) полученной электровзрывным методом нанокремниевой присадки стабильность работы пар трения растет при снижении средних значений коэффициента трения и температуры вблизи зоны контакта. Исследование трибологических свойств композиционного нанокремниевых материалов показало, что его применение в качестве присадок к маслам для узлов качения и скольжения приводит к уменьшению коэффициента трения для пары сталь–сталь на 25%, при этом износ поверхностей трения уменьшается в четыре раза, а их шероховатость – вдвое. Изменение триботехнических характеристик пар трения при использовании нанокремниевой присадки к смазочному маслу, содержащей фуллерены и нанокремниевые алмазы, скорее всего обусловлено образованием на поверхности металла алмазоподобной пленки.

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. Чуистов К.В., Шпак А.П., Перекоп А.Е., Рудь А.Д., Уваров В.Н. Малые металлические частицы: способы получения, атомная и электронная структура, магнитные свойства и практическое использование // Успехи физики металлов. 2003. Т. 4. № 5. С. 235–269.
2. Ivanov V., Kotov Yu., Samatov O. Synthesis and Dynamic Compaction of Ceramic Nanopowers by Techniques based on Electric Pulsed Power // J. Nanostructured Materials. 1995. N 6. P. 34–42.
3. Коваль С.В., Кускова Н.И., Ткаченко С.И. Исследование механизма электрического взрыва проводников и теплофизических характеристик жидких металлов // Теплофиз. высоких температур. 1997. Т. 35. № 6. С. 876–879.
4. Кускова Н.И. Фазовые превращения углерода в процессе нагрева мощным импульсом тока // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 17. С. 28–34.
5. Шпак А.П., Рудь А.Д., Перекоп А.Е., Огенко В.М., Уваров В.Н. Углеродные наноматериалы, полученные электрическим взрывом и электроискровой эрозией // Металлофизика и новейшие технологии. 2005. Т. 27. № 7. С. 977–986.
6. Кускова Н.И., Гордиенко В.И., Разменов Е.П., Хайнацкий С.А. Исследование возможности синтеза искусственных алмазов при электровзрыве проводников в жидкости // Электронная обработка материалов. 2006. № 2. С. 64–71.

7. Пат. 45181 України. МПКТ 7 С01 В 31/02. Спосіб одержання фулеренів / Богуславський Л.З., Кускова Н.І., Дюпін В.О., Хайнацький С.О. Опубл. 15.07.2004. Бюл. № 7.
8. Пат. 6747 України. МПКТ 7 С01 В 31/02. Спосіб одержання вуглецевих наноструктур / Шпак А.П., Перекос А.Є., Рудь О.Д. Опубл. 16.05.2005. Бюл. №5.
9. Гинзбург Б.М., Байдакова М.В., Киреенко О.Ф. Влияние фуллерена  $C_{60}$ , фуллереновых саж и других углеродных материалов на граничное трение скольжения металлов // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 12. С. 87–97.
10. Пат. 45182 А України. МПКТ 7 С10 М 177/00. Спосіб одержання мастила / Богуславський Л.З., Вовченко О.І., Кускова Н.І. Опубл. 15.03.2002, Бюл. № 3.

*Поступила 09.08.06*

### **Summary**

The electro-explosive method of treatment of graphite is offered. Got composition nanocarbon materials, containing fulleren and nanodiamond Introduction nanocarbon additive in a lubricating butter resulted in the decline of mean values of coefficient of friction, roughnesses of surface and temperatures near-by the area of contact for the pair of friction, steel-steel.

---

Е.Г. Спринчан, М.К. Болога

### СОЛЕВОЙ СОСТАВ БЕЛКОВО-СЫВОРОТОЧНОГО КОНЦЕНТРАТА, ПОЛУЧЕННОГО ЭЛЕКТРОКОНТАКТНЫМ СПОСОБОМ

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

Известно, что с античных времен (6-й век до н. э.) молочную сыворотку использовали в качестве оздоравливающего и омолаживающего средства. А в средние века вообще стали чаще обращаться к этому неповторимому продукту и даже появлялись документированные исследования молочной сыворотки. Для изучения пищевых и терапевтических свойств были открыты учреждения по лечению сывороткой [1]. В настоящее время она снова переживает бурное рождение, хотя несколько десятилетий тому назад молочная сыворотка считалась бесполезным побочным продуктом, и остро стоял вопрос об ее утилизации. Из-за высокого содержания лактозы (молочного сахара) она быстро портится, представляя благоприятную среду для развития бактерий. Факторами, определяющими окислительную активность продукта, является биологическое (БПК) и химическое потребление кислорода (ХПК), и для молочной сыворотки эти показатели довольно высокие [2].

Проблема полного и рационального использования молока глобальная и имеет заметную экологическую составляющую, суть которой – в традиционной технологии производства продуктов. При переработке молока получают побочные продукты – обезжиренное молоко, пахту и сыворотку, именуемые вторичным молочным сырьем [3], которые должны использоваться с максимальной эффективностью, тем более что они вырабатываются в огромных количествах [4].

Принципы безотходной технологии сформулированы комиссией ООН в плане полезности для человека, его разумной деятельности с обязательной охраной окружающей среды. Практическая их реализация возможна при соблюдении установленных правил [5]. По данным Международной молочной федерации, загрязнение среды при сбросе сыворотки равносильно сбросам самого города. Поэтому создание безотходных и малоотходных технологий переработки молока – постоянная и неотъемлемая часть исследований. Одна из главных проблем заключается в переработке вторичного молочного сырья, тем более что при постоянном росте производства белковых молочных продуктов повышается объем молочной сыворотки, который неразрывно связан с всеобщим потреблением молока [6]. При этом заметим, что потребление молока в виде готового продукта сильно варьирует в зависимости от традиций соответствующих стран, географического их расположения, климатических условий, степени развития сельского хозяйства и промышленности [7].

Химический состав сыворотки богат и разнообразен, и ее переработка в промышленных масштабах была и остается актуальной. Перспективным является использование белков молочной сыворотки (лактальбуминов, лактоглобулинов и иммуноглобулинов), которые имеют наивысшую скорость расщепления среди цельных белков. Безотходный технологический цикл переработки молочной сыворотки и обезжиренного молока, возврат в продукты питания иммунных белков и других ценных компонентов молочной сыворотки, а также создание новых продуктов и напитков является решением существующих проблем [8]. Среди сдерживающих причин следует назвать относительно низкую концентрацию сухих веществ и связанную с этим высокую энергоемкость процессов ее глубокой переработки, нестойкость при хранении и относительно высокие затраты на транспортировку.

Сложность выбора рационального направления в использовании сыворотки в каждом случае определяется многими факторами, зачастую противоречивыми. В качестве первого приближения обычно рассматривают упрощенную модель многократного оценочного решения. Анализ совокупно-

сти определяющих факторов позволит сделать правильный выбор, тем более в условиях возрастающего уровня осознания, что в сыворотке содержатся полноценные составляющие молока, такие как витамины, белки, минеральные вещества, при практическом отсутствии жира [9].

В последнее время все большее значение приобретают разные формулы детского питания на основе белковых концентратов из молочной сыворотки. В зависимости от полученных первичных продуктов из молока молочную сыворотку делят на две большие группы: после производства разных видов сыров с рН6,00 и после производства творога с рН4,55. Кроме того, после отделения сливочного масла и сливок получают пахту, а после отделения казеина от молока – казеиновую сыворотку. Эти два продукта также относятся к видам молочной сыворотки. Заметим, что сухой состав молочной сыворотки сильно колеблется в зависимости от времен года: максимальное содержание сухих веществ в сыворотке отмечается с февраля по апрель и с августа по октябрь [10].

Следующий прорыв в переработке сыворотки произошел около пятнадцати лет тому назад и связан с разработкой ионообменной технологии. Использовались ионообменные смолы для выделения белков из сыворотки с регулированием кислотности рН. Для повышения концентрации белка применялась технология ультрафильтрации. Продукт имел 90-процентное содержание белка и 1-процентное лактозы [11]. Совершенствующиеся методы переработки молочной сыворотки можно объединить по следующим основным направлениям: термические, химические мембранные методы, которые в свою очередь делятся на: обратный осмос, ультрафильтрацию, диализацию, нанофильтрацию, микрофильтрацию, диализные, электродиализные, ионообменные, имеющие как определенные преимущества, так и недостатки [12].

Термические и химические методы неминуемо ведут к денатурации белков молочной сыворотки при температуре 50–60<sup>0</sup>С. С помощью мембранных методов удастся выделить максимально 25–30% белков, и с уменьшением пор проблемы усугубляются. Ионообменные методы – периодического действия и требуют дополнительных операций по восстановлению ионообменного материала, которые весьма продолжительны. Электродиализный метод также требует регенерации мембран и больших энергетических затрат.

Следовательно, можно ожидать, что наиболее эффективная обработка молочной сыворотки будет обеспечена комбинированием двух или нескольких методов.

Касаясь биологической ценности молочной сыворотки, следует отметить, что в нее переходит практически вся лактоза, более 30 макро-, микро- и ультрамикроразнообразных элементов, а также витамины молока, в первую очередь водорастворимые, а некоторые (например, холин) даже накапливаются. То есть теряется самая ценная часть (до 30%) белков молока – иммунные, развивающие защитные функции организма человека, а также порядка 95% высококачественного молочного сахара – лактозы [13].

Сухой состав молочной сыворотки содержит (в%): лактозу – 71,1; белковую фракцию – 14; минеральный состав – 7,7; другие составляющие – 0,9. Белковые фракции по составу относятся к наиболее ценным белкам животного происхождения (табл. 1), являясь богатым источником незаменимых аминокислот.

Таблица 1. Содержание белковой фракции молочной сыворотки

Белковая фракция	Сухое содержание, %	Изоэлектрическая точка (рН)	Температура денатурации, °С
Лактальбумины:			
β-лактоглобулины	7–12	5,3	60–90
α-лактальбумины	2–5	4,2–4,5	60–100
Альбумины	0,7–1,3	4,7	75–90
Иммуноглобулины	1,9–3,3	5,5–6,8	75–90

Лактоза представляет собой уникальный вид углевода, играющего важную физиологическую роль в организме, и встречается только в молочном сырье [13]. Одним из рациональных путей полной переработки молочной сыворотки, как отмечалось, является комбинирование двух или более из названных методов.

В частности, в ИПФ АМ разрабатывается способ, основанный на обработке сыворотки электрическим током в диафрагменном электролизере с последующим разделением концентрата сывороточных белков и фильтрата (осветленной молочной сыворотки) в поле массовых сил и ферментативном выделении и электродиализном концентрировании молочной кислоты [14]. Для оптимизации процесса варьировали такими параметрами, как плотность тока, скорость расхода жидкости, температура, тип и состояние мембраны.

С увеличением плотности тока от 0,013 до 0,021 А/см<sup>2</sup> доля выделяемого белка растет от 30 до 60% (рис. 1). Характерным является увеличение рН осветленной сыворотки (ОС) и количества выделяемого белково-сывороточного концентрата (БСК) на различных стадиях обработки неодинаково. Исследованием количества и качества белковых фракций БСК, полученных при дискретных значениях рН, установлено, что оптимум находится в диапазоне рН=8,0–10,0 и составляет около 60% при плотности тока 0,019–0,021 А/см<sup>2</sup>. Полученные результаты представлены в табл. 2.

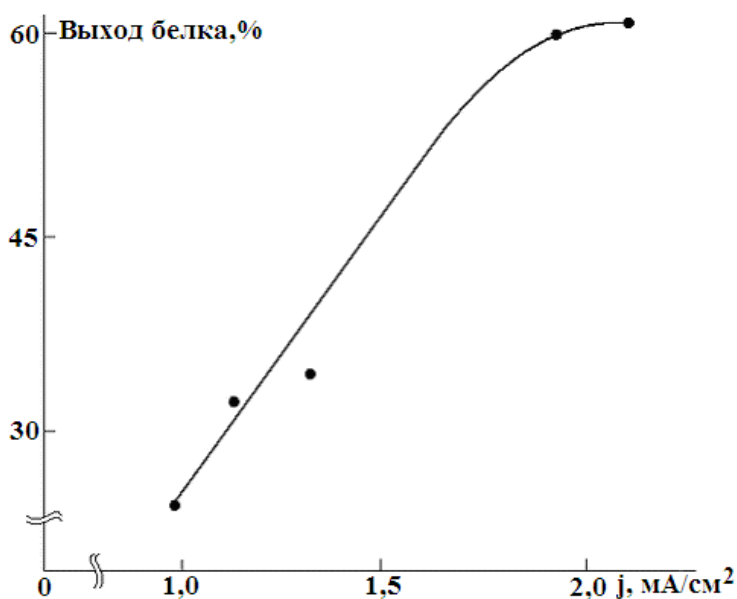


Рис. 1. Зависимость выхода белка от плотности электрического тока

Таблица 2. Содержание белка (в %) в БСК при разных рН и плотностях тока (в mA/cm<sup>2</sup>)

T, мин	j=1		j=1,2		j=1,4		j=1,8		j=2		j=2 УФМ	
	рН	БСК	рН	БСК	рН	БСК	рН	БСК	рН	БСК	рН	БСК
5	5,50	9,58	5,10	14,8	6,08	38,8	6,00	24,5	5,40	36,0	5,00	39,0
10	5,75	17,2	5,95	23,5	6,25	44,7	6,25	43,6	5,95	4,40	5,93	43,0
15	6,00	17,2	6,25	33,0	6,65	44,0	6,40	47,0	6,25	49,0	6,38	47,8
20	6,25	22,1	6,40	35,0	6,70	47,4	7,00	50,1	7,55	53,9	7,40	50,0
25	6,30	27,0	6,60	35,9	7,20	50,0	8,00	56,2	9,43	59,2	9,15	54,0
30	6,35	27,9	6,85	39,7	8,55	53,3	10,4	58,8	10,6	<b>62,0</b>	10,2	<b>56,4</b>
35	6,45	27,8	7,20	42,6	9,90	55,3	11,0	60,5	10,9	58,8	10,8	56,1
40	6,55	30,7	8,15	45,9	10,7	55,3	11,3	59,6	11,1	59,0	10,9	52,2
45	6,70	33,6	9,25	49,5	10,9	55,9	11,3	59,6	11,3	59,0	11,0	52,8
50	6,80	31,9	10,1	51,2	11,0	55,0					11,1	51,6
55	7,10	28,8	10,4	50,0	11,2	54,0						
60	7,40	31,9	10,7									
65	7,90	28,8										

УФМ-ультрафильтрационная мембрана.

Изменение рН сыворотки в ходе обработки (от 4,5 до 11,0) может быть плавным или резким в зависимости от сочетания начальных параметров (рис. 2). С увеличением плотности тока время выхода процесса на оптимум по белку уменьшается практически в два раза. Очевидно, увеличение



плотности тока способствует не только повышению количества белка в БСК, но и сокращает время обработки МС. Увеличение силы тока сопровождается интенсивным нагреванием обрабатываемой сыворотки в катодной камере. Если при плотности тока  $0,013 \text{ А/см}^2$  скорость нарастания температуры составляет  $0,029$ , то при  $0,021 \text{ А/см}^2$  –  $0,62$  градуса в минуту (рис. 3). Сопутствующее нарастание температуры ограничивает дальнейшее увеличение плотности тока. Если при  $j = 0,021 \text{ А/см}^2$  конечная температура в катодной камере составляет  $42$  градуса, то при  $j = 0,023 \text{ А/см}^2$  увеличения выхода белка не происходит, а температура, повышаясь до  $60$  градусов, является денатурирующей для белковых макромолекул. Поэтому оптимизация процесса лишь по плотности тока невозможна.

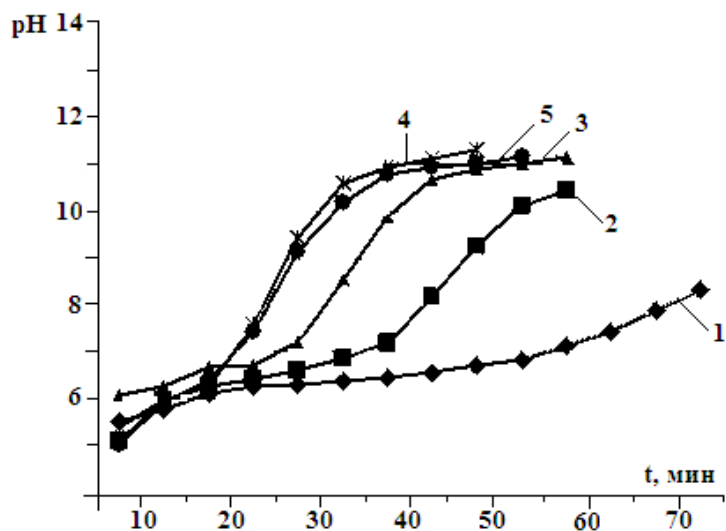


Рис. 2. Зависимость роста pH от времени при разных плотностях тока  $j$ ,  $\text{мА/см}^2$ : 1 – 1; 2 – 1,2; 3 – 1,4; 4 – 2,0; 5 – 2,0 (УФМ)

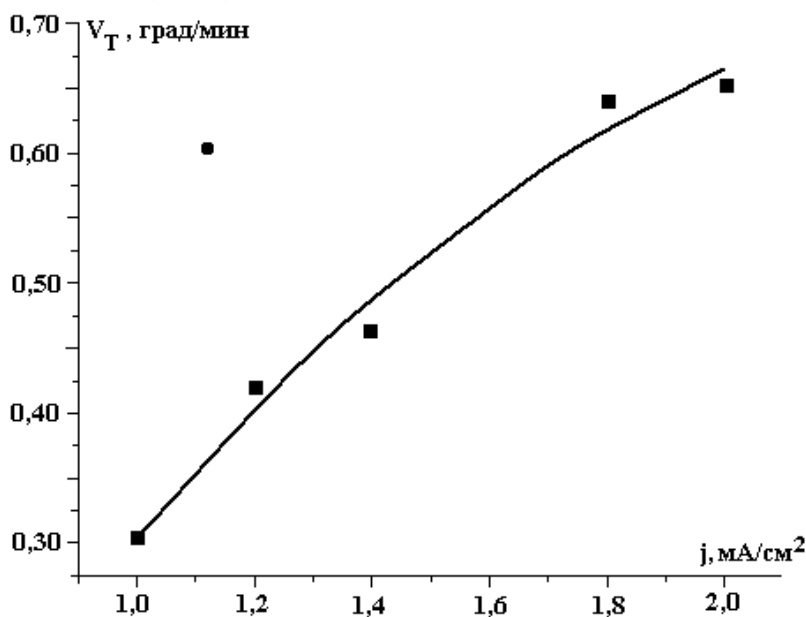


Рис. 3. Повышение температуры сыворотки в зависимости от плотности тока.

● – УФМ (ультрафильтрационная мембрана)

Изучение состояния мембраны показало, что после 25–30 циклов количество выделяемого белка уменьшается в 2 раза.

Также проведены опыты по выявлению влияния типа мембраны на ход процесса и выделение белковой фракции. Для сравнения использовали брезентовую ткань и ультрафильтрационную (УФ) мембрану. Последняя привела не к увеличению выхода белковой фракции в БСК, а к росту напряжения (рис. 4). Очевидно, определенную роль играет размер пор; в случае УФ мембраны они намного меньше, чем в брезентовой ткани, но даже такие «большие» поры не исключают забивания диафрагмы белково-сывороточным концентратом.

Максимальный выход белка достигается после 15–25 минут обработки, оставаясь постоянным во времени, при плотности тока 0,019–0,021 А/см<sup>2</sup> и тщательно регенерируемой разделяющей мембране. То есть становится явной необходимость перерабатывать молочную сыворотку с использованием постоянной и непрерывной регенерации диафрагмы.

Касаясь характеристик минерального состава молочной сыворотки при электроконтактной обработке, заметим, что он весьма разнообразен. При оценке белковых фракций БСК установлено, что лишь 30% белка выделяется в виде пены, остальное количество оседает в виде плотного осадка на поверхности мембраны. Основными компонентами БСК, полученными в виде пены, являются: белки (30%), углеводы (10%), липиды (3%), минеральные вещества (50–52%). Очевидно, препарат сильно минерализован, что в свою очередь значительно влияет на растворимость его белковой части. Проведенными исследованиями выявлены роль минеральных веществ при выделении сывороточных белков предложенным способом и их влияние на растворимость.

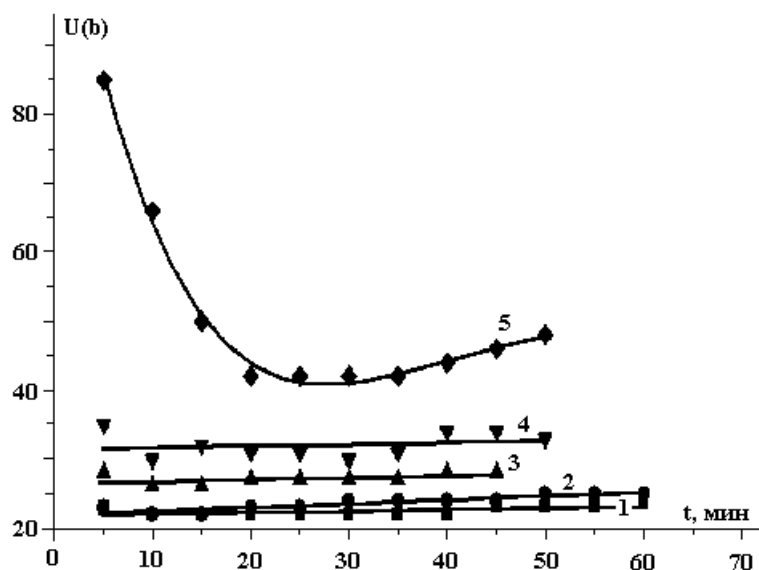


Рис. 4. Изменение напряжения электрического поля в электроконтактной установке при различных плотностях тока  $j$ , А/см<sup>2</sup>: 1 – 1,0; 2 – 1,2; 3 – 1,4; 4 – 1,8; 5 – 2,0

В процессе выделения белков в БСК немаловажную роль играет изменение солевого баланса обрабатываемой сыворотки. Молочная сыворотка содержит в среднем до 0,85% белка и 0,75% золы, основными элементами которой являются: Са (0,04–0,11 моль/л); Р (0,04 –0,1); Mg (0,009–0,02); Na (0,03–0,05); К (0,09 –0,19 моль/л).

Изменение содержания кальция и фосфора в процессе электроконтактной обработки МС, при разных плотностях тока, регистрировалось колориметрическим методом (на анализаторе Beckman) и электронно-зондовым рентгеноспектральным анализом. Колориметрически определяли их содержание в исходной молочной сыворотке (ИМС) и в осветленной сыворотке (ОС) – суренатант после отделения БСК, отобранных при дискретных значениях рН. Расчетным путем определяли количество элементов, перешедших в БСК.

В ходе обработки происходят непрерывное истощение сыворотки по Са и Р (табл. 3) и деминерализация ИМС по этим элементам на 94–96%. Прослеживается корреляция возрастающего количества белка, переходящего в БСК с выделением этих элементов. При полной деминерализации ОС Са и Р дальнейшее увеличение выхода белка не наблюдается. Из материального баланса при исследовании миграции ионов кальция и фосфора следует ожидать, что в образовании плотного осадка на поверхности диафрагмы в основном участвуют ионы фосфора (табл. 3).

Колориметрическим методом и рентгеноспектральным анализом установлено увеличение весового соотношения Са : Р в составе БСК от 1,88 и 2,25 в начале процесса до 2,42 и 2,78 в конце, которое обусловлено большим их содержанием в исходной сыворотке и полным ее истощением к окончанию обработки. Весовое соотношение Са: Р в суммарном БСК, полученном при  $j = 0,021$  А/см<sup>2</sup> в диапазоне рН 4,6–11,1, равно 23; спектрограмма представлена на рис. 5.

Таблица 3. Содержание зольных компонентов с учетом расхода исходной молочной сыворотки через анодную (АК) и катодную камеры (КК)

№ п/п	pH	Ca	P	Na	K
ИМС	4,65	10,11	6,64	27,60	36,26
1	5,65	9,75	5,58	31,6	43,3
2	6,50	9,71	4,75	33,8	49,7
3	7,05	1,64	1,70	23,5	29,27
4	8,05	2,84	0,32	22,2	28,13
5	10,00	1,99	0,01	35,00	57,02
6	11,00	1,88	0,02	45,3	76,06
7	11,30	2,05	0,007	30,05	47,85
8	11,45	1,37	0,05	46,70	79,86
9	11,50	1,74	0,04	41,80	66,64
10	11,60	1,03	0,09	50,90	83,99
АК	2,90	5,07	2,88	17,9	14,68
КК	10,65	3,5	0,2	28,40	40,05

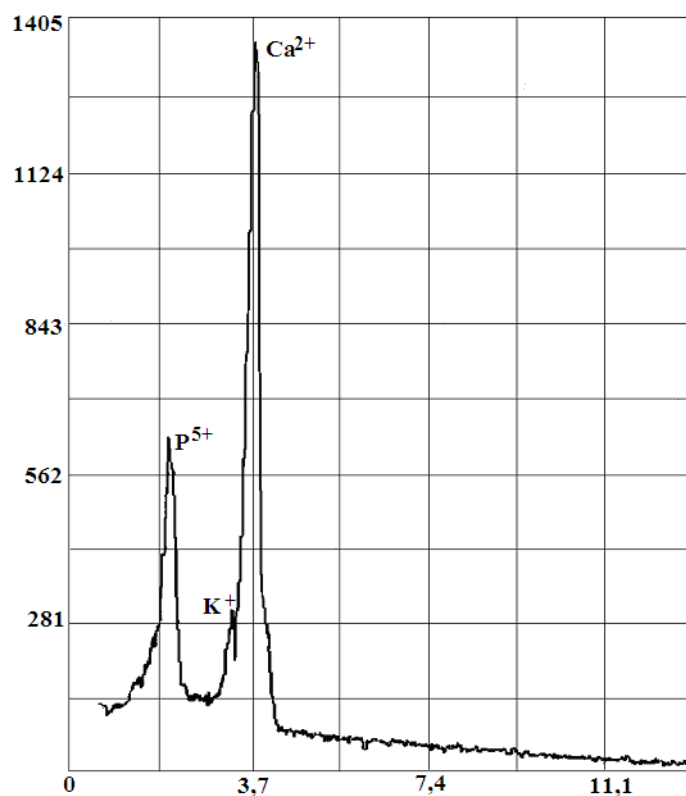


Рис. 5. Спектрограмма суммарного БСК, полученная электронно-зондовым рентгеноспектральным анализом

Использование полученных результатов представляет интерес в плане оптимизации предлагаемого способа обработки МС с целью увеличения выхода белка. В подтверждение роли Ca и P в выделении белка в БСК проводились опыты с предварительной деминерализацией молочной сыворотки. Установлено, что БСК выделяется в меньшей степени в виде пены в катодной камере и большей частью на мембране, вызывая резкое увеличение электрического напряжения и температуры в обеих камерах. Для подтверждения этих результатов проводились дополнительные опыты с и без подачи исходной молочной сыворотки в анодную камеру. На рис. 6 и 7 представлены изменения электрического напряжения и температуры во всех трех случаях, а на рис. 8 приведены изменения белкового содержания в БСК в этих условиях.

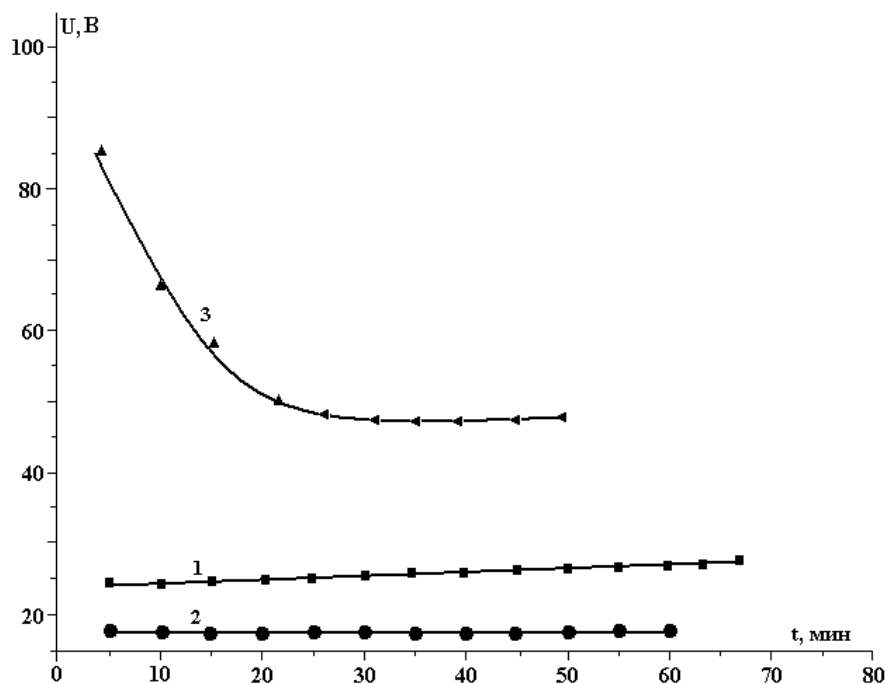


Рис. 6. Изменение напряжения электрического поля от времени при разных условиях расхода исходной молочной сыворотки: 1 – без расхода ИМС в анодную камеру, 2 – с расходом ИМС в обе камеры, 3 – с расходом предварительно деминерализованной ИМС в обе камеры

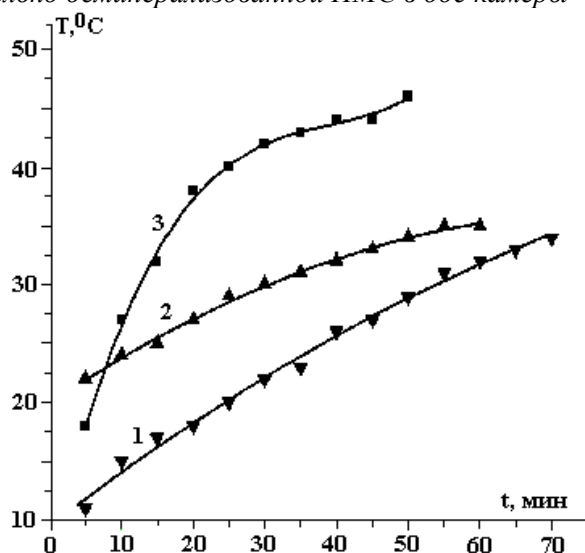


Рис. 7. Изменение температуры от времени при разных условиях расхода исходной молочной сыворотки: 1 – без расхода ИМС в анодную камеру, 2 – с расходом ИМС в обе камеры, 3 – с расходом предварительно деминерализованной ИМС в обе камеры

Попытки удаления из сыворотки Са в виде нерастворимых солей методами, требующими изменение рН, сопровождались также и осаждением белков. Очевидно, что оптимизация процесса возможна только при наличии минеральных солей и подборе оптимального соотношения Са и Р в обрабатываемой сыворотке.

Анализ растворимости белков проводился на лиофилизированных образцах БСК, отобранных при возрастающих значениях рН и разных плотностях тока. На основании предварительных исследований отобран оптимальный нативный растворитель белков БСК. В кислом диапазоне рН их растворимость гораздо ниже. Использование универсальных щелочных, а также содержащих денатурирующие агенты растворителей приводит практически к полному растворению белков БСК (90–95%). Изменение растворимости белков БСК представлено на рис. 9; для всех режимов обработки характерно снижение растворимости белков по мере возрастания рН. Очевидно, это обусловлено увеличением степени комплексообразования Са и Р с белками при подщелачивании среды, росте температуры, изменении концентрации растворенных веществ. При этом способе обработки молочной сыворотки происходят комплексообразование белков МС с ионами Са и Р на уровне дисульфидных

связей и последующий их вывод в виде пены. Кроме того, очевидно, происходит изменение заряда, размеров, степени гидратации белковых молекул при обработке МС, что также отрицательно сказывается на их растворимости.

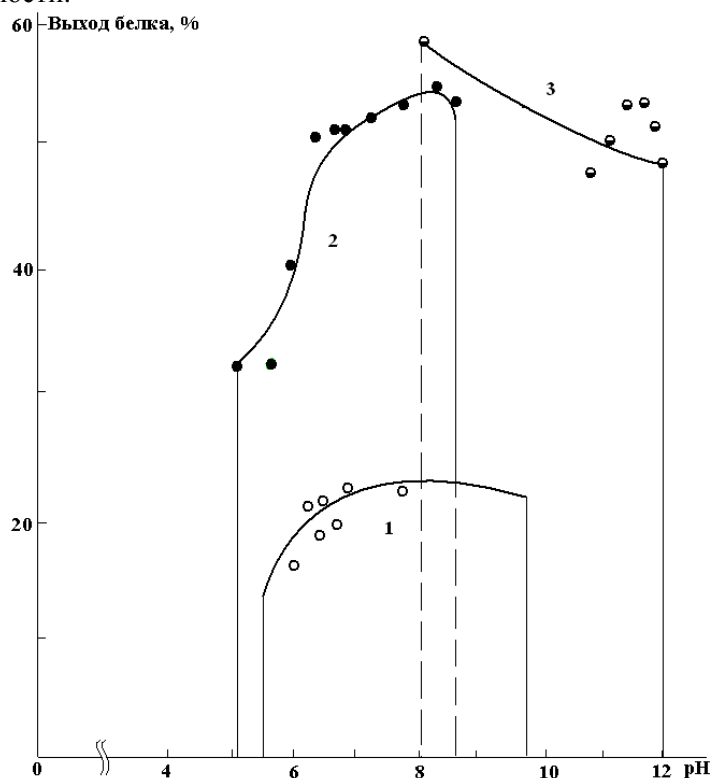


Рис. 8. Зависимость выделения белка в БСК от значения pH при разных плотностях тока: 1 – без расхода ИМС в АК, 2 – с одинаковым расходом ИМС в обе камеры, 3 – с одинаковым расходом в обе камеры предварительно деминерализованной сыворотки

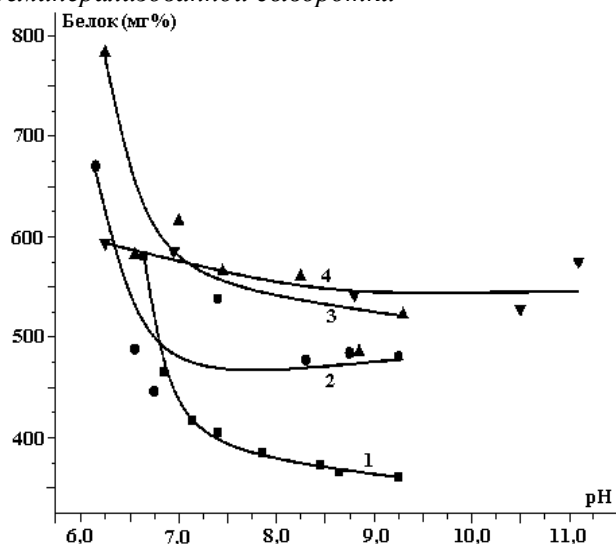


Рис. 9. Изменение растворимости белков БСК в ходе электроконтактной обработки при разных плотностях тока  $j$ ,  $mA/cm^2$ : 1 – 9; 2 – 10, 3 – 13, 4 – 21

По мере возрастания плотности тока регистрируется увеличение доли растворимого белка на конечных стадиях процесса (с 373 мг% белка при  $0,009 A/cm^2$  до 543 мг% при  $0,021 A/cm^2$ ), однако оно не коррелирует с увеличением (в 2,5 раза) общего содержания белка в БСК. Воспользовавшись относительной растворимостью белков концентрата (отношение значения их абсолютной растворимости к количеству белка в БСК), отметим, что увеличение плотности тока снижает относительную растворимость белков концентрата, но не сказывается на их питательной ценности.

Изменение крутизны кривых по мере возрастания плотности тока приведено на рис. 9. Поскольку выход белка на начальных стадиях обработки весьма мал, исследовать его белковую часть не реально. Скорость нарастания pH и сопутствующие процессы, которые усиливаются с возрастанием плотности тока, по-видимому, также играют немаловажную роль.

Ионы калия и натрия не участвуют в образовании БСК (табл. 3). По результатам материального баланса они переходят из анодной камеры в катодную, обогащая этими ионами депротеинезированную сыворотку. Эти опыты дополнительно свидетельствуют об участии минеральных солей в образовании БСК и о необходимости присутствия солевых ионов в проведении электроконтактной обработки с целью уменьшения энергетических затрат.

Таким образом, установлено, что увеличение плотности тока при постоянстве остальных регулируемых параметров процесса электрохимической обработки МС приводит к возрастанию выхода белка в БСК и снижает его относительную растворимость. Показана роль кальция и фосфора в процессе выделения сывороточных белков предложенным способом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Кравченко Э.Ф., Волкова Т.А.* О пользе молочной сыворотки // Газета «Все о молоке, сыре и мороженом» 2005. № 2.
2. *Храмцов А.Г., Суюнчев О.А.\*, Рудаков А.С., Жилина М.А., Батдыев Ч.М.* Использование депротеинезированной подсырной сыворотки для производства напитков /\*ФГУП НИИКИМ, г. Ставрополь Вестник СевКавГТУ, серия «Продовольствие», №1 (7), 2004© Северо-кавказский государственный технический университет, <http://www.ncstu.ru>
3. *Храмцов А.Г., Евдокимов И.А., Рябцева С.А., Виноградская С.Е., Дудченко Н.И.\* , Мячин А.Ф., Полищук Д.О.* Научно-технические основы экспертизы вторичного молочного сырья и получаемых из него продуктов / \*МГУПБ, г. Москва. Вестник СевКавГТУ, Серия «Продовольствие», №1 (6), 2004 © Северо-кавказский государственный технический университет, <http://www.ncstu.ru>
4. *Храмцов А.Г.* Молочная сыворотка. М; Агропромиздат, 1990. 240 с.
5. *Кравченко Э.Ф.* Новые разработки по рациональному использованию молочной сыворотки. Программа международного форума «Молочная индустрия 2006» /Переработка вторичного молочного сырья/Пути рационального использования молочной сыворотки (Москва, 30 января – 4 февраля 2006 г.
6. *Володин Д. Н., Алиева Л.Р.* Применение электродиализного обессоливания при переработке лактозосодержащего сырья с повышенной кислотностью. Материалы II региональной научной конференции «Студенческая наука – экономике России», Северо-кавказский государственный технический университет.
7. *Сенкевич Т., Ридель К.Л.* Молочная сыворотка: переработка и использование в агропромышленном комплексе. М.: Агропромиздат, 1989.
8. *Крусь Г.Н., Тиняков В.Г., Фофанов Ю.Ф.* Характеристика молочной сыворотки "Технология молока и оборудование предприятий молочной промышленности", М.:, Агропромиздат, 1986.
9. Introduction to Dairy Science and Technology: Milk History, Consumption, Production, and Composition Agriculture and Agri-Food Canada.
10. *Hansen P.S., Iensen G.K.* Investigation concerning variation in the Composition of whey, Hillerod / Danemark; 224, Jahresbericht der Statens Forsogsmejeri; 1977.
11. Пищевые добавки, Дата создания документа: 05.07.2006. Дата индексирования: 11.09.2006.
12. Whey Membrane Filtration Applications ©2005, Ionics Incorporated. All rights reserved worldwide. This page was last updated on 4 апреля 2006 г. 22:42:47
13. *Залашко М.В.* Биотехнология переработки молочной сыворотки / М.: Агропромиздат, 1990.
14. А.с. СССР № 1220608, Кл. А 23 С 21/00 Способ выделения белков молочной сыворотки М.К. Болога, Г.А. Литинский, И.А. Рогов, А.С. Гинзбург, В.В. Котелев, А.М. Романов, Т.А. Пономарь.

Поступила 22.08.06

## Summary

A short analysis of the problem state and of the necessity of whey treatment (processing) is presented. Actuality and importance of the use of whey proteins as a part of baby food production formulas and various biologically active additives are noted. The methods of obtaining whey protein concentrate (WPC) including electrocontact one, being elaborated in the IAF ASM, are examined. The process main parameters (current density, voltage, temperature, the membrane type and state, liquid flow rate) and optimum conditions of protein recovery in WPC are investigated. It's salt content quantity and quality analysis is presented. The role of calcium and phosphorus ions in the protein recovery process as well as their influence on WPC solubility is shown.

А.Л. Лупан

### КОНСТРУКЦИЯ И МЕТОДИКА ИНЖЕНЕРНОГО РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ ИСПАРИТЕЛЬНО- КОНДЕНСАЦИОННОЙ СИСТЕМЫ

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

#### **Введение**

Научно-технический прогресс неразрывно связан с ростом удельных мощностей различного оборудования и предъявляет все более высокие требования к работе с разнообразной аппаратурой, используя новые технологии, в том числе с тепловоспринимающими и тепловыделяющими узлами и элементами. Это предполагает внедрение более совершенных методов интенсификации теплообмена, создание надежных систем термостатирования, обеспечение стабильных условий транспорта и ориентации теплоносителя. Одним из таких методов является электрогидродинамический, который предполагает расширение и углубление исследований гидродинамики и теплообмена в электрических полях, в том числе при фазовых превращениях, то есть электроконвективного теплообмена в двухфазных парожидкостных системах как наиболее эффективного.

Предлагаемая вниманию читателя статья посвящена части одному из новых направлений электроконвекционного теплообмена – электрогидродинамической испарительно-конденсационной системе (ЭГД-ИКС).

Интерес к ЭГД-ИКС объясняется следующими ее преимуществами.

Во-первых – высокой эффективностью и компактностью из-за большой теплоты фазового перехода (испарения и конденсации), а также высокой производительностью ЭГД-прокачки в сравнении с производительностью средств, использующих капиллярные и гравитационные силы.

Во-вторых – работоспособностью ЭГД-ИКС при любой ориентации в поле тяжести с применением ЭГД – транспорта теплоносителя.

В-третьих – возможностью активного эффективного регулирования параметрами устройств ЭГД-ИКС подачей соответствующего электрического потенциала, что используется для обеспечения заданного температурного режима, например термостатирования.

#### **Описание установки**

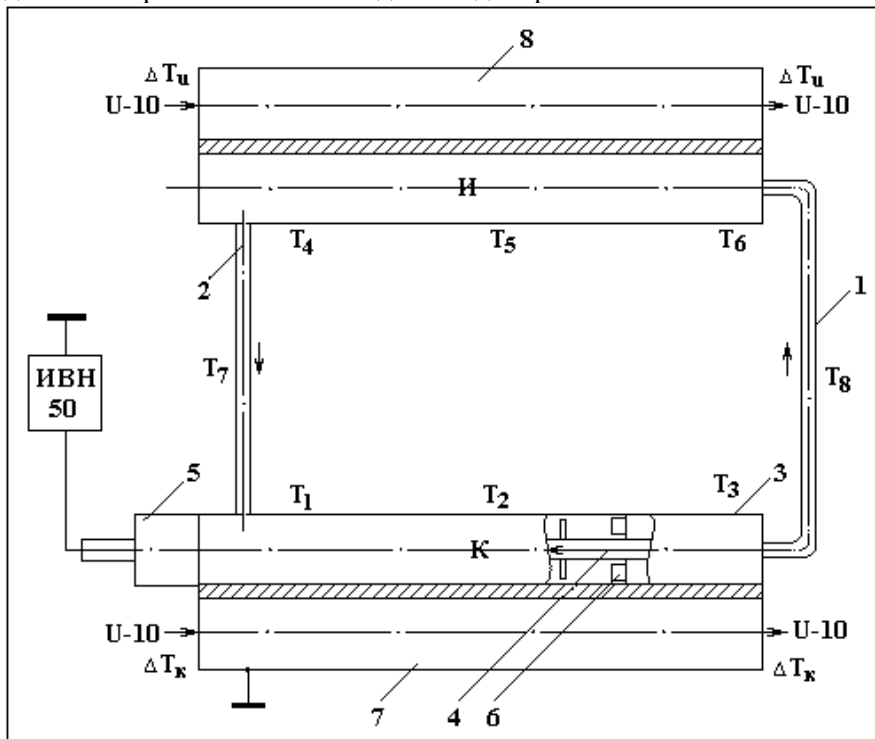
Конструкция ЭГД-ИСК (см. рисунок) в общем представляет собой замкнутый контур последовательно соединенных элементов: испарителя, паропровода, конденсатора, ЭГД-преобразователя и конденсатопровода (элементы перечислены по направлению прокачки теплоносителя). Более подробное описание экспериментальной установки было представлено на XI Национальной конференции по термотехнике (Румыния) [1].

Экспериментальный образец системы конструктивно совмещал два элемента: конденсатор и ЭГД-преобразователь. Иначе говоря, конденсатором служила входная часть ЭГД-преобразователя, частично заполненная конденсатом, а напор создавался выходной частью ЭГД-преобразователя, полностью заполненной конденсатом. Объем заполненной части ЭГД-преобразователя определялся превышением испарителя над конденсатором  $\Delta H$ , на высоту которого нужно было доставить конденсат. Чем больше  $\Delta H$ , тем больший объем (большее число ступеней ЭГД-преобразователя) автоматически заполнялся конденсатом для преодоления столба конденсата высотой  $\Delta H$ .

В качестве теплоносителя использовалась смесь фреон-113-ацетон.

Представляется целесообразным, однако, впредь конструктивно разделять конденсатор и

ЭГД-преобразователь. Такая конструкция имеет следующие преимущества перед совмещенной: отсутствие загроможденности зоны конденсации, стабильность работы ЭГД-преобразователя ввиду постоянства количества работающих его ступеней, возможность выполнения ЭГД-преобразователя компактно. Эти преимущества обеспечивают стабильность работы ЭГД-ИКС в целом, упрощают ее расчет. Транспорт конденсата в зоне конденсации при этом можно обеспечить одним из следующих силовых факторов: гравитационным, динамически движущимся паром, капиллярным, пондеромоторным в неоднородном электрическом поле и т.д. или одновременным их влиянием.



Экспериментальный стенд

*И – испаритель; К – конденсатор; 1 – конденсатопровод; 2 – паропровод; 3 – поверхность конденсации; 4 – высоковольтный электрод; 5 – проходной изолятор; 6 – диэлектрическая втулка; 7 – холодильник; 8 – нагреватель;  $T_i$  – места расположения термопар;  $\Delta T$  – спай дифференциальных термопар. Стрелками показано направление прокачки теплоносителя*

**Обсуждение результатов.** В основе теплового расчета ЭГД-ИКС, как и любого другого теплообменника, лежат два уравнения: теплового баланса и теплопередачи.

Первое в рассматриваемом случае отражает, без учета потерь тепла на адиабатических участках паропровода и конденсатопровода, равенство тепловой мощности испарителя  $Q_u$  и конденсатора  $Q_k$ :

$$Q_u = Q_k = Q \quad (1)$$

Уравнения теплоотдачи испарителя и конденсатора в общем одностепенны и имеют вид

$$Q = \alpha (T_1 - T_2) \cdot S, \quad (2)$$

где  $\alpha$  – коэффициент теплоотдачи,  $S$  – площадь поверхности теплообменника.

Ввиду значительной интенсивности теплообмена при кипении в зоне испарения применение электрического поля для его интенсификации в общем нецелесообразно, электрическое поле отсутствует и расчет  $\alpha$  проводится по одной из известных зависимостей с учетом геометрии испарителя, его ориентации в поле тяжести, давления, теплофизических свойств стенки, степени заполнения жидкостью, которая в свою очередь определяет фазовую структуру парожидкостной смеси [2].

Теплоотдача в зоне конденсации происходит в условиях ЭГД-диспергирования жидкости, и расчет  $\alpha$  проводится по предложенной формуле [1]:



$$\alpha = 4,86\lambda\varepsilon_0\varepsilon E^2 / \sigma_n . \quad (3)$$

Если пренебречь перегревом пара в испарителе и переохлаждением конденсата в конденсаторе, то температурный напор в испарителе определяют разностью температур насыщения  $T_n$  и температуры стенки испарителя  $T_{н1}$ , а температурный напор в конденсаторе – разностью температур насыщения  $T_n$  и температуры стенки конденсатора  $T_{к1}$ .

С учетом того, что речь идет о средних температурах  $T_n$  и  $T_k$ , то в зависимости от конкретных условий подвода и отвода тепла пользуются известной методикой вычисления их средних значений [2].

Экспериментально продемонстрирована возможность создания ЭГД-ИКС с размещенным в зоне конденсации ЭГД-преобразователем, работающей при любой ориентации в поле тяжести, транспорт конденсата в котором осуществляется электрогидродинамическими средствами.

Применение теплообменников вообще и ИКС в частности общеизвестно, оно носит межотраслевой характер.

ЭГД-ИКС могут применяться и обеспечивать в приборостроении, энергетике, машиностроении, медицине, перерабатывающей промышленности повышение точности и стабильности работы, ресурса, удельной мощности различных устройств и снижение их массогабаритных параметров, а также оптимальный режим различных технологических процессов.

Применение ЭГД-ИКС позволит создать холодильные машины и тепловые насосы нового типа.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Bologa M., Cojuhari I., Lupan A.* Transmiterea de căldură în termosifon bifazic electrohidrodinamic. Conferința Națională de Termotehnică. Ediția XI-a, Vol.1. Galați, 17-19 mai, 2001.
2. *Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С.* Теплопередача. М.: Энергия, 1975.

*Поступила 07.06.06*

## Summary

The design of the electro hydrodynamic evaporation-condensation system (EHD ECS) is presented. The methods of engineering calculation of EHD ECS are suggested which include equations of heat balance and exchanged heat influence of electric field in condensate zone is taken into consideration.

---

С.А. Баранов

### ОСТАТОЧНАЯ ДЕФОРМАЦИЯ В АМОРФНОМ МИКРОПРОВОДЕ

*Институт прикладной физики АН РМ,  
ул. Академией, 5, г. Кишинев, MD-20028, Республика Молдова*

#### **Введение**

Литой микропровод (по методу Тейлора-Улитовского) применяется для производства радиопоглощающих материалов, сердечников в трансформаторах, магнитных меток, датчиков в магнитометрах и для других радиотехнических устройств. В металлической жиле, покрытой оболочкой из силикатного стекла, из-за разности коэффициентов термического расширения металла и стекла существуют напряжения, которые влияют на магнитные характеристики (см. подробнее [1–4]). В работе [5] предлагается метод измерения остаточных напряжений, основанный на исследовании ферромагнитного резонанса, позволяющий оценить картину их распределения в жиле аморфного микропровода (измеряя зависимость частоты ферромагнитного резонанса от магнитного поля). Однако он является косвенным, поэтому представляют интерес методы, позволяющие произвести непосредственную оценку остаточных напряжений.

Отметим, что для нахождения напряжений в стеклянной изоляции применяют поляризационный метод Сенармона, который для микропровода использовался, например, в [6, 7]. Поляризационный метод – достаточно сложный, и он измеряет напряжения в стеклянной изоляции, которые сильно неоднородны. В данной работе предлагается метод непосредственного измерения остаточных деформаций в жиле микропровода. Он основан на том, что при стравливании стеклянной изоляции с жилы микропровода будут уменьшаться остаточные напряжения, действующие на данную металлическую жилу, и она должна укорачиваться [8].

Для измерения величины укорачивания микропровод можно растягивать (для измерения его истинной длины до и после стравливания изоляции), пока его сопротивление не начинает расти (благодаря явлению тензочувствительности). Отметим, что измерить истинную длину микропровода возможно и другими способами. Отметим также, что прямое доказательство того, что в жиле литого микропровода существуют именно растягивающие напряжения, на наш взгляд, очень важно, так как в [8] этот факт подвергается сомнениям. Докажем это экспериментально.

#### **Методика исследований**

Литой аморфный микропровод был получен на экспериментальной установке производственного объединения “Микрон” со скоростью вытягивания 5 м/с с использованием стеклянной трубки из пирекса. Изготавливались образцы из сплава Fe 5 Co 58 Ni 20 B 16 Si 11 (с достаточно малой магнитострикцией, малой предельной намагниченностью и достаточно большой тензочувствительностью) с радиусом металлической жилы  $r_{ж} \sim 5\text{--}15\mu\text{м}$  и толщиной стеклянной оболочки –  $h \sim 5\text{--}15\mu\text{м}$ .

В основу измерений положен метод горизонтальной нити [9]. Отметим, что метод, описанный в [9], не применялся непосредственно для измерения остаточных деформаций. Его технические подробности изложены в [9]. Поэтому опишем только основные принципы модификации этого метода измерений.

На установке УИМП-3М производились измерения осевого удлинения жилы микропровода. Для этого провод длиной  $L \sim 0,2$  м закреплялся (припаивался так, чтобы у концов был омический контакт) горизонтально и растягивался микровинтовым устройством, измеряющим с точностью до 1  $\mu\text{м}$ , пока не изменялось его электросопротивление (за счет тензочувствительности). Не снимая провод с установки, при помощи специальной ванночки с раствором плавиковой кислоты стравливалась стеклянная оболочка. После стравливания стекла на жилу микропровода перестают действовать силы, растягивающие ее со стороны стеклянной оболочки, напряжения, и она укорачивается. Опять

производят измерения длины жилы микропровода. Укорачивание жилы превышает 10  $\mu\text{m}$ . Поэтому данная установка позволяет измерять это укорачивание с точностью  $\sim 10\%$ . Основная погрешность метода может возникнуть из-за того, что нить, закрепленная в крайних точках, по-разному прогибается (в форме цепной линии) за счет уменьшения веса при стравливании стеклянной изоляции. Для учета данного эффекта используем известное решение для нити с распределенным весом (подробнее см., например, в [11]). С достаточной точностью получаем из общей формулы оценку для относительной погрешности:

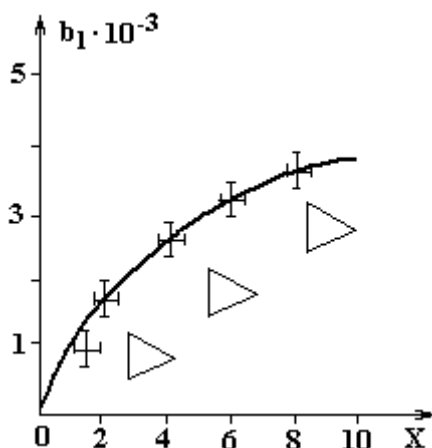
$$(1/b_1) (L \rho_1 g / E)^{1/2} [(1 - X \rho_2 / \rho_1)^{1/2} - 1] \sim 0,1 - 0,2 .$$

Здесь  $X$  – отношение площадей поперечного сечения стекла к жиле металла, индекс  $i = 1$  относится к металлу,  $i = 2$  – к стеклу,  $b_1$  – относительное удлинение микропровода (измеряемое в эксперименте),  $\rho_i$  – плотность,  $g$  – ускорение свободного падения,  $E$  – модуль Юнга металлической жилы.

Данная методика позволяет проводить измерение средних остаточных деформаций в жиле литого микропровода, так как неконтролируемая погрешность (полученная в ходе измерений при статистической обработке результатов) не более 20%. Зная средние деформации, по формулам из работы [1] можно найти средние остаточные напряжения в жиле, которые в данном случае будут растягивающими. Отметим, что можно усовершенствовать измерение удлинений оптическими методами (как это сделано в dilatометре, предложенном в [12]). Отметим также, что тогда погрешность измерения станет меньше погрешностей метода горизонтальной нити. В представленной работе данное усложнение прибора не применялось.

### Результаты исследований

Приведем результаты измерений, которые представим в виде графика. На рисунке крестиками представлена зависимость относительного удлинения жилы от  $X$  и приведена теоретическая кривая. Треугольниками отмечены деформации жилы, если измерения напряжений в стеклянной изоляции проводить поляризационным методом. Результаты измерений лучше соответствуют теории, потому что напряжения в стеклянной изоляции неоднородны и зависят от режима охлаждения. Напряжения в оболочке силикатного стекла сильнее подвержены релаксационным процессам, чем в жиле микропровода.



*Зависимость относительного удлинения жилы от отношения площадей поперечного сечения стекла к жиле металла*

### Обсуждение результатов

На рисунке представлены экспериментальные данные зависимости относительного удлинения жилы (в единицах, нормированных на длину измеряемого образца) от соотношения площадей поперечного сечения стеклянной оболочки и жилы аморфного микропровода. Для сравнения приведена теоретическая кривая (сплошная линия) относительного удлинения, рассчитанная согласно теории, представленной в работах [1, 2]. На рисунке приведены также рассчитанные (согласно теории в работах [1, 2]) относительные деформации жилы, если измерения напряжений в стеклянной изоляции проводить поляризационным методом Сенармона, который применялся, например, в [6, 7].

Отметим, что результаты, полученные методом непосредственного измерения относительного изменения длины микропровода (после стравливания стеклянной изоляции), лучше соответствуют теоретическим результатам [1, 2], чем аналогичные измерения методом Сенармона. Это может быть

связано с тем, что напряжения в стеклянной изоляции неоднородны и сильно зависят от режима охлаждения, а измеряются усредненные значения данных напряжений. Отметим также, что эти усредненные значения в оболочке из силикатного стекла могут быть больше подвержены релаксационным процессам, чем усредненные значения напряжений в жиле микропровода.

#### **Выводы**

1. На основе метода горизонтальной нити [10, 8] разработана методика непосредственного измерения остаточных деформаций аморфного микропровода, которые обусловлены разностью коэффициентов термического расширения для стекла и металла.

2. Экспериментальные результаты находятся в соответствии с теоретическим расчетом (представленным в [1, 2]). Предложенная методика позволяет уточнять феноменологические коэффициенты, входящие в теоретические формулы.

3. В отличие от результата работы [9], где предполагается, что на жилу микропровода действуют сжимающие напряжения, было доказано, что в жиле микропровода имеют место растягивающие остаточные напряжения.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Баранов С.А., Бержанский В.Н., Зотов С.К. и др. Ферромагнитный резонанс в аморфных магнитных проводах // ФММ. 1989. Т.67. В. 1. С. 73–78.
2. Баранов С.А., Зотов С.К., Ларин В.С., Торкунов А.В. Особенности естественного ферромагнитного резонанса в аморфном микропроводе // ФММ. 1991. Т.69. В. 12. С. 172–173.
3. Баранов С.А. Исследование микропровода методом ферромагнитного резонанса // Электронная обработка материалов. 1998. №1-2. С. 66 .
4. Баранов С.А. Магнитные свойства аморфного микропровода в СВЧ диапазоне // ЖТФ 1998. Т. 68. № 1. С. 136.
5. Баранов С.А. Оценка распределения остаточных напряжений в жиле аморфного микропровода // Металловедение и термическая обработка материалов. 2001. № 4. С. 34–35.
6. Федотова Е.И., Карасева Г.Г., Фармаковский Б.В., Фирсов А.М., Шмуилова Н.П. Исследование свойств стекломатериалов для литья микропроводов в стеклянной изоляции // Электронная техника. 1968. Сер. 9. Вып. 2. С. 12–15.
7. Шмуилова Н.П. , Фармаковский Б.В., Федотова Е.И., Фирсов А.М. Напряжения в стеклянной изоляции микропровода в зависимости от выбранных пар стекло–металл и условий термообработки // Микропровод и приборы сопротивлений. Кишинев: Картя молдовеняскэ. 1969. Вып. 6. С. 114–121.
8. Литвак З. В. Измерение остаточных напряжений в жиле микропровода // Микропровод и приборы сопротивлений. Кишинев: Картя молдовеняскэ. 1970. Вып. 7. С. 121–123.
9. Молоканов В.В., Умнов П.П., Куракова Н.В., Свиридова Т.А., Шалыгин А.Н., Ковнеристый Ю.К. Влияние толщины стеклообразного покрытия на структуру и свойства аморфного магнитомягкого кобальтового сплава // Перспективные материалы. 2006. № 2. С. 5–14.
10. Бадинтер Е.Я., Берман Н.Р., Драбенко И.Ф. и др. // Литой микропровод и его свойства. Кишинев: Штиинца, 1973. С. 296–315.
11. Четаев Н.Г. // Теоретическая механика. М.: Наука, 1987. С. 90–92.
12. Чеховский В.Я. // ПТЭ. Измерение напряжения оптическими методами. 1999. № 6. С. 130–132.

*Поступила 13.06.06*

#### **Summary**

The method of measurement of residual deformations in a cast amorphous microwire is developed. Truncation of a corn occurs because of removal of pressure which are caused by a difference of factors of thermal expansion of a metal vein and glass isolation. Measurement of truncation of a corn allows to calculate residual deformations in a corn of a microwire.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФУЗИИ, РАСТВОРИМОСТИ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ГАДОЛИНИЯ В КРЕМНИИ

*Национальный университет Узбекистана имени Мирзо Улугбека, Вузгородок, НУУз, г. Ташкент, 700174, Республика Узбекистан*

Как известно, кремний, легированный редкоземельными элементами (РЗЭ), привлекает пристальное внимание исследователей как перспективный материал для оптоэлектроники (в качестве источников света, например для Si<Er> на длине волны 1,54 мкм, соответствующей минимуму потерь и дисперсии волоконно-оптических линий связи), а также с точки зрения особенностей структур электронных оболочек этой группы элементов [1–3]. Эффективность же примесей редкоземельных элементов в кремнии, проявление оптических свойств структур зависят от спектра оптически и электрически активных центров, содержащих РЗЭ с общей концентрацией и механизмом диффузии.

Пока, однако, число исследований по диффузии гадолиния в кремнии ограничено, а их результаты в ряде случаев противоречивы. Ранее такая диффузия изучалась лишь косвенными методами [4–6]. Представляются сомнительными результаты работы [4] для гадолиния, поскольку величина энергии активации диффузии (8,62 эВ), полученная авторами, намного превышает значения энергии активации самодиффузии кремния (4,86 эВ [7, 8]). В работе [5] коэффициент диффузии гадолиния в кремнии оценен только по глубине диффузионного слоя *p-n* структуры и только для температуры 1200°С. Диффузантами служили кремнеземные пленки с содержанием окисла гадолиния от 0,1 до 30% [6] – электрическим методом определена сильная зависимость коэффициента диффузии от состава ее источника.

Таким образом, работа впервые посвящена комплексным (методом меченых атомов с использованием радиоактивного изотопа гадолиния и автордиографии, а также измерения проводимости и эффекта Холла, изотермической релаксации емкости и тока) исследованиям диффузии, растворимости и электрических свойств гадолиния в кремнии в различных средах отжига и для широкого интервала температур (1100–1250°С). Источник диффузии создавался напылением металлического гадолиния (чистота ~ 99,99) или нанесением слоя хлорида гадолиния из раствора на поверхность образцов кремния марки КЭФ-15 ( $\rho = 15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ , площадь ~ 1,5–3 см<sup>2</sup>, толщина ~ 350–400 мкм). Ампулы с образцами помещались в диффузионную печь СУОЛ, обеспечивающую точность поддержания температуры  $\pm 1^\circ\text{C}$ .

Диффузионный отжиг образцов проводился в интервале температур 1100–1250°С на воздухе либо в вакуумированных (~10<sup>-4</sup> мм рт. ст.) ампулах, а также в рабочей камере ВУП-5 (~10<sup>-5</sup> мм рт. ст.) или в кварцевой трубе, откачанной до рабочего давления ~10<sup>-6</sup>–10<sup>-7</sup> мм рт.ст. Длительность процесса варьировалась от 10 мин до 72 час в зависимости от температуры. После отжига образцы многократно промывались в плавиковой кислоте, царской водке, а также в кипящей смеси H<sub>2</sub>O<sub>2</sub>:HCl. Такая промывка обычно позволяет практически полностью удалять оставшийся на поверхности образца источник диффузии. После этого края образца зачищались на глубину ~ 100 мкм, значительно превышающую глубину последней.

Профиль концентрации определялся методом стравливания тонких слоев (в растворе 1НF: 50HNO<sub>3</sub>) и измерения проводимости и эффекта Холла. Толщина снятых слоев измерялась взвешиванием образца на весах ВЛР-20 и изменялась в пределах 0,02–0,5 мкм.

Концентрация носителей заряда  $p(x)$  определялась по формуле

$$p(x) = \frac{1}{e} \frac{\left(\frac{d\sigma_s}{dx}\right)^2}{\frac{d}{dx}(R_s \sigma_s^2)} \quad (1)$$

Здесь  $R_s$  – измеряемый (эффективный) коэффициент Холла,  $\sigma_s$  – поверхностная проводимость,  $e$  – заряд электрона. Отметим, что эта формула приведена в работе [9] в более общем виде, учитывающем различие холловской и дрейфовой подвижностей.

Выполнялись также исследования диффузии с помощью меченых атомов – радиоактивного изотопа гадолиния  $^{159}\text{Gd}$ . Изотоп  $^{159}\text{Gd}$  напылялся на поверхность образца кремния. После диффузии и последующих промывок, а также в процессе снятия слоев проводилось радиографирование [7, 10] образцов для контроля равномерности легирования.

Активность образцов измерялась на установке малого фона УМФ-1500М  $\beta$ -счетчиком СБТ-11. Гамма-активность снятых слоев определялась детектором БДБСЗ-ІеМ со сцинтилляционным кристаллом NaI(Tl) в сочетании с комплексом электронно-измерительной аппаратуры. Идентификация гамма-спектров  $^{159}\text{Gd}$  проводилась также на анализаторе импульсов АИ-1024.

Толщину снятых слоев выясняли взвешиванием образца на весах ВЛР-20г. Обычно она составляла 0,02–0,5 мкм. Как и при исследовании примесей других РЗЭ в кремнии, электрические измерения, а также автордиографирование, проведенные в нескольких точках поверхности до и после отжига, а также в процессе снятия слоев, свидетельствовали о равномерном распределении примесей гадолиния по сечению образца и об отсутствии включений.

Предполагалась полная ионизация гадолиния в кремнии, то есть концентрация примеси гадолиния  $c(x)$  и носителей заряда равна  $p(x)$ :  $c(x) = p(x)$ . Анализ кривых  $\mu(x)$  и  $p(x)$  проводился согласно закону Фика и при соблюдении поверхностной концентрации примеси (условие диффузии из постоянного источника не меняется со временем  $c(x,t) = \text{const} = c_0$ ). Как известно, при таких условиях, а также с учетом того, что толщина образца кремния намного превосходит глубину диффузии, кривая  $c(x)$  описывается функцией  $\text{erfc}$ . Для нахождения коэффициента диффузии  $D$  экспериментальная кривая концентрации носителей заряда  $p(x)$  сопоставлялась с теоретической кривой  $\text{erfc}$  для диффузии из бесконечного источника. Концентрация носителей заряда  $p(x)$  в кремнии, легированном гадолинием, определялась с учетом подвижности носителей заряда.

В случае же использования метода меченых атомов – радиоактивного изотопа  $^{159}\text{Gd}$  коэффициент диффузии  $D$  гадолиния в кремний определялся аппроксимацией экспериментальной кривой остаточного количества примеси  $Q(x)$  теоретической кривой для диффузии из постоянного источника, как и в работах [11; 12]:

$$Q(x) = 2C_0 \sqrt{Dt} \cdot \text{ierfc } x/2\sqrt{Dt}, \quad (2)$$

где  $C_0$  – поверхностная концентрация,  $x$  – суммарная толщина снятых слоев,  $t$  – время диффузии.

Вычисленный из кривых  $Q(x)$  и  $p(x)$  коэффициент диффузии гадолиния в кремнии увеличивается от  $6,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  при  $1100^\circ\text{C}$  до  $7,7 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  при  $1250^\circ\text{C}$  (см. таблицу). Температурная зависимость коэффициента диффузии для примесей гадолиния в кремнии носит аррениусовский характер и при  $T = 1100\text{--}1250^\circ\text{C}$  может вычисляться следующим соотношением:

$$D_{\text{Gd}} [\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}] = 3 \cdot 10^{-2} \exp(-2,9 \text{ эВ}/kT), \quad (3)$$

где 2,9 эВ – энергия активации диффузии гадолиния в кремнии.

Как показали результаты исследования, гадолиний в кремнии проявляет акцепторную природу. По показателям температурной зависимости коэффициента Холла, изотермической релаксации емкости и тока каких-либо глубоких уровней, связанных с гадолинием, в запрещенной зоне кремния не обнаружено. Отметим, что одновременно с легированными исследовались и контрольные образцы кремния  $n$ -типа (КЭФ-15). В контрольных образцах каких-либо изменений не наблюдалось. Это подтверждает диффузию именно гадолиния в кремний. Глубина проникновения гадолиния в кремний во всем исследованном интервале температур не превышает нескольких микрон.

Обнаружено, что гадолиний проявляет, как и другие исследованные редкоземельные элементы [13, 14], акцепторную природу ( $p$ -тип проводимости) на поверхности кремния  $n$ -типа после диффузионного отжига. Подвижность носителей заряда в диффузионных слоях  $\text{Si}\langle\text{Gd}\rangle$  равна  $\sim 140\text{--}230 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  и уменьшается с увеличением концентрации гадолиния в кремнии. По температурной зависимости коэффициента Холла – концентрации носителей заряда, а также мето-

дом изотермической релаксации емкости и тока каких-либо глубоких уровней, характерных для гадолиния в кремнии, в запрещенной зоне не обнаружено.

*Коэффициенты диффузии гадолиния в кремнии*

Температура диффузии, °С	Коэффициент диффузии $D_{Gd}, \text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
1100	$6,8 \cdot 10^{-13}$
1150	$1,6 \cdot 10^{-12}$
1200	$3,6 \cdot 10^{-12}$
1250	$7,7 \cdot 10^{-12}$

Концентрационное распределение носителей заряда в кремнии, легированном гадолинием, диффузией может быть описано соотношением

$$C \approx 2 \cdot 10^{17} \operatorname{erfc}(x/2\sqrt{Dt}), \text{см}^{-3}.$$

При этом поверхностная концентрация атомов гадолиния в кремнии, определенная с помощью метода меченых атомов, составляет  $\sim 10^{18} - 10^{19} \text{см}^{-3}$ . Как показывает анализ полученных данных, коэффициенты диффузии и энергии активации гадолиния в кремнии располагаются в диапазоне значений, характерных для диффузии типичных элементов III группы [7, 8], а также для других РЗЭ, являющихся примесями замещения и диффундирующих по узлам кристаллической решетки. Это позволяет утверждать, что гадолиний – элемент этой же группы – также является примесью замещения и диффундирует подобно другим РЗЭ [6, 11–19] по узлам кристаллической решетки кремния. Сопоставление наших данных с ранними результатами по диффузии РЗЭ в кремнии, полученными с помощью радиоактивной и других методик, показывает, что способ нанесения диффузанта и среда диффузии существенно не влияют на диффузионные параметры редкоземельного элемента гадолиния в кремнии.

Таким образом, коэффициент диффузии и энергия активации гадолиния в кремнии располагаются в диапазоне значений, характерных для элементов III группы, а также для других РЗЭ, являющихся примесями замещения и диффундирующих по узлам кристаллической решетки. Это позволяет утверждать, что гадолиний – элемент этой же группы, являющийся примесью замещения и диффундирующий по узлам кристаллической решетки кремния.

**ЛИТЕРАТУРА**

1. *Соболев Н.А.* Светоизлучающие структуры Si : Ер. Технология и физические свойства // Физика и техника полупроводников. 1995. Т. 29. В. 7. С. 1153–1177.
2. *Priolo F., Franzo, Coffa S., Polman A., Libertino S., Barklie R., Carey D.* The erbium-impurity interaction and its effects on the 1.54  $\mu\text{m}$  luminescence of  $\text{Er}^{3+}$  in crystalline silicon // Journal Applied of Physics. 1995. V. 78. № 6. P. 3874–3882.
3. *Назыров Д.Э., Регель А.Р., Куликов Г.С.* Кремний, легированный редкоземельными элементами // Препринт ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН. Л., 1987. № 1122. 56 С.
4. *Агеев В.В., Аксенова Н.С., Коковина В.Н., Трошина Е.П.* Применение элементов третьей группы Периодической системы Д.И. Менделеева в кремниевой планарной технологии // Известия ЛЭТИ. 1977. В. 211. С. 80–85.
5. *Коршунов Ф.П., Кожеекина Т.В., Модорский Б.М., Юшкин Н.П.* Исследование характеристик кремниевых  $p-n$ -переходов, полученных диффузией гадолиния // Известия АН РБ. Сер. физ.-мат. наук. 1977. № 6. С. 108–111.
6. *Борисенко А.Н., Волокобинский Ю.М., Коковина В.Н., Трошина Е.П., Чепик Л.Ф., Фролова Т.В.* Легирование кремния РЗЭ из кремнеземных пленок // Доклады РАН. 1982. Т. 262. № 6. С. 1409–1412.
7. *Болтакс Б.И.* Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках. Л.: Наука. 1972. 462 с.

8. Diffusion in Crystalline Solids. Ed. by G.E. Murch and A.S. Novic. Academic Press, Inc., N.Y. et all. 1984. P. 90.
9. Baron R., Shifrin G.A., Marsh O.J., Mayer J.W. // Journal Applied of Physics. 1969. V. 40. № 9. P. 3702.
10. Шишияну Ф.С. Диффузия и деградация в полупроводниковых материалах и приборах. Кишинев: Штиинца, 1978. 231 с.
11. Назыров Д.Э., Усачева В.П., Куликов Г.С., Малкович Р.Ш. Диффузия празеодима в кремнии // Письма в Журнал технической физики. 1988. Т. 14. В. 12. С. 1102–1104.
12. Усков В.А., Родионов А.И., Власенко Г.Т., Федотов А.Б. Диффузия редкоземельных элементов в кремнии // Там же. Легированные полупроводниковые материалы. М.: Наука, 1985. С. 80–83.
13. Зайнабидинов С., Назыров Д.Э., Акбаров А.Ж., Иминов А.А., Тоштемуров Т.М. Диффузия эрбия в кремнии // Письма в Журнал технической физики. 1998. Т. 24. В. 2. С. 68–70.
14. Назыров Д.Э., Базарбаев М.И., Иминов А.А. Диффузия иттрия в кремнии // Физика и техника полупроводников. 2006. Т. 40. В. 7. С. 788–789.
15. Назыров Д.Э., Куликов Г.С., Малкович Р.Ш. Диффузия эрбия и тулия в кремнии // Физика и техника полупроводников. Т. 25. В. 9. С. 1653–1654.
16. Азимов Г.К., Зайнабидинов С., Назыров Д.Э. Диффузия скандия в кремнии // Физика и техника полупроводников. 1989. Т. 23. В. 3. С. 556–557.
17. Назыров Д.Э. Диффузия европия в кремнии // Физика и техника полупроводников. 2003. Т. 37. В. 5. С. 570–571.
18. Назыров Д.Э. Диффузия иттербия в кремнии // Физика и техника полупроводников. 2003. Т. 37. В. 9. С. 1056–1057.
19. Назыров Д.Э. Диффузия тербия в кремнии // Физика и техника полупроводников. 2006. Т. 40. В. 6. С. 650–651.

*Поступила 25.03.06*

### **Summary**

For the first time is complex (for the first time is methods of radioactive traces and autoradiography, measuring of conductivity and Hall effect, of an iso-thermal relaxation of capacity and current) the diffusion, solubility and electrical properties gadolinium in silicon is explored at various mediums of annealing and for a wide interval of temperatures (1100-1250<sup>0</sup>C). The diffusion parameters are established, the solubility and is detected an acceptor nature of explored impurities of gadolinium in silicon.

---



## FRictionAL FORCE VECTOR REVERSAL AT METAL DRAWING WITH ULTRASONIC ACTIVATION OF THE TOOL

\* "Gh. Asachi" Technical University,

Bd. D. Mangeron 63, 700050, Iasi, Romania

\*\* Institute of Applied Physics of the Academy of Sciences of the Republic of Moldova,  
5 Academy str., Chisinau, MD-2028, the Republic of Moldova

### 1. Introduction

The main characteristic of the drawing technologic processes, which essentially differentiates them among other plastic manufacturing procedures based on metal pressing, consists in the fact that the magnitude of the technologic deformation achieved in one pass (during a single stage) depends on the maximum value of the stress which acts on the cross section of the intermediate product, when it exits from the deformation focus.

In other words, the cross section reduction per a pass directly depends on the work hardening capacity of the material being processed.

Also, it is necessary for the magnitude of the drawing stress acting on the intermediate product to be lower than the tensile strength. This condition is expressed by means of the so called safety coefficient of drawing [1, 2]:

$$c_{st} = \frac{S_1 \cdot \sigma_r}{F_t} , \quad (1)$$

where  $S_1$  is the cross-sectional area of the intermediate product, when it exits from the deformation focus zone;  $\sigma_r$  is the tensile strength of the obtained product (including the work hardening acquired within the drawing process);  $F_t$  is the drawing force.

In the case of the technologic drawing processes of metals with ultrasonic actuation of the tool oriented parallel with the drawing direction, the average drawing force reduction is obtained due to the "surface effect of ultrasonics" caused by the frictional force vector reversal at the metal-tool contact during the time  $T/2-2t_1$  within one complete oscillation period, when  $v_{tr}/v_v < 1$  ( $v_{tr}$  is the drawing rate and  $v_v$  is the oscillation rate of the tool) [3].

### 2. Frictional force vector reversal at metal drawing with ultrasonic activation of the tool

The paper approaches the possibility to reduce the average drawing force due to the frictional force vector reversal, when technologies involve free drawing for obtaining wires, rods (Fig. 1,a) and tubes (Fig. 1,b) as well as for tube drawing on a plug (Fig. 1,c).

The frictional force vector reversal, that is the orientation of the vector of the average frictional force along the metal displacement direction, is obtained only in the case, when both the plastic deformation focus is located in the oscillation maximum of the waves and activation is performed parallel with the drawing direction, providing  $v_{tr}/v_v < 1$  (Fig. 2) [4].

Activation is accomplished within the ultrasonic range (for frequencies higher than 16 KHz [5]) and is stimulated by longitudinal elastic waves. Thus, in fact, the kinematics of plastic deformation at drawing is characterized by the displacement of a material point A', arbitrarily chosen within the deformation focus area at the metal-tool contact (see Fig. 1,a and b).

The point A' on the metal-tool contact surface takes part in two motions:

(i) a feed motion with the rate  $v_a$  along the generatrix of the cone of the tool plastic deformation and (ii) an oscillation motion with the rate  $v_v$ , which vector forms the angle  $\beta$  with the slope  $\alpha$  of the cone generatrix.

Assuming that oscillations are produced according to the motion law:

$$u = a \cdot \sin \omega t_1 \quad (2)$$

the oscillation rate of the material point A' is determined as a time derivative of the motion equation:

$$v_v = du / dt = A\omega \cos \omega t_1 \quad (3)$$

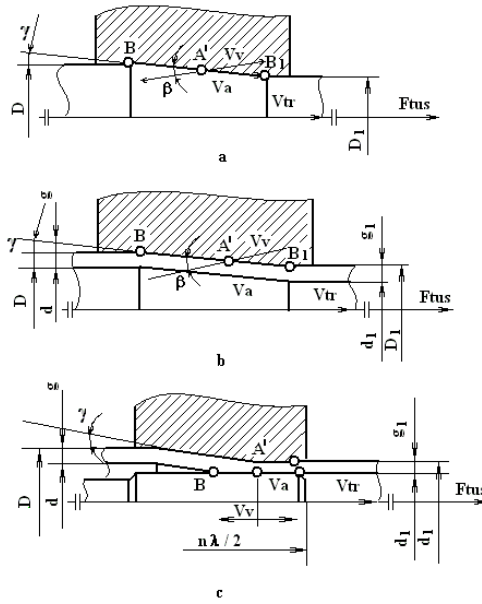


Figure 1.

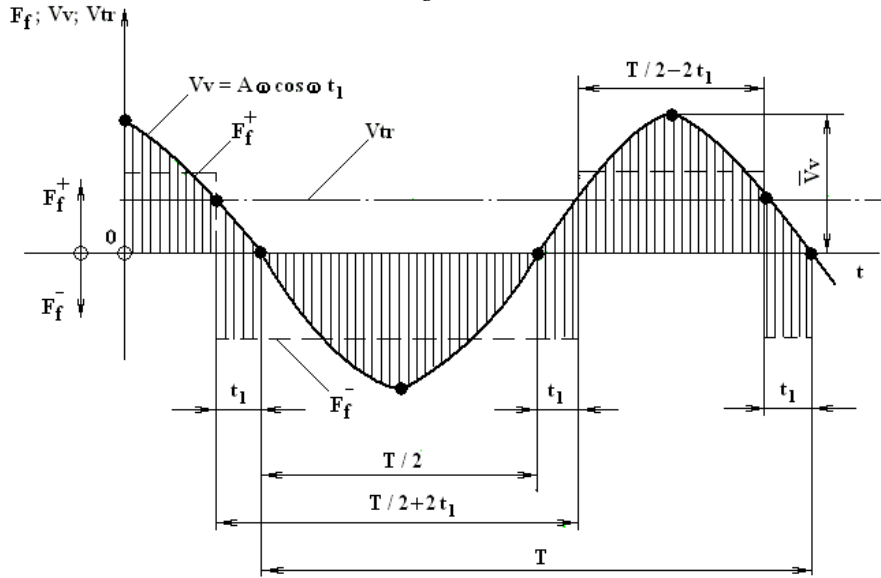


Figure 2.

The maximum oscillation rate ( $v_v$ ) is reached, when  $\omega t_1 = 1$ :

$$\bar{v}_v = A \cdot \omega = 2\pi f \cdot A \quad (4)$$

where  $A$  is the oscillation amplitude and  $f$  is the resonance frequency of the oscillating system.

In technologic processes involving the plastic deformation by drawing, for small angles  $\alpha$ , it is possible to approximate  $v_{tr} \approx v_v$ .

The resulting vector of the relative rate alters the direction of motion of the point A'. Namely, during the time  $T/2 - 2t_1$  in the oscillation period the displacement of the point A' will be in the same direction as that of the metal, when the projection of the oscillation rate vector ( $v_v$ ) is larger than that of the drawing rate vector along the B - BI direction. The reverse situation is observed during the time range  $T/2 + 2t_1$ , when the ratio of magnitudes of the named vectors' projections reverses along the same direction.

In other words, during the time  $T/2 - 2t_1$  in the oscillation period the frictional force is positive ( $F_f^+$ ) and during the time  $T/2 + 2t_1$  the frictional force is negative ( $F_f^-$ ). The ratio [4]:

$$\varphi = \frac{(T/2 + 2t_1) + (T/2 - 2t_1)}{(T/2 + 2t_1) - (T/2 - 2t_1)} \quad (5)$$

represents the reduction degree of the average force in the considered point (A') at the metal-tool contact. From the equality for the two rates (for oscillation and for drawing), the following expression for  $t_1$  is derived.

$$t_1 = \frac{1}{\omega} \arccos \frac{v_{tr}}{v_v \cdot \cos \beta} \quad (6)$$

Substituting the values for  $t_1$  and  $T$  in relationship (5) we obtain:

$$\varphi = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{1}{\arccos \frac{v_{tr}}{v_v \cdot \cos \beta}} \quad (7)$$

If the average value for the drawing rate is taken into account (according to the continuity equation of the metal flow), the reduction degree of the frictional average force (coefficient  $\varphi$ ) upon the whole metal-tool contact surface is obtained for the enter-exit cross sections from the deformation area:

$$\varphi = \frac{\pi}{2} \cdot \arccos \frac{v_{tr} \frac{\lambda_i \cos \alpha + 1}{2 \lambda_i \cos \lambda}}{\bar{v}_v \cdot \cos \beta} \quad (8)$$

or an approximate value :

$$\varphi = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\bar{v}_v}{v_{tr}} \cdot \frac{2 \lambda_i \cdot \cos \lambda}{\lambda_i \cdot \cos \lambda + 1} \cdot \cos \beta, \quad (9)$$

where  $\lambda_i$  is the strain coefficient per one pass,  $\lambda_i = (D/D_1)^2$  for wires and rods with a round cross-section and

$$\lambda_i = D_{med.i-1} \cdot g_{i-1} / D_{med.i} \cdot g_{i-1}$$

for tubes, here  $D_{med} = (D+d)/2$  and  $g = (D-d)/2$  [1].

The relationship (7) gives evidence that the greater is the reduction of the average frictional force (expressed by means of the coefficient  $\varphi$ ), in the case when  $v_{tr} = ct.$ , the lower is the angle  $\beta$ , which defines the actuation direction of the tool, or in other words the greater are both the oscillation frequency and the amplitude.

Thus, in the case of the new drawing technologies with ultrasonic activation of the tool (see Fig. 1,a and b), it is recommended that the angle  $\beta$  equals  $0^\circ$ , that is the activation to be parallel the drawing direction (Fig. 1,c).

The tube drawing on a plug with ultraacoustic activation (Fig. 1,c), is considered to be the only procedure which is applied at the industrial level in order to obtain tubes of resistive to cold drawing metals. The procedure is also known under the name of "Sonodraw", applied for the first time in the USA by researches from "Aeroproject" Inc. of the West Chester Pa. [6, 7].

The reduction of the average frictional force, at the metal-plug contact, is also due to the frictional force vector reversal, when  $v_{tr}/v_v < 1$  (see Fig. 2), and the length of both the rod and the plug may be expressed as  $n \cdot \lambda / 2$  ( $\lambda$  is the wave length;  $\lambda = c/f$ , where  $c$  represents the rate of wave propagation and  $f$  is the resonance frequency,  $n$  is integer 1,2,3...).

The simplified relationship of Gavrilenko is considered for force determination in the case of drawing plastic deformation processes [4]:

$$F_i = F_d + F_f = F_d (1 + \mu ctg \alpha), \quad (10)$$

where  $F_d$  is the actual deformation force,  $F_f$  is the frictional force,  $\mu$  is the coefficient of friction and  $\alpha$  is the generatrix slope.

In the case of drawing processes with the ultrasonic activation of the tool, equation (10) becomes:

$$F_{tus} = F_d \left( 1 + \frac{\mu ctg \alpha}{\varphi} \right) \quad (11)$$

that is, the frictional force is reduced divided by the coefficient  $\varphi$ .

The efficiency of the new plastic deformation technologies by means of the ultrasonic actuation of the tool is expressed by the relationship [8]:

$$\Delta F = \frac{F_i - F_{tus}}{F_i} \cdot 100 \% \quad (12)$$

For special situations of drawing plastic deformation, in the case of the new technologies for obtaining tubes, rods and wires, it is possible to predict an average frictional force reduction, based on relationship (12). To make this, the optimum values for the ratio  $v_{tr}/v_v$  are adopted, on which the coefficient  $\varphi$  magnitude depends

In Fig. 3 the variation of coefficient  $\varphi$  (relationship 9) is presented as a function of the ratio  $v_{tr}/v_v$  under the conditions:  $\beta = 0^\circ$ ;  $\alpha = 12^\circ$ ;  $f = 18000$  Hz and  $\lambda_i = 1,27$  [3].

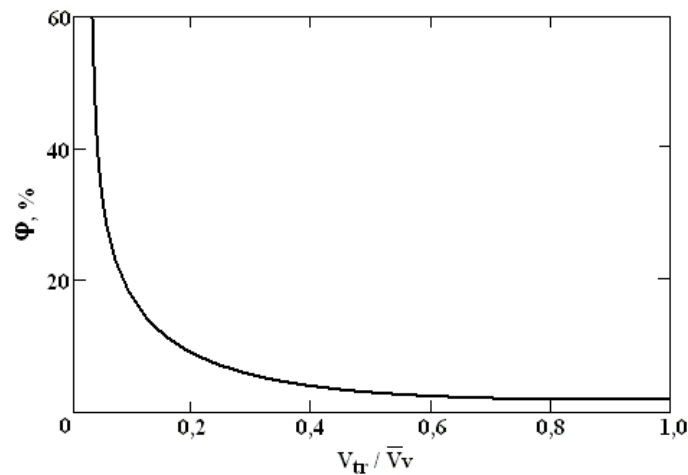


Figure 3.

For the high efficiency of the ultrasonic energy in the drawing plastic deformation processes the use of ultrasonic energy reflectors is recommended [4].

### 3. Conclusions

The paper presents the main features of the frictional force vector reversal in the processes of plastic deformation of metals and in technologies for obtaining tubes, rods and wires, when the tool is located in the oscillation maximum of the waves actuated parallel to the drawing direction.

The frictional force becomes positive during  $T/2-2t_1$ , when  $v_{tr}/v_v < 1$ , and negative during  $T/2+2t_1$ , when  $v_{tr}/v_v > 1$ , within one complete oscillation period.

The plastic deformation of metal occurs under condition  $v_{tr}/v_v > 1$ , when, in fact, there are no difference as compared to classic drawing process.

This fact emphasises the fractionated (pulse) character of plastic deformation during a complete oscillation period, which also explains the average frictional force reduction, because for  $v_{tr}/v_v < 1$  the metal-tool contact does not exist.

The situation characterised by  $v_{tr} = v_v$  is not technologically allowed, because the influence of the ultrasound energy is negligible in the plastic deformation processes, if to take into account that the upper limit of drawing rate is defined as a function of the oscillation rate of the tool [4, 6, 7]

The above-mentioned facts justify the use of the ultrasonic energy in the drawing technologies of resistive to cold drawing metals for which  $v_{tr}/v_v < 1$ .

### REFERENCES

- [1] *Cazimirovici, et al.*, Theory and technology of deformation at drawing [in Romanian]. Editura Tehnica, Bucuresti. 1990.
- [2] *Susan, M.*, Deformation of metals by drawing [in Romanian]. Editura Tehnopress, Iasi, 2002.
- [3] *Susan, M. et al.*, Special kinds of plastic treatment [in Romanian]. Editura "Gh. Asachi", Iasi, 2000
- [4] *Severdenko V.P. and Klubovich V.V.* Rolling and Drawing with Ultrasound [in Russian], Nauka i Tekhnika, Minsk, 1970.
- [5] *Dragan, Ov., et al.*, High-energy ultrasounds [in Romanian]. Editura Academiei, Bucuresti, 1983.
- [6] *Susan, M. et al.*, The metal-tool contact friction at the ultrasonic drawing of ball-bearing steel wires. Rev. Metal Madrid 35 (1999), pp. 379–383.
- [7] *Susan, M. et al.*, Influence of the relative deformation on tube processing by ultrasonic vibration drawing. Rev. Metal Madrid 40 (2004), pp. 109–117.

Received 01.06.06

### Summary

The paper presents the possibility to reduce the average drawing force in the technologies for obtaining tubes, rods and wires, when the tool is located in the oscillation maximum of the ultrasonic waves and actuated parallel to the drawing direction. This reduction is explained by the frictional force vector reversal during the time  $T/2-2t_1$  within a complete oscillation period, when  $v_{tr}/v_v < 1$ . This fact justifies the use of ultrasonic energy in the plastic deformation processes of resistive to cold drawing metals.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПРИ ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ДИФФУЗИОННО-ЛЕГИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

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

### **Введение**

При диффузионном легировании кремния марганцем, кобальтом, хромом и другими примесями наряду с высокоомной объемной частью кристалла в приповерхностном слое образуется низкоомная область [1–3]. Природа такого аномально низкоомного слоя и его гальваномагнитные свойства слабо изучены. Эта статья посвящена исследованию гальваномагнитных свойств низкоомного поверхностного слоя, которые играют существенную роль при применении их в качестве материала для БИС, СБИС, фотоэлектрических, термоэлектрических и других полупроводниковых приборов.

### **1. Эксперимент**

Для легирования кремния марганцем, хромом и кобальтом использовали слитки монокристалла кремния  $p$ -типа марки КДБ-10 и  $n$ -типа марки КЭФ-20, выращенного методом Чохральского. Их исходные параметры таковы: для кремния  $n$ -типа удельное сопротивление  $\rho = 20 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , подвижность электронов  $\mu_n = 1500 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ , концентрация электронов  $n = 2,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , для кремния  $p$ -типа удельное сопротивление  $\rho = 10 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , подвижность дырок  $\mu_p = 600 \text{ см}^2 / \text{В} \cdot \text{с}$ , концентрация дырок  $p = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , концентрация кислорода  $\leq 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Из слитков монокристалла кремния алмазным диском вырезали образцы в виде параллелепипеда размером  $1-2 \times 2-5 \times 10-30 \text{ мм}^3$ . После шлифовки и обезжиривания образцы кремния помещали в химически чистые кварцевые ампулы. Туда же насыпали порошок металла чистоты 99,99% в количестве 3–5 мг. Вакуумированные ампулы отправляли в диффузионную печь и производили отжиг при температуре 1050–1200<sup>0</sup>С в течение 30–120 мин. Колебания температуры в рабочей зоне печи не превышали  $\pm 5$  <sup>0</sup>С. После отжига образцы закаливали охлаждением со скоростью 100–150 К/с, сбрасывания ампулы в воду. Для того чтобы оценить влияние термообработки на электрические свойства, при тех же условиях (температуре и времени) отжигались контрольные образцы без диффузанта. Перед исследованием распределения проводимости по толщине образцов проводились замеры поверхностного сопротивления на всех поверхностях кристаллов четырехзондовым методом.

В связи с тем что образцы имели поверхностный слой с высокой проводимостью, для исключения его шунтирующего влияния их сошлифовали с трех сторон (создавая П-образный высокоомный слой) на глубину порядка 50–200 мкм. К двум противоположным несошлифованным торцам подключались электрические контакты, а на лежащей между ними несошлифованной поверхности проводились измерения при последовательном удалении тонких слоев. Концентрация носителей и подвижность измерялись на холловской установке.

### **2. Результаты измерений и их обсуждение**

Измерения показали, что поверхностные сопротивления всех сторон легированных кристаллов были низкоомными по сравнению с поверхностными сопротивлениями исходных кристаллов (то есть подвергавшихся, а также не подвергавшихся термообработке кристаллов без примеси). Профиль проводимости имеет два участка – приповерхностный с повышенной проводимостью и объемный с проводимостью, близкой к собственной. Параллельные измерения проводимости и эффекта Холла при температурах 77–300 К показали, что приповерхностный слой имеет проводимость  $p$ -типа с

концентрацией носителей  $\approx 10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и холловской подвижностью  $300 - 700 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ , а объемный – проводимостью  $i$ -типа концентрацией носителей  $\approx 10^{10} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и подвижностью  $2 - 6 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ . Такое распределение проводимости ( $p$ -типа с концентрацией  $10^{20} - 10^{21} \text{ см}^{-3}$ ) получалось в приповерхностном слое и при легировании марганцем исходного кремния  $n$ -типа. Однако при этом объемная концентрация носителей в глубине образца почти не изменялась (относительно исходного кремния).

Расчет среднего удельного сопротивления каждого снятого слоя показал, что приповерхностный слой толщиной не более 1–5 мкм имеет удельную проводимость  $68 - 980 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  для  $\text{Si} \langle \text{Mn} \rangle$ ,  $1,6 - 9,9 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$  – для  $\text{Si} \langle \text{Co} \rangle$  и  $\text{Si} \langle \text{Cr} \rangle$ .

Изучение диффузии и растворимости, а также влияния примесных атомов на свойства объемной части легированного кремния (после удаления с приповерхностной области толщиной 50–80 мкм) показало, что между величинами диффузионных параметров, растворимости в узлах и междоузлиях кристаллической решетки, а также между положением энергетических уровней примесных атомов и в периодической системе имеется определенное соответствие. Соблюдение этих правил можно наблюдать в поведении примесных атомов 3d элементов в кремнии:  $\text{Sc} - \text{Ti} - \text{V} - \text{Cr} - \text{Mn} - \text{Fe} - \text{Co} - \text{Ni} - \text{Cu} - \text{Zn}$ . Коэффициенты диффузии  $D$  этих элементов при максимально возможных температурах отжига не ниже  $10^{-7} \text{ см}^2/\text{с}$  [4]. Зависимость  $D$  от  $T$  для всех примесей описывается выражением

$$D = D_0 \exp(-\Delta E/kT).$$

Растворимость  $N$  примесей в кремнии не превышает  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Коэффициент диффузии для рассматриваемых примесей значительно больше, чем с мелкими уровнями.

Из элементов шестой группы в кремнии исследованы гальваномагнитные свойства хрома. Они (холловские, фотоемкостные, фотоэлектрические) показали, что хром в кремнии образует следующие уровни:  $E_c - (0,22 \pm 0,02) \text{ эВ}$ ;  $E_c - (0,55 \pm 0,03) \text{ эВ}$ ;  $E_v + (0,39 \pm 0,02) \text{ эВ}$ ;  $E_v + (0,31 \pm 0,02) \text{ эВ}$  [1, 4].

Исследования электрических свойств образцов кремния, легированного кобальтом, показали, что кобальт является акцептором [1, 4]. Энергия ионизации уровней кобальта, полученная измерением температурной зависимости постоянной Холла и электропроводности, следующая:  $E_c - (0,22 \pm 0,02) \text{ эВ}$ ;  $E_c - (0,37 \pm 0,02) \text{ эВ}$ ;  $E_c - (0,53 \pm 0,03) \text{ эВ}$ ;  $E_v + (0,30 \pm 0,02) \text{ эВ}$ ;  $E_v + (0,10 \pm 0,02) \text{ эВ}$  [1, 2, 4]. Из элементов седьмой группы в кремнии исследовано поведение марганца. В  $n\text{-Si} \langle \text{Mn} \rangle$  концентрация электроактивных атомов марганца не зависит от концентрации мелких доноров, и ее максимальное значение составляет  $\approx 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , то есть почти на два порядка меньше растворимости Mn ( $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) при температуре диффузии  $1100^\circ\text{C}$ . Зависимости удельной проводимости и коэффициента Холла от температуры для этих образцов показали, что во всех случаях наблюдается донорный уровень с энергией ионизации  $E_c - 0,24 \text{ эВ}$ , что подтверждает данные [1, 2, 4].

Для определения поведения марганца в  $p - \text{Si}$  проводилась диффузия Mn в  $p - \text{Si}$  с различным содержанием бора ( $10^{14} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) при одинаковых режимах легирования ( $T = 1100^\circ\text{C}$ , время 40 мин, скорость закалки 100 град/с). Как показали результаты электрических и гальваномагнитных измерений, концентрация электроактивных атомов Mn увеличивается с ростом концентрации бора, при этом максимальная концентрация достигает  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Для выявления зависимости электрофизических свойств от степени компенсации были изготовлены перекомпенсированные  $n\text{-Si} \langle \text{Mn} \rangle$  и компенсированные  $p\text{-Si} \langle \text{Mn} \rangle$  с различной степенью компенсации ( $\kappa = 0,3 - 0,99$ ). Исследования показали, что в слабокомпенсированном  $n\text{-Si} \langle \text{Mn} \rangle$  наблюдается уровень  $E_c = 0,24 \text{ эВ}$ , а с ростом  $\kappa$  энергия ионизации уровня  $E_c$  увеличивается и достигает значения  $0,33 \text{ эВ}$ . В сильнокомпенсированных образцах  $n\text{-Si} \langle \text{Mn} \rangle$  наблюдается еще один донорный уровень, энергия ионизации которого также зависит от  $\kappa$  и лежит в интервале  $E_c = (0,42 - 0,53) \text{ эВ}$ .

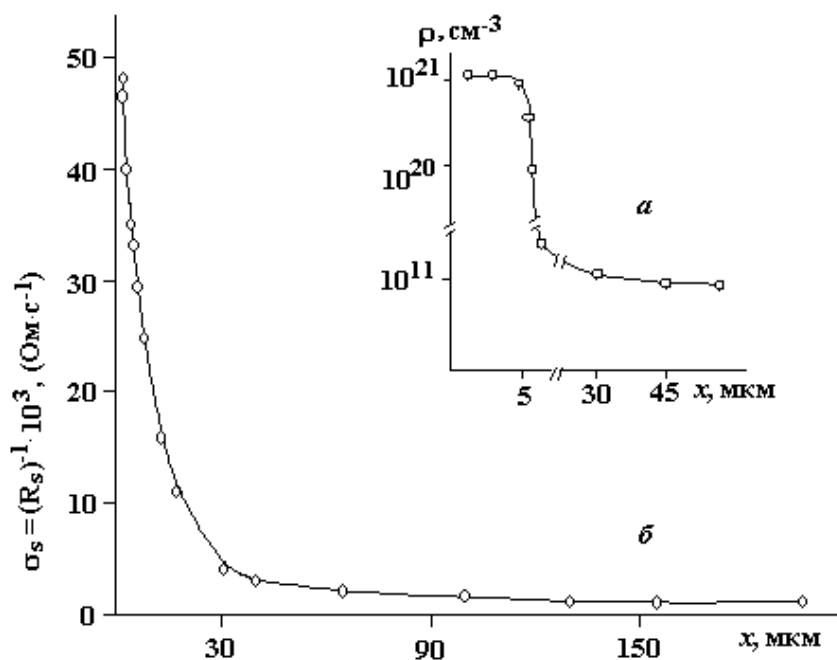
Исследования температурной зависимости подвижности  $i\text{-Si} \langle \text{Mn} \rangle$  ( $\kappa \approx 0,99$ ) показали, что подвижность при комнатной температуре в несколько раз меньше по сравнению со слабокомпенсированными образцами, а ее значение при 80 К аномально мало и составляет  $20 - 40 \text{ см}^2 / (\text{В} \cdot \text{с})$ . Такое малое значение подвижности не свойственно ни для электронов, ни для дырок. С ростом температуры подвижность увеличивается, достигает максимума, и в области  $190 - 200 \text{ К}$  наблюдается ее резкое

уменьшение. Затем подвижность снова растет и при 240–250 К принимает максимальное значение, а при дальнейшем увеличении температуры медленно уменьшается.

Для объяснения экспериментальных результатов предполагается, что в Si<Mn> образуются кластерные скопления положительно заряженных ионов Mn, тогда Si<Mn> можно рассматривать как неоднородный материал, содержащий крупные изолирующие включения, погруженные в сравнительно однородную массу [5, 6]. Особенности электрофизических свойств Si<Mn> (образование спектра энергии ионизации Mn, увеличение концентрации  $Mn^+$  с ростом концентрации бора и так далее) дают основание считать, что ядрами таких кластеров являются отрицательно заряженные атомы бора или вакансии, связывающие вокруг себя от 2 до 4 ионизованных междоузельных атомов марганца. При  $\kappa \geq 0,9$  происходит перекрытие области объемных зарядов кластеров (концентрация кластеров  $\geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ), и они будут действовать не как центры рассеяния, а как макроскопические, обтекаемые током включения.

Кроме этого, в высокоомных легированных образцах надо учесть существование как микрообласти (микровключения)  $n$ -типа разной концентрации электронов, так и микровключения с проводимостью  $p$ -типа. Это тем вероятнее, чем степень компенсации ближе к единице. Наличие неоднородностей такого типа меньше влияет на постоянную Холла, но сильно уменьшает удельную экстропроводность. Для таких кристаллов, по-видимому, нельзя говорить о низких значениях подвижности носителей тока, а скорее нужно говорить о низких эффективных подвижностях носителей тока, в то время как внутри микрообластей подвижность электронов (дырок), возможно, высокая. В результате этого измерения электропроводности и постоянной Холла определяют не истинную подвижность, а некоторую ее эффективную величину.

Экспериментальные данные по изучению проводимости приповерхностной области образцов кремния, диффузионно-легированных примесью марганца, свидетельствуют о том, что, независимо от типа проводимости исходного кремния, проводимость легированного приповерхностного слоя определенной толщины получается дырочной с концентрацией носителей вблизи поверхности  $p \approx 10^{21} \text{ см}^{-3}$  (см. рисунок), распределение величины поверхностной проводимости по толщине приповерхностного слоя повторяет характер профиля концентрационного распределения марганца в этой области, полученного из радиоактивных измерений [7]. В то же время известно [8–10], что примесь марганца в кремнии обладает донорным характером с уровнями  $E_c = (0,3-0,02) \text{ эВ}$ ,  $E_c = (0,41-0,02) \text{ эВ}$ ,  $E_c = (0,53-0,03) \text{ эВ}$ , и, с другой стороны, распределение концентрации носителей, полученное из холловских измерений, носит ступенчатый характер с резким спадом значений от  $10^{21} \text{ см}^{-3}$  до  $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (для исходного  $n$ -кремния) и до  $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$  (для исходного  $p$ -кремния), причем этот резкий спад происходит на глубине, соответствующей окончанию приповерхностного слоя.



Распределение концентрации носителей тока (а) и поверхностной проводимости (б)  $p$  – Si<Mn> ( $T = 300 \text{ К}$ )

Противоречия между донорными свойствами Mn, Co, Cr и дырочным характером проводимости приповерхностного слоя (независимо от типа проводимости исходного кремния), а также между величиной растворимости Mn, Cr, Co в кремнии при температуре диффузионного насыщения и концентрацией этих элементов вблизи поверхности, превышающей растворимость на 2–4 порядка, объясняются образованием силицидов металлов в поверхностной области легированного кремния.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Болтакс Б.И., Бахадырханов М.К., Городецкий С.М., Куликов Г.С. Компенсированный кремний. Л.: Наука, 1972. 122 с.
2. Нистирюк И.В., Серегин П.П., Болтакс Б.И. Диффузионное распределение и состояние атомов кобальта в кремнии // ФТТ. 1976. Т.18. Вып. 2. С. 592–595.
3. Камиллов Т.С., Абдурахманов К.П., Исаев М.Ш. Сэндвич-фоторезистор на основе Si<Mn> // Физика и техника полупроводников. М., 1985. Т. 19. Вып. 8. С. 1511–1512.
4. Зайнабидинов С. Физические основы образования глубоких уровней в кремнии. Ташкент: Фан, 1984. 160 с.
5. Бахадырханов М.К. Особенности комплексов, образованных серой и марганцем в кремнии // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1989. Т. 25. N 7. С. 1202–1203.
6. Бахадырханов М.К. Химически связанные комплексы с участием быстродиффундирующих примесей в кремнии // Изв. АН СССР. Неорганические материалы. 1990. Т. 26. В 10. С. 2005–2008.
7. Болтакс Б.И., Бахадырханов М.К., Куликов Г.С. Диффузия, электроперенос и растворимость примеси марганца в кремнии // ФТТ. 1972. Т. 14. Вып. 6. С. 1671–1675.
8. Carlson O.R. Properties of Silicon doped with Manganese // Phys. Rev. 1956. V. 104. No. 4. P. 937–941.
9. Woodbury H.H. and Ludwig G.W. Spin Resonance of Transition metals in Si // Phys. Rev. 1960. V.117. No.1. P. 102–106.
10. Wittmer M.Schmid P.E., Goues F.K., Ho P.S. Schotky barrier heights of epitaxial Ni – Silicides on Si(111) // J. Vac. Sciences and Techn. 1986. A4(3). P. 855–859.

Поступила 24.06.06

#### Summary

Compensated silicon Si<B,Mn>, Si<B,Co>, Si<B,Cr> with different compensation degree was received using diffusion doping with Mn, Co and Cr. Surface and volume conductivity was investigated so as concentration and charge current mobility, their distribution profile. It was stated that irrespective of the original silicon conductivity type the conductivity of presurface layer with definite thickness was hole-type with carriers concentration  $\sim 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ . Contradiction between hole properties Mn, Co, Cr and the hole character of presurface layer conductivity, so as between value of solubility Mn, Co, Cr in silicon and concentration of these elements near surface is explained by silicides metals formation in the presurface area of doped silicon.

---



---

## ИНФОРМАЦИЯ

---

5-я международная конференция  
**“ВОДОРОДНАЯ ЭКОНОМИКА И  
ВОДОРОДНАЯ ОБРАБОТКА МАТЕРИАЛОВ”  
(ВОМ-2007)**

Донецк, 21-25 мая 2007 г.

*Организаторы:*

**МЕЖДУНАРОДНАЯ АССОЦИАЦИЯ ВОДОРОДНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ НАУЧНЫЙ И КООРДИНАЦИОННЫЙ СОВЕТ**  
по перспективам перехода к водородной экономике  
**ПОСТОЯННО ДЕЙСТВУЮЩИЙ МЕЖДУНАРОДНЫЙ КОМИТЕТ**  
по водородной обработке материалов

\*

**ОРГАНИЗАЦИЯ ИНДУСТРИАЛЬНОГО РАЗВИТИЯ ООН**  
**МЕЖДУНАРОДНЫЙ ЦЕНТР ПО ВОДОРОДНЫМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ТЕХНОЛОГИЯМ**  
UNIDO-ICNET

\*

**ДОНЕЦКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ**

\*

*Генеральное направление ВОМ-конференций* – водородная экономика и материалы: эффективность и безопасность современных водородоемких производств и проблемы перехода к водородной цивилизации будущего.

*Конкретные задачи ВОМ-конференций* – организовывать широкий обмен информацией и личное общение представителей водородного сообщества стран СНГ и мирового водородного движения, что инициирует новое видение

- проблем перехода к водородной экономике и долгосрочных задач выявления бифуркационных точек на пути к водородной цивилизации,
- задач и путей решения современных производственных проблем, связанных с водородной деградацией материалов, обостряющихся в связи с истечением сроков проектной службы конструкций, коммуникаций и аппаратов многих водородоемких и водородоопасных производств в странах СНГ,
- перспективных задач ближайшего будущего в области физики, химии и физической химии систем водород–конденсированное вещество, в области водородной, термической и пластической обработок конструкционных и функциональных материалов для обеспечения безопасности и эффективности их использования в промышленности, на транспорте и в быту в период коммерциализации водородной экономики.

Узнать больше о ВОМ-конференциях Вы можете, посетив в Интернете портал “Hydrogen Community”, его адрес:

**<http://donntu.edu.ua/hydrogen-community/>**

или в специальных выпусках международного журнала “The International Journal of Hydrogen Energy” (1997, Vol.22, No. 2/3; 1999, Vol.24, No. 9; 2002, Vol.27, No. 7-8; 2006, Vol.31, No.2).

**Адрес для переписки:**

Гольцов Виктор Алексеевич

Председатель Оргкомитета ВОМ-2007

ДонНТУ, ул.Артема,58, г.Донецк, Украина, 83000

**E-mail: [goltsov@physics.dgtu.donetsk.ua](mailto:goltsov@physics.dgtu.donetsk.ua)**

Котельва Раиса Васильевна

главный ученый секретарь Оргкомитета

**VII Международная научная школа-семинар**  
**“Импульсные процессы в механике сплошных сред”.**  
**XIII Международная научная школа-семинар**  
**“Физика импульсных разрядов в конденсированных средах”**

В третьей декаде августа 2007 года Институтом импульсных процессов и технологий НАН Украины совместно с другими институтами Украины и России будут проведены VII международная научная школа-семинар “Импульсные процессы в механике сплошных сред” и XIII международная научная школа-семинар “Физика импульсных разрядов в конденсированных средах”. Школы-семинары состоятся на базе одного из пансионатов, расположенных на берегу Черного моря (пос.Коблево Николаевской области).

**Научные направления школ-семинаров.**

**VII школа-семинар:**

1. Физические и математические модели сплошных и многофазных сред.
2. Нестационарные волновые процессы в сплошных и многофазных средах.
3. Взаимодействие гидродинамических возмущений с пространственными деформируемыми телами.
4. Физико-механические свойства и структура среды, подверженной импульсному гидродинамическому воздействию.
5. Импульсные источники и технологии.

**XIII школа-семинар:**

1. Физика электрических и оптических разрядов в конденсированных средах.
2. Физика электрического взрыва проводников.
3. Физические свойства плотной неидеальной низкотемпературной плазмы.
4. Физические свойства конденсированной среды, подверженной воздействию импульсных электромагнитных полей.
5. Диагностика воздействия интенсивных потоков энергии на вещество.
6. Перспективные источники и средства генерации высоких плотностей энергии.

Приглашаем всех заинтересованных ученых и специалистов принять участие в работе указанных мероприятий и выступить с докладами.

Тезисы докладов объемом до 3 страниц, оформленные в соответствии с требованиями оргкомитета, принимаются до 15 апреля 2007 г. Стоимость опубликования тезисов одного доклада - эквивалент 10 долларов США на день перечисления. Материалы школ-семинаров будут опубликованы к их началу. Рабочий язык школ-семинаров – русский.

С более подробной информацией о школах-семинарах, в том числе о требованиях к оформлению и подаче тезисов докладов, банковских реквизитах можно ознакомиться на веб-сайте ИИПТ НАН Украины [www.iipt.com.ua](http://www.iipt.com.ua) .

**Адрес оргкомитета:**

**Институт импульсных процессов и технологий НАН Украины**  
**просп.Октябрьский, 43а**  
**г.Николаев, Украина, 54018**  
**тел.(0512) 22-41-19; (0512) 49-62-09; (0512) 49-62-26**  
**e-mail: [iipt@iipt.com.ua](mailto:iipt@iipt.com.ua)**

**Рабочий оргкомитет**

---

## ЛЮДИ НАУКИ

---

### К 70-ЛЕТНЕМУ ЮБИЛЕЮ ПРОФЕССОРА В.П. СМОЛЕНЦЕВА



Исполнилось 70 лет со дня рождения видного ученого в области электрических методов обработки материалов, доктора технических наук, профессора Владислава Павловича Смоленцева, руководителя научной школы в области комбинированных методов обработки материалов. Под его непосредственным руководством подготовлено 17 докторов и 48 кандидатов технических наук.

В.П. Смоленцев родился в селении Наргас Мари-Турекского района МаССР. После окончания средней школы поступил в Казанский авиационный институт, который успешно закончил в 1960 году, получив квалификацию инженера-механика по специальности “Авиационные двигатели”. Работал инженером, старшим инженером, старшим научным сотрудником, зам. руководителя по научной работе Казанского филиала НИИТ Научно-исследовательского института авиационных технологий. В этот период закончил аспирантуру и в 1965 году защитил кандидатскую диссертацию по электроэрозионной обработке деталей авиационных двигателей. С 1969 по 1979 год – зав.

кафедрой деталей машин Казанского химико-технологического института, а в дальнейшем связал свою судьбу с Воронежским государственным техническим университетом (ВГТУ), работая заведующим и профессором кафедры технологии машиностроения.

В 1976 году стал доктором наук, а в 1980-м получил ученое звание профессора. Докторская диссертация была посвящена исследованию и разработке эффективных технологий электрохимической обработки внутренних поверхностей вращения. Является заслуженным изобретателем СССР, заслуженным работником высшей школы Российской Федерации, академиком пяти академий. Награжден медалями “За доблестный труд”, “Ветеран труда”, им. Циолковского, Королева, Келдыша, Никурадзе. Заслуженный испытатель космической техники РФ, заслуженный создатель космической техники, лауреат премии правительства РФ в области науки и техники.

Достижения ученого отмечены золотыми и серебряными медалями ВДНХ, грамотами и дипломами Минавиапрома. Автор и соавтор более 790 научных трудов, в том числе 125 авторских свидетельств и патентов, справочников, учебников, учебных пособий и стандартов.

С 1991 года В.П. Смоленцев – бессменный председатель Диссертационного совета ВГТУ и вносит заметный вклад в квалификационную экспертизу научных кадров машиностроительного направления.

Человеческие качества Владислава Павловича постоянно привлекают людей и для каждого находится время для беседы, совета, консультации. Среди близких коллег много видных ученых в области машиностроительного производства, отмечающих присущие В.П. Смоленцеву высокий профессионализм, принципиальность в решении технических и этических вопросов, преданность выбранной специальности, умение поделиться с окружающими своими глубокими знаниями и видением окружающего мира.

С удовлетворением отмечаем, что проф. В.П. Смоленцев является не только блестящим учеником, но и продолжателем научных идей и дела академиков Б.Р. Лазаренко, Ю.Н. Петрова, проф. Ф.В. Седыкина – основателей отечественной школы технологов в области физико-химических методов обработки материалов.

Владислав Павлович любит бывать на природе, не устает восхищаться богатством и многообразием окружающего мира.

Желаем юбиляру крепкого здоровья, не терять присущего ему оптимизма, научного долголетия, новых талантливых учеников. Уверены, что Владислав Павлович выдвинет и реализует еще немало новых идей в своей научно-исследовательской и педагогической деятельности.

*Коллеги*