

С.А. Баранов

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АНАЛИЗА НУКЛЕАЦИИ В ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

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

Введение

Управление размерами частиц и слоев в электрохимических процессах является одной из основных задач различных видов электрохимической обработки. В настоящее время пристальное внимание привлекает нанобработка.

Переход от макро- к микро- и нанобработке – одна из основных тенденций развития современных методов электрохимической размерной обработки [1]. В процессах нанобработки определяющую роль играет явление нуклеации.

Явление нуклеации, то есть зародышеобразования, изучается в теории фазовых переходов давно. Наряду с частными технологическими проблемами решения электрохимических задач представляют интерес и общетеоретические подходы к ним, а именно: оценка возможных размеров частиц и их связь с энергетическими параметрами. Именно этой задаче и посвящена данная работа. Если в первой ее части содержится критика общепринятого термодинамического подхода, то в заключение указано его место и найден критерий применения.

Термодинамический подход позволяет получить простые соотношения для радиуса образованной частицы [2]:

$$r_c = K\sigma / \mu, \quad (1)$$

где σ – удельная поверхностная свободная энергия, μ – изменение химического потенциала при фазовом переходе (то есть при нуклеации), K – фактор формы частицы (для цилиндра $K = 1$). Уравнение (1) по форме эквивалентно известной формуле Лапласа [3]. Учет того факта, что нуклеация может происходить на поверхности макроскопического тела (или в его порах), по сути, сводится к изменению констант в уравнении (1) с учетом феноменологического взаимодействия с поверхностью макроскопического тела. Дальнейшее обобщение результатов термодинамических соотношений на оценку кинетических явлений сводится к введению равновесного термодинамического потенциала (с учетом формулы (1)) и привлечению теории флуктуаций (см. подробнее [2]). Однако в этом подходе заранее не очевидна связь между термодинамическими идеями и возможной статистической моделью, которая способна содержать явление нуклеации. В настоящее время для статистических моделей применяются вычислительные методы, но в этом случае решение трудно обобщить и сравнить с общими термодинамическими соотношениями. Поэтому представляют интерес и аналитические решения, тем более, на наш взгляд, решение подобной задачи уже было рассмотрено в [4]. Формализм работы [4] (там обсуждается двухмерная модель, не полностью адекватная нашей задаче) не совсем удобен для обсуждения физики рассматриваемого явления. Поэтому первая цель данной работы заключается в том, чтобы привести аналитические выражения, удобные для обсуждения, и сделать выводы относительно соответствующей задачи нуклеации. Ниже показано, что разделение полной энергии системы на свободную энергию поверхности и объемную энергию для явления нуклеации микро- и наночастиц, как это сделано в [2], достаточно условно. Но это разделение легко осуществляется для систем с наведенной анизотропией.

Статистическая модель 1

В работе [4] рассматривается классическая статистическая модель Гейзенберга для двухмерного пространства, примененная для изучения намагниченности ферромагнетика. Известно (см. [4, 5]), что статистическая сумма и термодинамические функции определяются локальными минимумами энергии. Используем предлагаемый в [4] вариационный минимум обменной энергии (в

цилиндрической системе координат). Как и в [4], рассмотрим предел низких температур, когда существует только один минимум энергии. Поэтому вариацию свободной энергии заменяем вариацией только обменной энергии (позже еще раз обсудим это приближение):

$$\delta \int E(r) dv = 0, \quad (2)$$

где интегрирование ведется по всему объему, а

$$E(r) = A\{(\theta')^2 + (\sin \theta)^2/r^2\}, \quad (2a)$$

где $\theta(r)$ – угол между осью цилиндра и вектором намагниченности, r – радиальная координата, A – константа обменного взаимодействия. Рассмотрим нуклеацию цилиндрической частицы. Обменная энергия $E(r)$ – классический аналог в модели Гейзенберга для двумерного пространства (см., например, [6]). Предполагая масштабную инвариантность, произведем операцию нахождения вариационного минимума в подынтегральном выражении. Тогда из (2) и (2a) следует известное нелинейное уравнение, приведенное, в частности, в [7] в более сложном виде (аналогичное уравнение [7] содержит член, описывающий продольную анизотропию):

$$\theta''(\rho) + \theta'(\rho)/\rho - 1/\rho^2 \sin \theta \cos \theta = 0. \quad (3)$$

Здесь введем относительную координату $\rho = r/r_c$ (так как теория должна быть масштабно инвариантна), которая изменяется как

$$0 < \rho < 1.$$

Чтобы найти неоднородное решение, которое физически описывает нуклеацию, зададим соответствующие граничные условия в виде

$$\theta(\rho) = 0 \text{ или } \pi \quad (\theta(\rho) = \pi) \text{ при } \rho = 0. \quad (4)$$

$$\theta(\rho) = \pi/2 \text{ при } \rho = 1.$$

Ранее рассматривалась аналогичная задача по определению намагниченности бесконечного цилиндра [8–10], для которой найдена аналитическая зависимость:

$$\operatorname{tg}\{\theta/2\} = 1/\rho. \quad (5)$$

Отметим, что математическое решение (5) уравнения (3) рассмотрено и в [11]. Подобное решение называется двумерным солитоном и является редким примером точного аналитического решения нелинейной задачи. Теперь ясно упрощение реальной физической задачи (вариация только обменной энергии, которая предполагает низкотемпературный предел). Именно благодаря этому упрощению удастся получить аналитическое решение, которое только качественно соответствует реальной ситуации. Видно, что полученное решение не позволяет четко разделить энергию системы на поверхностную и объемную. Можно считать, что с увеличением температуры этот вывод останется справедливым. Следовательно, упрощенная модель соответствует реальной физической задаче. Рассмотрим общий случай, соответствующий точно решаемой модели. Он позволяет найти критерии, когда выражение (1) можно использовать адекватно.

Намагниченность микропровода в случае нулевой магнитострикции

Попутно отметим, что уравнение (3) и его решение (5) соответствуют физическому случаю распределения намагниченности в тонком аморфном микро- или нанопроводе с магнитострикцией, стремящейся к нулю. При этом данный результат универсален и не зависит от технологии получения провода (в отличие от результата [8–10], который относится только к литому микропроводу со специфическим распределением остаточных напряжений). В этом случае остаточные напряжения вообще не формируют магнитную структуру. В системе нет никакой энергии, кроме обменной. Физическая аналогия задачи связана с нахождением минимума обменной энергии.

Существенно, что такой провод имеет остаточную намагниченность при отсутствии анизотропии. Получим для относительной остаточной намагниченности:

$$M/M_0 = 2 \operatorname{Ln} 2 - 1 \sim 0,4. \quad (5a)$$

Считаем $M_0 \sim 0,1\text{T}$, тогда $M \sim 0,04\text{T}$, что подтверждается экспериментальными измерениями в микропроводе на основе железа. Ненулевая намагниченность создает возможность для естественного ферромагнитного резонанса, частоту которого оценим из известной формулы Киттеля для цилиндра:

$$\Omega/2 \pi \sim 2 \pi \gamma M_{\text{eff}} \sim 7 \text{ ГГц}, \quad (5б)$$

где $M_{\text{eff}} \sim M$.

Экспериментальное исследование естественного ферромагнитного резонанса в тонком аморфном микропроводе с толщиной жилы $r_c \sim 0,5 \text{ мкм}$ может подтвердить существование такого резонанса.

Статистическая модель 2

Рассмотрим возможное усложнение модели, позволяющее учесть электрохимические явления, которые могут наводить продольную анизотропию в цилиндрической частице. Качественно это могут быть продольные электрические поля со специфической зависимостью от радиальной координаты.

наты ρ в виде B/ρ^2 (где B – положительное число). Получение точно решаемого уравнения для произвольного поля невозможно. Поэтому по аналогии с задачей, рассмотренной в [8–10], введем в рассмотрение уравнение вида

$$(\theta^a)'' + (\theta^a)' / \rho - a^2 / \rho^2 \sin(\theta^a) \cos(\theta^a) = 0, \quad (6)$$

где величина a^2 представляет (по аналогии с задачей о намагниченности цилиндра [8–10]) отношение энергии анизотропии, которая для определенности будет ориентировать $\theta(\rho)$ вдоль оси цилиндра к константе обменного взаимодействия A . Решение уравнения (6) имеет вид [8–11]:

$$\text{tg}\{(\theta^a)/2\} = 1/(\rho)^a. \quad (7)$$

Отметим, что решение (7) очень зависит от параметра a . В случае

$$a \gg 1 \quad (8)$$

становится справедливо выражение (1) с вытекающими из него следствиями. Так как в реальной системе всегда есть короткодействующее (в данном случае оно определяется обменным взаимодействием, то есть взаимодействием между молекулами) и дальнедействующее взаимодействие, которое в данном случае определяет анизотропию, то параметр a представляет отношение дальнедействующих энергий к короткодействующим. В рассмотренной простой модели эта зависимость получена очень сильной (в виде показательной функции от безразмерного параметра a).

Заключение

С уменьшением размеров тела все большую роль в описании термодинамического состояния будет играть термодинамическое состояние его поверхности. Приведенная простейшая модель показывает, что в этом случае становится все труднее разделять термодинамические функции на объемные и поверхностные. Получен критерий, который математически сводится к достаточно большому параметру a (критерий (8)), когда подобное разделение возможно.

Физическое следствие рассмотренной модели сводится к тому, что подобное разделение на объемную и поверхностную энергию можно сделать, если в системе существует анизотропия, значительно превышающая изотропное обменное взаимодействие ближнего порядка. Количественные выводы можно будет сделать после численных расчетов для более сложных и реалистичных моделей и уточнения параметра анизотропии, чему будут посвящены следующие сообщения.

Выражаю благодарность проф. А.И. Дикусару за постановку задачи и обсуждение результатов и Н.И. Ботошану за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Electrochemistry in Molecular and Microscopic Dimensions // 53rd Annual Meeting of the International Society of Electrochemistry. Book of Abstracts. Dusseldorf. Germany. 15–20 September. 2002.
2. Гамбург Ю.Д. Электрохимическая кристаллизация металлов и сплавов. Москва. Янус-К. 1997. С. 112–130.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика (Теоретическая физика, т. 6). М., 1988.
4. Белавин А.А., Поляков А.М. Метастабильные состояния двумерного изотропного ферромагнетика // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22. В.10. С. 503–506.
5. Дайсон Ф., Монтролл Э., Кац М., Фишер М. Устойчивость и фазовые переходы. М., 1973.
6. Березинский В.Л. Разрушение дальнего порядка в одномерных и двумерных системах с непрерывной группой симметрии // ЖЭТФ. 1975. Т. 59. В. 3 (9). С. 914.
7. Браун У.Ф. Микромагнетизм. М., 1979.
8. Баранов С.А., Баскес М. Тонкий микропровод с отрицательной магнитострикцией в нулевом магнитном поле // Письма в ЖТФ. 2004. Т. 30. В. 23. С. 36–38.
9. Баранов С.А., Баскес М., Усенко В.П. Магнитные свойства тонких микропроводов с отрицательной магнитострикцией в нулевом магнитном поле // Электронная обработка материалов. 2004. № 3. С. 84–86.
10. Baranov S.A., Vazquez M. Magnetization of thin cast amorphous microwire in zero magnetic fields // Moldavian Journal of the Physical Sciences. 2004. V.3. № 2. P.169–171.
11. Косевич А.М., Иванов Б.А., Ковалев А.С. Нелинейные волны намагниченности. Динамические и топологические солитоны. Киев, 1983.

Поступила 24.01.05

Summary

The phenomenon of micro/nano particles nucleation in is studied. The functional dependence of the relative radius of nucleation in the statistical model is found.

THE PHOTOELECTROCHEMICAL ETCHING AS A TOOL FOR GaN GAS SENSOR FABRICATION

*Technical University of Moldova, MD-2004, Chisinau, Moldova,
str. Stefan cel Mare, 128, or. Kishinev, MD-2004, Republica Moldova*

Introduction

The fast industry development in the last decades led to a disaster in ecology by uncontrolled exhaust from manufactories and automobiles, which can be redressed by controlling the concentration of pollution gases. Over the last years there have been many reports concerning solid state gas sensors based on SnO_2 [1] for oxidizing gases, Ti_2O_3 [2] for reducing gases, porous silicon for gas sensing of organic vapor [3], as well selective Ga_2O_3 methane gas sensor [4].

One of the highest pollution branch of economy is the transport which use oxygen sensor for monitoring the exhaust. The so called *lambda sensor* based on yttrium stabilized zirconia [5] which operate at elevated temperature (700 K) measures the concentration of oxygen in the exhaust gas in order to keep the air-fuel ratio within tight limits, close to the optimum catalyst efficiency. The malfunction of this sensor lead to exaggerate fuel consume and as result increase of exhaust gas.

In spite of proposed commercial gas sensor, the market still have a stringent necessity in high temperature gas sensors which is easy to use and stable in harsh environment. The best choice could be solid state gas sensor based on GaN with modified morphology.

Experiment

The initial material for sensor is GaN epilayer grown by low-pressure metal organic chemical vapor deposition (MOCVD) on sapphire using trimethylgallium and ammonia as source materials. A buffer layer of about 25-nm thick GaN was first grown at 510°C, while the top n-GaN layer with 1.3–2.0 μm thickness was grown at 1100°C. The concentration of free electrons in the top n-GaN layer was $1.7 \cdot 10^{17} \text{cm}^{-3}$.

To achieve good ohmical contacts, Ti/Au metals deposited by e-beam evaporation were used. Thermal annealing at 600°C in argon environment during 5 minutes was performed for hardening the material and increasing of metals adhesion to GaN surface. After cleaning in buffered HF solution for carbon removal and 30% HCl for oxide removal, the sample was fixed in etching cell using Ag pasta.

The photoelectrochemical etching was performed in 0.5 M KOH under 200 W Hg exposure during 10 minutes at room temperature. If the solution is untouched, columnar structure is obtained (fig.1,a), and whisker morphology is obtained in case the solution is agitated (fig.1,b).

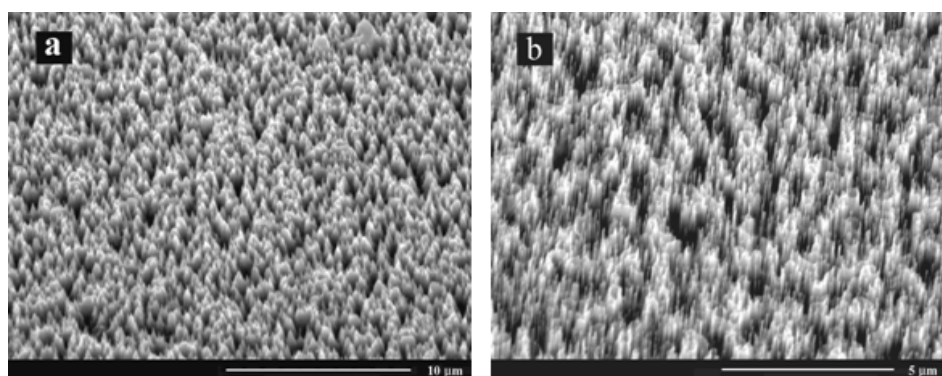


Fig.1. SEM images taken from etched samples in untouched solution (a) and agitated (b)

Results

To evidence the gas response of the obtained structures to ethylic alcohol vapor and hydrogen, the

samples were heated in the range of 250 to 360°C in a special gas cell which allows to control the gas flow, temperature and resistivity acquisition in time, as depicted in fig. 2 and 3.

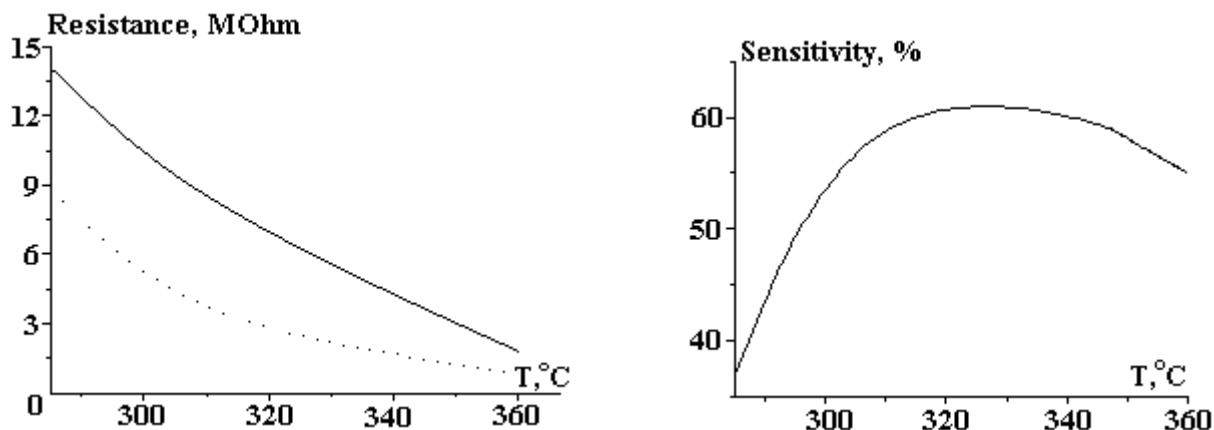


Fig. 2. Dependence of resistance in dry air (solid line) and 0.05% C₂H₅OH vapor (dot line) upon temperature (left), and sensitivity versus temperature for the same concentration of ethylic alcohol (right)

The sensitivity was calculated using formula:

$$S = \left(1 - \frac{R_{gas}}{R_{air}} \right) \cdot 100\%,$$

where R_{gas} is the resistance in gas medium and R_{air} – resistance in dry air.

Experimentally it was determined that better sensitivity to volatile vapors such as ethylic alcohol is exhibited by whisker like morphology (fig.1,b) whereas for hydrogen detection columnar structures (fig.1,a) is more suitable. I succeeded to detect ethylic alcohol down to 0.01%.

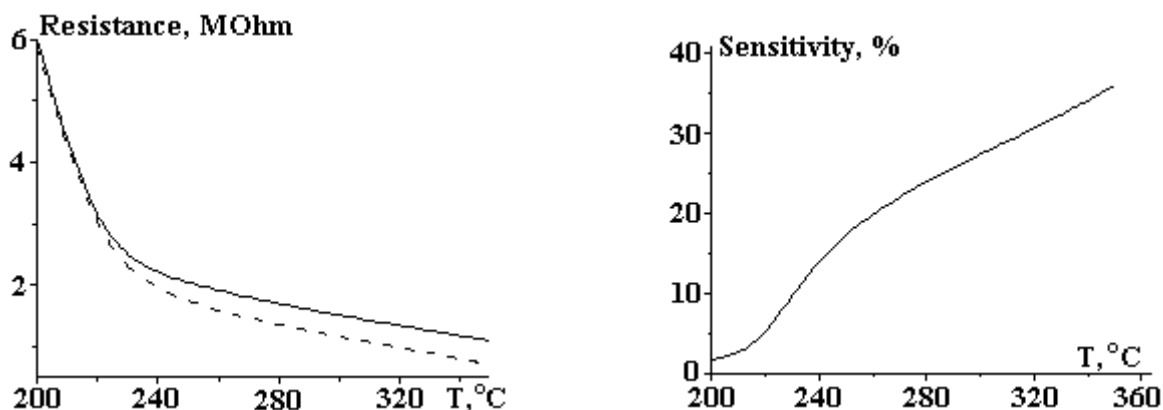


Fig. 3. Dependence of resistance in dry air (solid line) and 0.1% of H₂ (dot line) upon temperature (left), and sensitivity versus temperature for the same concentration of hydrogen (right)

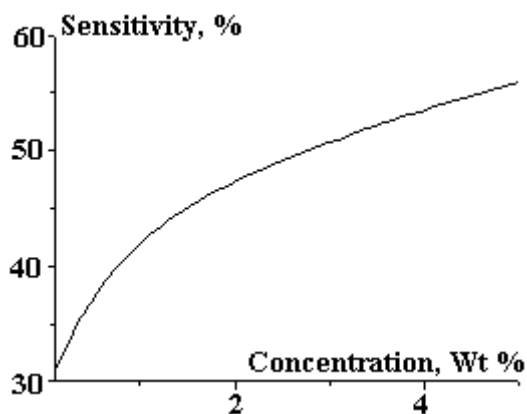


Fig.4. The sensitivity dependence upon concentration of hydrogen in weight % at 325 °C

In fig. 4 is presented the dependence of sensitivity versus hydrogen concentration, indicating that there is no saturation in this range.

The mechanism for volatile compounds sensitivity was discussed in literature [6, 7]. It is supposed that on heated surface alcohol dissociates in hydrocarbon radicals which changes the carrier concentration at the surface of semiconductor. As a result, changes in resistance can be registered. In case of hydrogen, molecular dissociation on semiconductor surface occurs, the process being amplified with the temperature. Figure 3 shows the nearly linear dependence of the sensitivity as a function of temperature, which is in good correlation with the theory.

The response time measured at the range 0.1 to 0.9 from maximum value did not exceed 10 s, but the recovery time was in the range from 5 minutes for hydrogen to 20 minutes for alcohol vapors at 325°C. The high value of the response time for alcohol is the result of dissociated radicals trapped at the semiconductor surface, which can be improved using exposure to oxidized gas (ozone for instance) after each alcohol detection, or shot thermal shock, at temperatures higher than 500°C.

A design for commercial application in alcohol detection is proposed. The Pt heater is deposited on sapphire side using e-beam evaporation and standard lithography. On top GaN Ti/Au ohmic contacts were deposited and photoelectrochemical etching process was performed. The prototype is presented in fig.5.



Fig. 5. The prototype of GaN gas sensor for alcohol detection with Pt heater on sapphire side presented on the right-down corner

4. Conclusion

We demonstrated the perspective of photoelectrochemical etching of GaN as a technological tool for solid state gas sensor fabrication.

The sensor did not show memory effect and was stable during prolonged exposure to gases. Due to high temperature operation there is an effect of self cleaning of the surface and minimum influence of air humidity.

Good sensitivity and short time response make this type of sensors suitable for commercialization.

Acknowledgements

This work was supported by CRDF and MRDA under Grants MR2-995 and MOR2-1033-CH-03. The author would like to thank I. M. Tiginyanu for the participation in useful discussions.

REFERENCES

1. Korotcenkov G. et al., Peculiarities of SnO₂ thin film deposition by spray pyrolysis for gas sensor application // Sensors and Actuators. 1996. B33. 198–202.
2. Shimizu Y. et al., High H₂ sensing performance of anodically oxidized TiO₂ film contacted with Pd // Sensors and Actuators. 2002. B83. 195–201.
3. Barato C. et al., Gas detection with a porous silicon based sensor // Sensors and Actuators. 2000. B65. 257–259.

4. Flingelli G.K., Fleischer M.M., Meixner H., *Working mechanism of an ethanol filter for selective high-temperature methane gas sensors* // Sensors and Actuators. 1998. B48. 258–262.
5. Seajin Oh, *A planar-type sensor for detection of oxidizing and reducing gases* // Sensors and Actuators. 1994. B20. 33–41.
6. Ulrich Hoefer et al., *High temperature Ga₂O₃ – gas sensors and SnO₂ – gas sensors: a comparison* // Sensors and Actuators. 2001. B78. 6–11.
7. Fogelberg J. et al., *Kinetic modeling of hydrogen ad/absorption in thin films on hydrogen sensitive field effect devices: Observation of large hydrogen induced dipoles at the Pd/SiO₂ interface* // J. Appl. Phys. 1995. 78. 988–996.

Received 14.03.05

Summary

Whisker and columnar structures of GaN were fabricated using photoelectrochemical etching in KOH solution. The conductivity changes of the obtained structures to ethylic alcohol and hydrogen were studied. Optimized design for sensor fabrication is proposed.

В.П. Лунева^{*}, А.Д. Верхотуров^{**}, А.В. Козырь^{*}, Т.В. Глабец^{***}, В.Н. Бруй^{**}

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ХРОМОНИКЕЛЕВЫХ СПЛАВОВ ДЛЯ СОЗДАНИЯ ЭЛЕКТРОИСКРОВЫХ ПОКРЫТИЙ

^{}Благовещенский государственный педагогический университет*

ул. Ленина, 104, г. Благовещенск, 675000, Россия

*^{**}Институт материаловедения ХНЦ ДВО РАН*

ул. Тихоокеанская, 153, г. Хабаровск, 680042, Россия

*^{***}Дальневосточный военный институт*

ул. Ленина, 224, г. Благовещенск, 675000, Россия

Введение

Известно, что метод электроискрового легирования (ЭИЛ) металлических поверхностей успешно применяется для упрочнения деталей машин и механизмов [1]. При этом (легирующими материалами служат преимущественно твердые сплавы на основе WC [2], а также некоторые тугоплавкие металлы: хром и никель [3, 4]. Широкому использованию метода ЭИЛ препятствуют несплошность, шероховатость и пористость легированного слоя (ЛС). Это связано с тем, что ЭИЛ на воздухе происходит с окислением продуктов эрозии и хрупким разрушением ЛС.

Вызывает интерес использование в качестве легирующих элементов жаростойких сталей и сплавов, характеризующихся слабым взаимодействием с кислородом воздуха при высоких температурах, что позволит снизить образование хрупких оксидов в поверхностном слое (ПС) и улучшит его формирование. Такими свойствами обладают хромоникелевые стали и сплавы. В то же время они образуют неограниченно твердые растворы с материалом подложки, что также способствует формированию ЛС. Кроме того, поверхностный слой, сформированный этими электродами, может обладать коррозионной стойкостью. В литературе отсутствуют данные по ЭИЛ этими материалами.

Цель исследования – определение влияния физико-химических свойств и степени подверженности окислению при высоких температурах (до 1000⁰С) в воздушной среде хромоникелевых сплавов на свойства покрытий, сформированных методом ЭИЛ на стали 45.

Методика эксперимента

Катодом служила сталь 45 как наиболее распространенный конструкционный материал. В качестве легирующих элементов выбраны хромоникелевые стали 12Х18Н10Т, 08Х22Н6Т, 14Х17Н2, 20Х13 и 12ХН3А, а также сплав Х20Н80. Химический состав исследуемых материалов представлен в табл. 1 и 2 и соответствует ГОСТам [5–7].

Чистые металлы хром, никель и твердый сплав ВК8 использовались для сравнения свойств уже применяемых покрытий со сформированными хромоникелевыми сталями и сплавом.

Электроискровое покрытие формировали на образцах цилиндрической формы с площадью рабочей поверхности 1 см² и высотой 10 мм. Рабочая поверхность подвергалась зачистке на шлифовальной бумаге ГОСТ 6456-82 до шероховатости 2,1 мкм. ЭИЛ осуществляли на установке IMES-01-2, разработанной и выполненной Институтом материаловедения ХНЦ ДВО РАН [8]. Легирование производилось на воздухе при энергии в импульсе $W = 0,512$ Дж и с частотой импульсов 400 Гц. Удельное время формирования покрытия составляло 1 мин/см².

Микротвердость поверхностного слоя измеряли на микротвердомере ПМТ-3 при нагрузке на индентор 200 г. Время нагружения 5 с.

Металлографический анализ поперечного среза образцов проводили на микроскопе МИМ-10. Шероховатость поверхности измеряли на профилометре модели 283.

Кинетику процессов эрозии и формирования ЛС контролировали гравиметрически на аналитических весах АДВ-200М до и после легирования катода, на котором формируется покрытие, и анода, используемого для создания новой структуры ПС.

Таблица 1. Химический состав (в %) стали 45 (ГОСТ 1050-74) [9]

C	Si	Mn	Cr	S	P	Cu	Ni	As
			Не более					
0,42–0,50	0,17–0,37	0,50–0,80	0,25	0,04	0,03	0,25	0,25	0,08

Таблица 2. Химический состав (в %) материалов легирующих электродов (ГОСТ 4543-71) [7]

Легирующие материалы	C	Mn	Si	Ti	Cr	Ni	P	S	Cu
	Не более						Не более		
12X18H10T	0,12	2,00	0,80	5.C–0,80	17,0–19,0	9,00–11,0	0,035	0,020	0,30
08X22H6T	0,08	0,80	0,80	5.C–0,65	21,0–23,0	5,30–6,30	0,035	0,025	0,30
14X17H2	0,14	0,80	0,80	Н.б. 0,20	16,0–18,0	1,50–2,50	0,030	0,025	0,30
12XH3A	0,16	0,60	0,37	–	0,60–0,90	2,75–3,15	0,025	0,025	0,30
20X13	0,20	0,80	0,80	Н.б. 0,20	14,0	Не более 0,6	0,030	0,025	0,30
X20H80*	0,06	0,60	1,0–1,5	0,20	20,0–23,0	Остальное	0,020	0,015	–

*Содержание Fe в сплаве не более 1,0 %.

Для выявления закономерностей формирования ПС при ЭИЛ стали 45 хромоникелевыми сталями и никелевым сплавом проведены исследования кинетики массопереноса на катоде. Из временных зависимостей Δk и Δa и суммарных величин привеса катода $\sum_{t=1}^{15} \Delta k$ и эрозии анода $\sum_{t=1}^{15} \Delta a$ определили характеристики ЭИЛ, используемые для оценки основных параметров процесса: t_x – порог хрупкого разрушения ЛС (время достижения максимального значения m_k или первого отрицательного значения Δm_k); коэффициент переноса материала с анода на катод $K = \sum_{t=1}^{15} \Delta k / \sum_{t=1}^{15} \Delta a$.

Рентгенофазовый анализ проводили с помощью рентгеновского дифрактометра «ДРОН-3М» в CuK_α -излучении со скоростью съемки 2 град /мин.

Исследование окисляемости поверхностного слоя определяли по удельному изменению массы сформированных ЭИЛ покрытий при нагревании образцов до 1000⁰С на дериватографе Q-1000.

Все полученные результаты обработаны методами математической статистики.

Результаты экспериментов и их обсуждение

Электроискровое легирование – неравновесный процесс, протекание которого зависит от природы легируемого и легирующего материала, а также от времени ЭИЛ, так как постепенно изменяется состояние анодного материала и модифицируется обрабатываемая поверхность.

На рис. 1 представлена зависимость удельного привеса катода и убыли анода от времени обработки. В классическом представлении процесса ЭИЛ t_x характеризует время начала хрупкого разрушения электроискрового покрытия вследствие образования вторичных структур (ВС) на электродах с последующим уменьшением массы образца. Их возникновение обусловлено характером взаимодействия материалов электродов и температурой перехода материала анода в хрупкое состояние.

Сравнительно высокие значения коэффициента массопереноса \bar{K} наблюдаются при легировании чистыми металлами – хромом и никелем, а также хромоникелевыми электродными материалами. При ЭИЛ этими материалами не обнаруживаются признаки начала хрупкого разрушения. Отсутствие t_x при ЭИЛ исследуемыми металлами, хромоникелевыми сталями и сплавом X20H80 объясняется высокотемпературными фазовыми превращениями электродных материалов с образованием неограниченно твердых растворов легирующих элементов Cr и Ni в α -железе из-за соответствия параметров кристаллических решеток и близких размеров атомов. Существенное влияние на формирование слоя оказывает характер взаимодействия подложки и наносимого материала, поскольку адгезия ПС и прочность сцепления определяются способностью элементов легирования растворяться в легируемом материале [10].



Рис. 1. Удельные изменения масс катодов из стали 45 и масс анодов при ЭИЛ хромоникелевыми сталями и сплавами, металлами Cr и Ni, твердым сплавом ВК8. 1 – X20H80(K); 2 – 12X18H10T(K); 3 – ВК8(K); 4 – Cr(K); 5 – Cr(A); 6 – ВК8(A); 7 – 12X18H10T (A); 8 – X20H80(A)

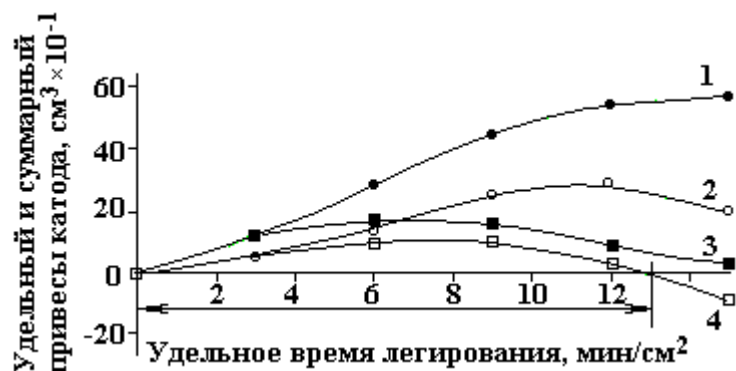


Рис. 2. Зависимость суммарного и удельного привесов катодов от времени легирования при ЭИЛ стали 45 сталью 12X18H10T и сплавом ВК8. 1 – 12X18H10T ($\Sigma\Delta k$); 2 – ВК8 ($\Sigma\Delta k$); 3 – 12X18H10T (Δk); 4 – ВК8 (Δk)

При ЭИЛ твердым сплавом ВК8 (рис. 2) наблюдается разрушение ЛС, или t_x . На величину t_x , лимитирующую формирование ПС, влияют компоненты твердого сплава, ограниченно растворимые в α -железе. ЭИЛ стали 45 сплавом ВК8 отличается минимальными значениями суммарного привеса катода $\Sigma\Delta k$ ($2,2 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3$) и суммарной эрозии анода $\Sigma\Delta a$ ($11,5 \cdot 10^{-4} \text{ см}^3$) по сравнению с этими показателями легирования другими электродными материалами (табл. 3). Средний коэффициент \bar{K} до t_x как характеристика массопереноса при ЭИЛ составляет 44%.

В связи с тем, что выбранные хромоникелевые электродные материалы и элементы, их составляющие, являются жаростойкими, представляется возможным рассмотреть полученные результаты кинетики массопереноса согласно критерию температур окалинообразования анодных материалов.

Таблица 3. Результаты металлографического анализа стали 45 после ЭИЛ ($E=0,512 \text{ Дж}$, $I=2,2 \text{ А}$)

Анод	$\Sigma\Delta a$, 10^{-4} , см^3	$\Sigma\Delta k$, 10^{-4} , см^3	\bar{K} , %	Толщина БС h , мкм	Микротвердость		Шероховатость R_a , мкм	Пористость δ , %	Сплошность θ , %
					$K_{упр}$	НV, МПа			
Катод – сталь 45									
20X13	90,2	56	62	35	4,1	8595	5,41	8,9	97,8
12X18H10T	92,0	58	63	35	2,38	5023	4,30	8,1	98,5
08X22H6T	60,0	45	75	32	2,7	5671	4,31	11,8	99,8
14X17H2	93,0	41,5	50	31,3	2,32	4769	4,82	11,7	97,8
12XH3A	83,8	27	32,2	23	1,8	3777	5,16	9,8	98,0
X20H80	208	159	76	42	2,62	5502	6,93	14,9	100
Ni	42,5	21	46	24	1,51	3161	2,76	11,6	99,7
Cr	56,0	22,7	40	21	3,7	7752	3,01	11,1	98,4
ВК8	11,5	2,2	19	32	3,8	8900	3,40	15,0	94,1

Под жаростойкими (окалиностойкими) сталями и сплавами понимают стали и сплавы, обладающие стойкостью против химического разрушения поверхности в газовых средах при температуре выше 550⁰С [7]. Процесс ЭИЛ сопровождается высокими (порядка 1000⁰С) температурами на поверхности легирующего электрода. Несмотря на распространенное мнение о незначительном влиянии природы анодных материалов на массоперенос при ЭИЛ, установлена связь между суммарным привесом катода, эрозией анода и температурой окалинообразования легирующего материала.

Окалиностойкость хромоникелевых сталей и сплавов обусловлена количественным содержанием в них хрома, так как хром очень стоек к газовой коррозии при высоких температурах [11]. При ЭИЛ стали 45 хромом во вторичной структуре анода, согласно результатам рентгенофазового анализа (табл. 4), образуются достаточно прочные оксиды Cr₂O₃. Но присутствие других элементов в сплаве приводит к снижению жаростойкости и, как следствие, к сравнительно невысоким значениям коэффициента массопереноса \bar{K} (40%).

Таблица 4. Результаты рентгенофазового анализа поверхности электродов после ЭИЛ стали 45 жаростойкими сталями, сплавами, чистыми металлами ($E=0,512Дж$, $I=2,2A$)

Материал легирующего электрода	Анод	Катод
20X13	α -Fe; Cr ₃ C ₂ ; Cr ₂ O ₃ ; FeCr	α -Fe; Cr ₃ C ₂ ; Cr ₇ C ₃ ; Fe ₂ C; CrN
12X18H10T	α -Fe; NiO; Cr; Fe ₂ O ₃	α -Fe; Cr ₇ C ₃ ; NiC
08X22H6T	α -Fe; NiO; Cr ₂ O ₃ ; Fe ₂ O ₃	α -Fe; Cr ₃ C ₂ ; FeCr
14X17H2	α -Fe; NiO; Cr ₂ O ₃ ; FeCr	α -Fe; Cr ₇ C ₃ ; FeCr
12XH3A	α -Fe; NiO; Fe ₃ O ₄ ; Fe ₄ N	α -Fe; NiO; FeCr
X20H80	Ni; NiO; Cr ₂ O ₃ ; FeCr	α -Fe; Ni; NiC; Cr; Cr ₇ C ₃
Ni	α -Fe; Ni; NiO; Fe ₄ N	α -Fe; Ni; NiC; Fe ₂ C; Ni ₃ Fe
Cr	α -Fe; Cr; Cr ₂ O ₃ ; Fe ₂ O ₃	α -Fe; Cr; (Cr, Fe) ₇ C ₃ ; CrN; Fe ₂ C
BK8	α -Fe; W ₄ O ₁₁ ; WO ₃ ; CoO; Fe ₃ O ₄ ; Fe ₂ O ₃	α -Fe; W ₂ C; Fe ₃ W ₃ C; Co

Никель также обладает высокой жаростойкостью из-за прочного сцепления его оксидов с поверхностью металла [12, 13]. В [14] установлено, что окисление никеля и образование оксида NiO происходят при температурах выше 500⁰С и это вызвано прежде всего диффузией ионов никеля по границам зерен оксидов. Авторы [15, 16] отмечают, что с увеличением температуры образуемая крупнозернистая оксидная пленка никеля препятствует его дальнейшему окислению. И, как следствие, при ЭИЛ коэффициент массопереноса ($\bar{K} \approx 46\%$) более высокий по сравнению с хромом.

Механизм и скорость окисления хромоникелевых электродных материалов при ЭИЛ также зависят от содержания в них хрома, что согласуется с результатами, представленными в [12–16]. Из табл. 3 следует, что среди хромоникелевых сталей и сплавов самый низкий коэффициент массопереноса (32,2%) у стали 12XH3A, что объясняется содержанием хрома менее его предельной растворимости в стабильном оксиде NiO. Образование оксидов NiO и Cr₂O₃, при температуре около 1000⁰С приводит к их взаимному растворению друг в друге, способствуя формированию вторичной структуры на аноде, что выражается в невысоких значениях суммарной эрозии анода $\Sigma\Delta a$ (83,8·10⁻⁴см³) и суммарного привеса катода $\Sigma\Delta k$ (28·10⁻⁴см³).

Начиная с некоторого соотношения Ni–Cr (2–17%) в стали 14X17H2, суммарные значения эрозии анода и привеса катода повышаются вследствие насыщения оксида NiO оксидом хрома и увеличения размера зерна. Однако при этом возможно образование избыточных нерастворимых частиц Cr₂O₃, препятствующих дальнейшему росту зерна и способствующих увеличению скорости окисления или образования вторичной структуры на поверхности анода по достижении температуры окалинообразования стали (800⁰С). Это подтверждает более высокое значение коэффициента массопереноса (55%).

Более высокая температура начала окалинообразования (850⁰С) стали 12X18H10T позволяет сформировать слой с наибольшим привесом катода среди всех используемых жаростойких сталей. Такая концентрация хрома и никеля (Ni 10% – Cr 18%) в стали (аноде) позволяет им взаимно растворяться как с железом стали, в состав которой они входят, так и с железом материала подложки, на которую наносится покрытие. Это способствует более прочному сцеплению легированного слоя с основой. И, как результат, коэффициент массопереноса в этом случае составляет 75%.

Избыточное содержание хрома в стали 08X22H6T приводит к повышению температуры окалинообразования до 1000⁰С, снижению привеса катода и коэффициента массопереноса (63%). Вероятно, это может быть связано с образованием шпинелей при взаимодействии частиц Cr₂O₃ как с основным оксидом NiO, так и с FeO. С повышением температуры анода при ЭИЛ увеличивается количество пор и шпинелей, что приводит к образованию мелкозернистой структуры и увеличению скорости окисления на поверхности анода (образование вторичной структуры).

Максимальные значения суммарного привеса катода $\Sigma\Delta k$ ($159 \cdot 10^{-4}$ см³) и эрозии анода $\Sigma\Delta a$ ($208 \cdot 10^{-4}$ см³) достигнуты за 15 мин в случае ЭИЛ стали 45 хромоникелевым сплавом X20H80 с температурой окалинообразования 1200⁰С, что связано с высоким содержанием хрома и никеля (Cr 20% – Ni 80%) при незначительной доле железа (1%). Согласно данным, приведенным в [17] при 1200⁰С, минимальная скорость окисления в кислороде для хромоникелевых сплавов достигается при содержании 20% Cr.

Интересно отметить, что при легировании сталью 20X13 суммарные значения привеса катода и эрозии анода повышаются, хотя температура начала окалинообразования составляет 750⁰С. Согласно рентгенофазовому анализу (табл. 4), на поверхности анода образуются соединения Cr₂O₃ и FeCr, α -Fe. Вероятно, низкая температура окалинообразования объясняется присутствием большого количества железа в стали 20X13, которое снижает ее жаростойкость. В связи с этим в процессе ЭИЛ скорость окисления с образованием оксидной пленки Cr₂O₃ на поверхности анода замедляется, что способствует более продолжительному массопереносу с образованием вторичных структур на аноде и переносом их на катод.

Более низкие значения параметров формирования ЛС для жаростойких сталей, по сравнению с хромоникелевым сплавом, объясняются довольно большим содержанием α -железа во вторичной структуре материала легирующего электрода, которое способствует снижению жаростойкости.

Проведены термические испытания на воздухе образцов с покрытиями на дериватографе Q-1000 при температурах 20–1000⁰С. Окисляемость оценивали по удельному изменению массы образцов. Результаты представлены в табл. 5. В основном наблюдается корреляция между температурными значениями окалиноустойчивости легирующих электродов и окисляемостью сформированных ими покрытий. Исключения составили покрытия из сталей 14X17H2 и 08X22H6T. Возможно, это связано со сложной структурой сформированных покрытий за счет диффузии железа и углерода в поверхностный слой при ЭИЛ и образованием оксидных и карбидных фаз, шпинелей.

Однако окисляемость покрытий после высокотемпературного воздействия на них при ЭИЛ намного меньше окисляемости исходной стали 45 (табл. 5), что свидетельствует о защитных свойствах сформированных покрытий, кроме покрытия из стали 12ХН3А, удельное изменение массы которого больше стали 45. Учитывая показатели сплошности, пористости и шероховатости ЛС, сформированного сталью 12ХН3А, причина может заключаться в небольшом содержании Cr и Ni в материале легирующего электрода и, следовательно, в образовании на катоде при ЭИЛ недостаточного количества фаз, способных по сравнению с железом противостоять высокотемпературному окислению. Это согласуется с теорией А.А. Смирнова и Н.Д. Томашова о жаростойком легировании, в которой легирующий компонент и основной металл должны образовывать твердый раствор. Подтверждением данной теории также является отслоившееся покрытие из твердого сплава ВК8 со значением удельного изменения массы 27,4 г/м², рентгенофазовый анализ которого (табл. 4) не обнаруживает твердых растворов. Наибольшую стойкость к окислению проявляют покрытия на стали 45 хромом (5,1 г/м²), сплавом X20H80 (6,2 г/м²), сталью 12X18H10T (8,2 г/м²).

Таблица 5. Результаты высокотемпературного окисления стали 45 с электроискровыми покрытиями жаростойкими сталями, сплавами, чистыми металлами [г/м²]

Материал легирующего электрода	$\Delta m/S$, г/м ²	Материал легирующего электрода	$\Delta m/S$, г/м ²
Сталь 45*	83,8	12X18H10T	8,2
Ni	20,6	08X22H6T	15,6
Cr	5,1	14X17H2	16,2
ВК8**	27,4	12ХН3А	111,3
X20H80	6,2	20X13	10,4

* Образец из стали 45 без ЭИЛ. ** Покрытие отслоилось.

На условия формирования легированного слоя сплавом Х20Н80 также влияет высокое удельное электросопротивление сплава (1175 нОм·м). Нами установлена связь между суммарными привесом катода, эрозией анода и удельным электросопротивлением материалов легирующих электродов. В частности, прослеживается тенденция уменьшения этих величин для хромоникелевых сталей и сплава в следующем порядке: Х20Н80 – 12Х18Н10Т – 08Х22Н6Т – 14Х17Н2 – 12ХН3А.

Увеличение электросопротивления в этом ряду способствует быстрому разогреву анода и переносу эродированного материала с анода на катод в жидкой фазе, что способствует увеличению ЛС. Исключение составляет сталь 20Х13, где при самом низком удельном электросопротивлении (588 нОм·м) $\Sigma\Delta_a$ и $\Sigma\Delta_k$ составляют $90,2 \cdot 10^{-4}$ и $56 \cdot 10^{-4}$ см³ соответственно.

Более высокое значение электросопротивления твердого сплава ВК8 не обеспечивает ему высоких значений массопереноса при ЭИЛ. Вероятно, это объясняется природой взаимодействия составляющих элементов сплава (табл. 2) с подложкой (сталь 45) при высоких температурах. Содержание кобальта в сплаве – 8%, карбида вольфрама WC – 92% [18]. Быстрое окисление вольфрама происходит при температурах 800–1000⁰С с образованием летучих оксидов WO₃ на поверхности анода. Кроме того, ни вольфрам, ни карбид вольфрама не образуют с железом неограниченно твердых растворов. Кобальт образует с железом неограниченно твердые растворы. Однако на воздухе начинает окисляться при температуре 300⁰С, и с увеличением температуры скорость окисления возрастает.

Таким образом, наибольший коэффициент массопереноса при ЭИЛ отмечается в случае легирования жаростойкими сталями и сплавами, причем с повышением температуры окалинообразования используемых легирующих материалов \bar{K} увеличивается. В частности, наибольшее значение \bar{K} реализуется для хромоникелевого сплава Х20Н80 с наибольшей температурой окалинообразования 1200⁰С.

Для выявления фазового состава покрытий, сформированных электроискровым легированием, был проведен рентгенофазовый анализ с поверхности образцов.

Как видно из табл. 4, во всех покрытиях присутствуют карбиды и α -Fe, оксидов нет. Только в легированном слое, сформированном сталью 12ХН3А, обнаружен оксид никеля. В случае легирования чистыми металлами Cr и Ni и твердым сплавом ВК8 в покрытиях обнаружены чистые металлы. Нитриды зарегистрированы только в поверхностных слоях, сформированных хромом и хромистой сталью 20Х13, хотя нитриды всех переходных металлов при 500⁰С должны окисляться [19].

Большое количество высших и низших карбидов хрома и карбида никеля в измененном поверхностном слое на стали 45 свидетельствует о взаимодействии Cr и Ni в процессе ЭИЛ как с углеродом стали легирующего электрода, так и с углеродом материала подложки (сталь 45). Вероятно, максимальное содержание карбидных фаз в покрытиях при ЭИЛ будет соответствовать наибольшему содержанию углерода в материале легирующего электрода.

Для более подробного изучения характеристик и свойств сформированных покрытий проведены металлографические исследования образцов. Установлено, что покрытие состоит из поверхностного слоя, белого слоя и зоны термического влияния. При измерении толщины покрытия установлена четкая корреляция между коэффициентом массопереноса \bar{K} , суммарным привесом катода и толщиной покрытия для всех используемых материалов легирования (табл. 3). При уменьшении высоты сформированных покрытий используемые электродные материалы можно расположить в ряд: Х20Н80 – 12Х18Н10Т, 20Х13 – 08Х22Н6Т – 14Х17Н2 – 12ХН3А – Ni – Cr.

Исключением является твердый сплав ВК8, толщина покрытия при ЭИЛ которым достигает 32 мкм, причем наблюдаются порог хрупкого разрушения ($t_x=13$ мин) и дальнейшее разрушение сформированного покрытия, в то время как формирование поверхностного слоя на стали 45 хромоникелевыми сталями, сплавом и чистыми металлами продолжается.

Твердость упрочненных слоев, сформированных сталями 12Х18Н10Т и 14Х17Н2 выше твердости покрытий, сформированных сталью 08Х22Н6Т, никелем Ni и никелевым сплавом Х20Н80 (табл. 3). Особенно резко повышается твердость покрытия из хромистой стали 20Х13. Увеличение твердости образцов объясняется повышенным содержанием углерода в анодном материале, и, как результат – количественное преобладание карбидных фаз M_xC_x над твердым раствором в покрытии. Даже покрытие из Cr, которое превосходит по значению микротвердости покрытия из хромоникелевых сталей и сплава Х20Н80, уступает ЛС из 20Х13. Коэффициент упрочнения $K_{упр} = H_\mu^C / H_\mu^0$, где H_μ^C , H_μ^0 – микротвердость белого слоя и основы соответственно.

Металлографическими исследованиями поверхности катода после ЭИЛ обнаружены поры, включения или раковины круглой либо овальной формы в белом слое. Наибольшая пористость из-

менного поверхностного слоя отмечена в случае легирования стали 45 сплавом X20H80 (табл. 3), а также сталью 08X22H6T, несмотря на способность этих материалов в большей степени по сравнению с другими анодными материалами образовывать неограниченно твердые растворы с материалом подложки.

Известно, что порообразование является характерным свойством хромоникелевых сталей и сплавов с высоким содержанием легирующих элементов. Поры образуются вследствие быстрого охлаждения расплавленного раствора на поверхности катода при ЭИЛ. Однако отмечается высокая сплошность электроискрового покрытия из сплава X20H80 (100%) по сравнению с остальными покрытиями (табл. 5). Покрытие из стали 12X18H10T (табл. 3) обладает наименьшей пористостью БС и превосходит никелевые и хромистые покрытия, одновременно уступая сплаву X20H80 в сплошности легированного слоя (98,5%).

Одним из серьезных недостатков процесса ЭИЛ является сравнительно высокая шероховатость упрочненной поверхности, которая даже при мягких режимах легирования (0,2 Дж) составляет 12–25 мкм для Ni, Co, Cr, V и др. [10].

Возможность формирования легированного слоя (ЛС) со значениями микронеровностей, не превышающих 5,0 мкм, отмечена в случае легирования жаростойкими сталями, металлами Cr и Ni, а также сплавом ВК8. Сталь 20X13 создает измененный поверхностный слой с более высоким значением микронеровностей (5,4 мкм). Это можно объяснить тем, что в процессе ЭИЛ при высоких значениях энергии в импульсе на поверхности происходит образование большого количества высших Cr_3C_2 и низших Cr_7C_2 карбидов хрома, что подтверждается результатами рентгенофазового анализа (табл. 4), которые, вероятно, и определяют высокую шероховатость сформированного покрытия.

Наибольшее значение высоты микронеровностей электроискрового покрытия (6,7 мкм) из сплава X20H80 объясняется невысокой температурой плавления сплава ($1400^{\circ}C$) и вскипанием в процессе ЭИЛ на поверхности катода образуемой более легкоплавкой фазы в результате воздействия высоких импульсных температур.

Таким образом, можно сделать вывод о возможности использования жаростойких сталей и сплавов для формирования электроискровых покрытий на стали 45. Чем выше жаростойкость легирующего материала, тем лучше показатели сформированного легированного слоя.

Кроме металлографических исследований свойств сформированных ЭИЛ покрытий на стали 45, проведены термические испытания на воздухе образцов как с покрытиями, так и чистой стали 45 на дериватографе Q-1000 при температуре 20–1000 $^{\circ}C$. Окисляемость оценивалась по удельному изменению массы образцов. Результаты представлены в табл. 5. В основном наблюдается корреляция между температурными значениями окислительности легирующих электродов и окисляемостью полученных ими покрытий, за исключением покрытий из сталей 14X17H2 и 08X22H6T. Возможно, это связано со сложной структурой сформированных покрытий за счет диффузии железа и углерода в поверхностный слой при ЭИЛ и образованием оксидных и карбидных фаз, шпинелей. Однако окисляемость покрытий после высокотемпературного воздействия намного меньше окисляемости исходной стали 45 (табл. 5), что свидетельствует о защитных свойствах сформированных покрытий, кроме покрытия из стали 12XНЗА, удельное изменение массы которого больше стали 45. Так как показатели сплошности, пористости и шероховатости ЛС, сформированного сталью 12XНЗА, достаточно приемлемые, причина может заключаться в небольшом содержании Cr и Ni в материале легирующего электрода и, следовательно, при ЭИЛ в образовании на катоде недостаточного количества фаз по сравнению с железом, способных противостоять высокотемпературному окислению. Это согласуется с теорией А.А. Смирнова и Н.Д. Томашова о жаростойкости легирования, в которой легирующий компонент и основной металл должны образовывать твердый раствор. Подтверждением данной теории является отслоившееся покрытие из твердого сплава ВК8 со значением удельного изменения массы 27,4 г/м², рентгенофазовый анализ которого (табл. 4) не обнаруживает твердых растворов. Наибольшую стойкость к окислению проявляют покрытия на стали 45 из Cr (5,1 г/м²), сплава X20H80 (6,2 г/м²), стали 12X18H10T (8,2 г/м²).

Выводы

Показана возможность длительного формирования ЛС на стали 45 жаростойкими сталями и сплавами. Порог хрупкого разрушения t_x за 15 мин не достигнут, что является следствием высокой окислительности используемых анодных материалов.

Значения $\Sigma\Delta a$ и $\Sigma\Delta k$ зависят от: а) температуры окислительного образования жаростойких сталей и сплавов, что регламентируется количественным содержанием Cr и Ni в материале легирующего электрода; б) способности составляющих анодного материала (Cr и Ni) образовывать с металлом подложки неограниченно твердые растворы.

После ЭИЛ жаростойкими сталями и сплавами ИПС на стали 45 представлен карбидами, интерметаллидами, чистыми металлами, α -железом; исключена возможность образования хрупких оксидов. При этом твердость белого слоя выше твердости стали 45 в два и более раз.

Наиболее эффективно ЭИЛ сталью 12X18H10T и сплавом X20H80, так как массоперенос и толщина покрытия для них максимальны, однако ЛС, сформированный сплавом X20H80, характеризуется высокой пористостью.

Установлена корреляция между жаростойкостью легирующих металлов и окисляемостью сформированных этими металлами электроискровых покрытий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бурумкулов Ф.Х., Лезин П.П., Сенин П.В., Иванов В.И. и др. Электроискровые технологии восстановления и упрочнения деталей машин и инструментов (Теория и практика) / МГУ им. Н.П. Огарева. Саранск, 2003.
2. Беспрозванных Л.В., Михайлов В.В., Соколов Ю.Д. и др. Износостойкость стали 07X16H6 с электроискровыми покрытиями в безокислительных газообразных средах // Электронная обработка материалов. 1985. № 2. С. 17–19.
3. Лазаренко Н.И. Технологический процесс изменения исходных свойств металлических поверхностей электрическими импульсами // Электроискровая обработка металлов. Вып.2. М., 1960. С. 26–66.
4. Ткаченко Ю.Г., Михайлов В.В., Гитлевич А.Е. и др. Трение и износ покрытий, полученных электроискровым легированием поверхности сплава титана переходными металлами // Электронная обработка материалов. 1976. № 2. С. 28–31.
5. Стурза Р.А., Романов А.М., Ненно В.Э. и др. Электрохимические и коррозионные свойства Ст. 45, легированной электроискровым способом // Электронная обработка материалов. 1986. № 4. С. 54–57.
6. Гитлевич А.Е., Михайлов В.В., Парканский Н.Я. и др. Электроискровое легирование металлических поверхностей. Кишинев, 1985.
7. Журавлев В.Н., Николаева О.И. Машиностроительные стали: Справочник. 4-е изд., перераб. и доп. М., 1992.
8. Николенко С.В., Коваленко С.В., Куценко В.С. и др. Устройство для электроискрового легирования. Патент № 2146581.
9. Марочник сталей и сплавов / В.Г. Сорокин, А.В. Волосникова, С.А. Вяткин и др. Под общ. ред. В.Г. Сорокина. М., 1989.
10. Верхотуров А.Д. Формирование поверхностного слоя металлов при электроискровом легировании. Владивосток, 1995.
11. Коломыйцев П.Т. Газовая коррозия и прочность никелевых сплавов. М., 1984.
12. Войтович Р.Ф. Окисление тугоплавких соединений. М., 1978.
13. Томашов Н.Д., Чернова Г.П. Теория коррозии и коррозионностойкие сплавы. М., 1986.
14. Atricsen A., Taylor R.T., Goode P.D. Oxidation of Metals. 1979. V. 13. № 6. P. 519–543.
15. Stress Effects and the oxidation on Metals. Ed. Cathcart. N.-Y. Met. Soc. A.I.M.E., 1975.
16. Graham M.J., Caplan D., Cohem M. Journ. Electrochem. Soc. 1972. V. 119. № 7. P.883–887.
17. Stringer J., Whittle D.P. Revue international des Hautes Temp. Refractaires, 1977. T. 14. № 1. P. 6–20.
18. Справочник металлста. В 5-ти т. Т. 2 / Под ред. А.Г. Рахштадта и В.А. Брострема. М., 1976.
19. Сергеев А.Н. Тугоплавкие оксиды и их соединения в тонком слое. М., 1972.

Поступила 09.02.05

Summary

Chrome-nickel presence in a surface layer provides longer terms of carbonaceous steel details operation. The research results of conditions of 45 steel chrome-nickel electrospark coverings formation are presented in the article. It is determined, that the coverings heat resistance depends not only on the alloying mode, but also on the chrome-nickel ratio in anode materials. The thickness of pure metal coverings is less than in the researched alloys, as iron presence provides bigger covering adhesion due to the mutual solubility of anode and cathode materials. The solidity, porosity and roughness of the received electrospark coverings are investigated. The coverings phase composition and changes during electrospark alloying in the anode materials surface layer were determined with the X-ray structural method.

ИЗНОСОСТОЙКОСТЬ И ОПТИМАЛЬНЫЙ СОСТАВ ГАЛЬВАНИЧЕСКИХ КОМПОЗИЦИЙ

*Институт прикладной физики Академии наук Республики Молдова,
ул. Академическая, 5, г. Кишинев, MD-2028, Республика Молдова*

Введение

Процесс формирования электрохимических композиционных материалов заключается в том, что на катодной поверхности вместе с металлом осаждаются (заращиваются) различные дисперсные материалы: оксиды, карбиды, бориды или сульфиды, а также полимеры, металлы и др. [1]. Значения функциональных характеристик композиционных осадков при прочих равных условиях формирования последних зависят в основном от их состава. Кроме этого, при испытании на износ гальванических композиций установлено, что в зависимости от состава композиции их износостойкость проходит через максимум [2, 3]. Показано [4], что независимо от размера частиц дисперсной фазы (ДФ), в условиях трения со скольжением гальванические композиции с высокопрочными микрочастицами ДФ имеют наивысшую износостойкость при одинаковой концентрации ДФ в осадке (12,7–25,5%). Там же приводится и расчет оптимальной концентрации частиц ДФ с наивысшей износостойкостью в железных композициях с окисью алюминия или карбидом бора при нормальном граничном трении сопряженных поверхностей, протекающем без их повреждения. Результат расчета оптимального состава, выраженный в объемных процентах, составляет 20–40%.

Правдоподобность таких утверждений вызывает большие сомнения, так как диапазон варьирования концентрации ДФ в композиции соизмерим с ее расчетной величиной. В связи с этим задача определения оптимального состава износостойких композиций и установления его взаимосвязи с условиями испытания остается весьма актуальной. Одна из трудностей в изучении данного вопроса состоит в выборе способа испытания композиционных материалов на износ.

Известно, что наиболее распространенным, интенсивным и стандартизованным методом, испытания на износостойкость применительно к которому и производится наибольшее количество испытаний, является абразивное изнашивание [5]. При трении по абразивной поверхности изнашивание частично происходит вследствие микрорезания и в результате малоциклового усталости, обусловленной повторным передеформированием [6]. При этом топография поверхностей трения изменяется практически постоянно.

Допустим, что при трении двух структурированных материалов можно сохранять топографию у одной из поверхностей (абразивной), а механизм изнашивания – у другой (композиции). Тогда в величине параметра сопротивления износу другого материала (композиции) могут отражаться характеристики структурообразования его поверхностных слоев. Исходя из этого предложен лабораторный способ испытания на износ, который связывает износостойкость композиционных материалов с их структурообразованием [7].

Методика исследования. В основе методики лабораторных испытаний на изнашивание лежит допущение, что у жесткой абразивной поверхности расстояние между частицами сохраняется постоянным, а за период испытания абразивное свойство контртела в контакте с образцами меняется одинаково или отличается незначительно. Выскабливание частиц из связки абразивной поверхности или прилипание металла к их вершинам считается началом перехода к другому виду изнашивания материала. Исследованные гальванические покрытия формировались в электролите железнения при одинаковых условиях электролиза с диспергированными микрочастицами окиси алюминия одинакового зернового состава и различного размера зерна (М7, М14 и М20).

Для испытания использована машина трения типа СМЦ-2, а в качестве трущего контакта взято сопряжение по схеме вал – цилиндрическая колодка.

На рис. 1 представлена схема лабораторного испытания на износ при трении скольжения жесткой абразивной поверхности с фиксированной геометрией поверхности, где *l* – абразивная по-

верхность, 2 – ролик испытываемого материала, 3 – воронка и пробирка 4 для сбора продуктов износа 5 путем смыва ее дистиллированной водой.

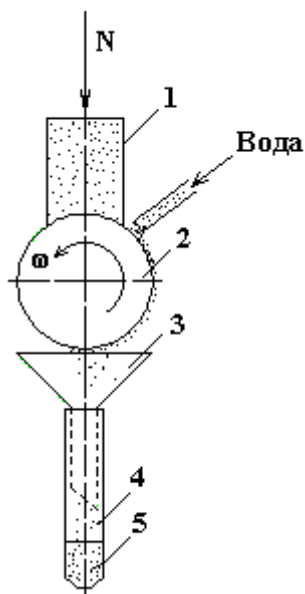


Рис. 1. Схема лабораторных испытаний на износостойкость при трении скольжения жесткой абразивной поверхности с фиксированной геометрической структурой

Процесс протекает следующим образом. Образец в виде ролика диаметром 40 мм и шириной 15 мм устанавливается на валу машины трения. На цилиндрическую поверхность ролика сверху давит абразивная поверхность в виде колодки с контактной поверхностью 10×10 мм, а также подается дистиллированная вода для смыва и последующего сбора продуктов износа посредством воронки и пробирки.

Вид изнашивания определяли по характеру изменения величины момента трения, а также путем исследования продуктов износа. Параметры режима и условий трения выбраны на основе общепринятых величин в триботехнике для такого вида абразивных испытаний:

- скорость скольжения $V_{cp} = 0,27$ м/с;
- усилия нагружения абразивной поверхности: 1; 1,25, 1,5; 1,75; 2,0 МПа.
- износ образцов определялся при постоянном количестве циклов (1000);
- в качестве жесткой поверхности с фиксированной геометрической структурой использован абразивный брусок марки К8 10-125 25А6ПС М19 КБ ГОСТ 2456-82.

Так как абразивную износостойкость определяют путем сравнения результатов испытаний эталонного и испытываемого образцов, то в качестве эталонного применяли сталь 45, нормализованную до $HV = 2$ ГПа ($HRC = 52-55$). Величину относительной износостойкости рассчитывали по формуле

$$K = \frac{\Delta m_{N=1,25}^e}{\Delta m_{N=1-2}^j}, \quad (1)$$

где $\Delta m_{N=1,25}^e$ – потеря веса эталона при нагрузке 1,25 МПа, мг; $\Delta m_{N=1-2}^j$ – потеря веса испытываемого материала при нагрузке от 1 до 2 МПа, мг. Потеря веса эталонного образца при нагрузке 1,25 МПа составляла 312 мг.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Как показали исследования, эталонный образец работает в самом узком диапазоне режима нагрузок (1–1,5 МПа). Кроме того, у эталона оказалось и самое низкое относительное сопротивление износу. Для некоторых исследуемых композиций выявлены лимитирующие пределы сохранения режима изнашивания, однако для всех отмечены общие закономерности (рис. 2). Например, для высококонцентрированных композиций с частицами окиси алюминия М7 (рис. 2,а, кривая 4, концентрация ДФ в осадке $p_v = 22,1\%$) сопротивление износу при нагрузке 2 МПа снижается до уровня износостойкости железных осадков при нагрузке 1,75 МПа (рис. 2,а, кривая 1 – Fe), а для низкоконцентрированных (рис. 2,а, кривая 2, концентрация ДФ в осадке $p_v = 3,46\%$) – режим изнашивания сопровождается отрывом крупных абразивных частиц с поверхности контртела при нагрузках выше 1,75 МПа, как и для железных осадков. Сопротивление износу железных композиций с частицами окиси алюминия М14 представлены на рис. 2,в и г. Результаты показывают, что их сопротивление износу выше, чем у образцов с частицами М7, а режим изнашивания сохраняется во всем диапазоне испытаний. Результаты испытаний железных композиций с ча-

стицами М20, приведенные на рис. 2, *д* и *е*, свидетельствуют о самом высоком уровне сопротивления износу, например для осадка состава, $p_V = 14,6\%$.

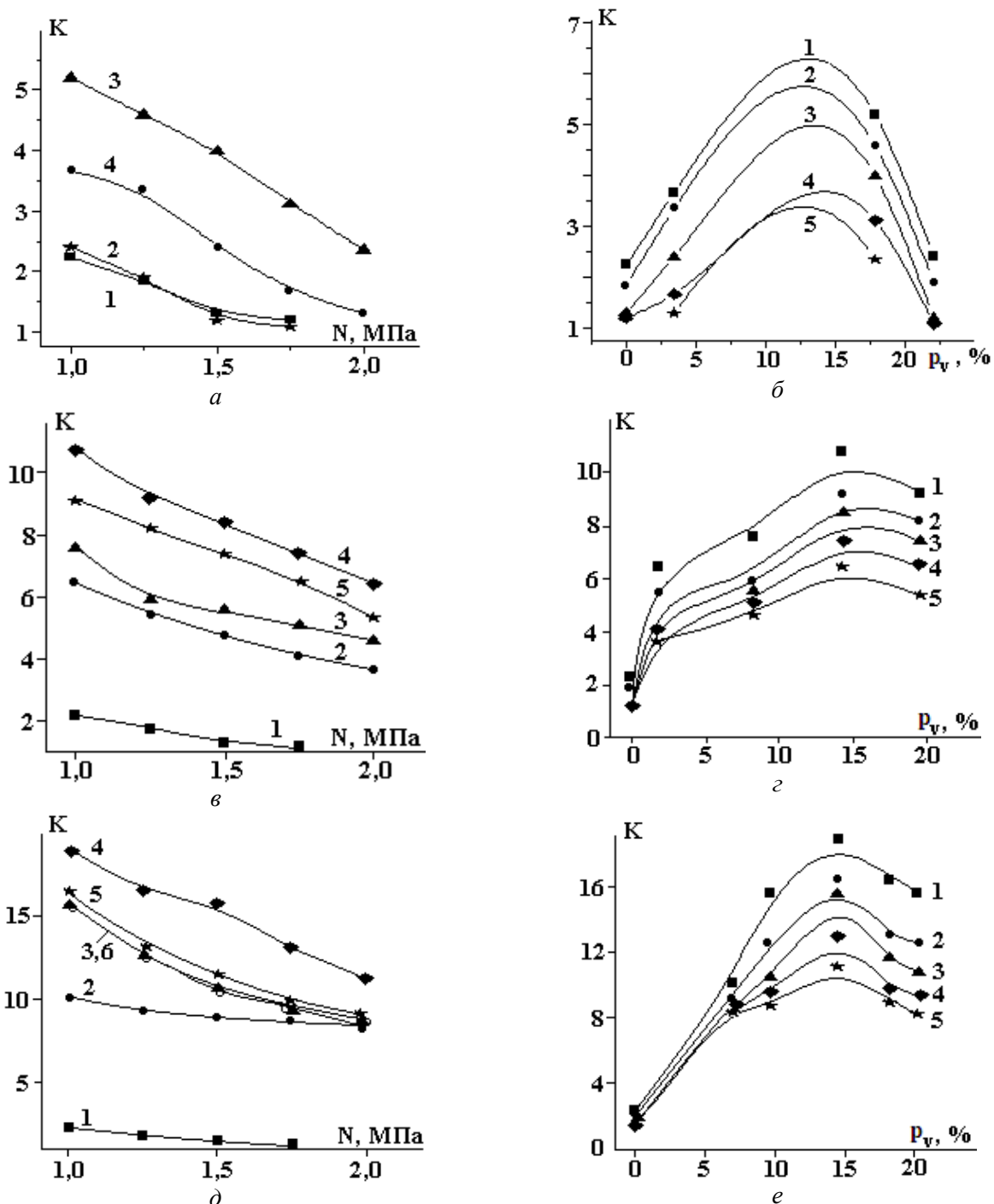


Рис. 2. Зависимость относительной износостойкости K железных композиций от нагрузки N (*a*, *в*, *д*) и концентрации p_V (*б*, *г*, *е*) для частиц дисперсной фазы М7 (*a*, *б*), М14 (*в*, *г*), М20 (*д*, *е*). *a*: 1 – Fe; 2 – 3,46 % М7; 3 – 17,9 % М7; 4 – 22,1% М7; *б*: 1 – 1; 2 – 1,25; 3 – 1,5; 4 – 1,75; 5 – 2 МПа; *в*: 1 – Fe; 2 – 1,8 % М14; 3 – 8,2 % М14; 4 – 14,2% М14; 5 – 19,5% М14; *г*: 1 – 1; 2 – 1,25; 3 – 1,5; 4 – 1,75; 5 – 2 МПа; *д*: 1 – Fe; 2 – 7,0 % М20; 3 – 9,6 % М20; 4 – 14,5% М20; 5 – 18,2% М20; *е*: 1 – 1; 2 – 1,25; 3 – 1,5; 4 – 1,75; 5 – 2 МПа

Из рис. 2 видно, что кривые зависимостей относительного сопротивления изнашиванию композиций от концентрации ДФ представляют собой не что иное, как параболы, обращенные вогнутой стороной вверх. Если выполнить квадратичную интерполяцию по трем точкам результатов испытаний для одного и того же типа композиции, принадлежащих разным ветвям параболы, то можно определить оптимальный состав наиболее износостойкого осадка. Квадратичную интерполяцию осуществили с использованием системы уравнений вида

$$K(p_{V,i}) = ap_{V,i}^2 + bp_{V,i} + c, \quad (2)$$

где: $K(p_{V,i})$ – относительная износостойкость испытуемого материала; $p_{V,i}$ – концентрация дисперсной фазы в испытуемом материале; a, b, c – коэффициенты уравнения.

Решив систему уравнений (2) методом Гаусса для результатов представленных испытаний, определили коэффициенты уравнения и координаты вершин парабол по оси концентрации ДФ. Результаты расчетов представлены на рис. 3 в виде кривых ($k1-k10$) зависимостей интерполированной координаты вершины парабол (оптимального состава) p_V^{opt} от нагрузки N и размера частиц ДФ. Здесь точки ветвей параболы разделены наклонной чертой. Так, на рис. 3,а приведены кривые, рассчитанные по точкам графиков (ветвей парабол), представленных рис. 2,е, где $k1$ соответствует первой, третьей и пятой (1,3/5) точкам. Наклонная черта разделяет соответствующие ветви параболы. Аналогично $k2 - 1,3/4$, $k3 - 1/4,5$. Все γ – для ДФ М20. На рис. 3,б представлены кривые, рассчитанные по точкам графиков, представленных рис. 2,б, г и е: $k4 - 1,2/3$ (М7), $k5 - 2,3/4$ (М14), $k6 - 1,2/5$ (М20). На рис. 3,в представлены кривые зависимостей по рис. 2,е, где $k8 - 1,2/5$, $k9 - 1,2/4$; $k10 - 2/4,5$ (М20).

Как видно из рис. 3, оптимальная концентрация ДФ в износостойких композициях зависит от величины нагрузки и выбранных точек интерполяционного расчета и может уменьшаться (рис. 3,а), оставаться приблизительно на том же уровне (рис. 3,б) или иметь максимум (рис. 3,в).

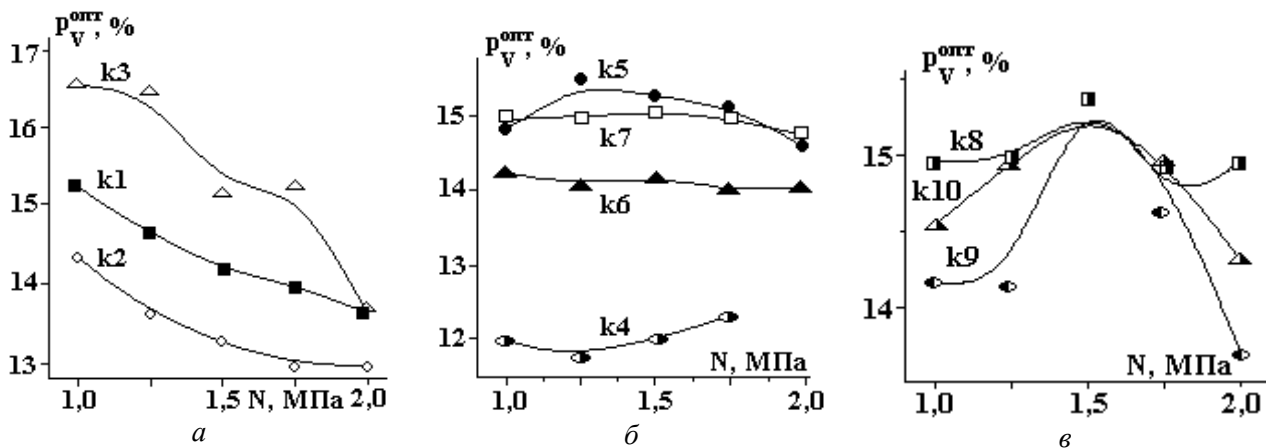


Рис. 3. Зависимость интерполированной координаты вершины параболы по составу композиции p_V^{opt} от нагрузки N для расчетных точек ветвей параболы и размера дисперсной фазы

В работе [4] приводится расчет оптимального состава композиционного осадка и утверждается, что максимальное сопротивление износу достигается, когда частицы ДФ распределены в объеме металла на критическом расстоянии, при котором плоскости касательных напряжений их не пересекают. При этом направление плоскости действия максимальных напряжений от действия внешних сил (тангенциальных и нормальных) определяют по отношению к нормали поверхности трения. Эта плоскость составляет угол, который образован из суммы двух углов: α – угол равнодействующего направления плоскости сечения максимальных касательных напряжений, вдоль которой происходит разрушение матрицы ($\alpha = \pi/4$), и α' – угол равнодействующего направления внешних сил трения F_{Tp} , направленных по касательной к трущейся поверхности, и нормальной нагрузки N ($\alpha' = \arctg(F_{Tp} / N) = \arctg \mu$, где μ – коэффициент трения). Таким образом, с возрастанием нагрузки в испытуемых сопряжениях увеличится коэффициент трения и критическое расстояние между частицами. При этом оптимальная концентрация дисперсной фазы в покрытиях, обеспечивающая максимальную износостойкость, должна уменьшиться. Такую закономерность можно видеть на рис. 3,а. Однако не все приведенные результаты исследуемых параметров имеют подобный характер.

В работе [2] приведено выражение

$$\lambda_{cp} = \left[\left(\frac{\bar{V}_p}{V_p} \right)^{1/3} - 1 \right] d_3, \quad (3)$$

где λ_{cp} – среднее расстояние между частицами дисперсной фазы; $\overline{V_p}$ – относительная характеристика заполнения (отношение объема фазы к объему пространства) при плотной упаковке частиц; V_p – относительная характеристика содержания ДФ в композиции (отношение объема, занимаемого фазой, к общему объему композиции); d_3 – эквивалентный диаметр частиц ДФ.

Из выражения (3) видно, что расстояние между частицами в осадке зависит от величины отношения относительных характеристик концентраций при плотной и реальной упаковке частиц. Поэтому критическое расстояние между частицами ДФ износостойкой композиции также будет зависеть от величины плотности упаковки при их оптимальной концентрации. Однако величины плотности упаковки частиц ДФ в точках расчета могут не совпадать с распределением величин их концентраций. В таком случае их средняя расчетная величина не может соответствовать величине критического расстояния и расчетной оптимальной концентрации.

Можно также допустить, что в результате приложения нормальной нагрузки к композиционному материалу расстояние между частицами меняется. В таком случае величины реальных концентраций частиц ДФ в точках расчета будут зависеть от приложенной нагрузки и не соответствовать первоначальным значениям.

Исходя из вышесказанного можно заключить, что если нам не известны величины плотностей упаковки в точках расчета композиционного материала, а также степень изменения их реальной концентрации в результате приложения нагрузки, тогда трудно оценить степень изменения средней оптимальной концентрации износостойкого осадка с изменением нагрузки при испытании. Поэтому, как видно из рис. 3, в зависимости от выбранных точек расчета, ρ_V^{opt} имеет различные закономерности изменения.

Кажется очевидным, что величина оптимальной концентрации, интерполированной по результатам исследования зависимости износостойкости гальванических композиций от их концентраций, является средней величиной оптимальных концентраций для различных плотностей упаковок частиц ДФ в осадке. Если не известны плотности упаковки частиц ДФ и степень изменения концентрации в результате приложения нагрузки к композиционному материалу, трудно оценить, как будет изменяться средняя оптимальная концентрация износостойкого осадка с изменением нагрузки испытания.

Автор выражает глубокую признательность проф. А.И. Дикусару за полезные советы и существенные замечания при подготовке статьи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сайфуллин Р.С. Неорганические композиционные материалы. М., 1983.
2. Гурьянов Г.В. Электроосаждение износостойких композиций. Кишинев, 1985.
3. Астахов Г.А. Восстановление цилиндров двигателей внутреннего сгорания композиционными электрохимическими покрытиями на основе железа проточным электролизом / Автореф. дис. канд. техн. наук. Кишинев, 1989.
4. Астахов Г.А., Гурьянов Г.В. Некоторые аспекты связи износостойкости композиционных электрохимических покрытий с их структурой // Восстановление деталей электролитическим железом. Кишинев, 1987.
5. Карасик И.И. Методы трибологических испытаний в национальных стандартах стран мира. М., 1993.
6. Гененбаум М.М. Износостойкость конструкционных материалов и деталей машин при абразивном изнашивании. М., 1966.
7. Cerere de brevet. MD. Nr. dep. a 2004 0218, Cl. Int⁷ G01 N 3/56, Metodă de încercare la uzură / T. Borțoi.

Поступила 21.01.05

Summary

The opportunity of an establishment of interrelation between wear resistance and structure of galvanic compositions is investigated. At test for wear resistance the counterbody with the rigid characteristic of a surface is used. It is shown, that the curve of dependence of wear resistance from concentration of particles of a disperse phase in a composition represents a parabola. It is established, that at square-law interpolation of optimum structure on three points of test of a composition depending on loading the size of optimum concentration is average size of optimum concentration of various density of packings of particles of a disperse phase in a deposit.

А.И. Григорьев, С.О. Ширяева, А.Н. Жаров, В.А. Коромыслов

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ЗАРЯЖЕННЫХ КАПЕЛЬ. Часть 2. Внутреннее резонансное взаимодействие и излучение. Влияние внешних полей. Учет вязкости

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

О нерезонансном механизме раскачки осцилляций основной моды и ее влиянии на устойчивость капли. С начала 90-х гг. прошлого века теоретические исследования нелинейных осцилляций капель и пузырей проводились З.С. Фенгом и Л.Дж. Лилом [1–6]. Впрочем, в [3–4] исследовалась так называемая трансляционная неустойчивость пузыря в жидкости, которую авторы объясняют резонансной перекачкой энергии из возбужденной нулевой моды ($n=0$), соответствующей радиальным осесимметричным осцилляциям, в первую ($n=1$), соответствующую поступательному движению пузыря. Как уже отмечалось, такое направление перекачки энергии осцилляций вызывает сомнение уже хотя бы потому, что противоречит законам механики, утверждающим невозможность движения центра масс замкнутой системы под влиянием произвольных движений внутри. В [1–3, 7–8] с использованием метода многих масштабов и бифуркационного анализа исследовалось резонансное взаимодействие нулевой моды, соответствующей радиальным осесимметричным осцилляциям, с поверхностными ($n \geq 2$) модами осцилляций. Аналогично тому, как это было сделано в [9], в уравнениях второго порядка малости, характеризующих временную эволюцию центрально-симметричной и поверхностных мод, приравнивались нулю комбинации секулярных слагаемых, и получалась система двух связанных нелинейных дифференциальных уравнений, имеющая смысл условий разрешимости задачи. Перекрестные слагаемые в этих уравнениях описывали взаимодействие центрально-симметричной и поверхностных мод. Эта система уравнений и подвергалась бифуркационному анализу.

Работа [6] посвящена исследованию нерезонансной перекачки энергии из высоких мод осцилляций заряженной капли в основную моду, приводящей к снижению порога устойчивости капли по отношению к собственному заряду. В основе проведенного рассмотрения лежит результат численного расчета временной зависимости амплитуд мод, возбуждающихся в заряженной капле идеальной несжимаемой жидкости за счет нелинейного взаимодействия во втором порядке малости по амплитуде начальной деформации. Выяснилось, что в отсутствие резонансного взаимодействия, когда начальная деформация определена высокими ($n > 2$) модами, амплитуда основной ($n=2$) моды при приближении величины собственного заряда капли к критическому (в смысле линейной устойчивости) может принимать значения, сравнимые с амплитудами начальной деформации, только за счет нелинейного взаимодействия. Этот эффект тем заметнее, чем ближе величина собственного заряда капли к критическому для реализации неустойчивости основной моды. Раскачка же сфероидальной деформации капли (рост амплитуды основной моды) приводит к снижению критического значения заряда. При этом неустойчивость капли по отношению к собственному заряду реализуется с помощью не транскритической бифуркации (как это имеет место для сферической капли), а седло-узловой [6]. Сам бифуркационный анализ проводился по схеме, выполненной в [1–3, 7–8] при исследовании взаимодействия центрально-симметричных осцилляций пузыря с поверхностными.

Следует отметить, что З.С. Фенг наследует неадекватную практику группы Р.А. Брауна: в проводимом в [6] бифуркационном анализе читателю предлагается обратиться к работе [3], в кото-

рой делается ссылка на работы [1–2, 7–8] и монографию А.Х. Найфе и Д.Т.Мука, посвященную нелинейным осцилляциям. В итоге проверка правильности полученных в анализе результатов превращается в самостоятельную проблему.

Оценки характерного времени реализации неустойчивости капли по отношению к поверхностному заряду на нелинейной стадии. В работах, посвященных исследованиям нелинейных осцилляций и устойчивости заряженных капель, не затрагивался вопрос о характерном времени реализации неустойчивости капли по отношению к собственному заряду. Такие исследования проведены в [9–14]. В [9] в рамках сфероидального приближения для формы заряженной капли (у которой основная мода ($n=2$) потеряла устойчивость) с учетом того, что критическая для начала реализации неустойчивости величина заряда капли зависит от амплитуды ее сфероидальных ($\sim P_2(\cos\theta)$) осцилляций [15], вычислено нелинейное интегральное уравнение, описывающее временную эволюцию амплитуды сфероидальной деформации неустойчивой капли. В [9] показано, что характерное время реализации неустойчивости капли идеальной несжимаемой электропроводной жидкости примерно обратно пропорционально амплитуде начальной виртуальной сфероидальной деформации. В [10] рассуждения, приведенные в [9], использованы для анализа временной эволюции незаряженной капли в однородном внешнем электростатическом поле. В [10] решено нелинейное интегральное уравнение для описания временной эволюции амплитуды сфероидальной деформации, неустойчивой по отношению к индуцированному заряду незаряженной капли электропроводной жидкости. В [12–13] результаты [9] обобщены на случай маловязкой жидкости, когда учет вязкости можно провести на основе введения декремента затухания, пропорционального вязкости жидкости. В [14] оценка характерного времени реализации неустойчивости капли идеальной электропроводной несжимаемой жидкости по отношению к собственному заряду (аналогична полученной в [9]) проведена по качественно иным соображениям, чем в [10–13]: на основе анализа решения для формы нелинейно осциллирующей заряженной капли, полученного во втором порядке малости методом прямого разложения по амплитуде начальной деформации. Кроме того, в [14] показано, что нелинейно осциллирующая заряженная капля совершает осцилляции в окрестности не сферической поверхности, как это было в линейном приближении, а фигуры, близкой к вытянутому сфероиду, степень вытянутости которого увеличивается с приближением величины собственного заряда капли к критическому для реализации неустойчивости значению. Последнее обстоятельство объясняет ранее отмечавшийся в [16–17] факт (подтверждающийся наблюдениями [18–19]), что при нелинейных осцилляциях $\sim P_2(\cos\theta)$ капля больше времени проводит в состоянии вытянутого сфероида, чем в сплюснутом. Это обстоятельство с учетом быстрого затухания высоких мод осцилляций вследствие влияния вязкости может объяснить деление заряженных капель на две части сравнимых размеров [20], наблюдавшееся и в экспериментах [21].

Исследование внутренних нелинейных резонансов. В [22–23] отдельно проанализированы в квадратичном приближении по амплитуде начальной деформации случаи одномодовой (для произвольной в отличие от [16, 24] моды, определяющей деформацию капли в начальный момент времени) и многомодовой (для произвольного конечного набора мод, формирующих деформацию капли в начальный момент времени) начальной деформации равновесной сферической формы заряженной капли. Такое отдельное рассмотрение позволило выяснить некоторые существенные особенности для понимания закономерностей реализации внутреннего нелинейного резонанса. Прежде всего отметим, что в [22–23] в отличие от большинства работ, посвященных анализу нелинейных осцилляций капли, аналитические выражения для образующей нелинейно осциллирующей капли, распределения потенциала поля скоростей и электростатического потенциала приведены полностью, что сделало явно наблюдаемыми особенности резонансного взаимодействия мод, возбужденных в начальный момент, с модами, возбуждающимися за счет нелинейного взаимодействия. Выяснилось, что условия резонансного взаимодействия определяются малыми знаменателями в поправках второго порядка малости, имеющими для многомодовой начальной деформации вид: $\omega_n^2 - (\omega_m \pm \omega_j)^2$. При выполнении соотношения $\omega_n^2 - (\omega_m \pm \omega_j)^2 \approx 0$ знаменатели становятся малыми, а сами квадратичные поправки неограниченно большими, что приводит к нарушению асимптотичности разложения. Именно такое состояние и принято называть резонансным, и речь идет о трехмодовом внутреннем резонансном взаимодействии. В выписанных соотношениях индексы m и j нумеруют моды из спектра мод, определяющих форму начальной деформации капли, а индекс n определяет номер моды, раскачивающейся за счет внутреннего нелинейного резонансного взаимодействия. Иными словами, при многомодовой

начальной деформации капли всякая мода, раскачивающаяся за счет внутреннего нелинейного резонанса во втором порядке малости по амплитуде начальной деформации, черпает энергию двух спектров мод, определяющих начальную деформацию. Среди возможных комбинаций мод из спектра начальной деформации существует и вариант $m = j$, то есть раскачиваемая мода дважды взаимодействует с одной из спектра начальной деформации. В этом случае условие на частоты резонансно-взаимодействующих мод принимает вид: $\omega_n^2 - 2^2 \cdot \omega_m^2 \approx 0$, такое резонансное взаимодействие называется вырожденным (но остается формально трехмодовым). То есть получаем то условие, которое реализуется во втором порядке малости по амплитуде одномодовой начальной деформации капли [22]. Именно такие резонансные ситуации обсуждались в [16, 24]. Для четырехмодового вырожденного резонанса условие на частоты имеет сходный вид: $\omega_n^2 - 3^2 \cdot \omega_m^2 \approx 0$ [25–27].

Интересно отметить, что величина собственного заряда капли при докритической (в смысле линейной) устойчивости его величине слабо влияет на возможность реализации резонансного взаимодействия вследствие малости расстройки частот (по сравнению с точным резонансом), вызванной варьированием величины заряда [28]. Это приводит к тому, что резонансы, реализующиеся в нелинейно осциллирующей капле, определяются в основном спектром мод, обуславливающих начальную деформацию капли. Отклонение величины собственного заряда капли от соответствующего точному положению резонанса приводит лишь к уменьшению амплитуды резонансно-раскачиваемой моды и характерного времени перекачки энергии.

Из условий $\omega_n^2 - 2^2 \cdot \omega_m^2 \approx 0$ или $\omega_n^2 - 3^2 \cdot \omega_m^2 \approx 0$, учитывая, что $\omega_k^2 \equiv k(k-1)(k+2) - W$, где $W \equiv (Q^2/4\pi\sigma R^3)$, несложно найти в аналитическом виде критические значения параметра W , при которых реализуются вырожденные резонансные трех- и четырехмодовые ситуации для n и m мод:

$$W_{n,m} \equiv \frac{n(n-1)(n+2) - j^2 m(m-1)(m+2)}{n(n-1) - j^2 m(m-1)}; \quad j = 2; 3.$$

Интересной особенностью внутренних нелинейных вырожденных трехмодовых резонансов является асимметрия в направлении переноса энергии между резонансно-взаимодействующими модами. Появляющиеся в нелинейных поправках к амплитудам уже во втором порядке малости вследствие нелинейного взаимодействия резонансные множители $\sim [\omega_n^2 - (\omega_m \pm \omega_j)^2]^{-1}$ имеют различный вид в зависимости от того, какая мода определяет начальную деформацию, и могут иметь как резонансный, так и нерезонансный вид [22–23], что и определяет направление переноса энергии. В результате при вырожденных трехмодовых резонансных взаимодействиях энергия может перекачиваться резонансным образом только из мод с малыми k модам с большими номерами. Направление перекачки энергии при вырожденных четырехмодовых взаимодействиях до сих пор никто не исследовал. Следует отметить, что вырожденных четырехмодовых взаимодействий может быть несколько типов в зависимости от того, сколько мод участвует во взаимодействии – две или три, и между какими модами идет взаимодействие: только между модами, определяющими начальную деформацию, или с включением мод, возбуждающихся во втором порядке малости за счет нелинейного взаимодействия.

При трехмодовых взаимодействиях, когда три моды различны, то есть при вторичном комбинационном резонансе, энергия уже может перекачиваться из высоких мод в низкие. Но основная мода в такое взаимодействие не включается: наиболее низкая, которая может раскачиваться за счет резонансной перекачки энергии из высоких мод в трехмодовых вторичных комбинационных резонансах, – третья [29].

При четырехмодовых резонансных взаимодействиях, обнаруживаемых в расчетах третьего порядка малости [25–27, 30], когда четыре взаимодействующих моды различны, энергия уже может перекачиваться и от высоких мод к низким. В частности в [30] подробно исследовался вопрос о возможности раскачки при резонансном взаимодействии основной моды ($n=2$), когда начальная деформация определена высокими модами. Были проанализированы две резонансные ситуации: $n=2, m=17, k=21, j=30, W=0,46$ и $n=2, m=10, k=30, j=32, W=0,98$. Амплитуда основной моды в начальный момент времени равна нулю. Расчеты показали, что амплитуда резонансно-раскачиваемой в четырехмодовых взаимодействиях основной моды, появляющейся уже в первом порядке малости, оказывается весьма малой за счет низких численных коэффициентов и сравнима с амплитудой основной моды, появляющейся в расчетах третьего порядка малости за счет нелинейного взаимодействия в нерезонансной ситуации.

Интерес к раскачке амплитуды основной моды заряженной капли связан с обсуждением в научной литературе возможности зарождения разряда молнии с коронного разряда в окрестности крупной сильно заряженной капли (градины), падающей в грозовом облаке [30–34]. Основным возражением против возможности реализации подобного механизма является то обстоятельство, что величины зарядов на каплях (градинах) в грозовых облаках, регистрируемые при натуральных наблюдениях, заметно меньше тех, при которых обсуждаемый механизм мог бы работать. Одна из возможностей снижения величины заряда капли, необходимого для зажигания интенсивного коронного разряда в ее окрестности, является раскачка амплитуды основной моды осцилляций капли за счет перекачки в нее энергии из возбужденных (например, за счет столкновений с мелкими капельками, концентрация которых в облаке наиболее высока) высоких мод. Проведенный в [22–23, 25–30, 35] анализ показал, что во втором порядке малости энергия не может резонансным образом перекачиваться из высоких мод в низкие; в третьем порядке малости такой перенос имеет место, но весьма не эффективен и не может привести к необходимому увеличению амплитуды основной моды капли. Тем не менее полностью от обсуждаемого механизма инициирования разряда молнии отказываться рано, поскольку согласно [33–34] коронный разряд у поверхности нелинейно осциллирующей капли может зажечься при достаточно большой амплитуде высоких мод осцилляций, когда заряд капли не превышает одной трети от критического в смысле линейной устойчивости.

Электромагнитное излучение от нелинейно осциллирующей заряженной капли. Исследования электромагнитного излучения, связанного с линейными осцилляциями заряженной капли, начались с работы [36] и продолжены в [37–40]. В работах показано, что линейно осциллирующая капля является источником квадрупольного электромагнитного излучения в диапазоне частот от десятков килогерц до десятка мегагерц. Электромагнитное излучение, связанное с линейными осцилляциями заряженных капель в облаке радиусом порядка километра, достаточно интенсивно (интегральная интенсивность излучения измеряется единицами ватт) и может быть источником радиопомех.

В [41–43] показано, что при нелинейных осцилляциях капли, когда в спектре мод, определяющих ее начальную деформацию, содержатся две или несколько мод с последовательными номерами, нелинейным образом возбуждается первая (трансляционная) мода осцилляций капли. Такая капля начинает осциллировать возле положения своего центра масс с амплитудой и частотой, определяющимися модами из спектра начальной деформации, которые привели к возбуждению трансляционной моды. Если жидкость капли электропроводна, то центр масс заряда при нелинейных осцилляциях трансляционной моды не будет совпадать с центром масс, возле которого происходят осцилляции, и капля становится источником дипольного электромагнитного излучения, интенсивность которого увеличивается с ростом электропроводности капли. Электромагнитное излучение будет идти на частотах порядка мегагерц с интенсивностью, измеряемой микроваттами для облака с радиусом порядка километра. Если жидкость диэлектрическая и заряд в ней однородно распределен по объему, то центр масс заряда будет совпадать с центром масс капли, и такая капля не будет источником дипольного излучения.

Акустическое излучение от нелинейно осциллирующей капли. Взаимодействие акустического поля с линейными осцилляциями заряженной капли [44–45] показало, что под действием акустического давления на поверхность капли в ней могут реализоваться как параметрические, так и вынужденные резонансные колебания, которые снижают порог устойчивости капли по отношению к собственному заряду. Линейные осцилляции капли в сжимаемой внешней среде делают ее источником квадрупольного акустического излучения. Капли с характеристиками, характерными для облаков и туманов естественного происхождения, будут излучать в звуковом и ультразвуковом диапазонах частот. Интегральное акустическое излучение из облака дождевых капель объемом 1 кубический километр на частоте порядка килогерца превышает порог слышимости.

Как отмечалось, при нелинейных осцилляциях капли (когда в спектре мод, определяющих начальную деформацию, имеются две с соседними номерами) в ней возбуждается трансляционная мода и осцилляции совершаются в окрестности центра масс, что делает ее при наличии сжимаемой внешней среды источником акустического излучения [42–44, 46]. Дипольное акустическое излучение нелинейно осциллирующей капли будет идти на частоте порядка 10 килогерц, а его интенсивность будет превышать интенсивность квадрупольного акустического излучения, связанного с линейными осцилляциями капли.

В работах [47–49] выявлено, что при нелинейных осцилляциях капли в сжимаемой среде может возникнуть источник монопольного акустического излучения, поскольку во втором порядке малости по амплитуде начальной деформации в ней возбуждаются осцилляции нулевой ($n=0$) моды. Заметим, что при нелинейных расчетах уже второго порядка малости наблюдается возбуждение ну-

левой центрально-симметричной моды, которое обнаружено в [22–23], но его не связали с возможностью генерации звука. Само возбуждение во втором порядке малости нулевой моды является следствием несжимаемости жидкости и пропорционально суперпозиции квадратов амплитуд мод, определяющих начальную деформацию. Монопольное излучение из объема в 1 км^3 , занятого дождевыми каплями, идет на частотах порядка десятка килогерц и по интенсивности превосходит и дипольную, и квадрупольную компоненты интегрального акустического излучения. Это обстоятельство на первый взгляд представляется странным и поэтому тщательно проанализировано в [49].

При анализе [49] выяснилось, что проведенные в [42–48] аналитические оценки интенсивности акустического излучения от осциллирующей капли основаны на двух разложениях по независимым малым параметрам: мультиполям (по обратным степеням безразмерного расстояния от капли до точки наблюдения в так называемой «волновой зоне» излучения $1/kR$, k – волновое число звуковой волны) и отношению амплитуды осцилляций к радиусу капли ξ/R . Для дождевых капель $R \sim 0,01 \text{ см}$, излучающей звук на частоте порядка килогерца, $1/kR \approx 3 \cdot 10^{-4}$, а $\xi/R \sim 0,1$. Монопольная, дипольная и квадрупольная компоненты акустического излучения соответствуют различным степеням малого параметра $1/kR$, а оценки линейной и нелинейной компонент излучения капли соответствуют первой и второй степеням ξ/R . Это обстоятельство и дает ответ на поставленный вопрос.

Нелинейные осцилляции заряженной капли в несжимаемой инерционной диэлектрической среде. В работах [50–52] исследуется влияние на закономерности реализации нелинейных осцилляций заряженной капли внешней диэлектрической среды, моделируемой несжимаемой жидкостью. В расчетах второго порядка малости по амплитуде начальной деформации капли обнаружено, что увеличение отношения плотности среды ρ_* к плотности жидкости капли ρ_0 приводит к увеличению амплитуды наиболее высокой из мод, возбуждающихся за счет нелинейного взаимодействия, независимо от того, какие из мод определяют начальную деформацию. Иными словами, максимум энергии в спектре мод капли в несжимаемой внешней среде, возбуждающихся за счет нелинейного взаимодействия, смещается (по сравнению с каплей, осциллирующей в вакууме) к наиболее высокой моде. С увеличением собственного заряда капли, уменьшением величины коэффициента межфазного натяжения, радиуса капли и диэлектрической проницаемости среды ϵ_* амплитуда основной моды осцилляций растет, что согласно [6] приводит к снижению критических условий реализации неустойчивости капли. В сущности, наличие инерционной внешней среды сказывается на частотах осцилляций капли, приводя к смещению в вакууме положений известных резонансов и появлению значительного количества новых [51]. Положение резонансов в пространстве номеров мод i, j для капли в среде зависит от двух параметров: $W \equiv (Q^2 / 4\pi\sigma R^3 \epsilon_*)$ и $\rho \equiv (\rho_*/\rho_0)$, для капли в вакууме они зависели лишь от W . При $i, j \leq 100$ количество резонансных ситуаций для капли в среде измеряется тысячами, тогда как для капли в вакууме оно измерялось сотнями. Тем не менее расчеты подтвердили вывод [28] о том, что резонансное взаимодействие слабо зависит от величины заряда, соответствующей положениям точных резонансов. Иными словами, все возможные резонансы реализуются в зависимости от спектра возбужденных в начальный момент времени мод независимо от величины заряда капли. В [52] показано, что учет наличия окружающей среды, моделируемой несжимаемой жидкостью, в расчетах третьего порядка малости по величине многомодового начального возбуждения указывает существенное влияние на величину поправок к частотам капиллярных колебаний, приводя к их уменьшению с ростом ρ . Интересно, что поправки имеют резонансный вид: содержат резонансные множители $[\omega_n^2 - (\omega_m \pm \omega_j)^2]^{-1}$. В окрестностях резонансов величины поправок становятся больше. Само наличие нелинейных поправок к частотам приводит к незначительному изменению (направление изменения зависит от знака поправки, который может быть и положительным, и отрицательным по разные стороны резонанса) критического значения собственного заряда капли, при котором она претерпевает неустойчивость.

Влияние на нелинейные осцилляции заряженной капли обтекающего ее потока несжимаемой внешней диэлектрической среды. В работе [53] в нелинейных расчетах второго порядка малости по амплитуде начальной деформации капли показано, что при наличии потока идеальной несжимаемой диэлектрической жидкости, ламинарно обтекающего заряженную идеально проводящую каплю, происходит взаимодействие мод осцилляций как в первом, так и во втором порядке малости. И линейное, и нелинейное взаимодействие мод осцилляций приводит к возбуждению мод, отсутствующих в спектре, определяющем начальную деформацию капли. Следствием указанного взаимодействия является возбуждение мод, отсутствующих в спектре мод, определяющих начальную деформацию капли в обоих порядках малости. Отмечено, что с увеличением скорости потока растут и амплитуды колебаний изначально невозмущенных мод.

Наличие обдувающего каплю потока и взаимодействие мод приводят к снижению критических для реализации неустойчивости капли величин собственного заряда, скорости и плотности внешней среды. Перенос энергии при нелинейном внутреннем резонансном взаимодействии мод осуществляется от изначально возбужденной моды к модам с большими номерами.

Причиной появления линейного по малому параметру (нерезонансного) взаимодействия мод является наличие движения внешней среды. При этом n мода взаимодействует с четырьмя ближайшими: с $(n-2)$, $(n-1)$, $(n+1)$, $(n+2)$. Ранее взаимодействие мод в линейном приближении по малому параметру обнаружено в случае плоской границы раздела несмешивающихся между собой идеальных несжимаемых сред, одна из которых поступательно движется параллельно границе раздела, то есть в ситуации, когда граница раздела способна претерпевать неустойчивость Кельвина-Гельмгольца. В [54–55] показано, что в случае ламинарного обтекания капли потоком идеальной жидкости, она деформируется к сплюснутому сфероиду, а ее поверхность вовлекается в колебательное движение, характерное для неустойчивости. Учет этих обстоятельств представляет интерес, например, для теории горения капель топлива, движущихся относительно среды. Так, в [56] в нелинейных расчетах второго порядка малости рассчитываются поля скоростей жидкости в капле и в окружающей среде, но капля принимается сферической. Очевидно, что сплюснутость реальной формы капли и непрерывного колебательного движения ее поверхности необходимо учитывать.

С увеличением скорости обтекающего каплю потока и отношения плотностей среды жидкости капли интенсивность как линейного, так и нелинейного взаимодействия увеличивается.

Влияние деформации равновесной сферической формы заряженной капли на закономерности ее осцилляций и устойчивость. Искажение равновесной сферической формы капли во внешних силовых полях (электрическом, акустическом, аэродинамическом или поле центробежных сил) должно привести к изменению характеристик осцилляций. Наиболее типичным внешним силовым полем, представляющим наибольший интерес как для технических, так и академических (геофизических) приложений, является электростатическое поле, в котором капля принимает форму, близкую к вытянутому сфероиду. К сожалению, все работы по расчету осцилляций сфероидальных (незаряженных и заряженных капель в однородном внешнем электростатическом поле) капель выполнены лишь в линейном приближении по амплитуде осцилляций (см., например, [57–63] и указанную литературу). Причина такого положения дел – в громоздкости уже линейной по амплитуде осцилляций задачи, содержащей два независимых малых параметра: степень сфероидальности (например, эксцентриситет сфероида, или величина безразмерной напряженности электростатического поля, в котором находится капля) и безразмерную амплитуду осцилляций. Все решение заключено в сферической системе координат в виде разложений по сферическим функциям (использование в расчетах сфероидальных координат и собственных функций ввиду их малой наглядности и громоздкости ограничивается расчетом давления электрического поля на поверхность сфероидальной капли с последующим разложением по эксцентриситету). Отклонение поверхности сфероида от равновеликой по объему сферы может рассматриваться в качестве малой стационарной деформации сферы. Безразмерным параметром, характеризующим такое отклонение, является эксцентриситет капли e . Отношение амплитуды капиллярных осцилляций сфероидальной капли ξ к радиусу равновеликой сферы R образует второй малый параметр $\varepsilon \equiv \xi/R$. Расчеты первого порядка малости по амплитуде осцилляций в реальности выполняются во втором порядке малости по эксцентриситету e (по величине безразмерной напряженности электростатического поля) и в первом порядке по безразмерной амплитуде ε [57–63]. Иными словами, вся задача при учете разложений по обоим безразмерным параметрам оказывается нелинейной, поскольку все решение выписывается с сохранением слагаемых $\sim \varepsilon \cdot e^2$. В асимптотических расчетах, проводимых с использованием нескольких малых параметров, следует четко определять порядки малости используемых параметров по отношению друг к другу. Так, если в рассматриваемой задаче принять, что $\varepsilon \sim e^2$, как это было сделано в [57–58, 61], то при проведении расчетов в приближении $\sim \varepsilon \cdot e^2$ следует учитывать также слагаемые $\sim e^2$ и $\sim e^4$, чего в [57–58, 61] не сделано. Если же принять, что e^2 много больше ε , как это сделано в [15, 59–60, 62–63], то расчеты порядка $\varepsilon \cdot e^2$ не требуют учета слагаемых $\sim e^2$. Следует, однако, отметить, что в [15, 57–63] цель проведенных исследований – отыскание и анализ дисперсионных уравнений сфероидальных капель, а не исследование временной эволюции начальной деформации, что характерно для нелинейных задач.

Основной результат наблюдений, проведенных в линейном по амплитуде осцилляций и квадратичном по эксцентриситету e капли ($\sim \varepsilon \cdot e^2$ при условии $e^2 \gg \varepsilon$), сводится к получению дисперсионного уравнения для трехмерных осцилляций вытянутой сфероидальной капли в виде [59]:

$$\omega^2 = -\{n(n-1)(n+2)\alpha_n - 3e^2[n^3 + (2n-1)(n+2)\alpha_n]k_n^m\};$$

$$\alpha_n \equiv \left(1 - \frac{W}{(n+2)}\right); \quad W \equiv \frac{Q^2}{4\pi R^3 \sigma}; \quad k_n^m \equiv \frac{[n(n+1) - 3m^2]}{3(2n-1)(2n+3)}.$$

В данных выражениях n – номер моды, m – азимутальное собственное число. Из дисперсионного уравнения видно, что частоты осцилляций всех мод сфероидальной капли снижаются с увеличением эксцентриситета e . Приравнявая квадрат частоты нулю, несложно найти критическое значение параметра W , при котором капля претерпевает неустойчивость по отношению к неосесимметричным осцилляциям, в зависимости от собственных чисел n и m и величины эксцентриситета капли:

$$W = (n+2) \left[1 - e^2 \frac{3n^2 k_n^m}{(n-1)(n+2)}\right].$$

При $n=2$ и $m=0$ легко получается выражение для критического значения параметра W для основной моды осесимметричных осцилляций, определяющего устойчивость всей капли:

$$W = 4 \left[1 - \frac{2}{7} e^2\right].$$

Согласно [62] для капли, имеющей форму сплюснутого сфероида, все записанные выражения остаются справедливыми, если при квадрате эксцентриситета поменять знак. В частности, критическое значение параметра W для сплюснутой сфероидальной капли примет вид

$$W = (n+2) \left[1 + e^2 \frac{[n(n+1) - 3m^2]n^2}{(n-1)(n+2)(2n-1)(2n+3)}\right].$$

Из выражения видно, что сплюснутая заряженная сфероидальная капля устойчива по отношению к осесимметричным виртуальным возмущениям и неосесимметричным с азимутальным собственным числом, удовлетворяющим условию $m^2 \leq (n(n+1)/3)$. При выполнении противоположного условия $m^2 > (n(n+1)/3)$ неосесимметричные моды с такими азимутальными числами неустойчивы. Например, сплюснутая заряженная сфероидальная капля неустойчива по отношению к виртуальным деформациям $\sim P_2^2, P_3^3$ и т.д.

В [63] в приближении $\sim \varepsilon \cdot e^2$ (при $e^2 \gg \varepsilon$) рассчитан спектр осцилляций вытянутой сфероидальной капли вязкой жидкости с учетом эффекта релаксации электрического заряда (с учетом конечности скорости выравнивания потенциала вдоль поверхности капли при ее осцилляциях). Показано, что конечность скорости перераспределения заряда приводит к снижению инкрементов неустойчивости различных мод сильно заряженной капли маловязкой жидкости. С увеличением эксцентриситета капли величина абсолютного изменения инкремента, вызванного конечностью скорости перераспределения заряда, снижается. Для капель сильновязких жидкостей отмечается другая тенденция: механические напряжения, возникающие при перераспределении заряда по поверхности хорошо проводящих жидкостей, характеризуются весьма малыми характерными релаксационными временами и в сильновязких жидкостях эффективно гасятся, лишь в малой степени реализуясь в изменении величин инкрементов.

В [64] в приближении $\sim \varepsilon \cdot e^2$ (при $e^2 \gg \varepsilon$) получено дисперсионное уравнение для капиллярных осцилляций полусфероидального выступа на плоской поверхности проводящей жидкости в однородном электростатическом поле, параллельном оси симметрии выступа. Таким выступом моделируется конус Тейлора, образующийся на финальной стадии реализации неустойчивости Тонкса–Френкеля (неустойчивости плоской поверхности идеально проводящей идеальной несжимаемой жидкости, граничащей с вакуумом, по отношению к однородно распределенному поверхностному электрическому заряду). Особенностью задачи является то обстоятельство, что на полусферической поверхности, в окрестности которой ведется разложение, бесконечный набор взаимно ортогональных собственных функций образует не полный набор сферических функций, а лишь сферические функции с нечетными номерами. Проанализирована устойчивость по отношению к поверхностному заряду выступов в виде сплюснутых и вытянутых сфероидов. Показано, что с ростом амплитуды выступа при неизменной площади основания (в рамках модели полусфероидального выступа) критические условия наступления неустойчивости снижаются.

Сказанное в этом разделе относится и к несфероидальным искажениям равновесной формы капли в электромагнитном подвесе [65]: расчеты спектра осцилляций проводятся в приближении $\varepsilon \cdot \beta$, где β – малый безразмерный параметр, характеризующий равновесную деформацию капли в магнитном поле, ε – безразмерная амплитуда осцилляций.

В этом разделе следует упомянуть осцилляции капель в акустических подвесах [66–72]. Чтобы удержать каплю в акустическом подвесе в поле сил тяжести, давление акустического поля на каплю в направлении, противоположном силе тяжести, должно быть достаточно большим. Большое акустическое давление на каплю снизу приводит к ее деформации (к уплощению вдоль поля сил тяжести [66–72]), а все теоретические расчеты осцилляций капель в таких подвесах выполняются во втором порядке по амплитуде акустической волны [66, 68–70, 72]. Влияние деформации капли на сдвиг частот ее осцилляций рассматривалось в теоретических работах [66, 68–70] в приближении $\epsilon\beta$ и весьма аккуратно в экспериментальной работе [71]. В теоретических [67–69] и экспериментальной [71] работах правильно указывается на снижение частоты осцилляций капли с увеличением деформации, тогда как в [68] в ошибочных расчетах получен обратный эффект.

Отдельно следует упомянуть экспериментальную работу [71], в которой капля использовалась в акустических и в электростатических подвесах и на основе аккуратно выполненных экспериментов выяснены нелинейные особенности осцилляций капли: зависимость частоты осцилляций от их амплитуды; от степени деформации в подвесе; от наличия внешнего электростатического или переменного электрического поля; нелинейное резонансное взаимодействие мод; особенности возбуждения субгармонического резонанса в переменном электрическом поле, а также наличие гистерезиса при резонансных осцилляциях большой амплитуды. В экспериментальной работе [67] использовался гибридный электростатически акустический подвес, в котором можно подвешивать крупные (до 4 мм диаметром) заряженные капли сферической формы и с помощью переменного акустического поля возбуждать в них осцилляции различных мод большой амплитуды.

О влиянии вязкости на нелинейные осцилляции капель. К сожалению, в строгой постановке задача о расчете нелинейных осцилляций капли вязкой жидкости пока не решена, хотя такие попытки предпринимаются [73]. Гипотетические оценки возможного влияния вязкости на нелинейные осцилляции капель в рамках представлений о пограничных слоях проводились во многих работах, посвященных анализу нелинейных осцилляций капель идеальной жидкости (см., например, [16, 24, 74–77]). Проблема лишь в том, что теории пограничных слоев для свободной криволинейной поверхности жидкости до сих пор не существует, а переносить на свободную поверхность представления о пограничных слоях вблизи твердой стенки нельзя. Результаты численных анализов [78–79] нелинейных осцилляций капель вязких жидкостей не вызывают доверия, поскольку основаны на вариационных принципах, применимость которых к задачам обсуждаемого типа нуждается в дополнительном исследовании. Тем не менее определенные шаги в исследовании нелинейных осцилляций капель вязких жидкостей делаются.

В работах [80–81] в линейном приближении по амплитуде начальной деформации найдены решения начальных краевых задач о линейных осцилляциях капель вязких жидкостей. Акцентируется внимание потому, что в них фактически содержится первая (линейная) часть решения нелинейной задачи. Разница в классическом подходе к решению линейных и нелинейных задач сводится к получению дисперсионного уравнения и его последующего анализа (начальные условия для этого не нужны), нелинейные же задачи – это начальные условия, и цель решения нелинейной задачи – проследить за временной эволюцией начальных условий (начальной деформации капли). Работы [80–81] хоть и выполнены в линейном приближении, но содержат решение задач о линейных осцилляциях капель вязких жидкостей с начальными условиями, где прослеживается временная эволюция начальной деформации капли. Остается найти решение следующего приближения. Проблема состоит в непреодоленной на настоящий момент громоздкости формулировки и решения нелинейной стадии задачи: уже во втором приближении функции неоднородности, представляющиеся тройными произведениями рядов по модифицированным сферическим цилиндрическим функциям, появляющиеся в формулировке задачи во втором порядке малости, не удастся разложить по ортогональным наборам собственных функций [73].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 03–01–00760 и гранта президента РФ № МК 2946.2004.01.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Feng Z.C., Leal L.G.* On energy transfer in resonant bubble oscillations // *Phys. Fluids*. 1993. V. A5. № 4. P. 826–836.
2. *Yang S.M., Feng Z.C., Leal L.G.* Nonlinear effects in dynamics of shape and volume oscillation for gas bubble in an external flow // *J. Fluid Mech.* 1993. V. 247. P. 417–454.
3. *Feng Z.C., Leal L.G.* Bifurcation and chaos in shape and volume oscillations of a periodically driven bubble with two-to-one internal resonance // *J. Fluid Mech.* 1994. V. 266. P. 209–242.

4. *Feng Z.C., Leal L.G.* Translational instability of a bubble undergoing oscillations // *Phys. Fluids*. 1995. V.7. № 6. P. 1325–1336.
5. *Feng Z.C., Su Y.H.* Numerical simulation of the translational and shape oscillations of a liquid drop in an acoustic field // *Phys. Fluids*. 1997. V. 9. № 3. P. 519–529.
6. *Feng Z.C.* Instability caused by the coupling between non-resonant shape oscillation modes of a charged conducting drop // *J. Fluid Mech.* 1997. V. 333. P. 1–21.
7. *Longuet – Higgins M.S.* Resonance in nonlinear bubble oscillations // *J. Fluid Mech.* 1991 V. 224. P. 531–549.
8. *Ffowcs-Williams J.E., Guo Y.P.* On resonant nonlinear bubble oscillations // *J. Fluid Mech.* 1991. V. 224. P. 507–529.
9. *Tsamopolous J.A., Akylas T.R., Brown R.A.* Dynamics of charged drop break-up // *Proc. R. Soc., London*, 1985. V.A401. P. 67–88.
10. *Ширяева С.О., Григорьев А.И., Григорьева И.Д.* Характерное время развития неустойчивости сильно заряженной капли // *ЖТФ*. 1995. Т. 65. Вып. 9. С. 39–45.
11. *Григорьев А.И.* Об инкременте неустойчивости незаряженной капли в однородном электростатическом поле // *Письма в ЖТФ*. 1998. Т. 24. Вып. 24. С. 36–40.
12. *Ширяева С.О.* Характерное время развития неустойчивости сильно заряженной маловязкой капли // *Письма в ЖТФ*. 2000. Т. 26. Вып. 4. С. 5–8.
13. *Ширяева С.О.* О влиянии вязкости на характерное время развития неустойчивости заряженной капли // *ЖТФ*. 2000. Т. 70. Вып. 9. С. 30–36.
14. *Белоножко Д.Ф., Григорьев А.И.* Нелинейные капиллярные колебания заряженной капли // *ЖТФ*. 2000. Т. 70. Вып. 8. С. 45–52.
15. *Григорьев А.И.* О механизме неустойчивости заряженной проводящей капли // *ЖТФ*. 1985. Вып.7. С. 1272–1278.
16. *Tsamopolous J.A., Brown R.A.* Nonlinear oscillations of inviscid drops and bubbles // *J. Fluid Mech.* 1983. V. 127. P. 519–537.
17. *Foote G.B.* A numerical method for studying simple drop behavior: simple oscillation // *J. Comp. Phys.* 1973. V. 11. P. 507–530.
18. *Trinch E., Wang T.G.* Large amplitude free and driven drop-shape oscillations: experimental observations // *J. Fluid Mech.* 1982. V. 122. P. 315–338.
19. *Beard K.V.* Oscillation model for predicting raindrop axis and backscattering ratios// *Radio Sci.* 1984. V.19. № 1. P. 67–74.
20. *Ширяева С.О., Григорьев А.И., Белоножко Д.Ф.* О делении на две части сильно заряженной капли при нелинейных колебаниях // *ПЖТФ* 2000. Т. 26. Вып. 19. С. 16–23.
21. *Inculet I.I., Floryan J.M., Haywood R.J.* Dynamic of water droplets in electric fields // *IEEE Transactions on Ind. Appl.* 1989. V. 25. № 5. P. 1203–1209.
22. *Ширяева С.О.* Нелинейные капиллярные колебания и устойчивость сильно заряженной капли при одномодовой начальной деформации большой амплитуды // *ЖТФ*. 2001. Т. 71. Вып. 2. С. 27–35.
23. *Ширяева С.О.* Нелинейные осцилляции заряженной капли при многомодовой начальной деформации равновесной формы // *Изв. РАН. МЖГ*. 2001. № 3. С. 173–184.
24. *Tsamopolous J.A., Brown R.A.* Resonant oscillations of inviscid charged drops // *J. Fluid Mech.* 1984. V. 147. P. 373–395.
25. *Жаров А.Н., Григорьев А.И., Ширяева С.О.* О внутреннем нелинейном четырехмодовом взаимодействии капиллярных осцилляций заряженной капли // *Письма в ЖТФ*. 2003. Т. 29. Вып. 9. С. 75–82.
26. *Жаров А.Н., Ширяева С.О., Григорьев А.И.* О нелинейных осцилляциях заряженной капли в третьем порядке малости по амплитуде одномодового начального возбуждения // *ЖТФ*. 2003. Т.73. Вып. 6. С.36–45.
27. *Жаров А.Н., Ширяева С.О., Григорьев А.И.* Нелинейные колебания заряженной капли в третьем порядке малости по амплитуде многомодовой начальной деформации // *ЖТФ*. 2003. Т. 73. Вып. 12. С. 9–19.
28. *Ширяева С.О.* О влиянии собственного заряда нелинейно осциллирующей капли на внутреннее резонансное взаимодействие мод // *Письма в ЖТФ*. 2003. Т. 29. Вып. 17. С. 28–35.
29. *Ширяева С.О., Белоножко Д.Ф., Григорьев А.И.* Об условиях реализации внутреннего нелинейного резонанса при осцилляциях заряженной капли // *Письма в ЖТФ*. 2002. Т. 28. Вып. 22. С. 45–51.
30. *Ширяева С.О., Жаров А.Н., Григорьев А.И.* О некоторых особенностях нелинейного резонансного четырехмодового взаимодействия капиллярных осцилляций заряженной капли // *ЖТФ*. 2004. Т. 74. Вып. 1. С. 10–20.

31. Дьячук В.А., Мучник В.М. Коронный разряд с обводненной градины, основной механизм инициации молнии // ДАН СССР. 1979. Т. 248. № 1. С. 60–63.
32. Grigor'ev A.I., Shiryayeva S.O. The possible physical mechanism of initiation and growth of lightning // Physica Scripta. 1996. V. 54. P. 660–666.
33. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Волкова М.В. О напряженности электростатического поля в окрестности нелинейно осциллирующей заряженной капли // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 11. С. 31–36.
34. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Волкова М.В., Филиппова Е.О. О возможности зажигания коронного разряда в окрестности нелинейно осциллирующей слабо заряженной капли // Электронная обработка материалов. 2003. № 6. С. 19–24.
35. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Белоношко Д.Ф. О росте амплитуды осцилляций основной моды заряженной капли при внутреннем нелинейном резонансе // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 6. С. 69–75.
36. Калечиц В.И., Нахутин И.Е., Полуэктов П.П. О возможном механизме радиоизлучения конвективных облаков // ДАН СССР. 1982. Т. 262. № 6. С. 1344–1347.
37. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Голованов А.С., Рыбакова М.В. Электромагнитное излучение заряженной капли // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 1. С. 8–14.
38. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Голованов А.С. Влияние релаксации заряда на электромагнитное излучение осциллирующей заряженной вязкой капли // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28. Вып. 2. С. 6–11.
39. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Коромыслов В.А. Капиллярные осцилляции излучающей заряженной вязкой капли конечной проводимости // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 6. С. 19–27.
40. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Электромагнитное излучение осциллирующей заряженной вязкой капли конечной проводимости // Изв. РАН. МЖГ. 2002. № 5. С. 74–80.
41. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Белоношко Д.Ф., Голованов А.С. Электромагнитное излучение нелинейно осциллирующей заряженной капли // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 20. С. 65–71.
42. Ширяева С.О. Нелинейные капиллярные колебания объемно заряженной диэлектрической капли // Изв. РАН. МЖГ. 2003. № 1. С. 104–113.
43. Ширяева С.О., Григорьев А.И., Коромыслов В.А., Жаров А.Н. О расчете амплитуды трансляционной моды при нелинейных осцилляциях капли во внешней среде // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 9. С. 60–63.
44. Григорьев А.И., Гаибов А.Р. Об излучении звука при осцилляциях заряженной капли // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 11. С. 6–11.
45. Григорьев А.И., Гаибов А.Р., Ширяева С.О. О взаимодействии заряженной капли с внешним акустическим полем // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 3. С. 17–23.
46. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Гаибов А.Р., Белоношко Д.Ф. Акустическое излучение нелинейно колеблющейся заряженной капли // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 22. С. 7–13.
47. Гаибов А.Р., Ширяева С.О., Григорьев А.И., Белоношко Д.Ф. Центральное-симметричное акустическое излучение нелинейно осциллирующей заряженной капли // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 4. С. 22–27.
48. Гаибов А.Р., Григорьев А.И. Об акустическом излучении нелинейно колеблющейся заряженной капли // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 7. С. 13–20.
49. Гаибов А.Р., Григорьев А.И. О некоторых особенностях акустического излучения капли, связанного с ее нелинейными осцилляциями // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 10. С. 23–28.
50. Коромыслов В.А., Ширяева С.О., Григорьев А.И. Нелинейные капиллярные колебания заряженной капли в диэлектрической среде при одномодовой начальной деформации формы // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 9. С. 44–51.
51. Волкова М.В., Григорьев А.И., Коромыслов В.А., Ширяева С.О. О резонансном взаимодействии нелинейных осцилляций заряженной капли, находящейся во внешней диэлектрической среде // Электронная обработка материалов. 2003. № 5. С. 24–31.
52. Жаров А.Н., Ширяева С.О., Григорьев А.И. О нелинейных поправках к частотам осцилляций заряженной капли в несжимаемой внешней среде // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 7. С. 19–26.
53. Коромыслов В.А., Ширяева С.О., Григорьев А.И. Нелинейные осцилляции и устойчивость заряженной капли, движущейся относительно диэлектрической среды // ЖТФ. 2004. Т. 74. Вып. 9. С. 23–31.
54. Григорьев А.И., Коромыслов В.А., Ширяева С.О. Неустойчивость заряженной сферической капли, движущейся относительно среды // ЖТФ. 1999. Т. 69. Вып. 5. С. 7–14.
55. Григорьев А.И., Коромыслов В.А., Ширяева С.О. Неустойчивость заряженной сферической вязкой капли, движущейся относительно среды // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 7. С. 26–34.

56. *Jog M.A., Ayyaswamy P.S., Cohen I.M.* Evaporation and combustion of slowly moving liquid fuel droplet: higher-order theory // *J. Fluid Mech.* 1996. V. 307. P. 135–165.
57. *Feng Z.C.* A method of multiple-parameter perturbations with an application to drop oscillations in an electric field // *Quart. Appl. Math.* 1990. V. 47. № 3. P. 555–567.
58. *Feng Z.C., Beard K.V.* Small-amplitude oscillation of electrostatically levitated drops. // *Proc. R. Soc., London.* 1990. V.430. P.133–150.
59. *Ширяева С.О.* О спектре капиллярных движений жидкости в заряженной сфероидальной капле // *Письма в ЖТФ.* 1996. Т. 22. Вып. 4. С. 84–88.
60. *Ширяева С.О.* Об устойчивости капиллярных колебаний слабо сфероидальной заряженной капли // *ЖТФ.* 1996. Т. 66. Вып. 9. С. 12–20.
61. *Feng Z.C., Beard K.V.* Three-dimensional oscillation characteristics of electrostatically levitated drops // *J. Fluid Mech.* 1991. V. 227. P. 429–447.
62. *Григорьев А.И., Ширяева С.О.* Критические условия неустойчивости сплюснутой сфероидальной сильно заряженной капли // *ЖТФ.* 1999. Т. 69. Вып. 7. С. 10–14.
63. *Ширяева С.О.* Влияние релаксации заряда на капиллярные колебания вязкой заряженной сфероидальной капли // *ЖТФ.* 1999. Т. 66. Вып. 8. С. 28–36.
64. *Ширяева С.О., Григорьев А.И., Белоножко Д.Ф.* О некоторых особенностях реализации неустойчивости плоской заряженной поверхности жидкости // *ЖТФ.* 1999. Т. 66. Вып. 7. С. 15–22.
65. *Bratz A., Egly I.* Surface oscillations of electromagnetically levitated viscous metal droplets // *J. Fluid Mech.* 1995. V. 298. P. 341–359.
66. *Marston Ph. L.* Shape oscillation and static deformation of drops and bubbles driven by modulated radiation stresses. Theory // *J. Acoust. Soc. Am.* 1980. V. 67. № 1. P. 15–26.
67. *Won-Kyu Rhim, Sang Kun Chung, Hyson M.T., Trinch E.H., Elleman D.D.* Large charged drop levitation against gravity // *IEEE Transaction on Industry Applications.* 1987. V.IA-23. № 6. P. 975–979.
68. *Suryanarayana P.V.R., Bayazitoglu Y.* Effect of static deformation and external forces on the oscillations of levitated droplets // *Phys. Fluids.* 1991. V.3. № 5. P. 967–977.
69. *Lee C.P., Anilcumar A.V., Wang T.G.* Static shape and stability of acoustically levitated liquid drop // *Phys. Fluids.* 1991. V.3. № 11. P. 2497–2515.
70. *Tao Shi, Apfel R.E.* Oscillations of a deformed liquid drop in an acoustic field // *Phys. Fluids.* 1995. V.7. № 7. P. 1545–1552.
71. *Trinch E.H., Holt R.G., Thiessen D.B.* The dynamics of ultrasonically levitated drops in an electric field // *Phys. Fluids.* 1996. V.8. № 1. P. 43–61.
72. *Yarin A.L., Brenn G., Kastner O. et al.* Evaporation of acoustically levitated droplets // *J. Fluid Mech.* 1999. V. 399. P. 151–204.
73. *Ширяева С.О., Белоножко Д.Ф., Световой В.Б., Григорьев А.И.* Формулировка задач об аналитическом расчете нелинейных движений вязкой жидкости со свободной поверхностью. Препринт №31. ИМИ РАН. Ярославль, 2001.
74. *Natarajan R., Brown R.A.* Quadratic resonance in the three-dimensional oscillation of inviscid drops with surface tension // *Phys. Fluids.* 1986. V. 29. № 9. P. 2788–2797.
75. *Natarajan R., Brown R.A.* Third-order resonance effects and the nonlinear stability of drops oscillations // *J. Fluid Mech.* 1987. V. 183. P. 95–121.
76. *Natarajan R., Brown R.A.* The role of three-dimensional shapes in the break-up charged drops // *Proc. R. Soc. London,* 1987. V.A410. P. 209–227.
77. *Pelekasis N.A., Tsamopolous J.A., Manolis G.D.* Equilibrium shape and stability of charged and conducting drops // *Phys. Fluids.* 1990. V.A2. № 8. P. 1328–1340.
78. *Basaran O.A.* Nonlinear oscillations of viscous drops // *J. Fluid Mech.* 1992. V. 241. P. 169–198.
79. *Becker E., Hiller W.J., Kowalewski T.A.* Nonlinear dynamics of viscous droplets // *J. Fluid Mech.* 1994. V. 258. P. 191–216.
80. *Prosperetti A.* Viscous effects on perturbed spherical flow // *Quarterly of Applied Mathematics.* 1977. V.35. P. 339–352.
81. *Prosperetti A.* Free oscillations of drops and bubbles: the initial-value problem // *J. Fluid Mech.* 1980. V.100. P. 333–347.

Поступила 22.09.04

Summary

Review of scientific publications on the nonlinear oscillations of charged drops is presented. The peculiarities: of nonlinear internal resonance interaction of oscillation modes; of electromagnetic and acoustic waves radiation; role of liquids viscosity; role of drop deformation in external force fields are discussed.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ЗАРЯЖЕННОЙ КАПЛИ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ

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

Путем прямого разложения по амплитуде многомодовой начальной деформации равновесной сферической формы капли во втором порядке малости найдена форма образующей нелинейно осесимметрично осциллирующей заряженной капли вязкой несжимаемой электропроводной жидкости. Показано, что форма капли как функция времени представлена бесконечным рядом по корням дисперсионного уравнения и конечной суммой по номерам изначально возбужденных мод. Рассмотрен предельный переход к идеальной жидкости.

1. Исследование капиллярных осцилляций и устойчивости заряженной капли несжимаемой жидкости представляет интерес в связи с многочисленными академическими, техническими и технологическими приложениями [1–3], в связи с чем такая задача неоднократно решалась как в линейной, так и в нелинейной постановке. Однако задача аналитического расчета нелинейных осцилляций заряженной капли до сих пор решалась лишь в приближении идеальной жидкости [4–9], нелинейные анализы осцилляций вязких капель до сих пор выполняются лишь численными методами [10–11]. Попытка аналитического асимптотического расчета нелинейных осцилляций капли с произвольной вязкостью, предпринятая в [12], привела к весьма громоздким выражениям на финальной стадии анализа и трудностям чисто математического плана. Представляется, однако, что согласно анализу [13] отмеченные в [12] трудности удастся обойти. В работе задача о капиллярных колебаниях вязкой заряженной капли решена строго во втором порядке малости по амплитуде начального искажения ее формы и совершен предельный переход к идеальной жидкости.

2. Пусть имеется сферическая капля радиуса r_0 идеально проводящей несжимаемой вязкой жидкости с плотностью ρ , кинематической вязкостью ν , коэффициентом поверхностного натяжения σ , имеющая электрический заряд Q . Поле скоростей течения жидкости в капле обозначим $\vec{U}(r, \vartheta, t)$, поле давлений – $P(r, \vartheta, t)$, потенциалы электрического поля в окрестности капли и на ее поверхности обозначим $\phi(r, \vartheta, t)$ и $\phi_s(t)$ соответственно. Уравнение поверхности капли, совершающей осесимметричные колебания в любой момент времени t , запишем в сферической системе координат r, ϑ, φ в виде

$$F(r, \vartheta, t) \equiv r - r_0 - \xi(\vartheta, t) = 0; \quad (1)$$

с начальным условием

$$t = 0: \quad \xi = \varepsilon \sum_{m \in \Omega} h_m P_m(\mu); \quad \mu \equiv \cos(\vartheta), \quad (2)$$

где ε – малый параметр, характеризующий амплитуду начального возмущения; $P_m(\mu)$ – полином Лежандра порядка m ; Ω – множество индексов изначально возбужденных мод, суперпозиция которых определяет начальную деформацию равновесной сферической формы капли; h_m – константы, учитывающие парциальный вклад m -й моды в формирование начальной деформации капли $\sum_{m \in \Omega} h_m = 1$.

Математическая формулировка задачи о расчете нелинейных осесимметричных капиллярных колебаний заряженной капли вязкой несжимаемой электропроводной жидкости, форма которой в начальный момент времени определяется (1)–(2), состоит из:

уравнения Навье–Стокса

$$\partial_t \bar{U} + (\bar{U} \cdot \nabla) \bar{U} = -\frac{1}{\rho} \text{grad} p + \nu \Delta \bar{U};$$

уравнения неразрывности

$$\text{div} \bar{U} = 0;$$

начального условия для поля скоростей и условия ограниченности поля скоростей в центре капли

$$\begin{aligned} t = 0: & \quad \bar{U} = 0; \\ r \rightarrow 0: & \quad \bar{U} < \infty; \end{aligned}$$

уравнения Лапласа для электрического потенциала (принимается, что если гидродинамические скорости много меньше скорости передачи электродинамических сигналов, то уравнения Максвелла для электрического потенциала сводятся к уравнению Лапласа):

$$\Delta \phi = 0;$$

условия ограниченности напряженности электрического поля собственного заряда капли на бесконечности

$$r \rightarrow +\infty: \quad \nabla \phi \rightarrow 0;$$

условия эквипотенциальности поверхности капли

$$r = r_0 + \xi(\vartheta, t): \quad \phi = \phi_s(t);$$

условия постоянства ее полного заряда и объема

$$\begin{aligned} \int_S \vec{n} \cdot \nabla \phi \, dS &= -4\pi Q; \quad S = \{r, \vartheta, \varphi \mid r = r_0 + \xi; 0 \leq \vartheta \leq \pi; 0 \leq \varphi \leq 2\pi\}; \\ \int_V r^2 \sin \vartheta \, dr \, d\vartheta \, d\varphi &= \frac{4\pi}{3} r_0^3; \quad V = \{r, \vartheta, \varphi \mid 0 \leq r \leq r_0 + \xi; 0 \leq \vartheta \leq \pi; 0 \leq \varphi \leq 2\pi\}; \end{aligned}$$

условия неподвижности центра масс

$$\int_V \vec{r} \cdot r^2 \sin \vartheta \, dr \, d\vartheta \, d\varphi = 0;$$

кинематического и динамических граничных условий на свободной поверхности капли

$$\begin{aligned} r = r_0 + \xi(\vartheta, t): \quad \partial_t F + (\bar{U} \cdot \nabla) F &= 0; \\ \vec{\tau} \cdot (\vec{n} \cdot \nabla) \bar{U} + \vec{n} \cdot (\vec{\tau} \cdot \nabla) \bar{U} &= 0; \\ -p + 2\rho\nu \vec{n} \cdot (\vec{n} \cdot \nabla) \bar{U} - p_Q + p_\sigma &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Символ ∂_t означает частную производную по переменной t ; $\vec{\tau}$ и \vec{n} – орты касательной и внешней нормали к свободной поверхности капли, определяемой соотношением (1); p_σ и p_Q – давления сил поверхностного натяжения и электрического поля собственного заряда, определяющиеся выражениями:

$$p_Q = \frac{1}{8\pi} (\nabla \phi)^2, \quad p_\sigma = \sigma (\text{div} \vec{n}).$$

3. Выписанная система уравнений является нелинейной, и ее решение будем искать методом прямого разложения по малому параметру ε , для чего все искомые величины задачи представим в виде рядов по ε :

$$\begin{aligned} \xi(\vartheta, t) &= \varepsilon \xi^{(1)}(\vartheta, t) + \varepsilon^2 \xi^{(2)}(\vartheta, t) + O(\varepsilon^3); \\ \bar{U}(r, \vartheta, t) &= \varepsilon U_r^{(1)}(r, \vartheta, t) \vec{e}_r + \varepsilon^2 U_r^{(2)}(r, \vartheta, t) \vec{e}_r + \\ &+ \varepsilon U_\vartheta^{(1)}(r, \vartheta, t) \vec{e}_\vartheta + \varepsilon^2 U_\vartheta^{(2)}(r, \vartheta, t) \vec{e}_\vartheta + O(\varepsilon^3); \\ p(r, \vartheta, t) &= p^{(0)}(r, \vartheta, t) + \varepsilon p^{(1)}(r, \vartheta, t) + \varepsilon^2 p^{(2)}(r, \vartheta, t) + O(\varepsilon^3); \\ \phi(r, \vartheta, t) &= \phi^{(0)}(r, t) + \varepsilon \phi^{(1)}(r, \vartheta, t) + \varepsilon^2 \phi^{(2)}(r, \vartheta, t) + O(\varepsilon^3); \end{aligned}$$

$$\phi_S(t) = \phi_S^{(0)}(t) + \varepsilon \phi_S^{(1)}(t) + \varepsilon^2 \phi_S^{(2)}(t) + O(\varepsilon^3), \quad (4)$$

где $\vec{e}_r, \vec{e}_\vartheta$ – орты сферической системы координат.

Подставляя данные разложения в выписанную систему уравнений и приравнивая коэффициенты при различных степенях малого параметра ε , разделим исходную нелинейную задачу на совокупность связанных между собой линейных неоднородных задач.

За. В нулевом порядке малости получим задачу:

$$\begin{aligned} \Delta \phi^{(0)} &= 0; \\ r \rightarrow +\infty: \quad \nabla \phi^{(0)} &\rightarrow 0; \\ r = r_0: \quad \phi^{(0)} &= \phi_S^{(0)}(t); \\ \int_{-1}^1 r_0^2 \partial_r \phi^{(0)} d(\cos \vartheta) &= -2Q; \\ -p^{(0)} - p_\varrho^{(0)} + p_\sigma^{(0)} &= 0, \end{aligned}$$

решение которой имеет вид

$$\phi^{(0)} = \frac{Q}{r}; \quad \phi_S^{(0)} = \frac{Q}{r_0}; \quad p^{(0)} + \frac{Q^2}{8\pi r_0^4} = \frac{2\sigma}{r_0}. \quad (5)$$

Зб. Выделяя слагаемые, содержащие малый параметр в первой степени, выделим задачу первого порядка малости

$$\begin{aligned} \partial_t U_r^{(1)} &= -\frac{1}{\rho} \partial_r p^{(1)} + \nu \left(\frac{1}{r^2} \partial_{\vartheta\vartheta} U_r^{(1)} + \frac{\text{ctg}(\vartheta)}{r^2} \partial_\vartheta U_r^{(1)} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{r} \partial_{r\vartheta} U_\vartheta^{(1)} - \frac{\text{ctg}(\vartheta)}{r} \partial_r U_\vartheta^{(1)} - \frac{1}{r^2} \partial_\vartheta U_\vartheta^{(1)} - \frac{\text{ctg}(\vartheta)}{r^2} U_\vartheta^{(1)} \right); \\ \partial_t U_\vartheta^{(1)} &= -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \partial_\vartheta p^{(1)} + \nu \left(\partial_{rr} U_\vartheta^{(1)} + \frac{2}{r} \partial_r U_\vartheta^{(1)} - \frac{1}{r} \partial_{r\vartheta} U_r^{(1)} \right); \\ \partial_r U_r^{(1)} + \frac{2}{r} U_r^{(1)} + \frac{1}{r} \partial_\vartheta U_\vartheta^{(1)} + \frac{\text{ctg}(\vartheta)}{r} U_\vartheta^{(1)} &= 0; \\ t = 0: \quad \bar{U}^{(1)} &= 0; \quad \xi^{(1)} = \varepsilon \sum_{m \in \Omega} h_m P_m(\mu); \\ r \rightarrow 0: \quad \bar{U}^{(1)} &< \infty; \\ \Delta \phi^{(1)} &= 0; \\ r \rightarrow +\infty: \quad \nabla \phi^{(1)} &\rightarrow 0; \\ r = r_0: \quad \phi^{(1)} + \xi^{(1)} \partial_r \phi^{(0)} &= \phi_S^{(1)}(t); \\ \int_{-1}^1 \left(r_0 \partial_r \phi^{(1)} + \xi^{(1)} (r_0 \partial_{rr} \phi^{(0)} + 2 \partial_r \phi^{(0)}) \right) d(\mu) &= 0; \\ \int_{-1}^1 \xi^{(1)} d(\mu) = 0; \quad \int_{-1}^1 \xi^{(1)} P_1(\mu) d(\mu) &= 0; \\ \partial_t \xi^{(1)} = U_r^{(1)}; \quad \partial_r U_\vartheta^{(1)} + \frac{1}{r} \partial_\vartheta U_r^{(1)} - \frac{1}{r} U_\vartheta^{(1)} &= 0; \\ -p^{(1)} + 2\rho\nu \partial_r U_r^{(1)} - \frac{1}{4\pi} \partial_r \phi^{(0)} (\partial_r \phi^{(1)} + \xi^{(1)} \partial_{rr} \phi^{(0)}) - \frac{\sigma}{r_0^2} (2 + \Delta_\Omega) \xi^{(1)} &= 0, \quad (6) \end{aligned}$$

где $\Delta_\Omega = \partial_{\vartheta\vartheta} + \text{ctg}(\vartheta) \partial_\vartheta$ – угловая часть оператора Лапласа в сферических координатах.

Решение системы (7), с учетом (5), можно записать в виде [13]:

$$\xi^{(1)}(\vartheta, t) = \sum_{n \in \Omega} \xi_n^{(1)}(t) P_n(\mu); \quad U_r^{(1)}(r, \vartheta, t) = \sum_{n \in \Omega} U_{rn}^{(1)}(r, t) P_n(\mu);$$

$$U_{\mathcal{G}}^{(1)}(r, \mathcal{G}, t) = \sum_{n \in \Omega} U_{\mathcal{G}n}^{(1)}(r, t) \partial_{\mathcal{G}} P_n(\mu); \quad p^{(1)}(r, \mathcal{G}, t) = \sum_{n \in \Omega} p_n^{(1)}(r, t) P_n(\mu);$$

$$\varphi^{(1)}(r, \mathcal{G}, t) = \sum_{n \in \Omega} \varphi_n^{(1)}(r, t) P_n(\mu); \quad \mu \equiv \cos(\mathcal{G}), \quad (7)$$

где

$$\xi_n^{(1)}(t) = \sum_{j=1}^{+\infty} a_{\xi n}^{(j)}(S_n^{(j)}) \exp(S_n^{(j)} t); \quad \phi_n^{(1)}(r, t) = \frac{Q}{r_0^2} \left(\frac{r_0}{r}\right)^{n+1} \xi_n^{(1)}(t);$$

$$U_{rn}^{(1)}(r, t) = \sum_{j=1}^{+\infty} \left(a_n(S_n^{(j)}) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{n-1} + b_n(S_n^{(j)}) \frac{1}{r} \frac{j_n(\chi_n^{(j)} r)}{j_n(\chi_n^{(j)} r_0)} \right) \exp(S_n^{(j)} t);$$

$$U_{\mathcal{G}n}^{(1)}(r, t) = \sum_{j=1}^{+\infty} \left(a_n(S_n^{(j)}) \left(\frac{r}{r_0}\right)^{n-1} + b_n(S_n^{(j)}) \left(\frac{1}{r} \frac{j_n(\chi_n^{(j)} r)}{j_n(\chi_n^{(j)} r_0)} + \frac{\chi_n^{(j)}}{n+1} \frac{j_{n+1}(\chi_n^{(j)} r)}{j_n(\chi_n^{(j)} r_0)} \right) \right) \frac{\exp(S_n^{(j)} t)}{n};$$

$$a_{\xi n}(S_n^{(j)}) = \left(S_n^{(j)} + 2(n-1)(2n+1) \frac{\nu}{r_0^2} + 2(n-1)^2(n+1) \frac{\nu}{\eta_n(1, \chi_n^{(j)}) r_0^2} \right) \frac{h_n}{\partial_{S_n^{(j)}} D_n(S_n^{(j)})};$$

$$a_n(S_n^{(j)}) = \left(\left(2(n^2-1) + (r_0 \chi_n^{(j)})^2 \right) \frac{1}{2 \chi_n^{(j)} r_0} \frac{j_n(\chi_n^{(j)} r_0)}{j_{n+1}(\chi_n^{(j)} r_0)} - 1 \right) \frac{h_n}{\eta_n(1, \chi_n^{(j)})} \frac{\omega_n^2}{\partial_{S_n^{(j)}} D_n(S_n^{(j)})};$$

$$b_n(S_n^{(j)}) = 2(n^2-1) \left(1 - \frac{2}{\chi_n^{(j)} r_0} \frac{j_{n+1}(\chi_n^{(j)} r_0)}{j_n(\chi_n^{(j)} r_0)} \right)^{-1} \frac{h_n \omega_n^2 \nu}{r_0 S_n^{(j)} \partial_{S_n^{(j)}} D_n(S_n^{(j)})}; \quad \chi_n^{(j)} = \sqrt{\frac{S_n^{(j)}}{\nu}};$$

$$\partial_{S_n^{(j)}} D_n(S_n^{(j)}) = 2S_n^{(j)} + 2(n-1)(2n+1) \frac{\nu}{r_0^2} + (n-1)^2(n+1) \frac{\nu}{r_0^2} \times$$

$$\times \left(2 + \frac{(2n+1) \chi_n^{(j)} r_0}{2} \frac{j_n(\chi_n^{(j)} r_0)}{j_{n+1}(\chi_n^{(j)} r_0)} + \frac{(\chi_n^{(j)} r_0)^2}{2} \left(1 - \left(\frac{j_n(\chi_n^{(j)} r_0)}{j_{n+1}(\chi_n^{(j)} r_0)} \right)^2 \right) \right) \frac{1}{\eta_n(1, \chi_n^{(j)})};$$

$$D_n(S_n^{(j)}) = (S_n^{(j)})^2 + 2(n-1)(2n+1) \frac{S_n^{(j)} \nu}{r_0^2} + 2(n-1)^2(n+1) \frac{S_n^{(j)} \nu}{\eta_n(1, \chi_n^{(j)}) r_0^2} + \omega_n^2;$$

$$\omega_n^2 = \frac{\sigma}{\rho r_0^3} n(n-1)(n+2-W); \quad W = \frac{Q^2}{4\pi\sigma r_0^3}; \quad \eta_n(q, \chi_n^{(j)}) = q - \frac{r_0 \chi_n^{(j)}}{2} \frac{j_n(\chi_n^{(j)} r_0)}{j_{n+1}(\chi_n^{(j)} r_0)};$$

$S_n^{(j)}$ – корень дисперсионного уравнения $D_n(S_n^{(j)}) = 0$, а $j_n(\chi_n^{(j)} r_0)$ – модифицированная сферическая функция Бесселя первого рода порядка n ; q – величина, принимающая значения целых чисел.

Зв. Во втором порядке малости получим задачу:

$$\partial_t U_r^{(2)} + U_r^{(1)} \partial_r U_r^{(1)} + \frac{1}{r} U_{\mathcal{G}}^{(1)} \partial_{\mathcal{G}} U_r^{(1)} - \frac{1}{r} (U_{\mathcal{G}}^{(1)})^2 = -\frac{1}{\rho} \partial_r p^{(2)} + \nu \left(\frac{1}{r^2} \partial_{\mathcal{G}\mathcal{G}} U_r^{(2)} + \right.$$

$$\left. + \frac{\text{ctg}(\mathcal{G})}{r^2} \partial_{\mathcal{G}} U_r^{(2)} - \frac{1}{r} \partial_{r\mathcal{G}} U_{\mathcal{G}}^{(2)} - \frac{\text{ctg}(\mathcal{G})}{r} \partial_r U_{\mathcal{G}}^{(2)} - \frac{1}{r^2} \partial_{\mathcal{G}} U_{\mathcal{G}}^{(2)} - \frac{\text{ctg}(\mathcal{G})}{r^2} U_{\mathcal{G}}^{(2)} \right);$$

$$\partial_t U_{\mathcal{G}}^{(2)} + U_r^{(1)} \partial_r U_{\mathcal{G}}^{(1)} + \frac{1}{r} U_{\mathcal{G}}^{(1)} \partial_{\mathcal{G}} U_{\mathcal{G}}^{(1)} + \frac{1}{r} U_r^{(1)} U_{\mathcal{G}}^{(1)} =$$

$$= -\frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \partial_{\mathcal{G}} p^{(2)} + \nu \left(\partial_{rr} U_{\mathcal{G}}^{(2)} + \frac{2}{r} \partial_r U_{\mathcal{G}}^{(2)} - \frac{1}{r} \partial_{r\mathcal{G}} U_r^{(2)} \right);$$

$$\partial_r U_r^{(2)} + \frac{2}{r} U_r^{(2)} + \frac{1}{r} \partial_{\mathcal{G}} U_{\mathcal{G}}^{(2)} + \frac{\text{ctg}(\mathcal{G})}{r} U_{\mathcal{G}}^{(2)} = 0.$$

$$\Delta \phi^{(2)} = 0;$$

$$\begin{aligned}
t = 0: & \quad \bar{U}^{(2)} = 0; \\
\xi^{(2)} = & -\frac{1}{r_0} \sum_{m \in \Omega} \frac{h_m^2}{2m+1} P_0(\mu) - \frac{9}{r_0} \sum_{m \in \Omega} \frac{(m+1) h_m h_{m+1}}{(2m+1)(2m+3)} P_1(\mu); \\
r \rightarrow 0: & \quad \bar{U}^{(2)} < \infty; \\
r \rightarrow +\infty: & \quad \nabla \phi^{(2)} \rightarrow 0; \\
r = r_0: & \quad \phi^{(2)} + \xi^{(2)} \partial_r \phi^{(0)} + \frac{1}{2} (\xi^{(1)})^2 \partial_{rr} \phi^{(0)} + \xi^{(1)} \partial_r \phi^{(1)} = \phi_S^{(2)}(t); \\
\int_{-1}^1 & \left[r_0^2 \partial_r \phi^{(2)} + r_0 \xi^{(1)} (r_0 \partial_{rr} \phi^{(1)} + 2 \partial_r \phi^{(1)}) + r_0 \xi^{(2)} (r_0 \partial_{rr} \phi^{(0)} + 2 \partial_r \phi^{(0)}) + \right. \\
& \left. + (\xi^{(1)})^2 \left(\frac{1}{2} r_0^2 \partial_{rrr} \phi^{(0)} + 2 r_0 \partial_{rr} \phi^{(0)} + \partial_r \phi^{(0)} \right) - \partial_g \xi^{(1)} \partial_g \phi^{(1)} \right] d(\mu) = 0; \\
\int_{-1}^1 & \left(r_0 \xi^{(2)} + (\xi^{(1)})^2 \right) d(\mu) = 0; \quad \int_{-1}^1 \left(2 r_0 \xi^{(2)} + 3 (\xi^{(1)})^2 \right) P_1(\mu) d(\mu) = 0; \\
& -\partial_t \xi^{(2)} + U_r^{(2)} + \partial_r U_r^{(1)} \xi^{(1)} - \frac{1}{r_0} U_g^{(1)} \partial_g \xi^{(1)} = 0. \\
& \frac{1}{r_0} \partial_g U_r^{(2)} + \partial_r U_g^{(2)} - \frac{1}{r_0} U_g^{(2)} + \left(\frac{1}{r_0} \partial_{r,g} U_r^{(1)} - \frac{1}{r_0^2} \partial_g U_r^{(1)} + \partial_{rr} U_g^{(1)} - \right. \\
& \left. - \frac{1}{r_0} \partial_r U_g^{(1)} + \frac{1}{r_0^2} U_g^{(1)} \right) \xi^{(1)} - 2 \left(\frac{1}{r_0^2} \partial_g U_g^{(1)} + \frac{1}{r_0^2} U_r^{(1)} - \frac{1}{r_0} \partial_r U_r^{(1)} \right) \partial_g \xi^{(1)} = 0; \\
& -p^{(2)} - \frac{\sigma}{r_0^2} (2 + \Delta_\Omega) \xi^{(2)} + \frac{2\sigma}{r_0^3} \xi^{(1)} (1 + \Delta_\Omega) \xi^{(1)} - \frac{1}{8\pi} \left[2 \xi^{(2)} \partial_{rr} \phi^{(0)} \partial_r \phi^{(0)} + \right. \\
& \left. + (\xi^{(1)})^2 \left((\partial_{rr} \phi^{(0)})^2 + \partial_{rrr} \phi^{(0)} \partial_r \phi^{(0)} \right) + \frac{1}{r_0^2} (\partial_g \phi^{(1)})^2 + (\partial_r \phi^{(1)})^2 + 2 \partial_r \phi^{(2)} \partial_r \phi^{(0)} + \right. \\
& \left. + 2 \xi^{(1)} (\partial_{rr} \phi^{(0)} \partial_r \phi^{(1)} + \partial_{rr} \phi^{(1)} \partial_r \phi^{(0)}) \right] + 2\rho\nu \partial_r U_r^{(2)} - (\partial_r p^{(1)} - 2\rho\nu \partial_{rr} U_r^{(1)}) \xi^{(1)} - \\
& - 2\rho\nu \left(\frac{1}{r_0^2} \partial_g U_r^{(1)} + \frac{1}{r_0} \partial_r U_g^{(1)} - \frac{1}{r_0^2} U_g^{(1)} \right) \partial_g \xi^{(1)} = 0. \tag{8}
\end{aligned}$$

Подставив в систему (8) решения (5) и (7) задач нулевого и первого порядков малости, получим систему линейных неоднородных дифференциальных уравнений в частных производных второго порядка относительно величин $U_r^{(2)}$, $U_g^{(2)}$, $p^{(2)}$, $\xi^{(2)}$, $\phi^{(2)}$, которые представим в виде разложений:

$$\begin{aligned}
U_r^{(2)}(r, \vartheta, t) &= \sum_{n=0}^{+\infty} U_{rn}^{(2)}(r, t) P_n(\mu); & U_g^{(2)}(r, \vartheta, t) &= \sum_{n=1}^{+\infty} U_{gn}^{(2)}(r, t) \partial_g P_n(\mu); \\
\xi^{(2)}(\vartheta, t) &= \sum_{n=0}^{+\infty} \xi_n^{(2)}(t) P_n(\mu); & \phi^{(2)}(r, \vartheta, t) &= \sum_{n=0}^{+\infty} \phi_n^{(2)}(r, t) P_n(\mu); \\
p^{(2)}(r, \vartheta, t) &= \sum_{n=0}^{+\infty} p_n^{(2)}(r, t) P_n(\mu); & \mu &\equiv \cos(\vartheta).
\end{aligned}$$

Опуская весьма громоздкие, но вполне преодолимые математические выкладки, выпишем финальное выражение для образующей формы нелинейно осесимметрично осциллирующей капли вязкой несжимаемой электропроводной жидкости как функцию времени и полярного угла:

$$r(\vartheta, t) = r_0 + \varepsilon \sum_{n \in \Omega} \sum_{j=1}^{+\infty} a_{\xi_n}^{(j)} (S_n^{(j)}) \exp(S_n^{(j)} t) P_n(\mu) -$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{\varepsilon^2}{r_0} \sum_{m \in \Omega} \sum_{l, g=1}^{+\infty} \frac{a_{\xi_m}^{(l)}(S_m^{(l)}) a_{\xi_m}^{(g)}(S_m^{(g)})}{2m+1} \exp((S_m^{(l)} + S_m^{(g)})t) P_0(\mu) - \\
& -\frac{9\varepsilon^2}{r_0} \sum_{m \in \Omega} \sum_{l, g=1}^{+\infty} \frac{(m+1) a_{\xi_m}^{(l)}(S_m^{(l)}) a_{\xi_{m+1}}^{(g)}(S_{m+1}^{(g)})}{(2m+1)(2m+3)} \exp((S_m^{(l)} + S_{m+1}^{(g)})t) P_1(\mu) + \\
& + \varepsilon^2 \sum_{n=2}^{+\infty} \sum_{k, m \in \Omega} \left\{ \sum_{l, g, j=1}^{+\infty} \frac{\zeta_{kmn}^{lg}(S_n^{(j)}, S_k^{(l)}, S_m^{(g)})}{(S_n^{(j)} - S_k^{(l)} - S_m^{(g)}) \partial_{S_n^{(j)}} D_n(S_n^{(j)})} \exp(S_n^{(j)} t) + \right. \\
& \left. + \sum_{l, g=1}^{+\infty} \frac{\zeta_{kmn}^{lg}(S_k^{(l)} + S_m^{(g)}, S_k^{(l)}, S_m^{(g)})}{D_n(S_k^{(l)} + S_m^{(g)})} \exp((S_k^{(l)} + S_m^{(g)})t) \right\} P_n(\mu). \quad (9)
\end{aligned}$$

В этом выражении $S_m^{(j)}$ – корни дисперсионного уравнения задачи $D_n(S) = 0$; $a_{\xi_m}^{(l)}(S_m^{(l)})$ и $\zeta_{kmn}^{lg}(S_n^{(j)}, S_k^{(l)}, S_m^{(g)})$ – коэффициенты, которые имеют весьма громоздкий вид и не приводятся ввиду ограниченности объема статьи. Главным результатом проведенного анализа является сам факт отыскания решения задачи о нелинейных осцилляциях заряженной капли вязкой электропроводной жидкости.

4. В выражении (9) перейдем к идеальной жидкости, полагая $\nu \rightarrow 0$. При этом воспользуемся асимптотическим представлением модифицированных сферических функций Бесселя первого рода, через которые сложным образом выражаются коэффициенты a_{ξ_m} и ζ_{kmn}^{lg} при больших значениях аргумента [13]:

$$j_n(\chi) = \frac{\exp(\chi)}{2\chi} \left(1 + O\left(\frac{1}{\chi}\right) \right); \quad \chi \rightarrow \infty.$$

Используя это соотношение при $\nu \rightarrow 0$, находим:

$$\begin{aligned}
a_{\xi_k}^{(l)}(S_k^{(l)}) &= \frac{h_k}{2}; \quad D_n(S) = S^2 + \omega_n^2; \quad \omega_n^2 = \frac{\sigma}{\rho r_0^3} n(n-1)(n+2-W); \quad W = \frac{Q^2}{4\pi\sigma r_0^3}; \quad (10) \\
\zeta_{kmn}^{lg}(S_n^{(j)}, S_k^{(l)}, S_m^{(g)}) &= \frac{h_k h_m}{4r_0} \left[\left(\left(2(k(k+1)-1) + (3+k(m+1) - m(2m-2n+7)) \frac{W}{2} \right) \frac{n\sigma}{\rho r_0^3} + \right. \right. \\
& \left. \left. + \left(n - \frac{n}{2} \frac{\omega_k^2}{S_k^{(l)} S_m^{(g)}} - (m-1) \frac{S_n^{(j)}}{S_m^{(g)}} \right) \omega_m^2 \right) K_{kmn} + \left(\frac{n\sigma W}{\rho r_0^3} \frac{1}{2} + \left(S_n^{(j)} - \frac{n}{2k} \frac{\omega_k^2}{S_k^{(l)}} \right) \frac{\omega_m^2}{m S_m^{(g)}} \right) \alpha_{kmn} \right].
\end{aligned}$$

Поскольку для идеальной жидкости дисперсионное уравнение $D_n(S) = S^2 + \omega_n^2 = 0$ имеет только два корня $S_n^{(1)} = i\omega_n$, $S_n^{(2)} = -i\omega_n$, то в выражении (10) суммирование по индексам l, g, j должно проводиться от 1 до 2, и притом необходимо принять $S_k^{(1)} = i\omega_k$, $S_k^{(2)} = -i\omega_k$, $S_m^{(1)} = i\omega_m$, $S_m^{(2)} = -i\omega_m$. Подставляя выражения (10) в (9) и изменяя, где нужно, порядок суммирования по неммым индексам k и m , получаем выражение для образующей нелинейно осциллирующей капли идеальной жидкости в виде

$$\begin{aligned}
r(\vartheta, t) &= r_0 + \varepsilon \sum_{n \in \Omega} h_n \cos(\omega_n t) P_n(\mu) - \frac{\varepsilon^2}{r_0} \sum_{m \in \Omega} \frac{h_m^2 \cos^2(\omega_m t)}{2m+1} P_0(\mu) - \\
& - \frac{9\varepsilon^2}{r_0} \sum_{m \in \Omega} \frac{(m+1) h_m h_{m+1}}{(2m+1)(2m+3)} \cos(\omega_m t) \cos(\omega_{m+1} t) P_1(\mu) + \\
& + \varepsilon^2 \sum_{n=2}^{+\infty} \sum_{k, m \in \Omega} \frac{h_k h_m}{2r_0} \left\{ \frac{\gamma_{kmn} + \eta_{kmn} \omega_k \omega_m}{\omega_n^2 - (\omega_k + \omega_m)^2} \left(\cos((\omega_k + \omega_m)t) - \cos(\omega_n t) \right) + \right.
\end{aligned}$$

$$+ \frac{\gamma_{kmn} - \eta_{kmn} \omega_k \omega_m}{\omega_n^2 - (\omega_k - \omega_m)^2} \left(\cos((\omega_k - \omega_m)t) - \cos(\omega_n t) \right) \Big\} P_n(\mu); \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{kmn} = & K_{kmn} \left[(n-k+1) \omega_k^2 + \frac{n \sigma}{\rho r_0^3} \left(2(m(m+1)-1) + (3+m(k+1)-k(2k-2n+7)) \frac{W}{2} \right) \right] + \\ & + \left[\frac{W}{2} \frac{n \sigma}{\rho r_0^3} + \frac{\omega_k^2}{k} \right] \alpha_{kmn}; \quad \eta_{kmn} = \left(\frac{n}{2} - k + 1 \right) K_{kmn} + \frac{\alpha_{kmn}}{k} \left(1 + \frac{n}{2m} \right); \\ \alpha_{kmn} = & -C_{k0m0}^{n0} \cdot C_{k(-1)m1}^{n0} \cdot \sqrt{k(k+1)m(m+1)}; \quad K_{kmn} = \left(C_{k0m0}^{n0} \right)^2. \end{aligned}$$

C_{k0m0}^{n0} , $C_{k(-1)m1}^{n0}$ – коэффициенты Клебша–Гордана.

Выражение (11) совпадает с выражением образующей нелинейно-осциллирующей заряженной капли идеальной жидкости [5–7].

5. Для удобства численного анализа полученного решения задачи о нелинейных капиллярных колебаниях заряженной осесимметричной вязкой капли перейдем к безразмерным переменным, принимая $\rho = \sigma = r_0 = 1$. Тогда все физические величины задачи будут выражаться в характерных масштабах. Так масштабами длины, плотности, времени, частоты, скорости, давления и кинематической вязкости будут соответственно величины

$$r_0; \quad \rho; \quad \sqrt{\frac{\rho r_0^3}{\sigma}}; \quad \sqrt{\frac{\sigma}{\rho r_0^3}}; \quad \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}; \quad \frac{\sigma}{r_0}; \quad \sqrt{\frac{\sigma r_0}{\rho}}.$$

Примем изменение радиуса капель в пределах $r_0 = 10^{-4} - 10^{-1}$ см. Поверхностное натяжение и плотность жидкостей в среднем можно характеризовать величинами $\sigma = 50$ см и $\rho = 1$ г/см³. Тогда характерный масштаб измерения времени составит $5 \cdot 10^{-7} - 10^{-3}$ с, масштаб измерения частоты $2 \cdot 10^2 - 10^7$ с⁻¹, масштаб измерения скорости 20–700 см/с, масштаб давления $5 \cdot 10^2 - 5 \cdot 10^5$ дин/см, масштаб вязкости $7 \cdot 10^{-2} - 2$ см²/с.

При использованном обезразмеривании все величины задачи будут зависеть от параметра $W = Q^2 / (4\pi)$, характеризующего устойчивость капли по отношению к собственному заряду; безразмерной кинематической вязкости жидкости ν ; малого параметра ε ; множества значений индексов изначально возбужденных мод Ω и констант h_n ($n \in \Omega$), учитывающих парциальный вклад n -й моды в формирование начальной формы капли.

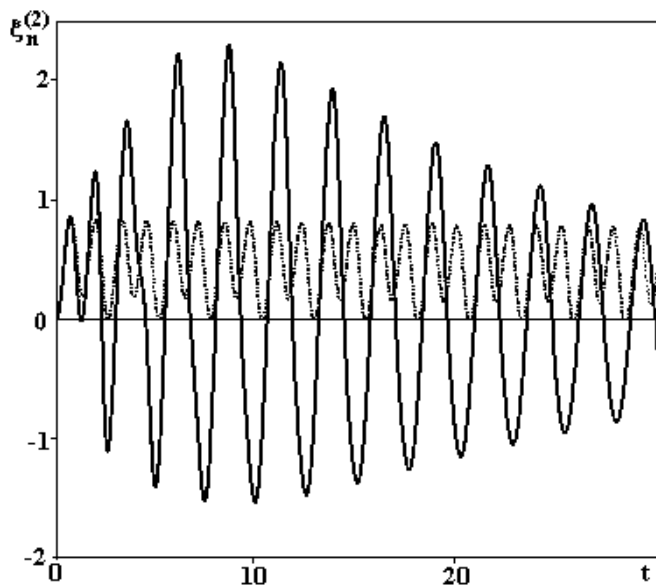


Рис. 1. Зависимости безразмерного коэффициента $\xi_2^{(2)}$ от безразмерного времени t , построенные при $k = t = 2$, $h_2 = 1$, $\nu = 0,01$, $W = 1$, $n = 2$. Сплошная кривая построена для вязкой жидкости по выражению (9), а точечная – для идеальной жидкости по выражению (11)

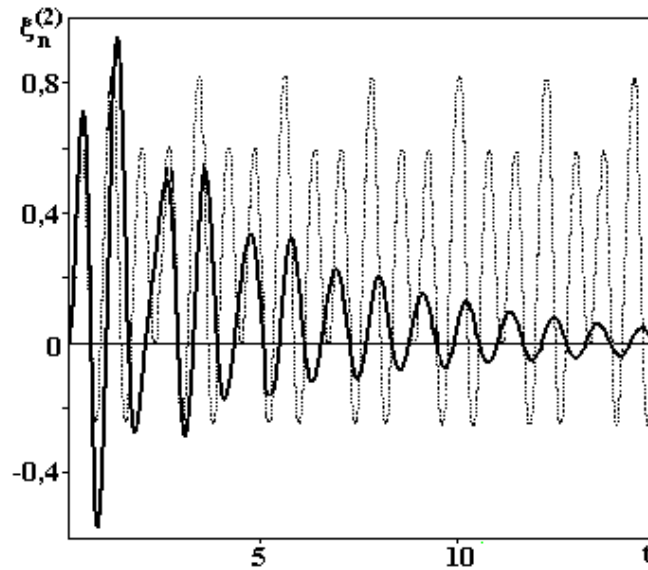


Рис. 2. Зависимости безразмерного коэффициента $\xi_4^{(2)}$ от безразмерного времени t , построенные при $k = m = 2$, $h_2 = 1$, $\nu = 0,02$, $W = 0$, $n = 4$. Сплошная кривая построена по выражению (9), а точечная – по выражению (11)

Сравнение числовых значений коэффициентов $\xi_n^{(2)}(t)$ для случая маловязкой и идеальной жидкости указывает на то, что в маловязкой жидкости значения коэффициента $\xi_n^{(2)}(t)$ могут более чем в два с половиной раза превышать соответствующее значение для идеальной жидкости (см. рис. 1 и 2). Причем наибольшее расхождение между коэффициентами $\xi_n^{(2)}(t)$, вычисленными для случая маловязкой и идеальной жидкости, наблюдаются для второй моды $n = 2$. Это связано с присутствием в маловязкой жидкости элементарных вихрей, которые для малых значений n медленно затухают и потому оказывают существенное воздействие на границу капли, искривляя ее поверхность.

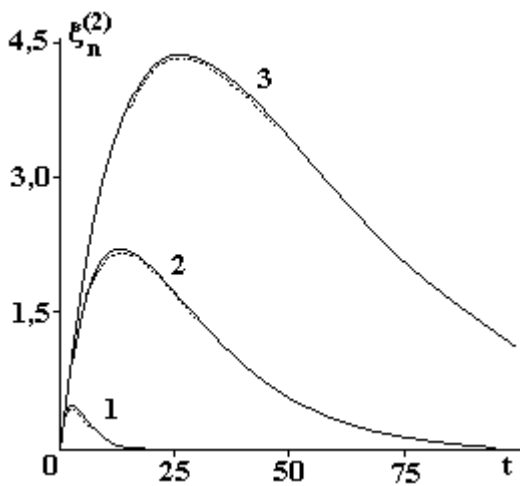


Рис. 3. Зависимости безразмерного коэффициента $\xi_2^{(2)}$ от безразмерного времени t , построенные при $k = m = 2$, $h_2 = 1$, $\nu = 1$, $n = 2$ и различных значениях параметра W . Кривая 1 соответствует $W = 3$; 2 – $W = 3,8$; 3 – $W = 3,9$. Сплошные кривые построены по точному выражению (9), а точечные – по асимптотическому выражению для сильно вязких жидкостей

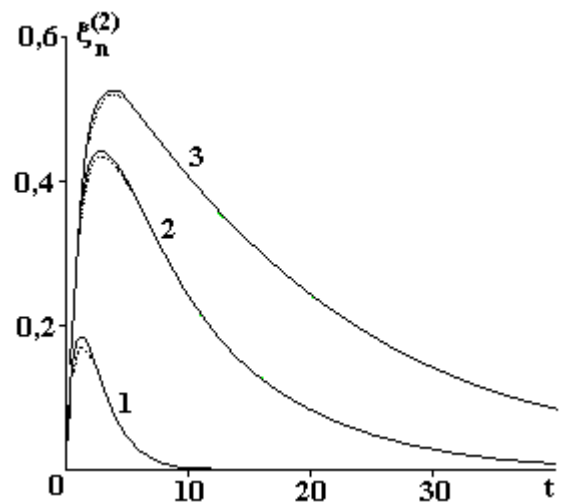


Рис. 4. Зависимости безразмерного коэффициента $\xi_4^{(2)}$ от безразмерного времени t , построенные при $k = m = 2$, $h_2 = 1$, $\nu = 1$, $n = 4$ и различных значениях параметра W . Кривая 1 соответствует $W = 3$; 2 – $W = 3,8$; 3 – $W = 3,9$. Сплошные кривые построены по точному выражению (9), а точечные – по асимптотическому выражению для сильно вязких жидкостей

В случае жидкостей с немалой вязкостью, так же как и в случае маловязких жидкостей, наибольшие числовые значения коэффициента $\xi_n^{(2)}(t)$ наблюдаются при $n = 2$ (см. рис. 3 и 4). При этом максимальное значение данного коэффициента сильно увеличивается с увеличением параметра W . С увеличением же параметра W точность асимптотического выражения увеличивается, что связано с тем, что оно справедливо только в том случае, когда $\nu^2 \gg \beta_n r_0^4 \omega_n^2$.

Заключение. Нелинейные осцилляции каплей вязких жидкостей можно исследовать аналитически классическими асимптотическими методами. В пределе идеальной жидкости получающиеся аналитические выражения достаточно компактны. Анализ найденного выражения для временной эволюции формы сильно деформированной капли вязкой жидкости позволяет проследить за временной эволюцией каждой моды.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № МК-2946-2004-1 и гранта РФ ФИ № 03-01-00760.

ЛИТЕРАТУРА

1. Григорьев А.И. Неустойчивости заряженных капель в электрических полях (обзор) // Электронная обработка материалов. 1990. № 6. С. 23–32.
2. Григорьев А.И., Ширяева С.О. Капиллярные неустойчивости заряженной поверхности капель и электродиспергирование жидкостей (обзор) // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 3. С. 3–22.
3. Белоножко Д.Ф., Григорьев А.И. Деление заряженных капель во внешнем электрическом поле на части сравнимых размеров (обзор) // Электронная обработка материалов. 2000. № 4. С. 17–28.
4. Tsamopoulos J.A., Brown R.A. Nonlinear oscillations of inviscid drops and bubbles // J. Fluid Mech. 1983. V.127. P. 519–537.
5. Ширяева С.О. Нелинейные капиллярные колебания объемно заряженной диэлектрической капли // Изв. РАН МЖГ. 2001. № 3. С. 173–184.
6. Ширяева С.О. Нелинейные осцилляции заряженной капли при начальном возбуждении соседних мод // ЖТФ. 2002. Т. 72. Вып. 4. С. 15–22.
7. Григорьев А.И., Ширяева С.О., Волкова М.В., Коромыслов В.А. О резонансном взаимодействии нелинейных осцилляций заряженной капли, находящейся во внешней диэлектрической среде // Электронная обработка материалов. 2003. № 5. С. 30–36.
8. Жаров А.Н., Григорьев А.И., Ширяева С.О. О внутреннем нелинейном четырехмодовом взаимодействии капиллярных осцилляций заряженной капли // Письма в ЖТФ. 2003. Т. 29. Вып. 9. С. 75–82.
9. Жаров А.Н., Ширяева С.О., Григорьев А.И. Нелинейные колебания заряженной капли в третьем порядке малости по амплитуде многомодовой начальной деформации // ЖТФ. 2003. Т. 73. Вып. 12. С. 9–19.
10. Basaran O.A. Nonlinear oscillations of viscous drops // J. Fluid Mech. 1992. V. 241. P. 169–198.
11. Becker E., Hiller W.J., Kowalewski T.A. Nonlinear dynamics of viscous droplets // J. Fluid Mech. 1994. V. 258. P. 191–216.
12. Ширяева С.О., Белоножко Д.Ф., Световой В.Б., Григорьев А.И. Формулировка задач об аналитическом расчете нелинейных движений вязкой жидкости со свободной поверхностью. Препринт №31. ИМИ РАН. Ярославль, 2001.
13. Жаров А.Н., Григорьев А.И. О временной эволюции формы поверхности, деформированной в начальный момент заряженной капли вязкой жидкости // ЖТФ. 2005. Т. 75. Вып.1. С. 22–31.

Поступила 25.01.05

Summary

The asymptotic analytical solution of a problem of nonlinear oscillation of charged viscous drop in second approximation on a amplitude of initial deformation of equilibrium spherical shape is presented.

ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ В ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ МЕТАЛЛИЗАЦИИ ПОЛИМЕРНЫХ МАТЕРИАЛОВ

*Ивановский государственный химико-технологический университет,
пр. Ф.Энгельса, 7, г. Иваново, 153460, Россия*

Металлические покрытия на полимерных материалах качественно изменяют их свойства. Даже небольшая толщина металлического слоя придает полимерам электрическую проводимость и металлический блеск, защищает от воздействия УФ- и ИК-излучений, атмосферного старения. Вакуумная металлизация полимерных пленок позволяет создать совершенно уникальный материал, сочетающий легкость и гибкость основы и свойства, присущие металлу. При правильно выбранных технологических режимах процесс металлизации в вакууме существенно не влияет на свойства самой основы, так как все изменения происходят в тонком приповерхностном слое полимера.

Для получения металлических покрытий на полимерных материалах широко используют магнетронные распылительные установки, которые могут работать как от источника постоянного напряжения, так и ВЧ-источников. Действие магнетронного распылительного устройства основано на распылении катода – мишени в аномальном тлеющем разряде в неоднородных скрещенных электрических и магнитных полях [1]. Распыление мишени осуществляется ионами аргона при большой плотности ионного тока вследствие локализации плазмы у распыляемой поверхности мишени с помощью сильного поперечного магнитного поля. Необходимая скорость осаждения металлического покрытия в условиях тлеющего разряда постоянного тока может точно поддерживаться за счет постоянства таких параметров, как ток разряда и подводимая мощность. Магнетронные системы обеспечивают максимальную ионизацию газа (а следовательно, и скорость процесса) при определенных параметрах: геометрии разрядного промежутка, давлении газа, оптимальных величинах электрического и магнитного полей. Процесс металлизации полимерных материалов связан с рядом особенностей, обусловленных не только способом и параметрами формирования металлических покрытий, но и типом полимерного материала [2]. Содержащиеся в некоторых полимерах пластификаторы, мономеры, растворители с высоким значением давления пара легко выделяются на поверхность материала в вакууме. В связи с этим для обеспечения необходимых эксплуатационных свойств металлизированных полимерных материалов применяют различные методы предварительной обработки полимерной основы [2]. Активация в плазме тлеющего разряда представляется перспективным и достаточно эффективным методом модифицирования поверхности практически всех полимеров перед нанесением металлических покрытий [2–4].

В условиях экспериментов прибор для получения металлических покрытий состоял из плоской металлической мишени, анода, магнитной системы и системы охлаждения электродов. Толщина мишени составляла $1 \cdot 10^{-3}$ м, в качестве материала катода использовали различные металлы: алюминий, медь, нержавеющей сталь. Процесс напыления осуществляли в потоке аргона (99,99%). В результате предварительных исследований установлено, что изменение расстояния между мишенью и подложкой (поливинилхлорид, полиэтилен, лавсан) в интервале 0,12–0,20 м и токах разряда в диапазоне 100–400 мА в зависимости от давления ($P = 0,3–0,5$ Па) обеспечивает высокую скорость распыления и равномерность покрытия, не допуская термического разрушения полимерного материала. Проведено сравнение адгезионной прочности покрытия из нержавеющей стали, нанесенного на поверхность пленок пластифицированного поливинилхлорида (ПВХ), подвергнутых предварительной обработке в плазме Ar, O₂ и воздуха (табл. 1). Обработка полимера в плазме кислородсодержащих газов значительно улучшает адгезию металлического покрытия к полимерному материалу даже в том случае, если он содержит низкомолекулярные добавки.

Таблица 1. Результаты испытаний металлизированных пленок ПВХ

Содержание пластификатора, мас. ч.	Коэффициент отражения, %		Истирание, циклы		
	Без обработки	Обработка в плазме Ar, O ₂	Без обработки	Обработка в плазме	
				Ar	O ₂ , воздух
20	32	32	220	280	350
30	30	34	180	250	320
40	33	35	140	230	300
50	30	33	100	180	250
60	33	35	80	140	240
70	31	34	60	110	220
80	29	34	15	23	80
100	29	35	5	10	30

Оптимизация процесса металлизации полимерных материалов требует знания физических параметров плазмы магнетронных распылительных систем. Для определения концентрации и средней энергии электронов вблизи подложки проведены зондовые измерения. При этом подложка магнетронной системы заменялась плоским противозондом размером $(15 \cdot 15) \cdot 10^{-2}$ м. Зонд диаметром $3 \cdot 10^{-4}$ м и длиной $5 \cdot 10^{-3}$ м размещался на расстоянии 0,12 м от мишени, выполненной из алюминия. Ось зонда ориентировали вдоль направления мишень–подложка с целью минимального запыления. Измерения проводились за время, в течение которого образование пленок на зонде не влияло на вольт-амперную характеристику, что проверялось отсутствием гистерезиса. В условиях работы распылительной установки на достаточно большом расстоянии от магнитной системы реализуются все предпосылки, заложенные в теории зондов, – длина свободного пробега частиц превышает размер зонда и радиус экранирования. Для определения тока электронов на зонд из полного зондового тока вычиталась ионная составляющая, получаемая линейной экстраполяцией тока ионов в область потенциалов, близких к плазменному. По наклону зависимости тока электронов от потенциала зонда в полупологарифмических координатах определяли среднюю энергию электронов: $\varepsilon_{cp} = dU/d \ln I$, а из тока на зонд при потенциале плазмы – концентрацию электронов:

$$n_e = \frac{4 \cdot I_e^0}{S \cdot e \cdot \sqrt{8kT_e / \pi m_e}},$$

где I_e^0 – ток на зонд при потенциале, равном плазменному; T_e – 11600 ε_{cp} ; S – площадь поверхности зонда; e , m_e – заряд и масса электрона; k – постоянная Больцмана. Результаты зондовых измерений представлены в табл. 2.

Таблица 2. Концентрация и средняя энергия электронов

I_p , мкА	$P \cdot 10^{-1}$, Па	ε_{cp} , эВ	$n_e \cdot 10^9$, см ⁻³
117	1,33	3,2	2,6
117	5,32	3,4	2,0
112	13,33	4,5	1,2
50	2,66	4,2	0,5
100	2,66	3,8	1,3
150	2,66	4,2	0,9
200	2,66	5,0	0,4
380	2,66	2,4	5,4

Снижение давления рабочего газа приводит к увеличению концентрации электронов вблизи подложки и уменьшению их средней энергии. Одновременно при уменьшении давления газа и постоянном токе разряда растет число атомов металла, достигающих подложки.

Таким образом, физико-механические свойства металлизированных полимеров определяются не только природой материала, условиями предварительной обработки, но и физическими параметрами плазмы магнетронных распылительных систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилин Б.С., Сырчин В.К. Магнетронные распылительные системы. М., 1982.
2. Литин Ю.В., Рогачев А.В., Харитонов В.В. Вакуумная металлизация полимерных материалов. Л., 1997.
3. Оулет Р., Барбье М., Черемисинофф П. Технологическое применение низкотемпературной плазмы / Пер. с англ. М., 1983.
4. Бровикова И.Н., Менагаришвили С.Д. Исследование процесса модификации поверхности поливинилхлорида в низкотемпературной плазме // Физика и химия обработки материалов. 1994. № 4–5. С. 89–93.

Поступила 30.12.04

Summary

The process for the polymer materials metallization using the magnetron sputtering system has been investigated. Both electron density and mean energy were determined in the near-to-substrate region. It was show that pre-treatment in the oxygen-containing plasmas as well as the adjustment of the magnetron plasma physical parameters provide the optimization of polymer materials metallization process.

Ю.А. Микипорис

ТРИБОЭЛЕКТРОФИЛЬТРАЦИЯ ЖИДКОСТЕЙ НА НЕФТЯНОЙ ОСНОВЕ

*Ковровская государственная технологическая академия,
ул. Маяковского, 19, г. Ковров, 601910, Россия*

Трибоэлектризация жидких неполярных диэлектриков, к которым относятся нефтяные масла, связана с существованием двойного электрического слоя Квинке–Гельмгольца–Гуи, образующегося на границе раздела фаз (рис.1) [1–3]. Возникновение двойного электрического слоя является следствием относительного перемещения жидкости и твердого тела.

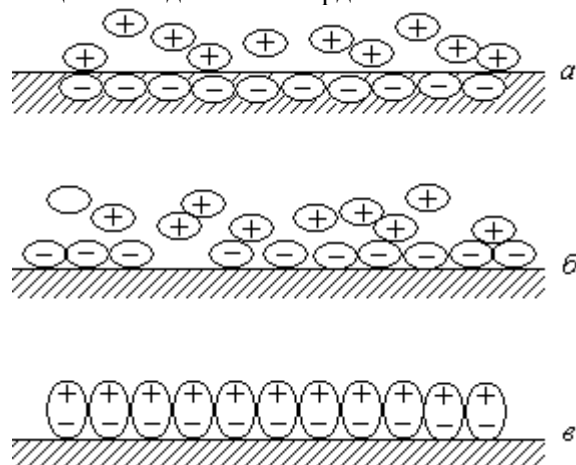


Рис. 1. Схема строения двойного электрического слоя: а – ионного; б – адсорбционного; в – ориентационного

Теория трибоэлектризации жидкостей, развитая Гэвисом, Козманом и Бобровским [4], в настоящее время не удовлетворяет современным требованиям. В частности, не исследовано дополни-

тельное воздействие трибоэлектризации на твердые частицы в поверхностных и объемных фильтрах. Следует отметить, что сложность гидродинамических и электростатических процессов позволяет выполнять эту задачу с помощью математического моделирования.

Схема движения загрязненной жидкости (например, моторного масла, топлива или рабочей жидкости) внутри поверхностного фильтра представлена на рис. 2.

Под действием гидродинамических (движущих) сил жидкость проходит через фильтро-элементы (сетки-электризаторы). Вследствие электризации трением между сетками, выполненными из материалов разной поляризационной ориентации (например, фторопласт – капрон – металл), и корпусом возникают двойной электрический слой и соответственно трибоэлектрическое поле [2].

Система уравнений, описывающих движение твердой частицы загрязнений по осям X и Y , имеет вид

$$\begin{cases} m\ddot{x} = F_{Д.х} + F_{Э} + F_{СТ.х}; \\ m\ddot{y} = F_A + F_{Г} + F_{Д.у} + F_{СТ.у}, \end{cases} \quad (1)$$

где $F_{Д.х}$ – движущая гидродинамическая сила (по X); F_A – сила Архимеда (по оси Y); $F_{Э}$ – трибоэлектрическая сила; $F_{СТ.х}$ – сила гидравлического сопротивления по Стоксу (по X); $F_{Г}$ – сила гравитации; $F_{Д.у}$ – движущая гидродинамическая сила (по Y); $F_{СТ.у}$ – сила гидравлического сопротивления по Стоксу (по Y).

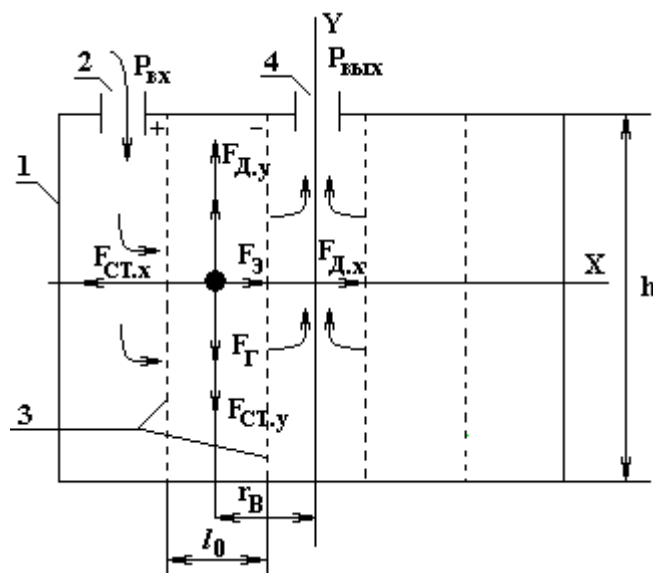


Рис. 2. Схема движения твердой частицы в жидкости: 1 – крышка (корпус); 2, 4 – отверстия входа и выхода жидкости соответственно; 3 – сетки-электризаторы

Принимая форму частицы шарообразной с диаметром d_q , представим

$$F_{Г} = m_q g = \frac{\pi d_q^3}{6} \cdot \rho_q g, \quad (2)$$

где m_q – масса частицы; ρ_q – плотность частицы,

$$F_A = m_{ж} g = \frac{\pi d_q^3}{6} \cdot \rho_{ж} g, \quad (3)$$

где $m_{ж}$ – масса жидкости в объеме частицы; $\rho_{ж}$ – плотность жидкости,

$$F_{Э} = q \cdot E_x, \quad (4)$$

где

$$q = 4\pi\epsilon_0 E_x r^2 \left(1 + \frac{2(\epsilon_2 - \epsilon_1)}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1} \right) \cdot \frac{en_0 mt}{4\pi\epsilon_0 E_x + en_0 mt}, \quad (5)$$

где ε_0 – электрическая постоянная; r – радиус частицы; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – относительная диэлектрическая проницаемость жидкой среды и материала твердой частицы соответственно; e – заряд электрона; t – время движения частицы; n – концентрация ионов; m – подвижность ионов, [4],

$$E_x = \frac{U}{x \ln(1 + l_0/r_B)}, \quad (6)$$

где E_x – напряженность трибоэлектрического поля; U – электрический потенциал,

$$F_{CT} = 3\pi\mu d_q \cdot v, \quad (7)$$

где μ – динамический коэффициент вязкости; v – скорость движения частицы;

$$F_D = \frac{\pi d_q^2}{4} \cdot \rho_{ж} \frac{v^2}{2}. \quad (8)$$

С учетом (2) – (3) система (1) примет вид

$$\begin{cases} m\ddot{x} = \frac{\pi d_q^2}{4} \rho_{ж} \frac{v_x^2}{2} + qE_x - 3\pi\mu d_q v_x; \\ m\ddot{y} = -\frac{\pi d_q^2}{6} g(\rho_q - \rho_{ж}) + \frac{\pi d_q^2}{4} \rho_{ж} \frac{v_y^2}{2} - 3\pi\mu d_q v_y. \end{cases} \quad (9)$$

Введем обозначения:

$$E_0 = \frac{U}{x_0 \ln(1 + l_0/r_A)}; \quad (10)$$

$$a_x = a_y = 3\pi\mu d_x; \quad (11)$$

$$b_x = b_y = \frac{\pi d_x^2}{8} \rho_{\mathcal{A}}; \quad (12)$$

$$c_y = \frac{\pi d_x^2}{6} g(\rho_x - \rho_{\mathcal{A}}); \quad (13)$$

$$c_x = -qE_0; \quad (14)$$

С учетом (10) – (14) нелинейная система дифференциальных уравнений движения частицы (9) будет представлена в виде

$$\begin{cases} m\ddot{x} = b_x v_x^2 - a_x v_x - c_x; \\ m\ddot{y} = b_y v_y^2 - a_y v_y - c_y. \end{cases} \quad (15)$$

Интегрирование первого уравнения системы (15) возможно только приближенными методами (численными или аналитическими). Интегрирование второго уравнения можно провести аналитически, но получающееся при этом выражение для v_y довольно сложное.

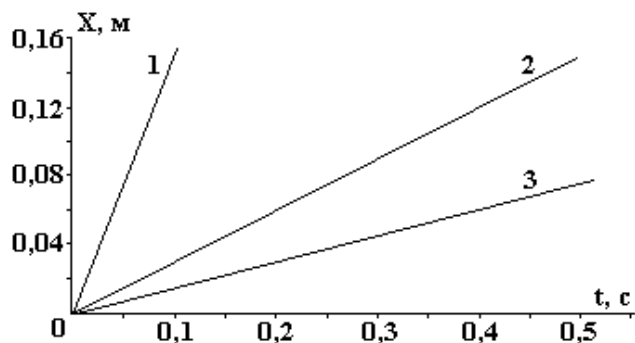
Поэтому в первом приближении ($m\ddot{x}$) и ($m\ddot{y}$) считаем пренебрежимо малыми по сравнению с суммой слагаемых в правой части уравнений (15):

$$\begin{cases} 0 = b_x v_x^2 - a_x v_x - c_x; \\ 0 = b_y v_y^2 - a_y v_y - c_y. \end{cases} \quad (16)$$

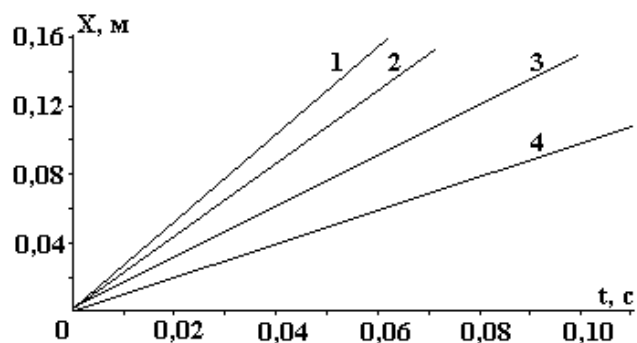
Правомерность такого пренебрежения обосновывается также в работах Б.А. Русакова [5] и П.Н. Белянина [6].

По результатам решения системы уравнений на ЭВМ построены графики (рис. 3), описывающие координаты движения частицы загрязнения в зависимости от ее диаметра и величины электрического потенциала на сетках–электризаторах, а также выявлены следующие закономерности: 1) чем выше трибоэлектрический потенциал, тем эффективнее осаждение частиц загрязнений; 2) дополни-

тельное воздействие трибоэлектрического поля улучшает эффективность осаждения малых (до 10 мкм) частиц загрязнений; 3) для крупных частиц (100 мкм и более) дополнительное воздействие трибоэлектрического поля незначительно.



При $U = 500$ В; $d_{ч}$, мкм: 1 – 10; 2 – 50; 3 – 100



При $d_{ч} = 10$ мкм; U , В: 1 – 1500; 2 – 1000; 3 – 500; 4 – 0

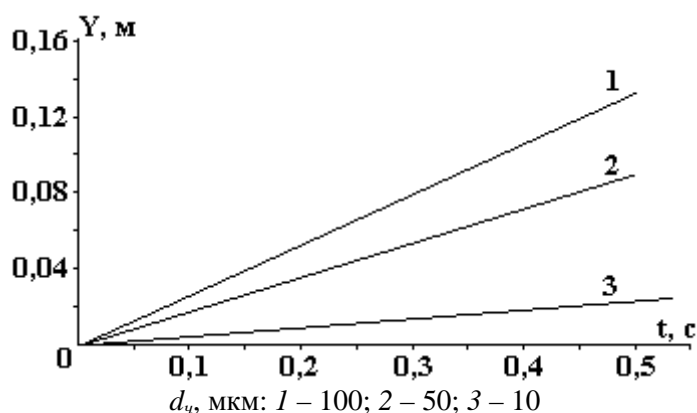


Рис. 3. Результаты расчета

Теоретически спрогнозирована эффективность очистки рабочей жидкости сравнением вероятности осаждения частиц загрязнений при трибоэлектризации и без нее (см. таблицу).

Сравнительная эффективность трибоэлектрофильтрации

Размерные группы	Вероятность осаждения частиц, %				Сравнительная эффективность, %			Среднее значение, %
	Без трибоэлектризации	С трибоэлектризацией			0,5 кВ	1,0 кВ	1,5 кВ	
		0,5 кВ	1,0 кВ	1,5 кВ				
До 10 мкм	1	14	21	27	13	20	26	20,0
До 50 мкм	35	46	50	56	11	15	21	15,5
До 100 мкм	75	78	82	88	3	7	13	7,6
Свыше 100 мкм	100	100	100	100	0	0	0	0

Предполагаемая сравнительная эффективность осаждения частиц загрязнений на сетке фильтра в среднем при U , кВ: 0,5 – 6,7%; 1,0 – 10,5%; 1,5 – 15%. Таким образом, среднее значение сравнительной эффективности осаждения частиц загрязнений составило 10,7%.

Экспериментальные исследования (с участием Р.В. Смьшников) проведены на ЗАО «МЗ Ковровец» (г. Ковров) на специально спроектированном и изготовленном стенде. Рабочая жидкость типа ВМГЗ из бака подавалась насосом через кран-дроссель по трубопроводу в испытываемое устройство – трибоэлектрофильтр (рис. 4), а затем сливалась в бак. Анализы проб рабочей жидкости сводились к определению весового или объемного содержания загрязнений, а также их гранулометрического состава. Для этого использовали прибор ПКЖ-904, предназначенный для автоматического

контроля чистоты жидкости (измерение размеров и определение количества инородных частиц в жидкостях).

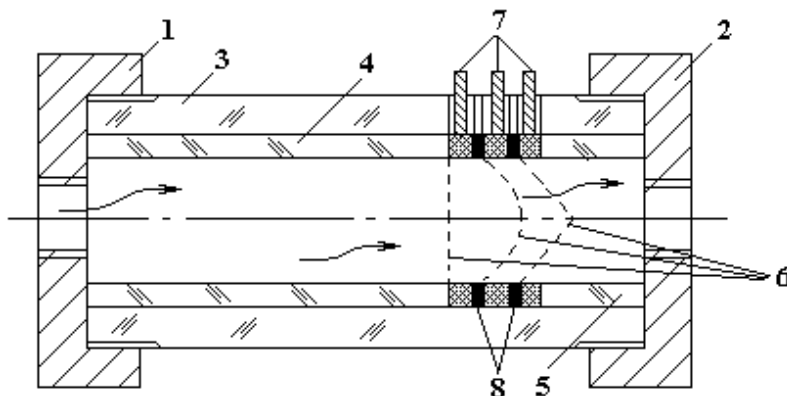


Рис. 4. Трибоэлектрофильтр: 1, 2 – крышки; 3 – корпус; 4, 5 – сменные вставки; 6 – сетчатые элементы; 7 – выводы напряжения; 8 – втулки-изоляторы

При движении рабочей жидкости в полости вставки 4, выполненной из материала, диэлектрическая проницаемость которого выше, чем у исследуемой жидкости, происходит электризация сеток 6 посредством трения частиц загрязнений жидкости. Концентрированный заряд снимается с сетчатых элементов 6, а масло сливается в бак. Электрическое напряжение измерялось вольтметром В7-40 с входным сопротивлением не менее 10^{10} Ом.

Исследования эффективности очистки при традиционном однофакторном подходе к эксперименту требуют значительного числа продолжительных опытов, что связано с большими трудозатратами, а также с длительностью испытаний. Одним из путей повышения эффективности исследований является экстремальное планирование экспериментов.

Функция отклика в данном случае имеет вид

$$Y = U = f(x_1, x_2, x_3, x_4),$$

где U – потенциал на вставках, В; $x_1 = \varepsilon$ – относительная диэлектрическая проницаемость материала вставки; $x_2 = t$ – температура жидкости, °С; $x_3 = Q$ – расход жидкости, л/мин; $x_4 = l$ – расстояние между сетками-вставками, мм.

Эксперимент проводился по дробной полуреplikе полного факторного плана типа 2^{4-1} . Для проверки адекватности модели использован критерий Фишера.

Окончательное уравнение регрессии имеет вид

$$U = 1033 + 19,2(\varepsilon - 2,3) + 7,5(t - 40) + 12,5(Q - 16) + \\ + 205(l - 10) + 3,8(\varepsilon - 2,3)(l - 10) - 0,5(t - 40)(Q - 16) + \\ + 1,5(t - 40)(l - 10) + 2,5(Q - 16)(l - 10).$$

На основе составленной регрессионной модели сделан вывод о том, что главными факторами, влияющими на величину потенциала на вставках, являются расстояние между ними, а также температура и расход очищаемой жидкости.

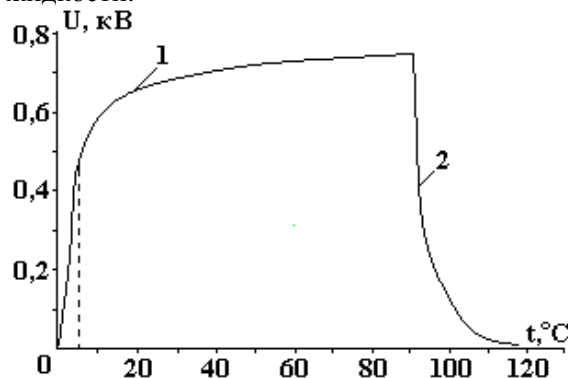


Рис. 5. Зависимость электрического потенциала от температуры: τ_p – время разгона; τ_e – время выключения; 1 – стенд включен, $\tau_p = 7$ с; 2 – стенд выключен, $\tau_e = 4,5$ с

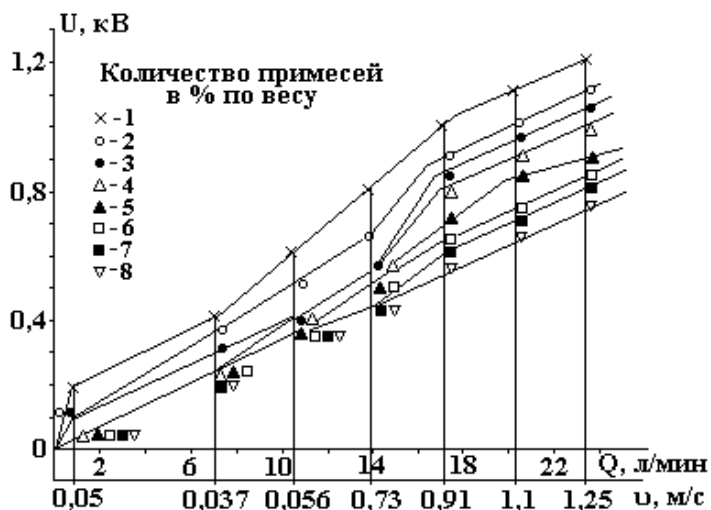


Рис. 6. Влияние примесей на электрический потенциал. 1 – 0,005; 2 – 0,01; 3 – 0,015; 4 – 0,02; 5 – 0,03; 6 – 0,035; 7 – 0,045; 8 – 0,085%

Величина электрического потенциала возрастает, по результатам экспериментальных исследований, с увеличением скорости жидкости, а также температуры (рис. 5, 6). При выключении станда наблюдалось снижение заряда на сетках устройства, что можно объяснить явлением релаксации. С увеличением количества примесей величина электрического потенциала падает из-за уноса заряда частицами. Проведенные эксперименты подтвердили возникновение электрических потенциалов при течении жидкости типа ВМГЗ.

Опытным путем установлено, что природа загрязнителя (алюминий, медь, кварцевая пыль) не оказывает значительного влияния на трибоэлектризацию.

На рис. 7 показана экспериментальная зависимость электрического потенциала от размера ячеек d , перепада давления P и расхода Q .

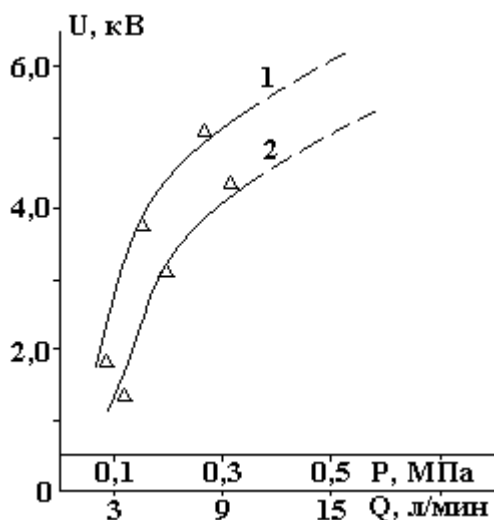


Рис. 7. Зависимость электрического потенциала от размера ячеек, перепада давления и расхода. $t = 50\text{ }^\circ\text{C}$, d , мкм: 1 – 20; 2 – 50

Величина трибоэлектризации (потенциал U) возрастает при увеличении перепада давления P , расхода жидкости Q , температуры жидкости t и уменьшении размера ячеек сетчатых элементов d , а также при контакте жидкостей с материалами из пластмасс. Это объясняется тем, что при движении жидкости с большей скоростью соответственно большее количество ионов участвует в электролитическом механизме образования электростатического заряда на сетках устройства (концентрация же ионов в определенном объеме жидкости одинакова). Способность элементов с мелкими ячейками создавать больший электрический потенциал вызвана также тем, что поверхность раздела фаз «сетка–жидкость» у этих материалов больше и соответственно они могут адсорбировать большее количество ионов определенного знака.

По результатам теоретических и экспериментальных исследований автором разработан самоэлектризующийся фильтр, на который получено свидетельство о полезной модели Российского агентства по патентам и товарным знакам № 28451 от 12.07.2002 года.

На ОАО «КЭМЗ» (г. Ковров) проведены производственные испытания самоэлектризующегося фильтра. В качестве рабочей жидкости использовали масло МГЕ-10А. Из полученных результатов следует, что при прохождении жидкости через трибоэлектрофильтр наиболее качественно

задерживаются частицы загрязнения диаметром 10–25 мкм (рис. 8), которые сопоставимы по размерам с зазорами трущихся пар гидромашин.

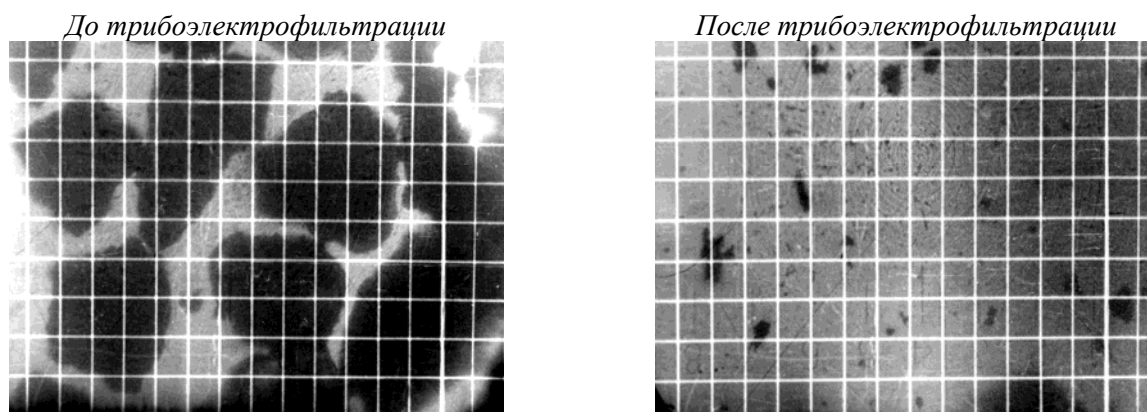


Рис. 8. Микрофотография частиц загрязнений (сетка увеличения $0,05 \times 0,05 \times 150$)

С целью определения эффективности трибоэлектрофльтрации в условиях эксплуатации исследованы два гидропривода управления экскаваторов ЭО-4225А, один из которых оснащен серийным фильтром со специальной вставкой из фторопласта, а другой – обычным серийным фильтром. Трибоэлектрофильтр–вставка (рис. 9) выполнен из фторопласта размером ячеек 200 мкм и установлен на фильтроэлемент грубой очистки. При использовании в гидросистеме управления экскаватором ЭО-4225А фильтров типа «Реготмас» трибоэлектризатор устанавливается внутри фильтроэлемента.



Рис. 9. Трибоэлектрофильтр–вставка

Результаты показали, что фильтр с трибоэлектризационной вставкой очищает рабочую жидкость в среднем эффективнее на 11%. Особенно это заметно в малых размерных группах: до 10 мкм – на 22%; до 50 мкм – 14; до 100 мкм – 12 и свыше 100 мкм – на 6%. Отказов в работе гидропривода управления экскаватором ЭО-4225А и изменения вязкости не наблюдалось.

Сравнение результатов испытаний и расчетов физико-математической модели проведено по анализу гранулометрического состава механических примесей. По результатам прогнозирования физико-математической модели при напряжении $U = 0,5–1,5$ кВ средняя тонкость очистки d трибоэлектрофльтрации соответственно на 6,7–15% выше обычной фльтрации с тем же размером ячеек сетки. Таким образом, средние значения эффективности трибоэлектрофльтрации: теоретическое – 10,7%; экспериментальное – 11%. Усредненная оценка физико-математической модели проведена с использованием квадратичных и абсолютных погрешностей. По результатам расчетов относительная квадратичная ошибка – 12,5%, абсолютная – 25%. Исходя из того, что относительные интегральные показатели ошибок достаточно сопоставимы, можно сделать вывод о качестве математической модели.

Выводы

1. Разработана и экспериментально подтверждена физико-математическая модель трибоэлектрофльтрации в виде дифференциальных уравнений и вспомогательных расчетных формул, после решения которых определены координаты движения твердых частиц, а также теоретически спрогно-

зирована эффективность очистки, равная в среднем 10,7% при изменении электрического потенциала от 0,5 до 1,5 кВ.

2. Получено уравнение регрессии, позволившее минимизировать количество опытов с достаточной точностью и достоверностью, при этом выявлены главные факторы.

3. В результате лабораторных испытаний трибоэлектрофильтра установлено, что электрический потенциал возрастает от 0,1 до 5,5 кВ при увеличении перепада давления, расхода и температуры рабочей жидкости и уменьшении размера ячеек фильтра от 400 до 20 мкм. Наибольшее значение потенциала наблюдалось на элементах, изготовленных из фторопласта с эффективным осаждением частиц размером 10 мкм и менее.

4. Эксплуатационные испытания трибоэлектрофильтра – вставки в гидросистеме управления экскаватором ЭО-4225А показали, что рабочая жидкость очищается эффективнее в среднем на 11%, особенно в малых размерных группах: до 10 мкм – 22%; до 50 мкм – 14%.

5. Проведенные исследования в производственных условиях подтвердили теоретические предпосылки и результаты опытов. Так, сравнительная эффективность по тонкости очистки (11% – при испытаниях, 10,7% – в теории), а также полученные сопоставимые относительные интегральные показатели ошибок подтвердили адекватность физико-математической модели. Трибоэлектрофльтрация рабочей жидкости (с тонкостью очистки в 10 мкм и менее) позволяет увеличить ресурс гидроагрегатов привода управления землеройной машиной от 1,8 до 6,7 раза.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Микипорис Ю.А., Татарнов В.В.* Влияние трибоэлектрической обработки топлива на его поверхностное натяжение // *Электронная обработка материалов.* 1996. № 1. С. 33–35.
2. *Микипорис Ю.А.* Трибоэлектризация топлив // *Электронная обработка материалов.* 1997. № 5–6. С. 52–53.
3. *Микипорис Ю.А.* Влияние трибоэлектризации на поверхностное натяжение // *Электронная обработка материалов.* 1999. № 4. С. 44–46.
4. *Бобровский С.Б.* Теоретические и экспериментальные исследования условий образования и накопления электрических зарядов при перекачке нефтепродуктов: Дис. докт техн наук. М., 1969.
5. *Русаков Б.А.* Повышение ресурса двигателей ВАТ путем совершенствования систем очистки масла / Дис. канд. техн. наук. Рязань, 1994.
6. *Белянин П.Н., Черненко Ж.С.* Авиационные фильтры и очистители гидросистем. М., 1964.

Поступила 23.12.04

Summary

The article is dedicated to the researching of a mineral oil after tribo- electricity treatment in special apparatus – triboelectrofilters. Using triboelectrofilters it is possible to improve industrial environment, save materials and enhance the reliable work of mechanisms.

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЗОН И ОБЪЕМОВ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО РАЗРУШЕНИЯ ФОРМ И СТЕРЖНЕЙ

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

В настоящее время отсутствует надежный способ очистки точного литья от форм и стержней. На практике для этого используют экологически вредные химические вещества. Электроразрядная технология в литейном производстве успешно применяется для выбивки стержней и очистки среднего и крупногабаритного литья. Использование электроударов для очистки точного литья требует точных расчетов нагрузок, так как прочность стержней зачастую достигает прочности тонкостенной литой заготовки.

Целью данной работы является разработка методики расчета технологических параметров электроразрядной очистки точного литья. Авторами расчетным путем получена связь параметров разрядного контура с прочностными характеристиками форм и стержней, с объемом их разрушения и коэффициентом сложности точного литья.

Для разрушения неметаллических прочных материалов, к которым относятся формы и стержни точного литья, используются электроудары с характеристическим радиусом канала разряда, значительно меньшим длины волны λ , излучаемой каналом разряда, и длиной разрядного промежутка l электрод – отливка

$$R \ll \lambda \ll l, \quad (1)$$

то есть используется модель длинного цилиндра [1].

Эти условия обусловлены тем, что такая модель обеспечивает максимальную скорость выделения энергии на разрядном промежутке и наибольшую эффективность преобразования энергии за счет увеличения длины излучателя волн давления.

Плотность энергии на единицу площади цилиндра может быть выражена следующим образом:

$$\frac{E}{S} = \frac{E}{2\pi r l + 2\pi r^2} = \frac{E}{2\pi r(l + r)}, \quad (2)$$

где E – энергия ударной волны разряда, кДж; r – радиус расширяющегося цилиндра, который может быть принят как радиус зоны эффективного действия волны сжатия, м; l – разрядный промежуток, или высота расширяющегося цилиндра, м.

В качестве критерия устанавливается энергия ударной волны, значение которой должно быть достаточным для разрушения форм и стержней и ограничено прочностными характеристиками литых заготовок. Если прочностные характеристики форм и стержней превышают прочность тонкостенного литья, используются методы предварительного их разупрочнения. Учитывая такое условие, можно записать следующее выражение:

$$E \geq \sigma_{сж} \cdot V, \quad (3)$$

где $\sigma_{сж}$ – предел прочности формы или стержня на сжатие, МПа; V – объем разрушения формы или стержня одним разрядом, м³.

При разряде на поверхность отливки происходит разрушение форм и стержней ударной волной через основание цилиндра с площадью πr^2 , м².

Значение энергии E , введенной в канал разряда длиной l за время τ , определено через параметры разряда в работе [2] следующей зависимостью:

$$E = \frac{R_0^4 \pi r_n l}{(\gamma - 1) \pi^2 LC}, \quad (4)$$

где R_0^4 – радиус канала разряда в конце первого полупериода, имеющий значение в пределах 0,001 м; ρ_n – плотность невозмущенной разрядной среды (воды), кг/м³; γ – эффективный показатель адиабаты, равный 1,26; L – индуктивность разрядного контура, мкГн; C – емкость разрядного контура, мкФ.

Результаты расчета объема разрушения форм и стержней в зависимости от различных характеристик и параметров единичных электроразрядов

r , см	k	σ , кг/см ²	E , кДж	V , см ³
1	2	3	4	5
13	0,36	5	1,25	722
13	0,49	5	2,50	1228
13	0,66	5	5,00	1805
13	0,58	8	2,50	560
13	0,67	8	3,75	880
13	0,73	8	5,00	1124
13	0,58	12	3,75	590
13	0,66	12	5,00	750
13	0,73	12	6,25	900
8	0,67	24	5,00	360
8	0,74	24	6,25	440
8	0,79	24	7,50	510
8	0,66	38	5,00	230
8	0,73	38	6,25	270
8	0,79	38	7,50	320
8	0,67	50	5,00	174
8	0,73	50	6,25	210
8	0,79	50	7,50	240
7	0,79	80	7,50	118
7	0,85	80	8,75	135
7	0,90	80	10,0	151
6	0,79	100	7,50	87
1	2	3	4	5
6	0,85	100	8,75	99
6	0,90	100	10,00	110
5	0,90	150	10,00	66
5	0,95	150	11,25	73
5	0,99	150	12,50	79
3	0,90	200	10,00	35
3	0,95	200	11,25	39
3	0,99	200	12,50	43

Так как разряды при очистке литья происходят в открытых объемах (рабочих баках) на поверхность отливок, то плотность энергии участка E_y и ее воздействие на зону отливки можно определить из следующего выражения:

$$\dot{A}_o = \frac{E}{2\pi r(r+l)} \cdot \pi r^2 = \frac{E \cdot r}{2(r+l)}. \quad (5)$$

Выражая энергию ударной волны E через параметры разряда, можно записать следующие выражения для энергии эффективного действия на отливку:

$$E_y = \frac{R_0^4 \pi \rho_0 l_2}{2(\gamma-1)\pi^2 LC(r+l)} \quad (6)$$

или, используя (3):

$$\frac{R_0^4 \pi \rho_0 l_2}{2(\gamma-1)\pi^2 LC(r+l)} = k \cdot \sigma_{сж} \cdot V, \quad (7)$$

где k – коэффициент пропорциональности, определяется сложностью точного литья, имеет значения от 0,4 до 1 в зависимости от наличия внутренних полостей [3]; V – объем разрушения форм и стержня, м³.

Таким образом, полученная зависимость (7) связывает параметры разрядного контура с прочностными характеристиками форм и стержней, с объемом их разрушения и коэффициентом сложности точного литья.

Используя выражение (7), можно произвести через параметры электроразряда оценочный расчет технологических показателей электроразрядной очистки точного литья – объема разрушения от одного разряда и производительности электроразрядного устройства при заданной частоте разрядов.

Радиусы эффективного действия r ударных волн разрядов устанавливались в зависимости от величины давления волн сжатия, выраженные через параметры разряда, и прочности литейных форм по установленной эмпирической зависимости в работе [3].

$$r = \sqrt{\frac{P}{\sigma_{сж}}} \cdot 10^{-2}, \quad (8)$$

где

$$P = \frac{U^{\frac{5}{4}} \cdot C^{\frac{1}{4}}}{\left(b^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{8}} l^{\frac{3}{8}} \right)},$$

U – напряжение, кВ; b – расстояние канала разряда до разрушаемого объекта, м.

Результаты расчетов технологических параметров очистки точного литья представлены в таблице.

Таким образом, изложенная методика расчета технологических показателей радиуса и объема электроразрядного разрушения форм и стержней может использоваться для определения технологических показателей при разработке оборудования для электрогидроимпульсной очистки точного литья.

Расчеты позволяют значительно расширить возможность электроразрядной технологии, используемой на финишных операциях производства отливок, и улучшить экологическую обстановку на этих участках.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Нагульных К.А., Рой Н.А.* Электрические разряды в воде. М., 1971.
2. Методика расчета гидродинамических и электрических характеристик канала разряда электрогидравлических установок / АН УССР. Проектно-конструкторское бюро электрогидравлики; Сост. А.Р. Ризун, В.В. Иванов О.М. Рыбка. Киев, 1982.
3. *Ризун А.Р., Цуркин В.Н.* Электроразрядное разрушение неметаллических материалов // Электронная обработка материалов. 2002. № 1. С. 83–85.

Поступила 27.01.05

Summary

The technique of determination of processing indexes of electric-discharge refinement of precision molding is given in the work. Quantitative relation of electric discharges variables with strength characteristics of casting forms and rods, radius and extent of electric-discharge destruction are presented.

ВЛИЯНИЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОЙ ЭЛЕКТРООБРАБОТКИ НА ЗАРЯДОВОЕ СОСТОЯНИЕ И ПРОЧНОСТНЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИЦИИ НА ОСНОВЕ ПОЛИЭТИЛЕНА И ПЬЕЗОКЕРАМИК

**Национальное аэрокосмическое агентство НАН Азербайджана*

AZ-1106, г. Баку, пр. Азадлыг, 159, Азербайджан

***Институт физики НАН Азербайджана*

AZ-1143, г. Баку, пр. Г.Джавида, 33, Азербайджан

В последнее время композиции на основе полимеров и пьезокерамики широко применяются в устройствах различных преобразователей, так как они обладают высокими пьезоэлектрическими и эксплуатационными свойствами [1–3]. Очевидно, что при эксплуатации устройства с элементами из композиций полимер–пьезокерамика в режиме излучения подвергаются длительному воздействию переменным электрическим полем. Сохранение пьезокомпозиции при этом может влиять на их пьезокерамические и прочностные свойства. Известно, что композиция полимер-пьезокерамика обладает пьезокерамическими свойствами после электротермополяризации. Электротермополяризация композиции в свою очередь меняет ее зарядовое состояние. Отмечено, что изменение пьезоэлектрических, прочностных и электрофизических свойств может происходить вследствие взаимодействий между фазами объемного заряда, накапливаемого в композиции в процессе электротермополяризации [4–5]. Также известно, что предварительная электрообработка меняет прочностные свойства композиции [6–7]. Однако следует отметить, что интерпретация результатов эксперимента, где могут проявляться объемный и поляризационный заряды, стабилизированные на границе раздела полимер-пьезокерамика, не всегда однозначна и требует тщательного анализа для того, чтобы понять, какое влияние оказывает зарядовое состояние на прочностные свойства композиции до и после предварительной электрообработки.

В работе исследовано влияние предварительной электрообработки на зарядовое состояние, пьезоэлектрические и прочностные свойства композиции на основе полиэтилена, содержащего пьезокерамические наполнители. В качестве наполнителей использовались пьезокерамические материалы ПКР5 и ПКР8, обладающие ромбоэдрической и тетрагональной структурой соответственно. Пьезокерамики ПКР5 и ПКР8 имели состав цирконата-титаната-свинца (ЦТС). Размер частиц пьезокерамик составлял $50 < d < 63$ мкм.

Прочностные характеристики исследуемых композиций определялись при температуре 293 К согласно [8–9]. Их пьезоэлектрические свойства измерялись в статическом режиме. Диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь измерялись с помощью автоматического моста Е8-4 на частоте 1кГц, удельное сопротивление образцов – посредством тераомметра Е6-13А. Зарядовое состояние композиций изучено методом термостимулированной деполяризации (ТСД) [10–11]. Энергия активации максимума рассчитывалась из кривых ТСД по методу начального наклона. Из площади ТСД рассчитана величина накопленного заряда в процессе поляризации композитов.

Композиции получены методом горячего прессования при температуре плавления полимерных матриц под давлением 15 МПа в течение 10 мин с последующим охлаждением до комнатной температуры со скоростью 2000 град/мин. Полимерные композиции обрабатывались под действием электрического поля ниже пробивного напряжения в переменном электрическом поле при различных напряженностях в течение 1 ч. Композиции подвергнуты электротермополяризации при температуре $T_n = 353$ К в течение $t_n = 1$ ч под действием электрического поля $E_n = 3 \cdot 10^6$ В/м.

На рис.1 приведены зависимости электрической прочности $E_{пр}$, диэлектрической проницаемости ϵ , тангенса угла потерь $\text{tg } \delta$ и логарифмы удельного сопротивления $\lg \rho_v$ композиции 70%ПЭ+

+30%ПКР5 от напряженности электрического поля, под действием которого осуществлялась обработка. Аналогичные зависимости представлены на рис.2 для композиций на основе ПЭ и пьезокерамики ПКР8 также в соотношении компонентов 70 и 30%.

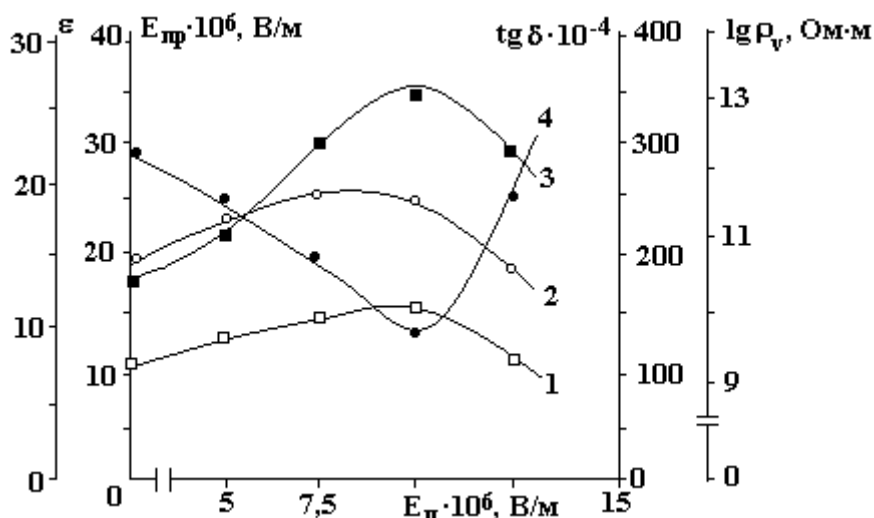


Рис. 1. Зависимости электрической прочности, диэлектрической проницаемости, тангенса угла потерь и логарифмы удельного сопротивления композиции 70%ПЭ+30%ПКР5 от напряженности поля электрообработки. 1 – ϵ ; 2 – $\lg \rho_v$; 3 – $E_{\text{пр}}$; 4 – $\text{tg } \delta$

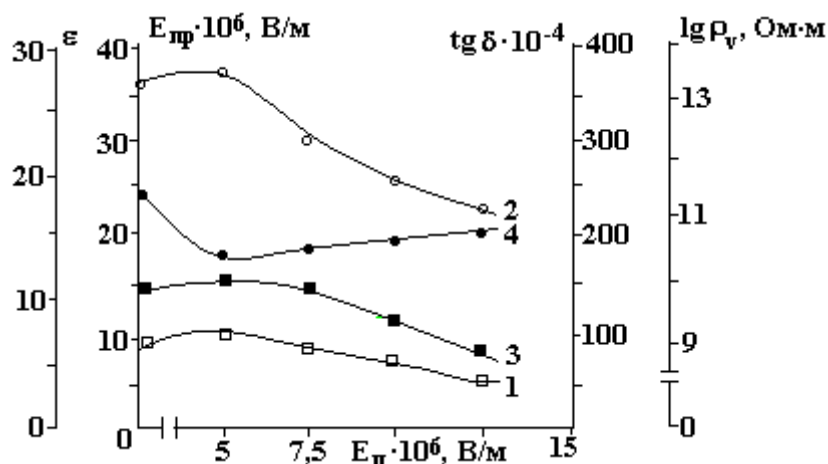


Рис. 2. Зависимости электрической прочности, диэлектрической проницаемости, тангенса угла потерь и логарифмы удельного сопротивления композиции 70%ПЭ+30%ПКР8 от напряженности поля электрообработки. 1 – ϵ ; 2 – $\lg \rho_v$; 3 – $E_{\text{пр}}$; 4 – $\text{tg } \delta$

Из рис. 1 и 2 видно, что наблюдается корреляция между электрической прочностью, ϵ , $\text{tg } \delta$ и $\lg \rho_v$. Такой характер зависимости электрической прочности, ϵ , $\text{tg } \delta$ и $\lg \rho_v$ от напряженности электрообработки объясняется изменением физической структуры полимерной матрицы и приграничного слоя компонентов композиций.

Из рис. 1 и 2 также следует, что характер изменения $E_{\text{пр}}$, ϵ , $\text{tg } \delta$ и $\lg \rho_v$ от напряженности поля электрообработки зависит от структуры пьезокерамики.

Чтобы выяснить, как влияет обработка композиций в электрическом поле на зарядовое состояние, их предварительно подвергали электрообработке, а затем поляризовали при $T_{\text{п}} = 353 \text{ К}$ и постоянном электрическом поле $E_{\text{п}} = 3 \cdot 10^6 \text{ В/м}$ в течение $t_{\text{п}} = 1 \text{ ч}$.

На рис. 3 показаны зависимости электрической и механической прочности, а также плотности зарядов, вычисленных из площади кривых ТСД (рис. 4), от напряженности электрообработки для композиции ПЭ+ПКР5.

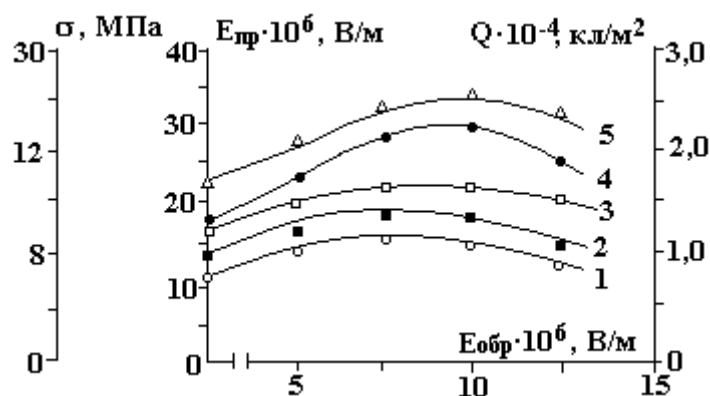


Рис.3. Зависимости электрической и механической прочности (до и после электротермополяризации), а также плотности зарядов композиции 70%ПЭ+30%ПКР5 от напряженности поля электрообработки. 1 – $\sigma_{до}$; 2 – Q ; 3 – $\sigma_{пос}$; 4 – $E_{до}$; 5 – $E_{пос}$

Из рис. 3 видно, что закономерности изменения $E_{пр}$ и σ до и после электротермополяризации от напряженности электрообработки не меняются, однако после электротермополяризации увеличиваются значения электрической и механической прочности. Рост электрической и механической прочности композиции ПЭ+ПКР5 после электротермополяризации хорошо коррелируется количеством плотности зарядов, вычисленной из кривых ТСД.

На рис. 4 приведены кривые ТСД, снятые для композиции 70%ПЭ+30%об ПКР5, предварительно подвергнутой электрообработке при различных напряженностях поля, после чего поляризовались при условиях $E_{п} = 3 \cdot 10^6$ В/м, $T_{п} = 353$ К и $t_{п} = 1$ ч.

Видно, что в зависимости от $E_{обр}$ площадь кривых ТСД композиций, из которых вычисляется количество зарядов, изменяется, причем до $E_{обр} = 10 \cdot 10^6$ В/м количество зарядов Q увеличивается, а затем уменьшается.

Рассчитана энергия активации максимумов ТСД, соответствующих температурам 333 и 384 К. Показано, что энергия активации E_a низкотемпературного максимума практически не меняется, а E_a при 384 К увеличивается при достижении напряженности электрообработки до $E_{обр} = 10 \cdot 10^6$ В/м, а затем уменьшается. В зависимости от $E_{обр}$ изменяется концентрация зарядов низкотемпературной ($T = 333$ К) и высокотемпературной ($T_{max} = 384$ К) ловушек. Время релаксации низкотемпературного максимума невелико и быстро релаксируется. В таблице приведены энергии активации максимума $E_{ак}$, полученной при 384 К, в зависимости от напряженности электрообработки.

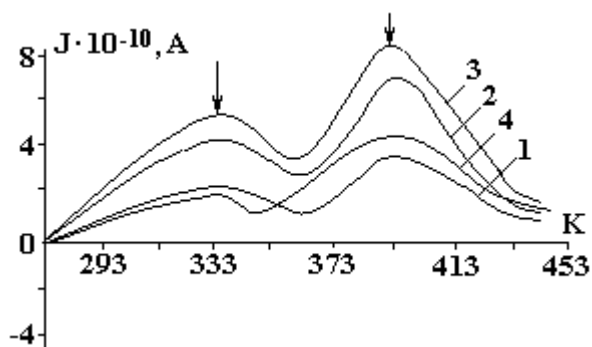


Рис.4. Кривые ТСД композиции 70%ПЭ+30%ПКР5, предварительно подвергнутой электрообработке при различных напряженностях поля и поляризованной при $E_{п} = 3 \cdot 10^6$ В/м, $T_{п} = 353$ К и $t_{п} = 1$ ч. $E_{обр}$, В/м: 1 – 0; 2 – $6 \cdot 10^6$; 3 – $10 \cdot 10^6$; 4 – $2 \cdot 10^6$

Видно, что энергия активации и концентрация зарядов второго высокотемпературного максимума ($T = 384$ К) в зависимости от $E_{обр}$ увеличиваются до $10 \cdot 10^6$ В/м, а затем уменьшаются.

Энергии активации максимума

$E_{обр}$, В/м	0	$6 \cdot 10^6$	$10 \cdot 10^6$	$12 \cdot 10^6$
$E_{ак}$, ЭВ	1,60	1,80	1,95	1,70

Уменьшение концентрации зарядов максимума $T = 384$ К при напряженностях выше $E_{обр} = 10 \cdot 10^6$ В/м, по нашему мнению, связано с увеличением объемного заряда электропроводности композиции.

С увеличением объемного заряда электропроводности композиций ухудшается процесс поляризации, то есть под действием внешнего электрического поля заряд рассасывается в объеме композиции.

На рис. 5 приведены зависимости пьезомодуля d_{33} от времени электрообработки. Из рисунка видно, что с увеличением напряженности электрообработки значения пьезомодуля d_{33} уменьшаются при низких значениях времени обработки. Уменьшение d_{33} от напряженности электрообработки, по нашему мнению, связано с увеличением электропроводности.

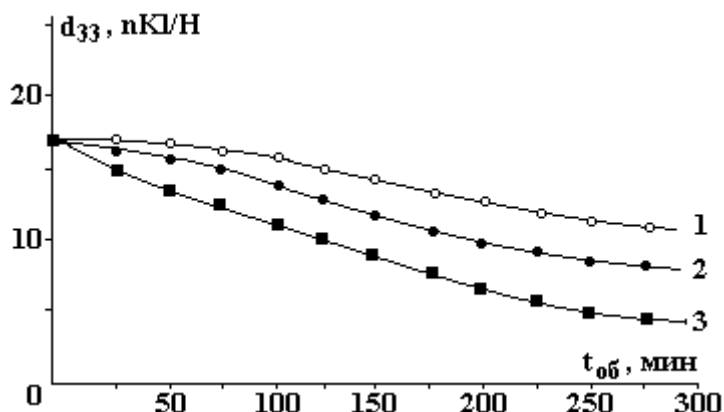


Рис. 5. Зависимости пьезомодуля композиции 70%ПЭ+30%ПКР5 от времени электрообработки: $E_{обр}$, В/м: 1 – 0; 2 – $10 \cdot 10^6$; 3 – $12 \cdot 10^6$

Анализ экспериментальных результатов свидетельствует о том, что состав и структура отдельных компонентов существенно влияют на прочностные и диэлектрические свойства композиции, обработанной при различных напряженностях поля. Также показано, что зарядовое состояние влияет на прочностные и пьезоэлектрические свойства композиции, обработанной при разных напряженностях поля. Наблюдаемые увеличения $E_{пр}$ и σ для композиции ПЭ+ПКР5, обработанной при различных $E_{обр}$ после электротермополяризации, можно связать с упорядочением физической структуры межфазной приграничной прослойки и накоплением заряда на границе раздела фаз компонентов композиции, в результате создается сильное локальное внутреннее электрическое поле, а это в свою очередь снижает напряженность внешнего поля, в результате чего пробой происходит при высоком напряжении.

Таким образом, напряженность поля при электрообработке сильно влияет на зарядовое состояние, приводит к изменению свойств приграничного слоя, а это в свою очередь влияет на прочностные и пьезоэлектрические свойства композиции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шахтактинский М.Г., Нуриев М.А., Рамазанов М.А. А.с. 1592957. Пьезоэлектрический микрофон.
2. Рамазанов М.А. Полимерный пьезокомпозитный датчик для регистрации артериальных пульсовых волн // Датчики и системы. 2002. № 12. С. 25–27.
3. Рамазанов М.А. Пьезокомпозитный датчик токов Короткова // Материалы IV Всесоюз. конф. “Актуальные проблемы получения и применения сегнето-, пьезо-, пироэлектриков и родственных им материалов”. 1991. С. 18–19.
4. Рамазанов М.А., Абасов С.А., Мустафаев З.Э. Влияние электротермополяризации на прочностные свойства композиции на основе полимер–пьезоэлектрик // Новые технологии 21-го века. 2001. № 6. С. 26–29.
5. Рамазанов М.А., Абасов С.А., Бедирханова С.Ш., Мустафаев З.Э. и др. Влияние зарядового состояния на прочностные свойства композиции на основе полипропилена и полиэтилена // Пластические массы. 2004. № 2. С. 22–24.

6. *Ибрагимова Х.С., Рамазанов М.А., Абасов С.А.* Влияние электрообработки на диэлектрические характеристики и прочностные свойства композиции полимер–пьезоэлектрик. Материалы III республиканской конференции “Актуальные проблемы физики”. Баку, 2004. С. 116.
7. *Абасов С.А., Рамазанов М.А., Ибрагимова Х.С., Мустафаев З.Э.* Влияние предварительной обработки под действием электрического поля на прочностные свойства композиции на основе полиэтилена и пьезокерамики // Физика и химия обработки материалов. 2003. № 5. С. 87–88.
8. *Багиров М.А., Малин В.П., Абасов С.А.* Воздействие электрических разрядов на полимерные диэлектрики. Баку, 1975.
9. *Магerrамов А.М.* Структурное и радиационное модифицирование электретных, пьезоэлектрических свойств полимерных композитов. Баку-Элм-2001, 325 с.
10. *Гороховатский Ю.А.* Основы термодеполяризационного анализа. М., 1981.
11. *Сесслера Г.* Электреты. М., 1983.

Поступила 27.01.05

Summary

The influence of preliminary electro processing on a charging condition, piezoelectric and strength properties of a composition on the basis of polyethylene and piezoceramics PCR5 and PCR8, having romboedric and tetragonal structure, respectively, are investigated. It is shown, that observable increase of electrical and mechanical durability for a composition PE+PCR5, PE+PCR8 processed at various E_{pr} after electrothermopolarization is connected with the ordering of physical structure inter phase boundary layer. It was experimentally established, that the intensity of field at electro processing strongly influences a charging condition (concentration and the energy activation) and results in the change of boundary layer properties and the change of properties of a boundary layer influences the strength and piezoelectric properties of a composition.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАКОНОМЕРНОСТЕЙ ЭРОЗИИ АЛЮМИНИЕВЫХ И ЖЕЛЕЗНЫХ ГРАНУЛ ПРИ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РАЗРЯДАХ В РЕАКТОРЕ С МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ЗАГРУЗКОЙ

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

Введение. Исследования электрофизических и технологических аспектов электрического разряда в реакторах с гранулированной металлозагрузкой ведутся на протяжении последних десятилетий. Основная тематика работ – электроэрозионная обработка токопроводящих материалов с целью получения высокодисперсных состояний, но есть и работы, посвященные другим областям применения метода объемной электроискровой обработки (ОЭИО) гетерогенных токопроводящих сред (ГТПС) в промышленности. К настоящему времени для конкретных условий опыта установлен ряд закономерностей, характеризующих зависимость интенсивности процесса эрозионного съема, других параметров от таких факторов, как электрические характеристики импульсов (длительность, di/dt , частота, амплитуда), геометрические параметры реактора электроэрозионного диспергирования (РЭД), фракционного состава слоя и т.п. [1–3]. Однако адекватной физической модели процессов, происходящих как в контактной зоне разряда, так и во всем разрядном промежутке в целом, пока не создано. Нет также и электродинамической модели процессов в цепи с такой существенно нелинейной нагрузкой, которая могла бы позволить создать набор критериев подобия для априорного выбора параметров разрядного контура и загрузки в каждом конкретном случае. Учитывая многофакторность явления, прогрессу в этом направлении может способствовать накопление массива данных, полученных экспериментальным путем в различных условиях проведения опытов.

Цель работы – проведение экспериментальных исследований особенностей высоковольтного объемного искрового разряда в реакторе с гранулированной алюминиевой и железной металлозагрузкой для дальнейшего использования полученных результатов при изучении характеристик конкретного технологического процесса, базирующегося на этом явлении. Задачей исследований являлось установление характера зависимости величины эрозионного съема металлов от различных параметров контура и загрузки.

Методика эксперимента. В качестве металлозагрузки использовались гранулы алюминия (сплав, марка АМц) и железа (сталь, марка ст. 0,8) цилиндрической формы. Эксперименты проводились с четырьмя наборами гранул (по два для каждого из металлов), размеры которых (высота и диаметр совпадали) составляли 4 и 8 мм. Рабочей средой в реакторе служила дистиллированная вода с начальным удельным сопротивлением $\rho_{ж} \approx 300 \text{ Ом}\cdot\text{м}$.

В состав экспериментального стенда входили электрическая система, включающая силовую и измерительные цепи, и разрядная камера (РЭД). Силовая цепь состояла из автотрансформатора, трансформатора–выпрямителя, зарядного сопротивления, емкостного накопителя энергии, коммутатора (воздушный разрядник). Измерительный комплекс включал в свой состав осциллограф универсальный запоминающий С 8-17, прибор счетный одноканальный ПС 02-08, генератор импульсов Г 5-56, киловольтметр С196. В качестве электрических датчиков применялись емкостный делитель напряжения и малоиндуктивный коаксиальный шунт. Количество импульсов (в среднем от 2000 до 10000 в каждом опыте) регистрировалось прибором счетным одноканальным ПС 02-08.

Реактор электроэрозионного диспергирования из оргстекла имел прямоугольную форму, длина камеры составляла $5,0 \cdot 10^{-1}$ м, ширина – $1,5 \cdot 10^{-2}$ м, высота – $2 \cdot 10^{-1}$ м, плоские электроды устанавливались в торцах, в более узкой части, по всей ширине реактора. Длина межэлектродного промежутка (как и высота слоя загрузки) могла варьировать в широком диапазоне. Индуктивность контура

L в разных опытах варьировала от $1,2 \cdot 10^{-6}$ до $1,5 \cdot 10^{-6}$ Гн, напряжение на конденсаторной батарее U – от $0,5 \cdot 10^3$ до $15 \cdot 10^3$ В, емкость конденсаторной батареи C – от $0,25 \cdot 10^{-6}$ до $2,7 \cdot 10^{-6}$ Ф. Диапазон изменения параметров контура и загрузки выбирался таким, чтобы по возможности выйти на оптимальные с точки зрения количества параметры эродировавшего металла и удельных энергозатрат. Критерием оптимальности выступало согласование общего сопротивления разрядной цепи с динамическим сопротивлением нагрузки. Экспериментально исследовалась зависимость массы эродировавшего металла m и удельных энергозатрат $E_{уд}$ от параметров контура (U , C , L) и характеристик металлозагрузки (d – размера частиц, h – высоты слоя, b – ширины слоя, l – длины слоя межэлектродного промежутка, сорта металла). Количество эродировавшего металла определялось взвешиванием гранул до и после опыта. Поскольку в любом непрерывном технологическом цикле с использованием метода ОЭИО ГТПС в жидкой нейтральной среде гранулы металла, как правило, уже лишены оксидных пленок, перед каждым опытом проводилась предварительная электроразрядная обработка металлозагрузки в дистиллате при напряжениях 5–7 кВ.

Результаты. С целью определения параметров контура, загрузки и РЭД, при которых масса эродировавшего металла максимальна, а удельные энергозатраты на эрозию минимальны, сделано несколько опытов для выявления основных закономерностей разряда в такой среде. При $C = 0,25 \cdot 10^{-6}$ Ф и $L = 1,2 \cdot 10^{-6}$ Гн определено минимальное начальное напряжение на конденсаторной батарее U_0 , при котором в слое гранул возник канал сквозной проводимости. Критерием его возникновения являлся резкий рост тока на осциллограмме, визуальное – появление искрений. Для алюминиевых гранул $d = 4$ мм $U_0 = 2,1$ кВ, для $d = 8$ мм и железных гранул размером 4 и 8 мм – значение менее 1 кВ. Среднее напряжение пробоя единичного контактного промежутка, определенное по методике [2], составило для Al $d = 4$ мм около 8 В.

Разряд при напряжениях, близких к U_0 , – нестабильный, возникновение канала сквозной проводимости чередуется со стеканием заряда с накопительной емкости через проводящую гетерогенную среду. При увеличении частоты следования импульсов до 1–2 Гц и более в воздушном разряднике зажигается дуга. Поэтому следующим шагом являлось определение порога стабильности разряда. Критерием служило возникновение стабильной повторяемости осциллограмм тока и напряжения при любых достижимых в опытах частотах следования импульсов (до 50 Гц). Для алюминиевой металлозагрузки размером гранул $d = 4$ мм начальное напряжение на конденсаторной батарее, при котором разряд становился стабильным (обозначим его U_1), достигало 4,1 кВ, при этом амплитуда падения напряжения на единичном контактом промежутке $U_{ед}$ (при условии, что замыкалась только одна цепочка) составляла около 30 В. Соответственно для Fe $d = 4$ мм $U_1 = 3,2$ кВ, $U_{ед} = 24$ В. Для алюминиевой и железной металлозагрузки с размером гранул $d = 8$ мм эти значения одинаковы: $U_1 = 1,2$ кВ, $U_{ед} = 17$ В. Осциллограммы напряжения, несмотря на то что разряд стабильный, содержат длительный пологий участок (стекания заряда), свидетельствующий о том, что в процессе разряда токовые цепочки разрываются. В связи с этим определены минимальные начальные напряжения на конденсаторной батарее U_2 , при которых реализуется аperiodический разряд и вся запасенная энергия выделяется в первом полупериоде. Такой режим разряда должен быть наиболее эффективным с точки зрения электроэрозионных процессов в металлозагрузке, поскольку в этом случае диссипация энергии на активном сопротивлении элементов разрядной цепи минимальна. Для алюминиевой и железной металлозагрузки размером гранул $d = 4$ мм эти значения равны 5,4 и 5,0 кВ соответственно ($U_{ед} = 32$ и 31 В по-прежнему, при условии, что замыкалась только одна цепочка, хотя это скорее всего уже не так), для $d = 8$ мм эти значения равны 2,6 и 2,4 кВ соответственно ($U_{ед} = 33$ и 32 В при том же условии). Длительность разряда для Al и Fe ($d = 4$ мм) составляла примерно 2,2 мкс при периоде собственных колебаний разрядного контура $T = 3,44$ мкс.

Исследования закономерностей эрозионного съема проводились последовательно по всем наборам параметров. Сравнение результатов, полученных на гранулах размерами 4 и 8 мм, показало, что вторые менее эффективны с точки зрения энергозатрат и массы эродировавшего металла.

Исследована зависимость удельных энергозатрат на эрозию металла $E_{уд}$ от C и L . При увеличении емкости (при $h = 20 \cdot 10^{-3}$ м, $l = 5,0 \cdot 10^{-1}$ м, $d = 4 \cdot 10^{-3}$ м (Al), $U = 6,2 \cdot 10^3$ В, $L = 1,2 \cdot 10^{-6}$ Гн) удельные энергозатраты падают. С увеличением индуктивности (при $C = 1,35 \cdot 10^{-6}$ Ф и $U = 6,5 \cdot 10^3$ В) $E_{уд}$ резко возрастают. Зависимость массы эродировавшего металла m от C почти линейная при сохранении остальных параметров постоянными, с ростом C масса m растет. Зависимость m от индуктивности в целом падающая.

Зависимости $E_{уд}$ и m от длины разрядного промежутка исследовались в РЭД при параметрах $h = 20 \cdot 10^{-3}$ м, $d = 4 \cdot 10^{-3}$ м (Al), $U = 6,7 \cdot 10^3$ В, $L = 1,5 \cdot 10^{-6}$ Гн. С увеличением длины удельные энергоза-

траты монотонно снижаются, выходя на минимум при $l = 350 \cdot 10^{-3}$ м, и в дальнейшем практически не изменяются. В то же время m при такой длине промежутка выходит на максимум, и дальше, в пределах исследованного диапазона, остается неизменной. Зависимости $E_{уд}$ и m от h также имеют слабо выраженный минимум и максимум при $h = 20$ мм.

Эти результаты позволили определить оптимальные для данного РЭД длину промежутка $l = 5,0 \cdot 10^{-1}$ м и высоту слоя загрузки $h = 20 \cdot 10^{-3}$ м, при которых проводились дальнейшие исследования.

При исследовании зависимости $E_{уд}$ и m от U для алюминиевой металлозагрузки при $d = 4 \cdot 10^{-3}$ м, $C = 0,25 \cdot 10^{-6}$ Ф и $L = 1,5 \cdot 10^{-6}$ Гн в диапазоне U от 2 до $13 \cdot 10^3$ В (с шагом 1000 В, в области оптимума шаг уменьшался) обнаружен оптимум при $U = 6,7 \cdot 10^3$ В (максимум для m и минимум для $E_{уд}$). Минимальное значение энергии, затраченной на эрозию одного грамма металла загрузки, в этом случае оказалось равным 13,9 кДж. Для железной металлозагрузки при тех же параметрах (только диапазон U выбран иной – от 4 до $15 \cdot 10^3$ В) такой оптимум обнаружен для $U = 13,2 \cdot 10^3$ В. Здесь $E_{уд} = 13,22$ кДж/г – несколько меньше, чем для Al. Опыты также показали, что значения $E_{уд}$ и для алюминиевой, и для железной металлозагрузки очень слабо зависят от суммарной выделившейся в промежутке энергии.

При поддержании постоянной суммарной энергии, выделившейся в промежутке (за счет количества импульсов), в реакторах с алюминиевой и железной металлозагрузкой зависимости $E_{уд}$ и m от U практически идентичны, отличаясь только численно. Суммарная энергия, выделившаяся в реакторе с железной металлозагрузкой, поддерживалась в опытах примерно равной 400 КДж, для алюминиевой загрузки эта величина равна 50 КДж. Общий вид зависимости удельной энергии от напряжения при постоянстве выделившейся энергии для алюминия и железа представлен на рис. 1. Из рисунка видно, что характер зависимостей аналогичен – с ростом напряжения удельные энергозатраты падают почти линейно, причем угол наклона прямых примерно одинаков.

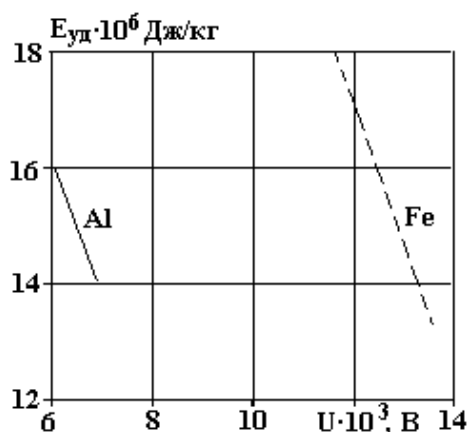


Рис. 1. Зависимость удельной энергии от напряжения при постоянной выделившейся энергии для разряда в реакторах с алюминиевой и железной металлозагрузкой

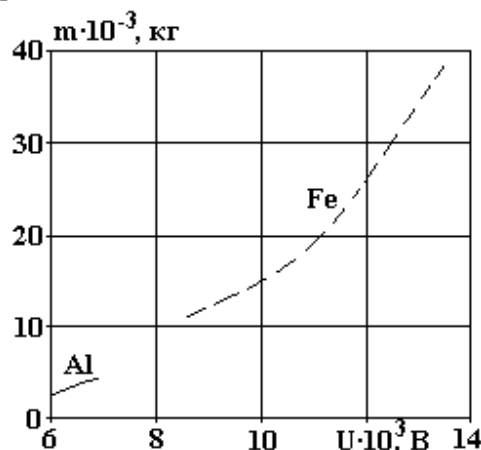


Рис. 2. Зависимость массы эродировавшего металла от напряжения при постоянной выделившейся энергии для разряда в реакторах с алюминиевой и железной металлозагрузкой

Зависимость массы эродировавшего металла от напряжения в этих же опытах представлена на рис. 2. Характер зависимостей для алюминия и железа здесь также аналогичен, причем кривая зависимости для железа как бы является продолжением кривой для алюминия. При этом зависимость массы эродировавшего металла от суммарной выделившейся энергии (при постоянных C и U) для обоих металлов практически линейная, а для отдельных наборов параметров кривые имеют совпадающие участки.

Количество металла, эродировавшего при выделении в промежутке 1000 Дж энергии, увеличивается с ростом напряжения (в указанных диапазонах) для алюминия от 6 до $7 \cdot 10^{-8}$ кг/Дж, а для железа – от 5 до $7 \cdot 10^{-8}$ кг/Дж.

Обсуждение. Характер влияния емкости разрядных конденсаторов на удельные энергозатраты и производительность искроэрозионного диспергирования гранул аналогичен полученному в [4] для низких напряжений разряда. Линейный рост эрозионного съема связан, по-видимому, с увеличением энергии единичного импульса [5]. В то же время снижение производительности диспергирования при росте индуктивности контура можно связать изменением крутизны нарастания тока (такая возможность также отмечается в [5]).

Полученные значения энергозатрат на диспергирование алюминия и железа в реакторе совпадают с приведенными в [6] (там в опытах с алюминием эти значения составляли 3–4 (кВт·ч)/кг, причем взвешивались и электроды) и значительно ниже приведенных в [7] (5–15 (кВт·ч)/кг). Опыты в [6] проводились при высоких напряжениях, в то время как в [7] – при напряжениях до 1 кВ. Вероятно, поиск оптимального сочетания геометрических размеров реакторов и режимов разряда может привести к снижению удельных энергозатрат еще в несколько раз.

Характер зависимости удельной энергии и массы эродировавшего металла от напряжения не позволяет дать однозначной трактовки процессов, происходящих при разряде в железной и алюминиевой загрузке. С одной стороны, существует мнение (см., например, [1] и ссылки), что получение порошков металлов с меньшей электропроводностью требует повышенного расхода энергии и с увеличением теплоты плавления и испарения разрушение металлов уменьшается. С другой стороны, в [5] указывается, что связь коэффициента выброса металла K с электродов в разрядный промежуток с теплофизическими свойствами материала электродов не выявляется четко, хотя обнаружены значения параметров импульсов (при энергии в импульсе $W \approx 10$ Дж и длительности разряда $t \approx 10^{-4}$ с), при которых K увеличивается с повышением температуры плавления электродов. Оптимумы для железа и алюминия в опытах достигаются при различной энергии единичного импульса, при этом удельная энергия для эрозии единицы массы металла незначительно меньше для железа.

Заключение. Исследования влияния электрофизических параметров, характеристик металлозагрузки и реакторов электроэрозионного диспергирования на эрозию металлов показали, что:

- с ростом напряжения удельные энергозатраты на эрозию единицы массы металла загрузки уменьшаются;
- с ростом напряжения масса эродировавшего металла растет;
- с увеличением емкости удельные энергозатраты падают. С увеличением индуктивности $E_{уд}$ возрастают;
- зависимость массы эродировавшего металла от C при сохранении остальных параметров постоянными почти линейная, с ростом C масса m растет. Зависимость m от индуктивности в целом падающая;
- с увеличением длины разрядного промежутка удельные энергозатраты монотонно снижаются, m при определенной длине промежутка выходит на максимум и дальше, в пределах исследованного диапазона, остается неизменной;
- зависимость $E_{уд}$ и m от высоты и ширины слоя металлозагрузки может иметь экстремум. В дальнейшем с увеличением h и b удельные энергозатраты возрастают, а съем эродировавшего металла уменьшается;
- характер зависимости удельных энергозатрат и массы эродировавшего металла для разряда в реакторе с алюминиевой и железной металлозагрузкой практически идентичен и отличается только количественно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щерба А.А., Штомпель И.В. Анализ электрических параметров и динамики искровых разрядов в слое токопроводящих гранул // Стабилизация параметров электрической энергии: Сб. науч. тр. Киев: Изд.-во Ин-та электродинамики НАНУ, 1991. С. 65–73.
2. Щерба А.А., Подольцев А.Д., Захарченко С.Н. Регулирование динамических параметров технологических систем объемной электроискровой обработки гетерогенных токопроводящих сред // Праці Ін-ту електродинаміки НАНУ. Електротехніка'2001. Київ: Вид.-во Ін-ту електродинаміки НАНУ, 2001. С. 3–16.
3. Щерба А.А., Подольцев А.Д., Кучерявая И.Н. Исследование электроэрозионных явлений при протекании импульсного тока между токопроводящими гранулами с учетом микроплазменного контактного промежутка // Технічна електродинаміка. 2002. № 4. С. 3–7.
4. Захарченко С.М. Розрядноімпульсні системи зі стабілізацією параметрів об'ємного електроіскрового диспергування струмопровідних гранул: Автореф. дис. канд. техн. наук. Київ, 2004.
5. Намитоков К.К. Электроэрозионные явления. М., 1978.
6. Фоминский Л.П. Некоторые аспекты электроэрозионного способа получения окиси алюминия // Электронная обработка материалов. 1980. № 1. С. 46–49.
7. Левченко В.Ф. Электроимпульсный метод комплексной переработки материалов // Проблемы машиностроения. 1992. Вып. 38. С. 78–86.

Поступила 05.01.05

Summary

The results of experimental investigations of some regularities of erosion of aluminium and iron granules at high-voltage electric discharges in the reactor with metal charging are given. The influence of circuit parameters, reactor and charging on quantitative characteristics of erosion is shown.

А.М. Парамонов, Е.А. Пасинковский, А.В. Коваль

ТЕРМОСТАТ Т-106.5

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

В Институте прикладной физики Академии наук Республики Молдова (ИПФ АН РМ) разработан, изготовлен и апробирован термостат Т-106.5 (далее просто термостат). Он предназначен для лабораторных работ, требующих поддержания температуры контрольных порций исследуемого материала с точностью $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$. Диапазон рабочих температур $+60 \dots +120^{\circ}\text{C}$. Исследуемый материал помещается в пробирки, которые устанавливаются в отверстия съемной вращающейся каретки.

Условия эксплуатации: температура в лаборатории от 291 до 303 К ($+18 \dots +30^{\circ}\text{C}$); относительная влажность до 80% при температуре 20°C ; напряжение сети переменного тока (220 ± 22) В, частота 50 Гц.

Область применения и температурные рамки стабилизации могут быть изменены по согласованию с производителем.

Основные параметры и характеристики

Номинальная потребляемая мощность не более 160 Вт.

Мощность, потребляемая в установившемся режиме, не более 90 Вт.

Рабочая температура термостата $+60 \dots +120^{\circ}\text{C}$.

Точность поддержания температуры $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$.

Частота вращения каретки 6–8 об/мин.

Термостат снабжен системой аварийного отключения питания при превышении температуры $+125 \pm 5^{\circ}\text{C}$.

Время нагрева термостата до $+110^{\circ}\text{C}$ порядка 50 мин с момента включения.

Время восстановления температуры ($+110^{\circ}\text{C}$) после открывания крышки на 1 мин не более 20 мин.

Превышение температуры наружных поверхностей термостата, доступных к прикосновению (кроме крышки), над температурой окружающей среды не более $+30^{\circ}\text{C}$.

Габаритные размеры термостата, мм:

диаметр не более 425

высота не более 380

Габаритные размеры рабочего сосуда, мм:

диаметр не более 290

глубина не более 135

Вес термостата не более 15 кг.

Для обеспечения электробезопасности напряжение питания нагревательных элементов снижено до 36 В при помощи понижающего трансформатора.

Исполнение термостата – электровзрывопожаробезопасное, с заземляющим выводом через боковой контакт вилки типа shuko.

Внешний вид термостата показан на рис. 1.

Термостат состоит из внешнего и внутреннего термоизолированных (друг от друга) корпусов цилиндрической формы; нагревательных элементов, которые рассредоточены по внешней поверхности внутреннего корпуса [1].

Верхняя часть термостата снабжена съемной крышкой со шлюзом для экстренного извлечения или загрузки пробирок с исследуемым материалом. Шлюз закрывается термостойкой пробкой. Съемная каретка выполнена из дюрала, имеет 11 отверстий для пробирок и ручку для выемки из тер-

мостата. Внутренний цилиндрический корпус и прилегающая к нему нижняя часть крышки выполнены из нержавеющей стали.

Термостат не содержит и не выделяет токсичных веществ [2].

Двигатель вращения каретки и силовая часть электропитания закреплены снаружи на днище термостата.



Рис. 1. Внешний вид термостата

На лицевой поверхности термостата размещены пульт управления и смотровое окно из двойного термостойкого стекла. Это позволяет, при необходимости, вести оперативный отсчет температуры по термометру, устанавливаемому в одной из пробирок.

На пульте управления расположены: выключатели сети и двигателя (с индикаторными лампами), контрольная лампа отключения нагревателей, потенциометр настройки температуры и электронный индикатор температуры.

Рассмотрим принцип работы термостата.

Блок питания (рис. 2) предназначен для питания безопасным напряжением $36 \pm 10\%$ В нагревателей Н1 и Н2, питания напряжением 127 В двигателя вращения каретки типа РД-09, а также питания регулятора температуры и электронного термометра.

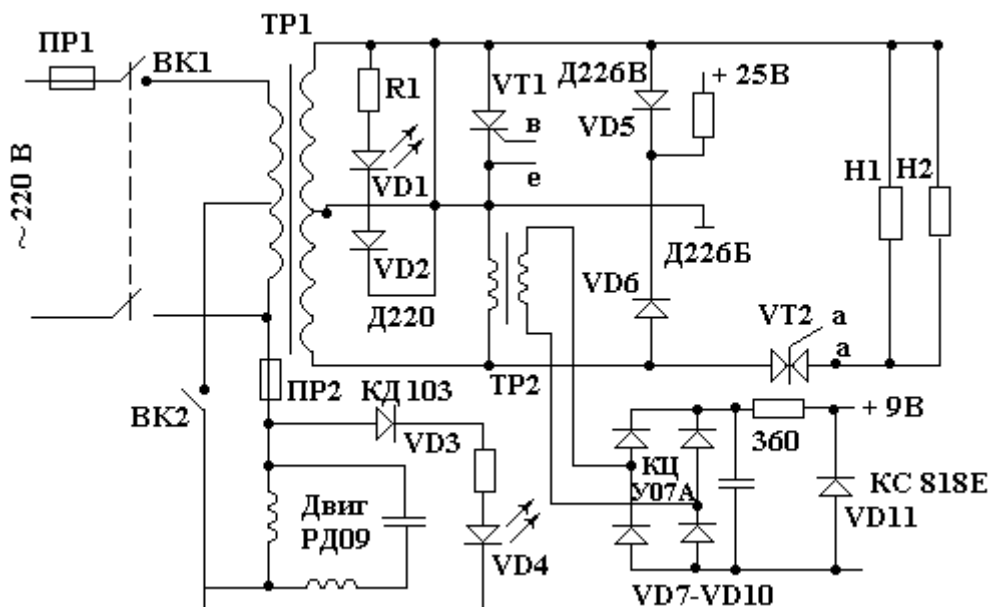


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема блока питания термостата

Блок питания включает в себя силовой трансформатор Tr1, выпрямители VD5 и VD6 для питания регулятора температуры, трансформатор Tr2 и выпрямитель со стабилизатором напряжения для питания электронного термометра.

Блок питания снабжен световым индикатором VD1 включенного состояния термостата, световым индикатором VD4 включенного состояния двигателя каретки, соответствующими предохранителями Пр1 и Пр2, выключателями ВК1 и ВК2.

Система защиты выполнена на силовом тиристоре VT1. Коммутация нагревателя Н1 обеспечивается симистором VT2. Нагреватель Н2 включен постоянно [3, 4].

Регулятор температуры (рис.3) выполнен на компараторе DA1. На один из входов компаратора подано образцовое напряжение, снимаемое с резисторов R5, R6, R8, а на второй вход – напряжение с резистора R3, последовательно включенного в датчик температуры, выполненного на диоде VD3. При снижении сопротивления диода VD3 до уровня, при котором напряжения на входах 2 и 3 компаратора DA1 сравниваются, открывается транзистор VT2, срывающий колебания релаксатора на транзисторе VT3. При этом запуск симистора VT2 (рис. 2), управляющего работой нагревательного элемента Н1 через Tr1, прекращается. Термостат начинает охлаждаться.

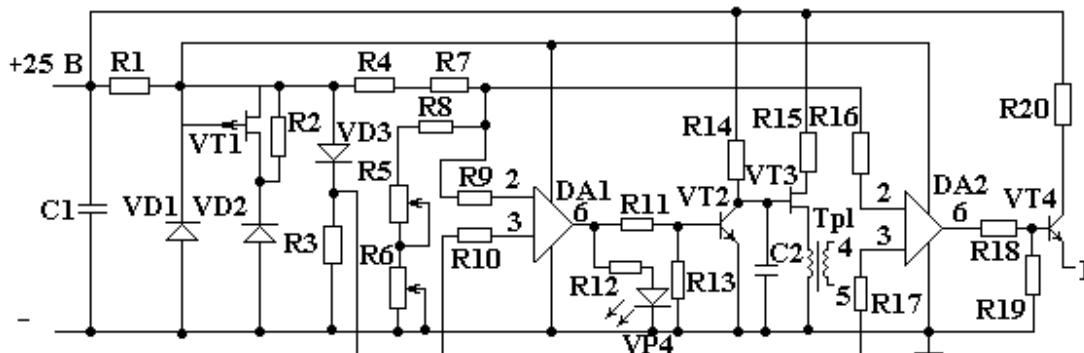


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема регулятора температуры

При нарушении баланса напряжений на входах 2 и 3 транзистор VT2 закрывается, и вновь релаксатор на VT3 через Tr1 запускает симистор VT2 (рис. 2). Нагреватель снова включается. Светодиод VD4 выведен на лицевую панель, и его загорание свидетельствует об отключении нагревателей, что необходимо для настройки температуры потенциометром R5, также выведенным на лицевую панель.

Защита от превышения температуры свыше $+125 \pm 5^\circ\text{C}$ выполнена на компараторе DA2, который посредством усилителя на VT4 запускает тиристор защиты VT1 (рис.2). Тиристор закорачивает вторичную обмотку Tr1, в результате чего предохранитель Пр1 сгорает [5, 6].

Электронный индикатор температуры (рис. 4) показывает температуру внутри рабочей камеры. Датчик термометра на диоде VD1 питается от источника тока, выполненного на транзисторе VT1. С анода датчика сигнал, линейно зависящий от измеряемой температуры, через фильтр помех R5C1 поступает на вывод 30 входа микросхемы DD1. В качестве источника стабильного напряжения, питающего цепи, определяющие точность термометра, используется разность напряжений между выводами 1 и 32 DD1, которая поддерживается внутренним стабилизатором микросхемы на уровне $2,8 \pm 0,4$ В. Для уменьшения влияния температурного коэффициента разности этих напряжений на процесс измерения в прибор введен еще один источник тока – на транзисторе VT2. Он питает подстроечные резисторы R3 и R4, служащие для калибровки термометра.

Транзистор VT3 обеспечивает индикацию десятичной точки во втором разряде жидкокристаллического индикатора НГ1. Источником питания схемы является стабилизированный источник постоянного напряжения 9 В [7, 8].

Методика испытаний. Термостат проходил испытания при следующих условиях:

1. Рабочей температурой была взята точка в $106,5^\circ\text{C}$.
2. В качестве пробирок (10 штук) были использованы макеты из бумаги.
3. В 11-й стеклянной пробирке находился специальный контрольный ртутный термометр от прибора Д'арсонваля (диапазон $+92,5-117^\circ\text{C}$, цена деления $0,5^\circ\text{C}$) (далее – просто термометр).
4. Время отсчитывалось по электронному хронометру.

Испытания проходили в три этапа. Показания температуры на всех этапах испытаний снимались по термометру, а темп нагрева контролировался по электронному индикатору температуры. На первом этапе испытаний проверялся выход термостата на рабочий режим (нагрев до $+(106,5 \pm 0,5)^\circ\text{C}$, время (45 ± 5) мин). Так как рабочая зона ртутного термометра не позволяла этого сделать, то контроль велся по электронному индикатору. Время между измерениями равнялось 5 мин. На рис. 5 приведен график выхода термостата на рабочий режим.

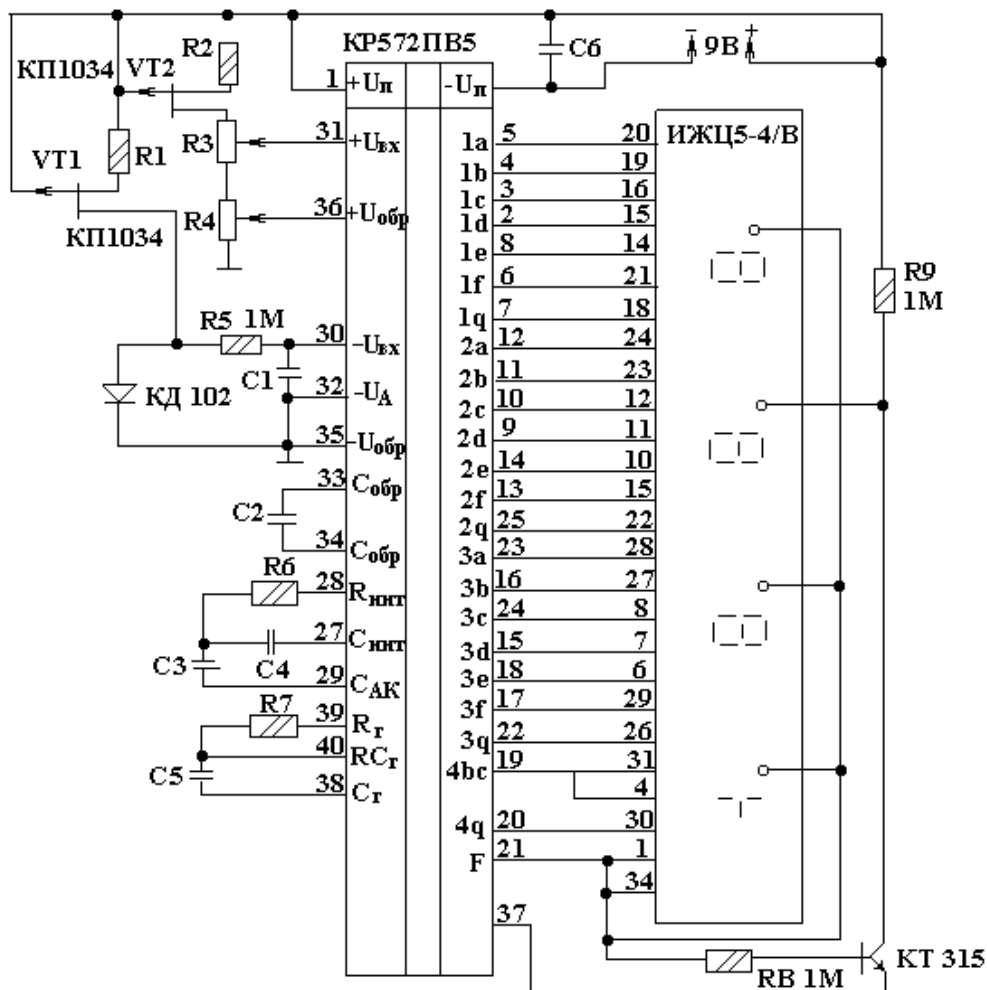


Рис. 4. Принципиальная электрическая схема электронного индикатора температуры

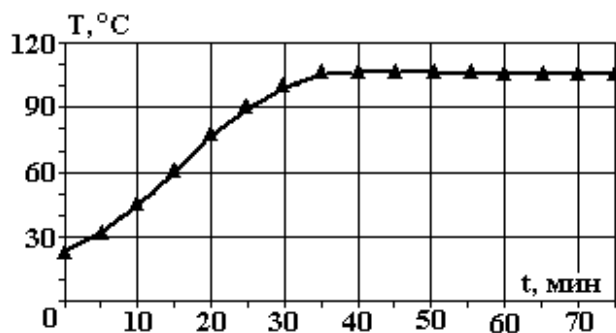


Рис. 5. Выход термостата на рабочий режим

На втором этапе производилась проверка термостата на безотказную работу и сохранение параметров в течение 5 дней по 8 часов. Температура контролировалась каждые 15 мин. График работы термостата представлен на рис. 6. На этом рисунке, как и на рис. 7, обозначены: T1 – показания электронного индикатора температуры; T2 – показания ртутного термометра.

Как видно из графика, показания электронного индикатора температуры и термометра в установившемся режиме хорошо коррелируют между собой. Таким образом, показания температуры в установившемся режиме можно снимать без потери по точности по электронному индикатору [9].

На третьем этапе в один из пяти дней производилось моделирование загрузки-разгрузки термостата пробирками. Для этого через 1 час после включения термостата и выхода его на режим была открыта на 1 минуту крышка термостата.

После ее закрытия через 20 мин термометр восстановился до рабочей точки (рис. 7). Затем через 5 часов моделировалась ситуация разгрузки-загрузки пробирок через шлюз. Для этого в течение 1 минуты была вынута пробка из шлюзового отверстия. Как видно из графика (рис. 7), данная операция вообще не отразилась на поведении термостата.

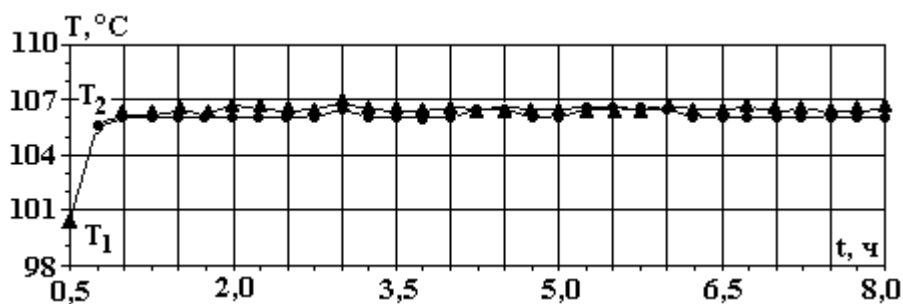


Рис. 6. Поведение термостата в течение 8 часов

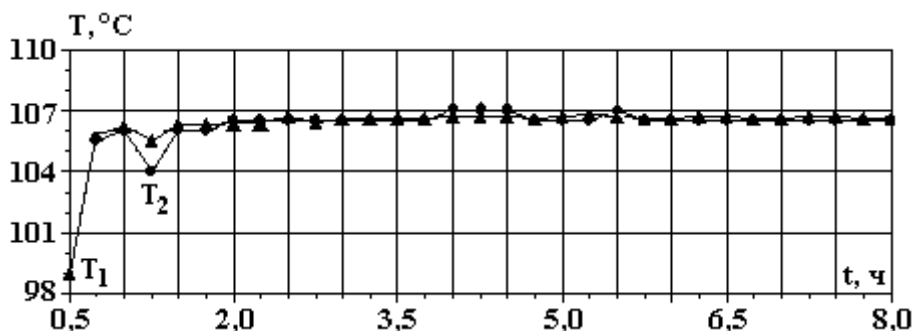


Рис. 7. Работа термостата в течение дня при моделировании процесса загрузки пробирок

Проведенные испытания показали высокую надежность термостата, хорошую повторяемость выхода на установленный режим, хорошую корреляцию между показаниями термометра и электронного индикатора температуры в установившемся режиме, практически отсутствует влияние смены пробирок через шлюзовое отверстие на режим термостатирования.

Установлено также, что внешняя подсветка должна осуществляться только в момент непосредственного наблюдения и отключаться по его завершении, так как ее нахождение во включенном состоянии может повлиять на датчик температуры регулятора (сместить рабочую температуру из-за радиационного облучения).

Кроме того, необходимо чтобы в каретке всегда устанавливались все пробирки. Они играют роль лопастей, которые перемешивают нагретый воздух, и благодаря этому весь объем термостата нагревается равномерно. Отсутствие нескольких пробирок приводит к тому, что может сместиться рабочая точка и нарушиться корреляция между показаниями термометра и электронного индикатора температуры. Поэтому если в процессе работы из термостата вынимаются пробирки, то на их место необходимо поставить пустые. Допустимо отсутствие максимум одной пробирки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кудрявцев И.Ф., Карасенко В.А. Электрический нагрев и электротехнология. М., 1975.
2. Лахшин Ю. М., Леонтьева В. П. Материаловедение. М., 1980.
3. Додик С. Д. Источники вторичного электропитания. М., 1983.
4. Найвельт Г.С., Мазель К.Б., Хусаинов Ч.И. и др. Источники питания РЭА: Справочник. М., 1986.
5. Гутников В. И. Интегральная электроника в измерительных устройствах. М., 1988.
6. Галамага В.Н., Георгиу В.Г. Практическая электроника. М., 1989.
7. Цибин В. Цифровой термометр // Радио. 1996. № 10. С. 40–41.
8. Федорков Б.Г., Телец В.А. Микросхемы ЦАП и АЦП: функционирование, параметры, применение. М., 1990.
9. Преображенский В.П. Теплотехнические измерения и приборы. М., 1953.

Поступила 11.03.05

Summary

The designed thermostat is described. The principle of its work and description of its design, electronic circuits and their description, procedure of trials of the thermostat and diagrams of its work are given.

ИЗ ОПЫТА РАБОТЫ

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

РАЗРУШЕНИЕ ПРОЧНЫХ ОТЛОЖЕНИЙ В ПРОЦЕССЕ ОЧИСТКИ ТРУБ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ РАЗРЯДАМИ. ЧАСТЬ 2

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

Ранее в [1] нами рассмотрены особенности процесса очистки труб и влияние параметров разрядного контура, трех видов структуры разрядного промежутка, частоты следования разрядов при очистке стальных труб $25 \times 2,5$; 56×3 и 76×3 мм от прочных отложений электрогидроимпульсным (ЭГИ) способом.

Целью настоящей работы является получение экспериментальных данных по энергетическим и временным параметрам, а также механизму протекания процесса ЭГИ очистки стальных труб 56×3 и 76×3 мм от прочных отложений толщиной 4–9 мм с пределом прочности на сжатие $\sigma_{сж} \geq 40$ МПа.

Схематизированные картины развития процесса

Для получения данных по механизму ЭГИ очистки труб строились визуальные схематизированные картины разрушения модельных отложений (цементно-песчаного покрытия [1]) в образцах стальных труб 56×3 и 76×3 мм. Толщина слоя отложений $\delta_{от}$ соответственно составляла 4–8 и 6–9 мм при длине образцов l_T от 170 до 180 мм.

Наконечник электрода выполнялся в виде диска диаметром 18 мм. Электрод располагался соосно с трубой 56×3 мм, а для трубы 76×3 мм он смещался к ее стенке так, чтобы длина разрядного промежутка $l_{pn} \approx 16$ мм. После серии разрядов электрод перемещался к противоположной стороне стенки трубы с тем, чтобы обеспечить равномерную очистку ее поверхности. Затем после очередной серии разрядов он перемещался вдоль трубы на величину шага h_s .

Разрушение отложений проводилось как по прямой технологической схеме, когда электрод вдвигался в процессе очистки в трубу с отложениями [1, 2], так и по обратной схеме, когда он выдвигался из трубы с отложениями. Замечено, что по прямой схеме ЭГИ очистка идет быстрее, однако обратная схема удобна для удаления из зоны разряда разрушенных отложений при вертикальном расположении труб. Поэтому основная масса экспериментов проведена по обратной схеме обработки. При этом возникли трудности с очисткой труб $25 \times 2,5$ мм из-за их малого проходного сечения.

Несмотря на различные технологические приемы, характер разрушения прочных отложений для рассмотренных типоразмеров труб практически совпадал.

При построении схематизированных картин ЭГИ разрушения отложений в трубах 56×3 мм диск электрода перемещался вдоль трубы по обратной схеме с шагом $h_s = 20$ мм. После каждого разряда на первых двух шагах обработки и после 3–5 разрядов – на последующих образец трубы извлекался из бака с водой. С помощью специальной подсветки визуально наблюдались, измерялись глубиномером штангенциркуля и фиксировались на миллиметровой бумаге все видимые изменения на внутренней поверхности трубы с отложениями. На ее торце со стороны обработки делались специальные контрольные риски, относительно которых строились развертки внутренней поверхности трубы.

Для двух режимов параметры разрядного контура: зарядное напряжение $U_0 = 25$ кВ, емкость конденсаторной батареи $C = 2,37$ мкФ, индуктивность разрядного контура $L = 4,5$ мкГн и $U_0 = 27$ кВ, $C = 2,37$ мкФ, $L = 11,5$ мкГн (рис. 1). Удельное сопротивление используемой технической воды $\rho_в = 12,5$ Ом·м. На рис. 1 штрихпунктирная линия соответствует положению электрода.

Анализ схематизированных картин разрушения отложений в трубах показал, что при обработке разрядами имеются три характерных участка l по длине трубы l_T :

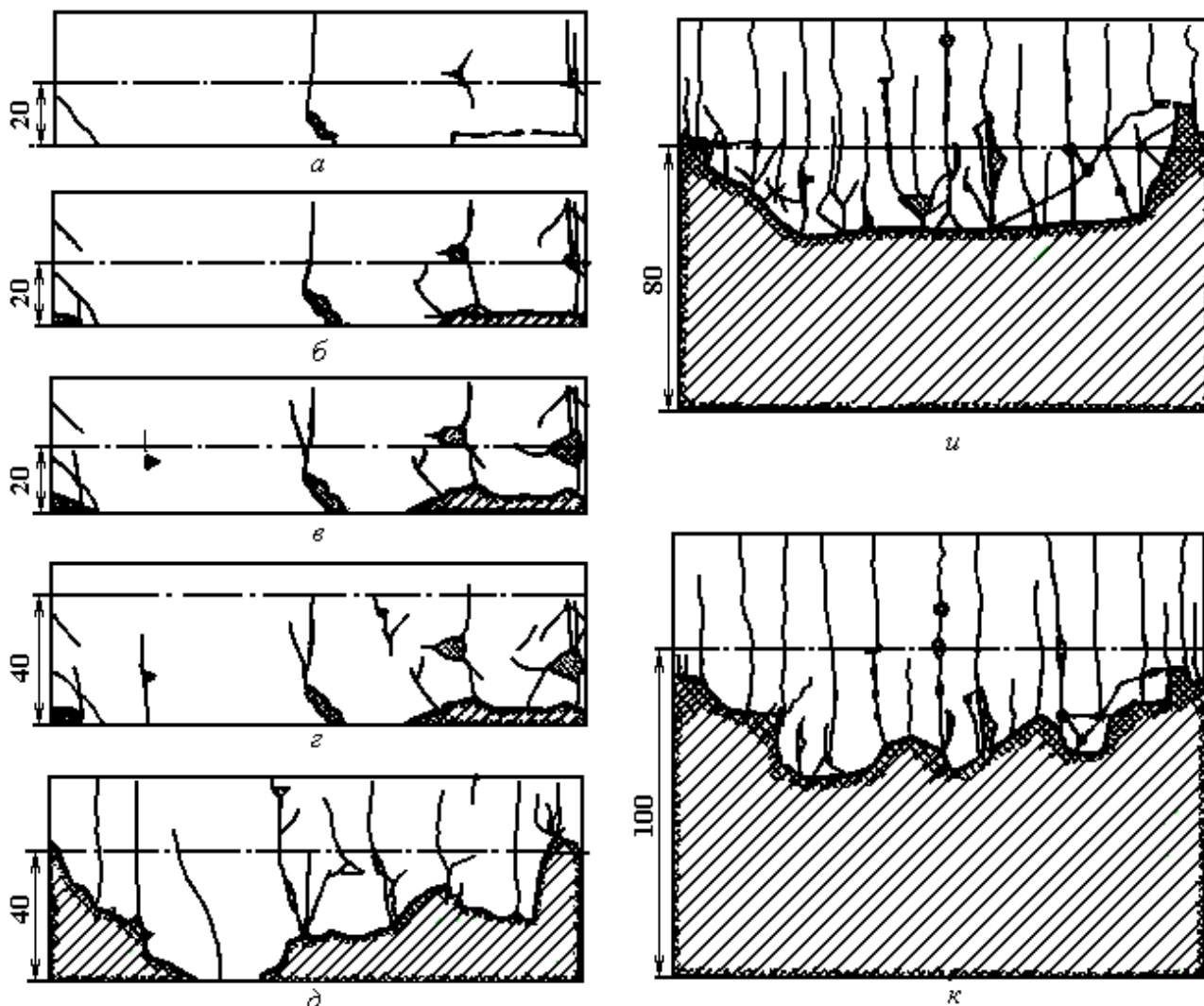
- а) начальный, когда $l \approx 2h_s$ (рис.1, а – д);
- б) средний $l \approx l_T - 2h_s - d_T$ (рис.1, е – κ);
- в) конечный, или торцевой $l \approx d_T$ (рис.1, л, м).

Здесь d_T – наружный диаметр трубы.

Особенностью начального участка трубы является то, что отложения находятся в исходном состоянии, наиболее прочном для пробоя. Так, при напряжении $U_0 < 25$ кВ наблюдались преимущественно беспробойные (коронные) разряды. Увеличение напряжения U_0 до 25 кВ при $L = 4,5$ мкГн и до 27 кВ при $L = 11,5$ мкГн привело к тому, что пробоем отложений соответствовала каверна – воронка диаметром $\sim 2-3$ мм. Чаще всего воронка имела вид треугольника или чечевицы с исходящими от ее острых углов одиночными трещинами, которые ориентировались преимущественно вдоль образующей трубы как линии наименьшего сопротивления (продольные трещины). Открытая металлическая поверхность на дне воронки не превышала в диаметре 1 мм. Иногда вместо каверны фиксировался термический прижог на торце трубы, свидетельствующий о наличии поверхностного разряда с диска электрода по поверхности отложений на торец трубы.

Характерно, что в случае наличия в отложениях вблизи диска электрода исходных пор – раковин различного диаметра и глубины, образовавшихся в процессе изготовления модельных отложений, разряд их как бы «не замечал». Часто он «не замечал» и воронку от первого разряда. Тогда сколько разрядов – столько и воронок. Но и в одну и ту же воронку могло происходить несколько разрядов, что приводило к ее расширению и увеличению площади оголившейся в ней металлической поверхности трубы. При этом повышалась вероятность того, что последующие разряды будут происходить преимущественно на эту поверхность.

Под действием первых двух разрядов появляются продольные трещины и от исходных раковин в покрытии, которые становятся концентраторами напряжений.



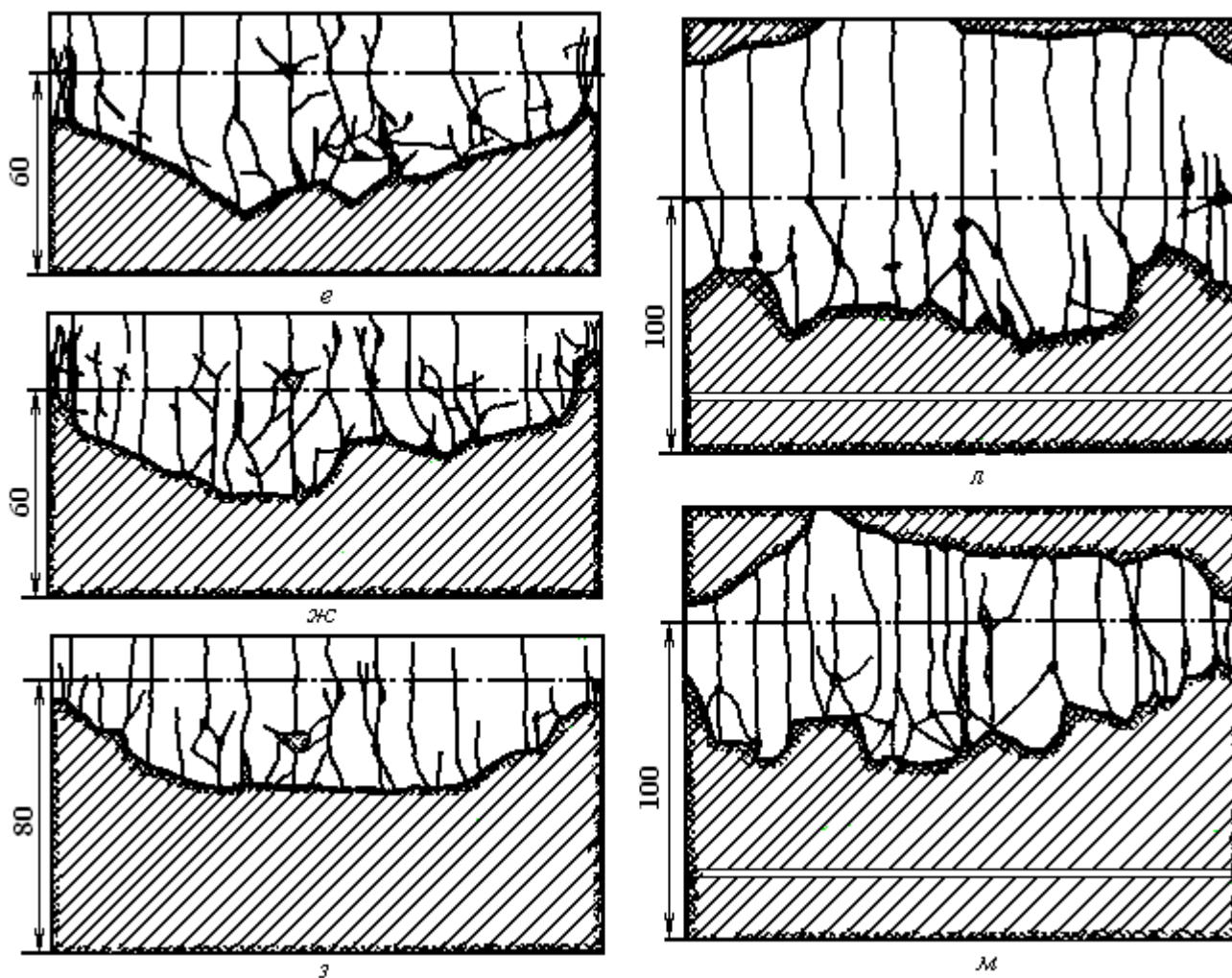


Рис. 1. Схематизированные картины ЭГИ разрушения отложений в трубе 56×3 мм. Последовательность разрядов: а – (1 – 3); б – (4 – 5); в – (6 – 8); г – (9 – 12); д – (13 – 20); е – (21 – 25); ж – (26 – 28); з – (29 – 38); и – (39 – 45); к – (46 – 55); л – (56 – 66); м – (67 – 76)

Характерным для начального участка обработки (рис.1, а–д) является образование фронта разрушения за счет постепенного откола кусков отложений, прилегающих к торцу трубы. После 25 разрядов фронт разрушения сформировался по всей окружности трубы (рис.1, е), отделяя очищенный участок трубы от неочищенного.

Обследование образца трубы по всей длине после 35 разрядов показало, что продольные трещины проходят до противоположного торца трубы. Вся поверхность отложений разделена трещинами на участки – полосы. Расстояние между трещинами ~ 10 – 20 мм и зависит от энергии разрядов, разнотолщинности отложений по окружности (наличия или отсутствия эксцентриситета слоя отложений в трубе).

Разрушение отложений в средней части трубы (рис.1, е–к) облегчено благодаря наличию продольных трещин. Разряды осуществляются не в сплошной, а в трещиноватой среде. Наиболее эффективными оказываются пробои сплошного материала отложений между трещинами. От таких разрядов могут появляться не только продольные, но и поперечные трещины, пересекающие продольные. Образуется сетка трещин.

В активной зоне разрушений наблюдаются кратеры и различных размеров участки оголенной поверхности трубы, возникающие преимущественно напротив диска электрода, а также система продольных и поперечных трещин. Именно появление поперечных трещин способствует отрыву части отложений от стенки трубы при последующих одном или двух разрядах.

Пробой в районе диска электрода на оголенные участки металла трубы, образованные предыдущими разрядами, малоэффективны. Они в основном могут способствовать появлению пластических деформаций в этом месте трубы. Поэтому после пяти последовательных разрядов в одну ворон-

ку, даже если не произошло существенных разрушений, перемещали электрод далее на величину шага h_3 .

Характерно, что активная зона разрушений, прилегающая к фронту, составляет $\sim 40\text{--}50$ мм. Под цилиндрической же частью изоляции электрода в отложениях имелись лишь продольные трещины [1].

При осесимметричном относительно трубы расположении электрода чем равномернее по толщине слой отложений, тем более равномерное по окружности трубы разрушение отложений и более ровный его фронт.

Поры и раковины, встречающиеся на пути распространения трещины, притягивают ее к себе и сами становятся источниками трещин.

Как только диск электрода доходит до расстояния от торца трубы $l \approx d_T$, начинают проявляться краевые эффекты, выражающиеся в появлении второго фронта разрушения. Это свидетельствует о наличии явления откола, характерного только для импульсных процессов.

От торца трубы отложения откалываются кусками постепенно по всей ее окружности (рис.1, л, м). Образовавшийся фронт разрушения распространяется навстречу первому – основному. Чаще всего это ускоряет процесс разрушения торцевого участка отложений. Иногда же увеличивающиеся по площади оголенные участки трубы, особенно при частичной встрече двух фронтов на завершающем этапе процесса очистки (рис.1, м), могут вызвать затруднения при удалении какого-то участка («языка») оставшихся отложений, который за счет адгезии удерживается на стенке трубы. Очистка торцевого участка трубы – важная и ответственная операция, поскольку он соответствует участку крепления труб в трубной решетке теплообменного аппарата.

Представляет интерес ЭГИ очистка труб с разной толщиной отложений по окружности трубы, например от 4 до 8 мм. В этом случае пробои и разрушения происходили в основном в более тонком слое отложений, поэтому фронт разрушения сильно искажался за счет отстающего толстостенного «языка» отложений. При перемещении электрода на очередной шаг и проведении серии разрядов от основания «языка» со стороны разрушенного более тонкого слоя отложений распространялись поперечные трещины, которые приводили при последующих разрядах на тонкостенном участке отложений к отвалу всего «языка» и выравниванию фронта разрушения.

В итоге получалось, что очистка образца ($l_T = 180$ мм) с разнотолщинным слоем отложений происходила за такое же количество разрядов, что и очистка образца с равнотолщинными отложениями. Однако это отражалось на гранулометрическом составе разрушенных отложений: значительно увеличивалась самая крупная фракция, что может повлиять на утилизацию разрушенных отложений из трубы.

Продукты разрушения отложений

На рис.2 приведены фотографии продуктов разрушения прочных отложений, полученных при ЭГИ очистке труб теплообменных аппаратов (ТА) коксохимического производства. Судя по крупной фракции, внешняя, прилегающая к поверхности трубы, сторона отложений – гладкая и имеет темно-коричневый цвет. Внутренняя сторона их – светлая, бугристая, пористая, что вызвано закономерностями процесса накипеобразования. Отложения имеют в основном трехслойную структуру. Между слоями видны прослойки рыжего цвета, возможно, ржавчины. Это могло произойти при изменении технологического регламента при эксплуатации ТА.



Рис.2. Осколки трубных отложений коксохимического производства после ЭГИ очистки труб

Несмотря на слоистое строение, большинство осколков отложений содержат исходные внутреннюю и наружную поверхности слоя отложений. В основном характер излома хрупкий, камневидный.

Микроструктуры натуральных и модельных (из песчано-цементной смеси) отложений, используемых в экспериментах, существенно отличались. Однако (судя по осколкам после ЭГИ разрушения), несмотря на различное внутреннее строение натуральных и модельных отложений, характер разрушения их практически одинаков, очевидно, вследствие близких значений у них прочностных характеристик [1].

Продукты разрушения отложений для каждого образца взвешивались и раскладывались на пять фракций так, чтобы размеры каждого куска отложений укладывались в диапазон минимальной из пяти фракций: 0 – 3, 3 – 7, 7 – 10, 10 – 20, более 20 мм. Затем определялось отношение массы каждой фракции G_m к общей массе G_0 .

Анализ осколков отложений показал, что в первом приближении (с учетом наличия эксцентриситета слоя отложений в некоторых образцах) в диапазоне изменения индуктивности L от 4,6 до 11,5 мкГн гранулометрический состав продуктов разрушения меняется незначительно. При этом с увеличением L наблюдается некоторая тенденция к росту крупности осколков. Так, при $L = 11,5$ мкГн количество третьей и четвертой фракций получилось одинаковым.

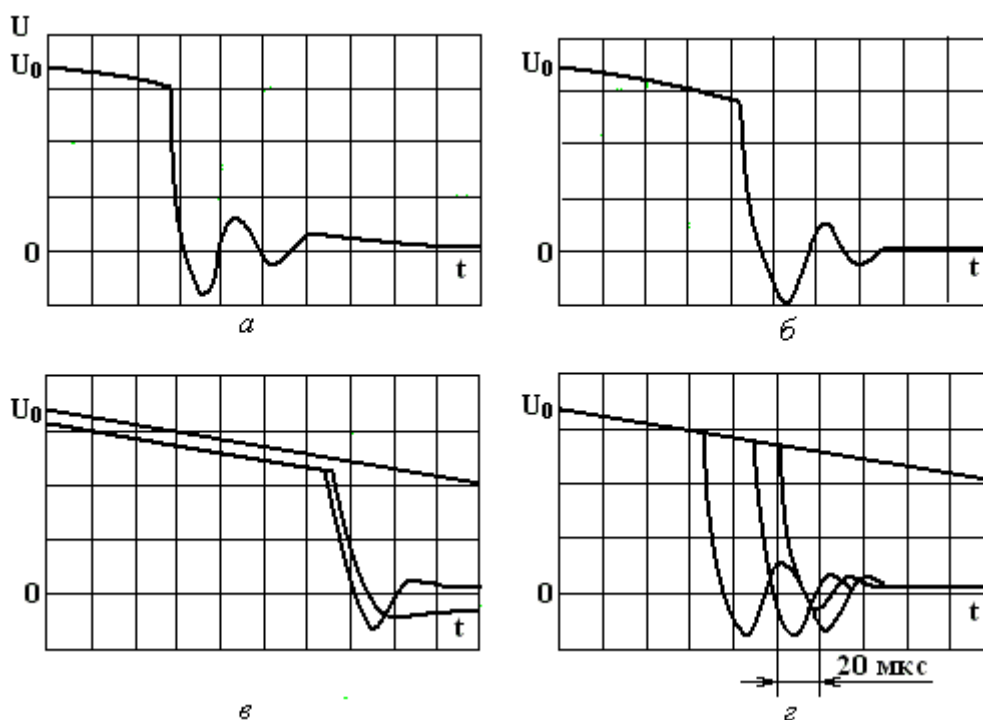
Среднее значение процентного содержания осколков по фракциям в проведенных 10 экспериментах составляло соответственно 4,9; 7,1; 27,9; 36,8; 23,3%. Характерными размерами кусков отложений при ЭГИ очистке трубы 56×3 мм следует считать 7–10 и 10–20 мм, что не вызывало затруднений при их утилизации.

Электротехнические и временные характеристики процесса

На рис.3 приведены последовательные осциллограммы напряжения на разрядном промежутке $U(t)$ при ЭГИ очистке труб на начальном $l \approx h_0 = 20$ мм и среднем $l = 60$ и 80 мм участках трубы. Характер разрядов преимущественно колебательный.

Большее предпробивное время t_{np} с некоторым статистическим разбросом соответствует разрядам с пробоем слоя отложений, а меньшее t_{np} – разрядам на оголившиеся в кратерах металлические участки трубы. При этом иногда, особенно на начальном участке обработки, наблюдались поверхностные и коронные разряды (например, рис. 3,в).

Из осциллограмм $U(t)$ определялось пробивное напряжение U_{np} , с помощью которого рассчитывались предпробивные потери энергии $W_{nn} = C(U_0^2 - U_{np}^2) / 2$, выделенная в канале разряда энергия $W_k = CU_{np}^2 / 2$ и электрический КПД $\eta = W_k / W_0$. Здесь $W_0 = CU_0^2 / 2$ – запасенная энергия в конденсаторной батарее.



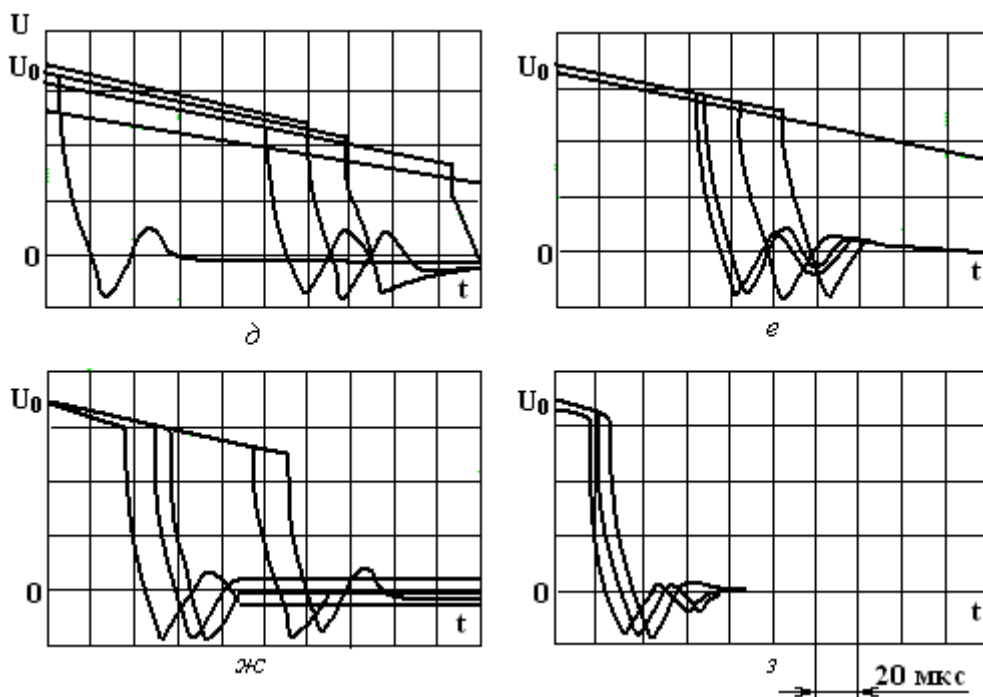


Рис. 3. Последовательные единичные и совмещенные осциллограммы напряжения при ЭГИ очистке образца трубы 56×3 мм на начальном (а, б, в, г) и среднем (д, е, ж, з) участках. $U_0 = 27$ кВ, $C = 2,37$ мкФ, $L = 11,5$ мкГн, $l_T = 180$ мм

Разрядный ток $I(t)$ измерялся с помощью пояса Роговского. По осциллограммам короткозамкнутого контура рассчитывались масштабный коэффициент для определения разрядного тока, период его колебаний T и индуктивность контура $L = T^2 / 4 \pi^2 C$.

Индуктивность L изменялась от 4,6 до 14 мкГн путем подключения к электроду шлейфов из подводящих кабелей различной длины. В этом диапазоне L может изменяться при различном конструктивном исполнении электродной системы ЭГИ установки. Большая длина труб ТА приводит к необходимости увеличения длины подводящей системы токопроводов и соответственно к увеличению L .

В таблице приведены значения рассчитанных с помощью осциллограмм тока $I(t)$ и напряжения $U(t)$ электротехнических и временных характеристик разрядов в процессе очистки образцов труб 56×3 мм. Толщина отложений δ_{om} составляла 6 мм при равномерной и от 4 до 8 мм – в случае неравномерной толщины слоя по окружности трубы. Характеристики разрядов рассчитывались как средние значения из осциллограмм $I(t)$ и $U(t)$ для каждого образца.

Наблюдалось существенное влияние увеличения индуктивности L от 4,6 до 14 мкГн на напряжение U_{np} и соответственно энергию W_{nn} . Так, при $U_0 = 25$ кВ, когда $L = 11,5$ мкГн, появилось большое количество беспробойных (коронных) разрядов, а при $L = 14$ мкГн были только коронные разряды, не приводящие к разрушению отложений. Изменение падения напряжения на шлейфах подводящих проводов находилось в пределах погрешности осциллографа.

В процессе исследований схем с генератором импульсов в [2] отмечается значительное изменение параметров импульса напряжения (снижение амплитуды и крутизны фронта) при подключении генератора к нагрузке по сравнению с его холостым ходом. Особенно это заметно, когда в качестве рабочей среды выступала техническая вода. Очевидно, что чем ниже сопротивление воды $\rho_в$, тем изменение параметров нагрузки на U_0 проявляется сильнее. Тем более это заметно, когда режим пробоя близок к пороговому, при котором происходит переход к коронному разряду.

В проведенных экспериментах увеличение индуктивности L от 4,6 до 14 мкГн привело к необходимости увеличения напряжения U_0 с 25 до 27 кВ, уменьшению амплитуды разрядного тока I_m (несмотря на увеличение U_0) с 15,6 до 8,2 кА, увеличению полупериода колебаний тока $T/2$ с 10,3 до 18 мкс.

Увеличение L ведет также к уменьшению скорости выделения энергии в канале разряда за счет большей величины периода T , что может влиять на параметры волны давления и на разрушение отложений. Для достижения одинаковой с $L = 4,6$ мкГн скорости очистки труб 56×3 и 76×3 мм при $L = 14$ мкГн увеличили напряжение U_0 до 30 кВ.

Экспериментальные значения электротехнических и временных характеристик разряда при ЭГИ очистке образцов труб 56×3 мм

$\frac{l_T}{\delta_{om}}, \text{ мм}$	$L, \text{ мкГн}$	$\frac{U_0}{U_{np}}, \text{ кВ}$	$\frac{W_0}{W_\kappa}, \text{ Дж}$	η	$\frac{I_m}{I_m^*}, \text{ кА}$	$T/2, \text{ мкс}$	Число полупериодов колебаний тока
$\frac{100}{6}$	4,6	$\frac{25}{22,4}$	$\frac{740,6}{592,0}$	0,80	$\frac{15,6}{13,4}$	10,3	4–7
$\frac{100}{4-8}$	4,6	$\frac{25}{22,0}$	$\frac{740,6}{570,4}$	0,77	$\frac{15,6}{13,1}$	10,3	4–7
$\frac{100}{5-7}$	4,6	$\frac{25}{20,9}$	$\frac{740,6}{516,6}$	0,70	$\frac{15,6}{12,4}$	10,3	4–7
$\frac{173}{6}$	4,6	$\frac{24,9}{19,8}$	$\frac{734,7}{462,7}$	0,63	$\frac{15,6}{11,6}$	10,3	2–5
$\frac{180}{5-7}$	11,5	$\frac{25,3}{20,6}$	$\frac{796,8}{501,4}$	0,63	$\frac{8,5}{7,8}$	16,4	3–5
$\frac{180}{6}$	11,5	$\frac{26,1}{23,4}$	$\frac{807,2}{646,1}$	0,80	$\frac{8,6}{9,1}$	16,4	3–5
$\frac{177}{6}$	11,5	$\frac{26,5}{23,8}$	$\frac{832,2}{670,7}$	0,81	$\frac{8,6}{9,3}$	16,4	3–5
$\frac{180}{6}$	14,0	$\frac{26,9}{23,0}$	$\frac{857,5}{628,3}$	0,73	$\frac{8,2}{8,2}$	18,0	–

Предпробивные потери энергии при использовании технической воды с $\rho_6 = 12,5 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ (см. таблицу; рис. 3) составили 20–37%. Уменьшить энергию W_{mn} можно путем увеличения напряжения U_0 или сопротивления воды ρ_6 (например, использовать конденсат) либо с помощью специальных электрических схем. Увеличение ρ_6 ведет к возможности снижения U_0 , уменьшению удельных затрат энергии на очистку труб.

Как следует из осциллограмм $U(t)$, не вся энергия W_κ может выделяться в канале разряда. Часть ее (рис.3, жс) может остаться в конденсаторной батарее (остаточное напряжение) из-за «обрыва» тока канала разряда под действием отраженных волн давления.

Оказалось, что экспериментальные значения тока I_m при ЭГИ очистке труб близки к рассчитанным I_m^* по формулам, предложенным в [3] для подводного искрового разряда (ПИР), когда $T/2 < 40 \text{ мкс}$:

$$I_m^* = U_0 \sqrt{C/L} (0,92 - 0,65\eta_1^2); \quad \eta_1^3 = \frac{\pi^2 A l_{pn}^2}{U_0^2 \pi \sqrt{LC}},$$

где η_1 – доля энергии, выделившаяся в течение первого полупериода колебаний тока; A – искровая постоянная, равная $10^5 \text{ В}\cdot\text{с}/\text{м}^2$ для нестабилизированного микропроводником разряда. В приведенных формулах вместо U_0 использовалось U_{np} , поскольку предпробой ими не учитывается.

В процессе ЭГИ очистки труб канал разряда находится в твердом теле лишь при первом разряде. При последующих разрядах в ту же каверну – воронку образовавшийся канал разряда полностью находится в жидкости, поэтому к нему могут быть применимы закономерности, полученные для ПИР.

Периоды колебаний тока 20–36 мкс, полученные при ЭГИ очистке труб, входят в диапазон рекомендованных в [4] (20–40 мкс), при которых максимальны характеристики разрушения твердых диэлектриков.

Напряжение $U_0 = 30 \text{ кВ}$ является наиболее приемлемым верхним пределом для оборудования ЭГИ очистки труб с учетом из требований по обеспечению необходимых величин: прочности изоля-

ции электрода при ограниченном проходном сечении трубы; напряжения пробоя слоя отложений; энергии, обеспечивающей требуемую скорость очистки труб.

Таким образом, получены экспериментальные данные по энергетическим, электротехническим, временным характеристикам и механизму процесса ЭГИ очистки стальных труб 56×3 и 76×3 мм от прочных отложений толщиной 4–8 мм. Рассмотрен гранулометрический состав разрушенных отложений. С помощью последовательных визуальных схематизированных картин процесса разрушения выявлены его особенности, влияющие на выбор режимов и технологических приемов очистки труб.

Результаты проведенных исследований использовались при разработке технологических процессов ЭГИ очистки труб от прочных отложений с $\sigma_{сж} = 40\text{--}70$ МПа производительностью 0,5–1,2 м/мин при полноте очистки 90–100 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ищенко Ж.Н., Завода В.П., Тодышев В.Я., Дегтев Ю.Н.* Разрушение прочных отложений в процессе очистки труб электрическими разрядами. Часть 1 // Электронная обработка материалов. 2005. № 2. С. 77–85.
2. *Каляцкий И.И., Усов А.Ф.* Анализ работы генератора импульсных напряжений на нагрузку из проводящей жидкости // Пробой твердых диэлектриков и полупроводников. М.-Л., Энергия, 1964. С. 243–246.
3. *Кривицкий Е.В., Шамко В.В.* Переходные процессы при высоковольтном разряде в воде. Киев, 1979.
4. *Гельфонд Л.А., Назаренко О.Б., Семкин Б.В.* К оптимизации разрушающего воздействия электровзрыва в твердых диэлектриках // Электронная обработка материалов. 1989. № 6. С. 41–44.

Поступила 11.04.05

Summary

Experimental data on the energetic, electrotechnical, temporal characteristics and mechanism of the process of sewers 56×3 and 76×3 mm refinement from solid sediments with thickness 4-8 mm were received. Granulometrical composition of destroyed sediments was examined. Its peculiarities, which influence on the selection of regimes and technological methods of tubes refinement were exposed with the help of sequential visual schematized pictures of the destruction process.

COOLING OF PLATES FROM OPTICAL GLASS AFTER ELECTRONIC MICRO-TREATMENT

*Cherkasy State Technological University,
Shevchenko street, 460, Cherkasy, 18006, Ukraine*

It is shown in the before published works [1–7], that low-power ($E \leq 10$ keV) electronic heat treatment of glass plates provides the receipt of chemically clean, optically homogeneous surfaces on these plates, and allows to use electronic streams for microelectronics and integral optics plates production. In works [5; 7] it is reported about the use of electronic method in creation of functional layers in the surface of optical materials. At the same time, low-power electronic treatment ranks to the high temperature processes, due to fact that temperature in the area of stream's local action reaches 1200°C and more, while temperature gradient here amounts to at least $10^2\text{--}10^3$ $^\circ\text{C}/\text{mm}$, that often causes destruction of samples at their treatment and cooling. Today the review of literature confirms that at enough number of works that describes the processes of cooling and annealing of glass after different types of heat treatment, there are no works about glass heat-treatment after its low-power electronic treatment. Taking into account that the technique of the optical materials cooling after their electronic treatment has nothing common with the industrial annealing [8, 9], the issue of determination of the modes of cooling the products from these materials cooling after their electronic treatment, becomes actual.

Determination of the modes of annealing and complete cooling of plates from optical glass after their heat electronic treatment is the purpose of the present work.

Experimental. For electronic treatment round flat-parallel plates from optical glass K8, K108, BK10, TK21 were used, with the diameter of 20 mm and thickness 4; 6 mm and rectangular flat-parallel plates $70 \times 14 \times 6$ mm, the surfaces of which were formed by the method of deep polishing. Electron-beam apparatus is constructed on the base of the vacuum apparatus "YBH-74", into the chamber of which a thermal stove with the vacuum-tube heaters ("KGM-220-1000-1") was integrated. The stove construction, location of the heaters and plates in space provides the good heat exchange of all points of plates' surfaces with the walls of stove, that in the turn provides isotherm at heating and cooling, fig.1.

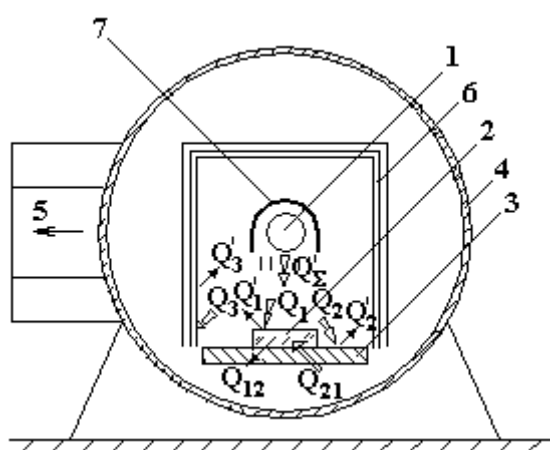


Fig. 1. Chart of thermal stove with three screens and reflector, used for heating and cooling at electronic treatment:

*1 – Source of radiation heating–lamp KGM-220-1000-1;
2 – Optical glass plate; 3 – Undercup armature;
4 – Vacuum chamber; 5 – To vacuum pump; 6 – Thermal screens; 7 – Reflector*

Thermal balance equation for this chart is as follows:

$$\begin{cases} Q_s = Q_1 - Q_1' + Q_2 - Q_2', \\ Q_o = Q_1 - Q_1' \end{cases}$$

where Q_{Σ} – warm content, that is emanated by the reflector; Q_1 – warm content, that is expended on heating of optical item; Q'_1 – warm content, that is emanated by the surface of optical item; Q_2 – warm content, that is expended on heating of undercup armature; Q'_2 – warm content, that is emanated by the surface of undercup armature; Q_3 – warm content, that is expended on heating of thermal screens; Q'_3 – warm content, that is emanated by the surface of thermal screens; Q_{12} – warm content, that is passed from the optical item to undercup armature due to the mechanism of heat exchange; Q_{21} – warm content, that is passed from the undercup armature to optical item due to the mechanism of heat exchange.

Conducted calculations show that a thermal efficiency after the given chart is:

$$\eta = \left(\frac{Q_o}{Q_{\Sigma}} \right) \cdot 100\% = 82.87\%.$$

Cooling was conducted forcedly by means of the device “ПИФ-101” with the error of measuring ± 0.5 °C. As an instrument for electronic surfaces plate treatment the Pirs electron beam gun with the band form of electronic stream was used. Parameters of electronic treatment: $P = 10^2\text{--}5 \cdot 10^3$ W/cm²; $v = 1.5\text{--}4.5$ cm/s; temperature of the preliminary glass heating $T = 350\text{--}450$ °C. Remaining thermal tensions in plates were determined by means of the device “ПКС-250”.

Results and discussion. The rise of dielectric materials conductivity by the preliminary heating is a physical basis for its electronic treatment. It is a low-power electronic stream of a band form, depending on power and time of action, that can locally warm up, melt, and if necessary to evaporate the thin (0,5–120 μm) undersurface layer (UL) of optical material plate. Moving along the plate surface such a stream, in the result of thermal and electric action in the conditions of vacuum, forms under itself a new surface and new UL with other composition of chemical elements, that advantageously differs by the optical, mechanical, physical and chemical properties from the original one.

Efficient low-power electronic treatment for optical glass can be realized on two stages of the thermal influencing (STI) of a band low-power electronic stream, namely – without formation of a liquid phase in the surface of material – I STI, and with formation of a liquid phase in the surface of material – II STI.

I STI pursues the purpose of improving of optical properties of the UL of optical wares, namely reducing the component of light dispersion from an optical surface due to homogenization of chemical composition of hydrolysis products, which filling an defected UL. Such a micro-treatment is conducted by an electronic stream to the depth of up to 2,0 μm.

II STI pursues the purpose of improving both optical and mechanical parameters of optical glass items' surfaces by the complete removal of imperfect and crack-type layers and micro-relief reduction of optical surfaces to 2–5 nm. On II STI UL is melted up to the depth of up to 10–120 μm (fig.2).

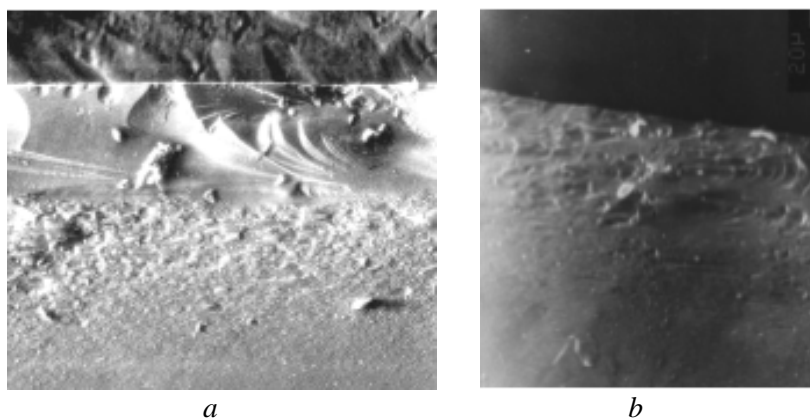


Fig. 2. The re-melted electronically superficial layer of 50 μm in the surface of plate from optical glass TK21 (a) and K108 (b). Zoom×500

The items cooling after their electronic treatment will be efficient and will achieve the technological objective, if to execute it in three stages, namely: time-exposure of products at the maximal fixed temperature, corresponding cooling and rapid (not corresponding) cooling of products (fig. 3).

The product time-exposure is performed at the fixed temperature the value of which can be found within the limits of $T_g - (10\text{--}20)$ °C for every brand of glass. Satisfactory results are obtained for the products of small size (up to 5 mm) at thermal time-exposure of 40–45 min. For medium-sized products (5–30 mm) and large products (with linear dimensions exceeding than 30 mm) the term of time-exposure increases sev-

eral times accordingly. Taking into account that the interval of cooling includes temperatures of transitional period, which are resulted by an electronic stream in material, time-exposure of products after electronic treatment is to be done as possibly nearer to the top temperature of annealing of material from which the given product is made.

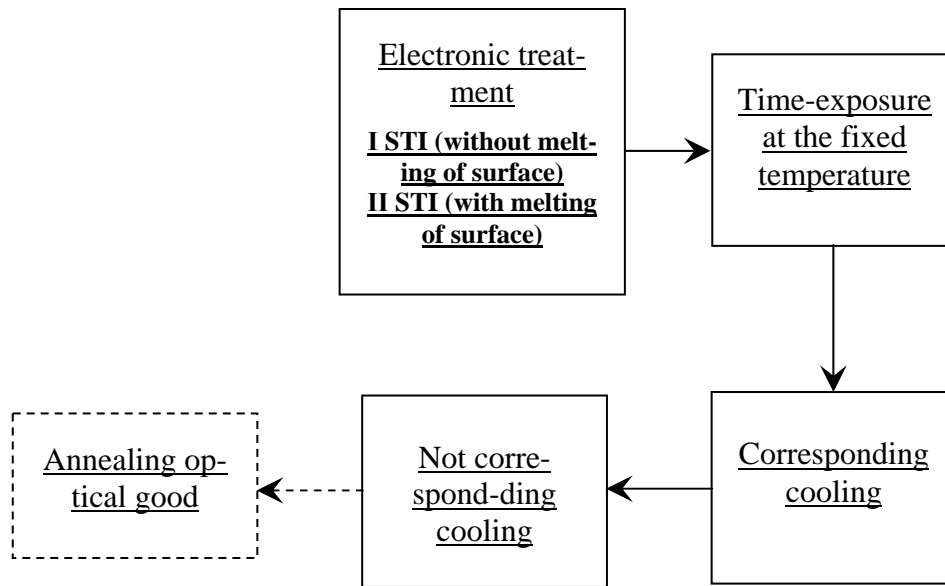


Fig. 3. Chart of cooling and annealing of plates from optical materials after electronic treatment

It allows not only maximally to take off thermal tensions in material, which are carried by the electronic stream, but also to increase chemical homogeneity of the melted layer. Corresponding cooling, as well as high temperature time-exposure, pursues the purpose of minimizing the remaining thermal tensions and forming of transitional layer between the melted surface and basic material in product. Taking into account that the initial optical glass raw item is made preliminary in the conditions of optical manufacturing and tension in it is practically absent, and the thickness of UL, modified by an electronic stream, is much less than general thickness of product, the term of the corresponding cooling can be diminished in relation to standard industrial terms conditions to 4–6 hours.

At cooling of plates in their surfaces expansion tensions appear, and in the middle, accordingly, tension of compression appears. Expansion tensions are more dangerous and can cause the destruction of surface (fig. 4) through its defects (points, scratches and others like that), or to general curvature of product.

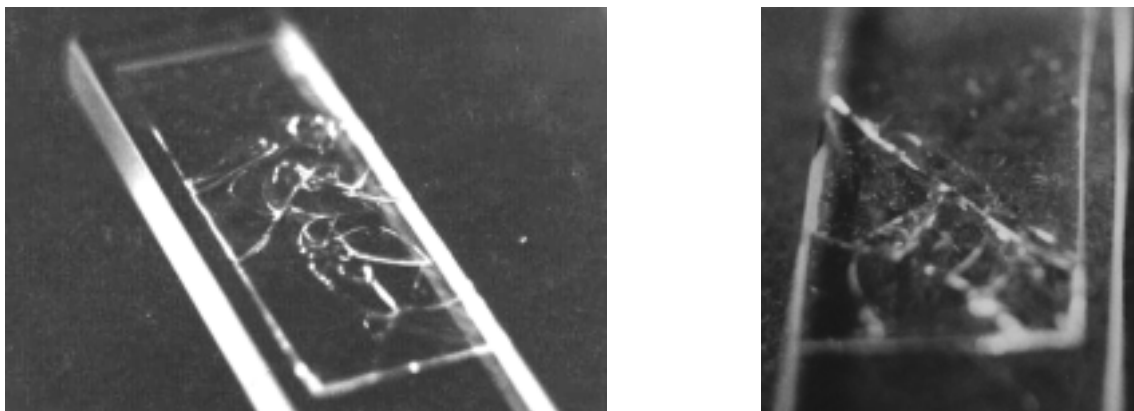


Fig. 4. K8 optical glass plate surface destruction as a result of speed-up cooling after electronic treatment, zoom $\times 3.2$

Especially it concerns to the products of small thickness (up to 1.5 mm) with the melted superficial layer of up to 5 μm . At an incorrectly chosen speed of cooling the product surface collapses (fig. 4), at once after its unloading from a technological volume, or collapses on air after some time (during a few weeks, months).

With the purpose of obtaining high-quality glass plate surfaces a linear law is chosen, and a temperature interval is limited by the values of temperature of annealing (upper temperature) and lower temperature of 300°C, after which products cool down together with a stove. The lower limit temperature (300°C) is chosen on conditions that at this temperature relaxation processes in a structure are finished for silicate glasses.

In the case of presence in the products of the increased remaining thermal tension (exceeding 6.6 MP) after their cooling after a chart (fig. 1), it is necessary, and extremely responsible provide to additionally heat treatment with heating, cooling of products and their ultimate annealing. Advantageous (from merely economic reasons) in this case is annealing on air, as by such a method it is possible to anneal large lots of products simultaneously, what is practically impossible to do in the electron beam apparatus. Annealing on air is conducted after a chart (fig. 5), with the use of industrial stoves for annealing.

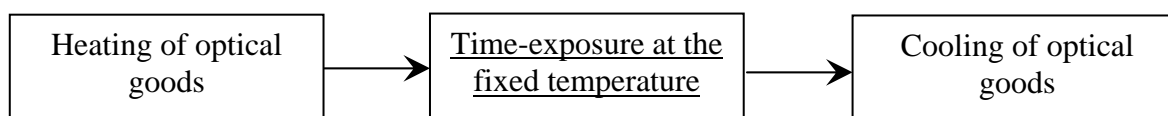


Fig. 5. Heat treatment of products from optical materials on air after electronic treatment in vacuum

Table 1. Experimental data from the modes of optical glass heat treatment of different brands at the use of electronic method of treatment

Sizes of blanks	Speed of heating, T °C/min			Temperature of the previous heating, T _{0max} , °C			Time of time-exposure τ, min			Time of the corresponding cooling, min		
	K8 K108	BK10	TK21	K8 K108	BK10	TK21	K8 K108	BK10	TK21	K8 K108	BK10	TK21
Shallow blanks (up to 5 mm)	33	33	33	520	550	600	25	25	25	40	40	40
Middle blanks (5–30 mm)	20	20	20	520	550	600	40	40	40	90	90	90
Large blanks (exceeding 30 mm)	18	18	18	520	550	600	120	120	120	120	120	120

Taking into account insignificant sizes and weight blanks and that the Adams and Vilyamson classic formulas and methods [9] do not work correctly for blanks, the surfaces of which are processed by a band electronic stream, the author has experimentally defined for optical glass of brands K8, K108, BK10, TK21 the maximum speeds of heating, maximum temperatures of the previous heating and time of exposition at the maximum temperature for the both stages of the thermal influence at the maximum legitimate values of power of stream and minimum treatment speed. Separate data from the modes of heat treatment of optical glass of different brands after electronic treatment are presented in table 1.

Maximum remaining thermal tensions in details from optical glass after cooling and annealing (after table 1) are found within the limits of 6.1–6.6 MP (fig. 6), that correspond to their reliable operation for not less than 15 years.



Fig. 6. Picture of remaining tensions on the butt end of rectangular plate from the optical glass after electronic treatment of its surface through a mask with next cooling after a chart (fig. 2)

Conclusion. As a result of the conducted work it is possible to do the following conclusions:

1. To prevent destruction of products from optical glass K8, K108, БК10, ТК21 after electronic treatment due to the action of remaining thermal tensions, cooling of products should be done depending on their sizes, and speed of cooling (for blanks with dimensions exceeding 30 mm) must not exceed 2.5°C/ min.

2. In case if optical details after the complete cycle of electronic treatment and cooling in vacuum possess thermal tensions which exceed 6.6 MT, their additional annealing in industrial thermal stoves in the conditions of air environment can be the effective tension reduction method.

REFERENCES

1. Бочок М.П., Бутко М.П., Ващенко В.А., Канашиевич Г.В., Котельников Д.І. Спеціальні методи обробки оптичного скла (технологія, техніка, економіка) / Навчальний посібник за ред. Д.І. Котельникова. Чернігів, 2002.
2. Канашиевич Г.В. Термічна електронно-променева обробка скляних плат оптичних інтегральних схем. Черкаси, 2002.
3. Канашиевич Г.В. Технологічні можливості електронно-променевої обробки оптичного скла // Вісник Черкаського інженерно-технологічного інституту. 1998. № 3. С.48–55.
4. Канашиевич Г.В. Вакуумні камери і пристрої для електронно-променевої обробки скла // Вісник Черкаського інженерно-технологічного інституту. 1999. №1. С. 46–51.
5. Канашиевич Г.В., Котельников Д.І. Передумови використання електронно-променевого методу у формуванні функціональних шарів на оптичному склі і оптичній кераміці // Збірник наукових праць Кіровоградського державного технічного університету. 2003. Вип.12. С. 107–113.
6. Котельников Д.І., Канашиевич Г.В. Электронная обработка оптических материалов // Электронная обработка материалов. 2002. № 2. С.12–17.
7. Дубровская Г.Н., Канашиевич Г.В., Ващенко В.А., Котельников Д.І., Яценко И.В. Получение функциональных слоев в оптическом стекле и керамике методом электронной обработки // Сборник докладов международного научно-практического симпозиума «Функциональные покрытия на стеклах». Харьков, 2003. С. 135–137.
8. Технология оптических деталей / В.Г.Зубаков, М.Н.Семибратов, С.К. Шпандель; под ред. С.М.Семибратова. М., 1985.
9. Гомельский М.С. Тонкий отжиг оптического стекла. М., 1969.

Received 31.01.05

Summary

The modes of annealing and complete cooling for plates from optical glass after heat electronic treatment were determined. Recommendations on cooling of optical glass for avoidance of destruction and reduction of remaining thermal tensions in optical products are given.

ОСОБЕННОСТИ ИК-ГАШЕНИЯ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В КРЕМНИИ, ЛЕГИРОВАННОМ МАРГАНЦЕМ

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

Один из интересных эффектов фотоэлектрических явлений в полупроводниках – это инфракрасное гашение (ИКГ) фотопроводимости (ФП). Этот эффект позволяет не только получить очень ценную фундаментальную информацию об энергетических уровнях, сечении захвата осязательного центра, но и разработать принципиально новый класс фотоприемников ИК-излучения, работающих при наличии фонового освещения.

Эффект ИК-гашения ФП наблюдался в очень многих фоточувствительных материалах [1–4]. Анализ работ показывает, что кратность ИКГ ФП в материалах ($k = \sigma_{\phi} / \sigma_{\phi+h\nu}$, где σ_{ϕ} – фотопроводимость при наличии фонового освещения, $\sigma_{\phi+h\nu}$ – фотопроводимость при наличии одновременно фонового и ИК-излучения) $k = 0,3–5,0$. Оно наблюдается при определенных значениях фонового освещения и ИК-излучения, спектральная область существования ИКГ ФП достаточно узкая и в основном имеет место в материалах с определенным удельным сопротивлением. Полученные данные достаточно хорошо объясняются существующей двухуровневой моделью [5–8].

Экспериментальные исследования эффекта в компенсированном кремнии, легированном марганцем, показывают, что полученные результаты существенно отличаются от данных ИКГ ФП, обнаруженных в других материалах, поэтому их трудно объяснить на основании существующей модели.

Эксперимент

Компенсированный кремний, легированный марганцем, получен с помощью высокотемпературной диффузии марганца в кремний. С учетом коэффициента диффузии, растворимости и параметров исходных материалов время и температура диффузии выбирались таким образом, чтобы получить компенсированный материал p -типа Si<B,Mn> с $\rho = 10^2–10^5$ Ом·см и перекомпенсированный материал n -типа Si<B,Mn> с $\rho = 10^2–10^5$ Ом·см при $T = 300$ К. В качестве исходных образцов размеры которых составляли (8,0×3,0×0,5 мм), использовался промышленный монокристаллический кремний p -типа проводимости с удельным сопротивлением $\rho = 1, 10, 100$ Ом·см, концентрация кислорода в них $N = (5–6) \cdot 10^{17}$ см⁻³. Механическая и химическая обработки образцов до и после диффузии проводились в одинаковых условиях. После диффузионного отжига их электрические параметры измерялись с помощью эффекта Холла и четырехзондового метода. Для каждого типа и удельного сопротивления было выбрано минимум три–четыре образца, чтобы обеспечить достоверность и воспроизводимость результатов.

Фотопроводимость определялась монохроматором ИКС-21 и специального криостата, интенсивность фонового освещения измерялась люксметром, а значение мощности ИК-излучения – с помощью ИМЛУ-2. Эксперименты проводились при идентичных условиях. ИК-гашение фотопроводимости исследовалось при наличии фонового интегрального освещения после установления стационарной фотопроводимости. Затем снимались спектральные зависимости фотопроводимости в интервале $h\nu = 0,1–1,2$ эВ.

Результаты

На рис.1 приведена спектральная зависимость ФП p -Si, компенсированного марганцем, с различным удельным сопротивлением, полученным на основе исходного p -Si с $\rho = 1$ Ом·см при наличии постоянного фонового освещения. Как видно из рисунка, независимо от удельного сопротивления образцов в области спектра $h\nu = 0,1–0,4$ эВ фототок слабо увеличивается, а при $h\nu \geq 0,4$ эВ начинается его уменьшение, то есть наблюдается ИК-гашение фотопроводимости. Для сильно компен-

сированных образцов с $\rho \sim 10^5$ Ом·см с ростом энергии фотонов фототок резко уменьшается и достигает минимума при $h\nu = 0,47-0,48$ эВ. При этом кратность гашения достигает аномально больших значений $K \sim 10^5$. В области $h\nu = 0,48-0,55$ эВ кратность гашения уменьшается, а при $h\nu = 0,56$ эВ опять наблюдается увеличение фототока (кривая 1).

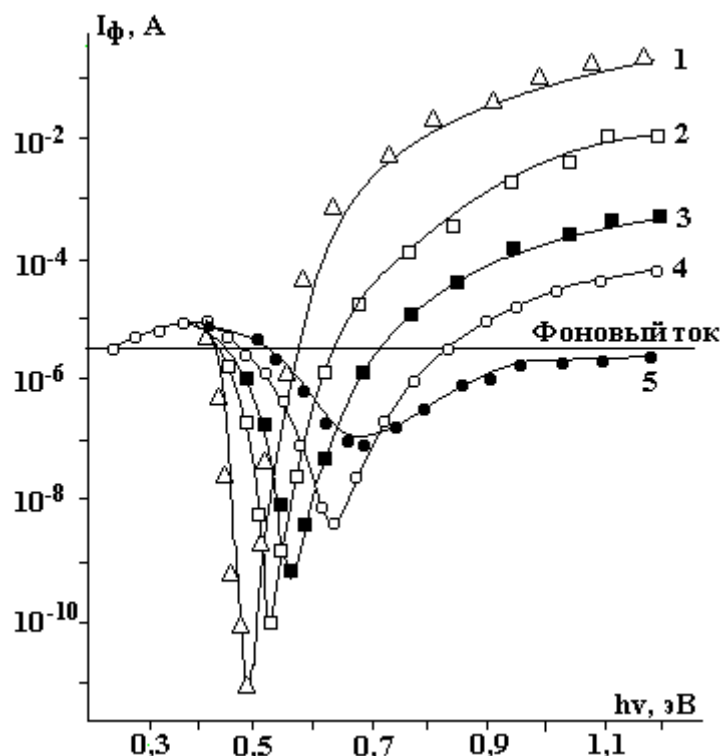


Рис. 1. Спектральная зависимость фототока в образцах $\text{Si}\langle\text{B}, \text{Mn}\rangle$. ρ , Ом·см: 1 – $\approx 2 \cdot 10^5$; 2 – $6 \cdot 10^4$; 3 – $8 \cdot 10^3$; 4 – $2 \cdot 10^3$; 5 – $5 \cdot 10^2$. $T = 80$, $E = 20$ В/см (исход. КДБ-1)

С уменьшением удельного сопротивления образцов $p\text{-Si}\langle\text{B}, \text{Mn}\rangle$ наблюдаются следующие особенности:

- 1) кратность гашения существенно уменьшается (рис.1, кривые 2, 3);
- 2) значения энергии ИК-фотонов, при которых наблюдается максимальное ИКГ ФП, смещаются в сторону больших энергий;
- 3) спектральная область существования ИКГ ФП расширяется, если для образцов с $\rho \sim 10^5$ Ом·см – $h\nu = 0,40-0,56$ эВ, то для образцов с $\rho \sim 5 \cdot 10^2$ Ом·см – $0,4-1,1$ эВ.

Следует отметить, что ИКГ ФП наблюдается в образцах в достаточно широкой области удельного сопротивления, для p -типа $\rho = 5 \cdot 10^2 - 10^5$ Ом·см, для n -типа – $6 \cdot 10^3 - 10^5$ Ом·см.

Результаты исследования показали, что характер ИКГ ФП зависит от концентрации электроактивных атомов марганца в кремнии. Изготовлены сильно компенсированные образцы с удельным сопротивлением $\rho \sim 10^5$ Ом·см (при $T=300$ К) на основе исходного кремния с удельным сопротивлением $\rho \sim 1, 10$ и 100 Ом·см, где концентрация бора меняется в пределах $N_b = 2 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$, то есть в сильно компенсированных образцах на основе этих материалов концентрация электроактивных атомов марганца меняется соответственно $N_{\text{Mn}} = 2 \cdot 10^{14} - 2 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. Характер ИКГ ФП в этих образцах представлен на рис. 2. Несмотря на то что степень компенсации и удельное сопротивление образцов были одинаковы, с уменьшением концентрации электроактивных атомов марганца не только уменьшается кратность гашения ФП, но и энергия фотонов, при которых ИКГ ФП имеет максимальную кратность, смещается в сторону больших энергий, а также расширяется спектральная область ИКГ ФП.

Исследования характера ИКГ ФП в зависимости от интенсивности фонового освещения (или фонового фототока) и мощности ИК-излучения представляют большой практический интерес с точки зрения разработки фотоприемников ИК-излучения, работающих при наличии интегрального освещения. Спектральная зависимость ИКГ ФП в кремнии с $\rho \sim 10^5$ Ом·см при различных уровнях интенсивности интегрального света представлена на рис. 3. Как следует из результатов, ИКГ ФП в компенсированном кремнии существует в достаточно широкой области интенсивности освещения интеграль-

ного света. При этом с ростом интенсивности интегрального света кратность гашения пропорционально уменьшается. Спектральная область гашения существенно не меняется, положение максимума и начала гашения практически остается постоянным независимо от интенсивности интегрального освещения.

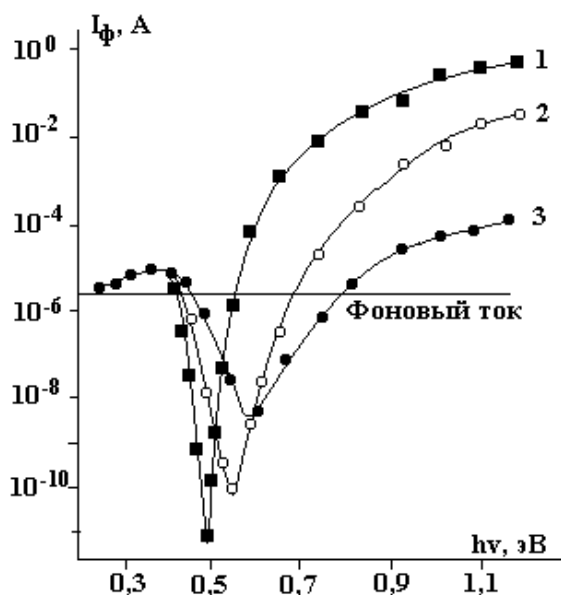


Рис. 2. Спектральная зависимость фототока в образцах $Si\langle B, Mn \rangle$ при температуре $T=80$ К, $E = 20$ В/см. ρ , Ом·см: 1 – 10^5 (исх. КДБ-1); 2 – 10^5 (исх. КДБ-10); 3 – 10^5 (исх. КДБ-100)

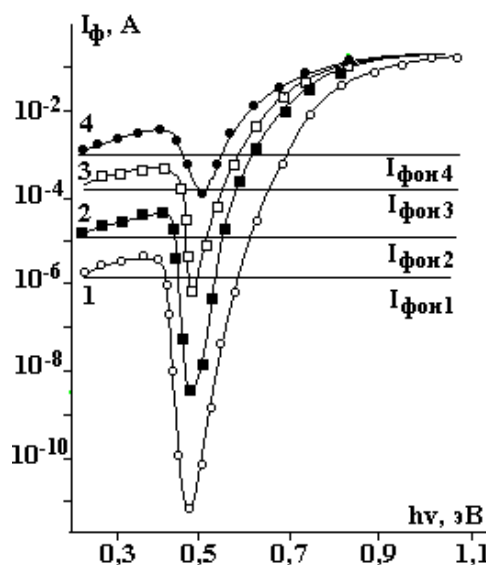


Рис. 3. Спектральная зависимость фотопроводимости в образцах $Si\langle B, Mn \rangle$ при различной интенсивности фонового освещения. $\rho = 10^5$ Ом·см, $E = 20$ В/см, $T = 80$ К: $I_4 > I_3 > I_2 > I_1$ (исх. КДБ-1), $I_1 = 10^{-3}$ лк, $I_4 = 0,5$ лк

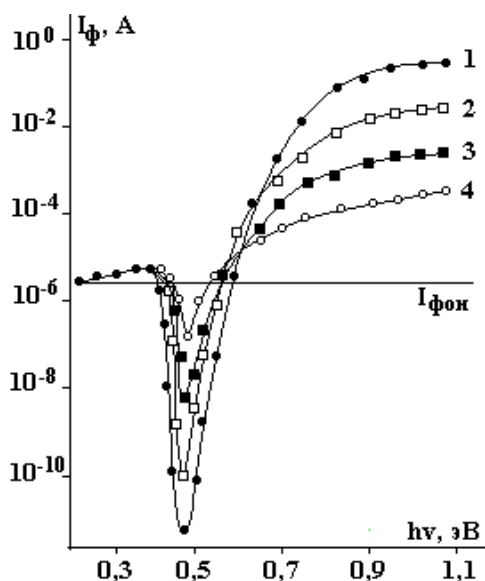


Рис. 4. Спектральная зависимость фотопроводимости в образцах $Si\langle B, Mn \rangle$ с $\rho = 2 \cdot 10^3$ Ом·см при различных мощностях ИК-излучения. $E = 20$ В/см, $T = 80$ К (исх. КДБ-1). P , Вт/(см²·с): 1 – 10^{-5} ; 2 – $1,2 \cdot 10^{-6}$; 3 – $2,5 \cdot 10^{-7}$; 4 – $3 \cdot 10^{-8}$

На рис. 4 представлены экспериментальные результаты по исследованию ИКГ ФП в зависимости от мощности падающего ИК-излучения при наличии постоянного фонового интегрального освещения. Как видно из рисунка, с увеличением мощности ИК-излучения пропорционально уменьшается кратность гашения, не существенно сужается его спектральная область. Энергетическое положение максимума и начала гашения практически не зависит от мощности падающего ИК-излучения. Следует отметить, что ИКГ ФП в компенсированном кремнии наблюдается в широкой области мощности ИК-излучения.

Обсуждение результатов

Двухуровневая модель ИКГ ФП в полупроводниках предполагает наличие двух энергетических уровней в запрещенной зоне полупроводника – очувствляющего центра E_m , который имеет асимметричное сечение захвата носителей заряда ($\sigma_n \gg \sigma_p$, или $S_n \gg S_p$), и центра рекомбинации E_R . Согласно этой модели началу гашения соответствует энергия фотонов, которые освобождают очув-

ствляющий центр от захваченных неосновных носителей тока, $h\nu = E_m$, а максимум гашения имеет место при энергии фотона, когда начинаются двойные оптические переходы через очувствляющий центр, то есть при $h\nu = E_g - E_0$, где E_g – ширина запрещенной зоны. При этом кратность гашения определяется соотношением

$$K = \sqrt{\frac{S_{Rp}}{S_{mp}}},$$

где S_{Rp} и S_{mp} – сечение захвата дырок на рекомбинационных и очувствляющих центрах соответственно.

Анализ экспериментальных данных показывает, что двухуровневая модель ИКГ ФП качественно объясняет полученные результаты. Однако имеют место несколько противоречий:

1) максимум ИКГ ФП имеет место при $h\nu = 0,47-0,48$ эВ, что не соответствует началу двойного оптического перехода. И если энергия ионизации очувствляющего центра $h\nu$ равна 0,4 эВ, с которой начинается область ИКГ, то максимум ИКГ должен наблюдаться при $h\nu = E_g - 0,4$ эВ = $1,16 - 0,4 = 0,76$ эВ;

2) максимальное положение ИКГ ФП существенно зависит от концентрации электроактивных атомов марганца и удельного сопротивления материала. Как видно из рис. 1 и 2, оно имеет место при $h\nu = 0,47-0,62$ эВ;

3) максимальная кратность гашения K достигается 10^5-10^6 , это означает, что сечение захвата дырок очувствляющего центра на 10^{12} порядков больше, чем сечение захвата дырок на центрах рекомбинации

$$K = \sqrt{\frac{S_{pR}}{S_{pm}}}.$$

Если принять $S_{pR} \approx 10^{-14}$ см⁻³, тогда $S_{pm} \approx 10^{-26}$ см⁻³. Такие аномально маленькие сечения захвата трудно представить для обычных очувствляющих центров. Кроме того, спектральная зависимость кратности ИК-гашения, как известно, определяется спектральной зависимостью сечения фотоионизации очувствляющего центра $\alpha_m(h\nu)$. На основе экспериментальных значений $\alpha_m(h\nu)$ для уровня марганца [9] вычислены $\alpha_m(h\nu)$ при постоянной интенсивности собственного и ИК-освещения в области $h\nu = 0,4-0,5$ эВ. Как следует из расчета, $\alpha_m(h\nu)$ меняется в этом интервале максимум на 40–60%, в то время как экспериментальные результаты показывают, что кратность гашения в интервале $h\nu = 0,40-0,48$ эВ меняется на пять порядков.

Для объяснения экспериментальных данных проведены расчеты на основе двухуровневой модели с учетом спектральной зависимости сечения фотоионизации атомов марганца. Как показали результаты исследования, между расчетными и экспериментальными данными имеет место существенное различие не только по величине, но и по характеру ИКГ ФП. Поэтому можно предположить, что в условиях сильной компенсации примесные атомы не имеют фиксированный энергетический уровень, то есть состояние примесных атомов в этом случае не будет определенным и стабильным в решетке и может существенно изменяться. Это означает, что в условиях сильной компенсации, когда концентрация равновесных носителей в десятки миллионов раз меньше, чем ионизированных примесных атомов, не только отсутствует локальная электронейтральность, но и существенно меняются условия взаимодействия примесных атомов между собой и с другими дефектами. Это стимулирует образование молекул типа $(Mn)_2$ и $(Mn)_4$ [10] и кластеров примесных атомов. Если учесть, что практически все примесные атомы марганца полностью ионизованы $(Mn)^{++}$, то появляются такие «мощные» отталкивающие центры для дырок со сверхантисимметричным сечением захвата носителей заряда $\sigma_n \gg \sigma_p$. Чем больше степень компенсации и концентрация электроактивных атомов марганца, тем больше концентрация таких центров. Таким образом, при этом одновременно будут действовать такие центры, как Mn^+ , Mn^{++} , $(Mn)_2^{+(2+4)}$, $(Mn)_4^{+(2+8)}$, и атомы примесных кластеров с различным зарядовым состоянием. В зависимости от степени компенсации (положение уровня Ферми) и концентрации электроактивных атомов марганца в материале будут более эффективно действовать только отдельные центры марганца, что определит фотоэлектрические свойства материала. Расчеты на основании экспериментальных результатов показывают, что энергетические уровни, создаваемые этими центрами, могут занимать место определенной полосы в запрещенной зоне, которая имеет расположение от $E_c-0,4$ до $E_v+0,5$ эВ (где $\Delta E = 0,22$ эВ), в зависимости от степени компенсации материала и концентрации электроактивных атомов марганца. Поэтому, начиная с $E_c-0,4$ эВ, меняется не

только плотность состояния этих центров, но и, главное, – сечение захвата на них носителей заряда. При этом сечение захвата дырок на таких центрах будет носить активационный характер:

$$S_{pm} = S_{pm}^0 \exp\left(\frac{-\varphi}{kT}\right), \quad (1)$$

где φ – потенциал, создаваемый различными центрами; S_{pm}^0 – сечение захвата дырок на изолированных двукратно заряженных атомах марганца Mn^{++} .

Тогда кратность гашения будет определяться следующим образом:

$$K = \left(\frac{S_{pR}}{S_{pm}}\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right). \quad (2)$$

На основе экспериментальных результатов определены значения φ – потенциала взаимодействия от зарядового состояния и структуры центров марганца.

Полученное значение потенциала φ в зависимости от степени компенсации материала меняется в интервале 0,05–0,13 эВ. На основе такого предположения можно объяснить полученные экспериментальные результаты и особенности фотоэлектрических свойств сильно компенсированного кремния.

Таким образом, в условиях сильной компенсации состояние примесных атомов в решетке существенно меняется и свойства материалов при этом не определяются определенно стабильным состоянием примесных атомов. При изменении степени компенсации практически меняются положение, зарядовое состояние и энергетические уровни примесных атомов и концентрация примесных атомов в разных состояниях. В общем случае свойства материалов будут определяться совокупным действием примесных атомов, но при данной степени компенсации материала – преимущественным состоянием примесных атомов, характерных для данного случая. Такие предположения объясняют наблюдаемые многочисленные энергетические уровни отдельных примесных атомов, обнаруженные разными авторами в литературе. Эти данные дают основание считать, что целенаправленное изменение степени компенсации материала, или по-другому, целенаправленное управление состоянием и концентрацией примесных атомов в зависимости от степени компенсации материала, открывает новое, весьма перспективное направление в разработке новых материалов и создании на их основе принципиально новых функциональных приборов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев А.А., Мамадалимов А., Махкамов Ш. Исследование ФП и ИК гашение в Si<S> // ФТП. 1974. № 8. С. 262–266.
2. Шнейдер А.Д. Кинетика нарастания фототока и явление гашения фотопроводимости сернистого кадмия // ЖТФ. 1956. Т. 26. № 7. С. 1428–1432.
3. Кельдыш Л.В., Прошко Г.П. Инфракрасное поглощение в сильнолегированном германии // ФТТ. 1963. № 5. С. 3378–3381.
4. Лашкарев В.Е., Любченко А.В., Шейнкман М.К. Определение параметров рекомбинационных центров в сульфиде кадмия с помощью кинетики ИК гашения // ДАН СССР. 1965. В.6. С. 1717–1720.
5. Роуз А. Основы теории фотопроводимости. ИЛ. М., 1962.
6. Лашкарев В.Е., Любченко А.В., Шейнкман М.К. Комплексное исследование кинетики процессорной комбинации инфракрасного гашения фототока в сульфиде кадмия // ФТТ. 1965. № 7. С. 1717–1721.
7. Калашиников С.Г. К теории температурного гашения фотопроводимости // ФТП. 1971. № 5. С. 522–530.
8. Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М., 1962.
9. Ахмедов М.М., Берман Л.С., Костина Л.Т., Лебедев А.А. Исследование параметров уровней марганца в кремнии емкостными методами // ФТП. 1975. Т. 9. № 12. С. 2351–2354.
10. Людвиг Д., Вудбери Г. Электронный спиновый резонанс в полупроводниках. ИЛ. М., 1968.

Поступила 03.02.04

Summary

The present work contains the experimental results on the investigation of infra-red quenching of photoconductivity (IRQ PC) in strongly compensated Silicon. It has been shown that IRQ PC in such materials is characterized by anomalous high values, which is difficult to explain using the existing physical models. The physical model of IRQ PC in such materials is presented.

НОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ ДЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НА ОСНОВЕ КРЕМНИЯ С КВАНТОВЫМИ ЯМАМИ CdS И ZnS

*Ташкентский государственный технический университет им. А.Р. Беруни,
Университетская, 2, г. Ташкент, 700095, Республика Узбекистан
Национальный университет Узбекистана,
Вузгородок, г. Ташкент*

Авторы по исследованию взаимодействия примесных атомов в полупроводниках показали, что в них эти атомы (в частности, в Si) образуют донорно-акцепторные комплексы или типа А, F-центров. При этом выяснилось, что, во-первых, в комплексообразовании участвует только определенная часть примесных атомов (1–5% от общей концентрации), во-вторых, практически все комплексы являются электрически активными и существенно влияют на свойства материала и, наконец, в-третьих, отсутствуют данные об оптимальных термодинамических условиях образования таких комплексов и управлении их концентрацией.

Работа посвящена исследованию нового типа взаимодействия примесных атомов в кремнии, в результате которого образуются электронейтральные молекулы этих атомов; причем практически все введенные примесные атомы участвуют в таких процессах, и образующиеся при этом молекулы замещают два атома кремния в решетке. А кристалл, сохраняя свою тетраэдрически ковалентную структуру, содержит определенную концентрацию элементарной ячейки Si₂AB (AB-атомы нейтральной молекулы). Управляя концентрацией ячеек в решетке, можно модулировать структуру этой решетки и получить управляемые структуры с квантовыми точками A^{II}B^{VI}.

Впервые на основе исследования ЭПР, активационного анализа, электрических и фотоэлектрических свойств кремния, легированного (как одновременно, так и последовательно) примесями S и Mn, а также Se и Mn, показана [1–3] возможность образования электронейтральных молекул между примесями (S⁺⁺Mn⁻, Se⁺⁺Mn⁻) как в процессе диффузии, так и в последующих термоотжигах. Взаимодействие примесных атомов в полупроводниках такого типа существенно отличается от донорно-акцепторных или типа А, F, E-центров в кремнии, так как оба примесных атома S и Mn, Se и Mn в кремнии, как известно, являются донорами и, образуя по два донорных энергетических уровня, находятся в виде S⁰, S⁺, S⁺⁺, Se⁰, Se⁺, Se⁺⁺, Mn⁰, Mn⁺, Mn⁺⁺. В табл. 1 приведены энергетические уровни S, Se и Mn в кремнии.

Таблица 1. Энергетические уровни S, Se и Mn в кремнии

Сера	Донор	$E_c - 0,11, E_c - 0,18$ эВ $E_c - 0,27, E_c - 0,37$ эВ $E_c - 0,5, E_c - 0,61$ эВ
Селен	Донор	$E_c - 0,1, E_c - 0,19$ эВ $E_c - 0,29, E_c - 0,51$ эВ
Марганец	Донор	$E_c - 0,27, E_c - 0,53$ эВ

Сущность обнаруженного нового физического явления заключается в том, что при определенных термодинамических условиях все введенные атомы примесных S и Mn, Se и Mn участвуют в образовании электронейтральных молекул, в результате чего примесные атомы не создают никаких энергетических уровней в запрещенной зоне и замещают положение двух атомов в решетке кремния.

Результаты исследований последних лет [4–5] показали, что при определенных термодинамических и технологических условиях, а также при выполнении определенных условий, предъявляемых к примесным атомам (валентность, атомный радиус, электроотрицательность и т.д.), имеет место молекулообразование между атомами элементов VI группы (O, S, Se) и элементами I, II, а также переходной группы (Mn, Ni, Co). Определены оптимальные термодинамические условия молекулообразо-

вания и установлена кинетика этого процесса в зависимости от параметров примесных атомов и условий технологического легирования.

На рис. 1 представлена зависимость удельного сопротивления образцов Si *p*-типа с исходным удельным сопротивлением $\rho = 10$ Ом·см, последовательно легированных Mn и S, а также одновременно Mn и S, отожженных при различных температурах и условиях. Как видно из рисунка, Si, легированный S, с увеличением температуры увеличивает свое удельное сопротивление и при $T = 950^\circ\text{C}$ приобретает *n*-тип проводимости; дальнейшее увеличение температуры отжига приводит к уменьшению удельного сопротивления образцов, а при отжиге $T \sim 1200^\circ\text{C}$ образцы имеют $\rho = 1$ Ом·см. Эти данные хорошо согласуются с литературными, показывающими донорный характер S в кремнии. Кривая 2 на рис. 1 показывает изменение удельного сопротивления образцов Si, легированных Mn при различной температуре. Как видно, здесь также с ростом температуры отжига удельное сопротивление материала растет, и он меняет тип проводимости при $T = 1050^\circ\text{C}$, дальнейшее увеличение температуры отжига приводит к уменьшению удельного сопротивления материала и приобретению *n*-типа проводимости.

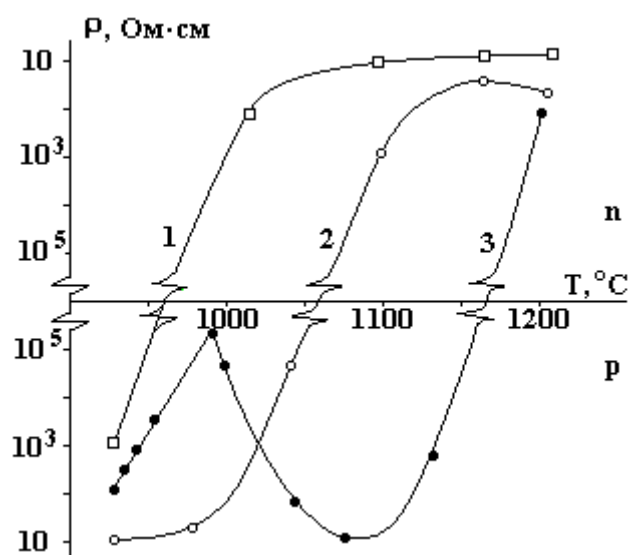


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления образцов $\text{Si}\langle\text{B}, \text{Mn}\rangle$, $\text{Si}\langle\text{B}, \text{S}\rangle$ и $\text{Si}\langle\text{B}, \text{S}, \text{Mn}\rangle$ от температуры диффузии марганца: 1 – повторный отжиг $\text{Si}\langle\text{B}, \text{S}\rangle$; 2 – $\text{Si}\langle\text{B}, \text{Mn}\rangle$; 3 – $\text{Si}\langle\text{B}, \text{S}, \text{Mn}\rangle$

Эти результаты также подтверждают донорный характер Mn в кремнии. Интересные результаты получены в образцах, легированных одновременно Mn и S (кривая 3). Как видно, с ростом температуры отжига также наблюдается рост удельного сопротивления материала, и оно имеет максимум при $T = 1000^\circ\text{C}$. При этом образцы не меняют тип проводимости и остаются *p*-типа. А дальнейший рост температуры отжига приведет не к увеличению удельного сопротивления материала, как в случае Si, легированного Mn или S, а, наоборот, – к его уменьшению, а при температуре $T = 1100^\circ\text{C}$ материал приобретает свой исходный тип проводимости и удельное сопротивление, то есть как будто в образцах не существуют примесные атомы Mn и S. При дальнейшем увеличении температуры отжига $T > 1100^\circ\text{C}$ удельное сопротивление образцов опять растет, и при $T = 1160\text{--}1170^\circ\text{C}$ меняется тип проводимости и образцы приобретают *n*-тип проводимости, затем с ростом температуры удельное сопротивление образцов уменьшается и при $T = 1200^\circ\text{C}$ практически совпадает с удельным сопротивлением образцов, легированных только Mn. Поведение кремния, легированного S и Mn при температуре отжига $T = 1100^\circ\text{C}$, исследовано также методами ЭПР, активационного анализа. Результаты этих исследований показали, что в объеме кремния не происходит никакого геттерирования примесных атомов S и Mn и спектр ЭПР отдельных атомов S и Mn в этих образцах отсутствует. Спектр поглощения образцов Si, легированных S и S-Mn, показал, что область примесного поглощения связана с атомами S в кремнии. В образцах кремния, легированных Mn и S, область примесного поглощения отсутствует. На основе этих результатов установлено, что между атомами S и Mn в кремнии в области температур $T = 1080\text{--}1100^\circ\text{C}$ происходит интенсивное молекулообразование.

На рис. 2 показано изменение удельного сопротивления образцов кремния, легированного Zn; кремния, легированного S, а также кремния, легированного S и Zn одновременно, в зависимости от температуры отжига. Как видно из рисунка, в этом случае поведение кремния, легированного S, такое же, как на рис.1, а удельное сопротивление образцов кремния, легированного Zn, существенно не ме-

няется в зависимости от температуры отжига, все время остается p -типа с удельным сопротивлением $\rho \approx 10$ Ом·см. Эти данные свидетельствуют о том, что Zn в кремнии является акцепторной примесью. В образцах, легированных одновременно Zn и S, с ростом температуры отжига удельное сопротивление увеличивается и достигает своего максимального значения при $T=1025-1030^\circ\text{C}$, затем с ростом температуры оно уменьшается, а при $T = 1090-1100^\circ\text{C}$ образцы практически приобретают свое исходное удельное сопротивление. Дальнейшее увеличение температуры отжига приводит к росту ρ образцов. Такое поведение удельного сопротивления образцов, легированных Zn и S, можно объяснить следующим образом: рост удельного сопротивления в области температур $T = 975-1025^\circ\text{C}$ в основном связан с образованием донорных уровней примеси S в кремнии, в области $T = 1025-1100^\circ\text{C}$ начинается образование молекул между атомами Zn и S. Оптимальная температура образования молекул между ними $T = 1090-1100^\circ\text{C}$, при этом практически все введенные примесные атомы участвуют в образовании комплексов, а при $T > 1100^\circ\text{C}$ начинается частичный распад этих комплексов и опять возрастает роль S в кремнии.

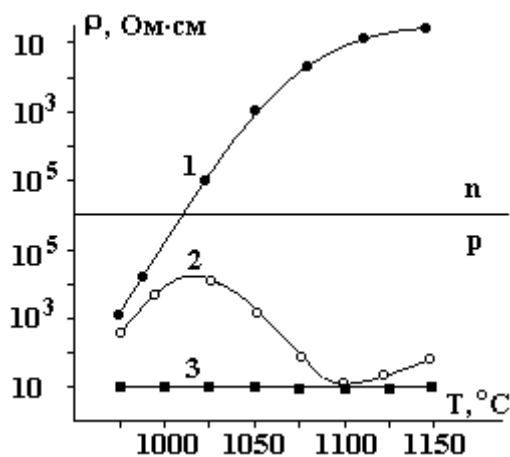


Рис. 2. Изменения параметров образцов $\text{Si}\langle\text{B}, \text{S}\rangle$, $\text{Si}\langle\text{B}, \text{S}, \text{Zn}\rangle$ и $\text{Si}\langle\text{B}, \text{Zn}\rangle$ при различных температурах: 1 – $\text{Si}\langle\text{B}, \text{S}\rangle$; 2 – $\text{Si}\langle\text{B}, \text{S}, \text{Zn}\rangle$; 3 – $\text{Si}\langle\text{B}, \text{Zn}\rangle$

Результаты исследований кремния, легированного одновременно S и Cd, показали, что в этом случае эффективной температурой образования комплексов между атомами S и Cd в кремнии является $T=720^\circ\text{C}$. При этой температуре практически все введенные атомы S и Cd участвуют в образовании молекул. На основе экспериментальных результатов определены энергии образования молекул MnS, ZnS и CdS в решетке кремния, которые составляют 220, 177 и 145 кЖ/моль соответственно.

Основной задачей является управление концентрацией таких комплексов молекул в кремнии и определение закономерности их распределения. Экспериментально установлено, что, используя специальную технологию, можно достичь легирования кремния примесью S с достаточно большой концентрацией (в основном в приповерхностной области кремния с глубиной до 1 мкм) $N_S \sim 5 \cdot 10^{17} - 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Затем эти образцы легируются дополнительно в отдельности Zn, Mn и Cd. Показано, что наличие большой концентрации S в приповерхностной области кремния существенно увеличивает растворимость примесей Zn, Mn и Cd. В настоящее время получены материалы с управляемыми концентрациями молекул ZnS, CdS и MnS в кремнии.

При этом в качестве исходного материала использован кремний p -типа с $\rho=0,5-1$ Ом·см. После диффузии примесей Zn, S; Cd, S; и Mn, S и обработки этих образцов в вакууме при определенном низкотемпературном отжиге с определенным временем выдержки удалось создать на поверхности кремния слои толщиной $d=0,1-5$ мкм, обогащенные молекулами CdS, ZnS и MnS. Результаты исследования показали, что эти слои имеют n -тип проводимости с удельным сопротивлением от 0,06 до 3–4 Ом·см в зависимости от типа молекул и условий дополнительной термообработки. Объем образца сохраняет свой тип проводимости (p -тип) и исходные электрофизические параметры. Таким образом, образуется $n-p$ – структура. В табл. 2 приведены значения напряжения холостого хода и тока короткого замыкания структур, полученных после диффузии Cd и S и термообработки их при различных температурах. Как видно из таблицы, после диффузии напряжение холостого хода, а также ток короткого замыкания имеют достаточно низкие значения. После термообработки этих структур при $T = 650^\circ\text{C}$ в течение нескольких минут значения напряжения холостого хода и тока короткого замыкания существенно улучшаются. При дальнейшем увеличении температуры низкотемпературного от-

жиги параметры структур существенно улучшаются и достигают максимального значения при $T = 700^\circ\text{C}$. Следует отметить, что при этом, несмотря на невысокие значения напряжения холостого хода, ток короткого замыкания существенно увеличивается. Полученные данные в десятках образцов показали, что действительно в таких структурах значение тока короткого замыкания значительно больше, чем в обычных фотоэлементах на основе кремния. Дальнейшее увеличение температуры низкотемпературного отжига приводит к ухудшению параметров таких структур. При этом самые низкие значения получены после отжига при $T = 800^\circ\text{C}$. А при $T > 800^\circ\text{C}$, хотя наблюдается некоторое улучшение параметров, они хуже, чем при термообработке $T = 700^\circ\text{C}$. Аналогичные исследования проведены для структур, полученных после диффузии Zn и S, а также Mn и S. Результаты исследования показали, что, подбирая условия диффузии (температуру, время), а также условия последующей термообработки (температуру, время), можно управлять не только толщиной обогащенного слоя, но также существенно варьировать их электрофизические свойства и на их основе – параметры готовых структур.

Таблица 2. Значения напряжения холостого хода и тока короткого замыкания структур, полученных после диффузии Cd и S и термообработки при различных температурах

$U_{\text{хх}}, \text{В}$	$I_{\text{кз}}, \text{мА/см}^2$	Условия термообработки
0,3–0,35	18–20	После диффузии, без дополнительного отжига
0,39–0,41	30–32	Дополнительный отжиг при 650°C
0,47–0,51	47–49	// - // при 700°C
0,23–0,25	10–12	// - // при 800°C
0,48–0,51	30–32	// - // при 850°C

Нам кажется, это весьма интересное технологическое решение, позволяющее создать как на поверхности, так и на определенной глубине слои с обогащенными квазинейтральными молекулами (атомы $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$) с управляемой концентрацией и расположением, открывает новые возможности для разработки различных структур, в частности более совершенных гетероструктур.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахадирханов М.К., Аскарлов Ш.И., Норкулов Н. Некоторые особенности взаимодействия примесных центров с глубокими донорными уровнями в кремнии // Физика и техника полупроводников. 1987. Т. 21. № 8. С.1456–1459.
2. Бахадирханов М.К., Аскарлов Ш.И., Норкулов Н. О стабильности комплексов, образованных серой и марганцем в кремнии // Известия АН СССР «Неорганические материалы». 1989. Т. 25. № 7. С.1202–1203.
3. Бахадирханов М.К., Аскарлов Ш.И., Норкулов Н. Химически связанные комплексы с участием быстродиффундирующих примесей в кремнии // Известия АН СССР «Неорганические материалы». 1990. Т.26. №10. С.2005–2008.
4. Bakhadirkhanov M.K., Askarov Sh.I., Norkulov N. Some features of chemical interaction between a fast diffusing impurity and a croup VI element in silicon // Phys. solid. stat. 1994. Т. 142. P. 339–346.
5. Бахадирханов М.К., Аскарлов Ш.И., Норкулов Н., Сражеев С.Н., Тошбоев Т.У. Влияние быстродиффундирующих примесей на кинетику генерации термодоноров в кремнии при $300\text{--}500^\circ\text{C}$ // Физика и техника полупроводников. 1996. Т. 29. № 8. С. 1396–1403.

Поступила 27.01.05

Summary

The article is devoted to the investigation of molecule formation between impurity atoms of VI group elements (S, Se) and elements of I,II group as well as with elements of transient group, inserted in the crystal lattice of silicon. Thus, molecules being formed, are electrically neutral. Optimal thermodynamic conditions and kinetic of the process of structures' formation with quantum dots of $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$ are described. The possibilities of prospective use of the obtained materials for enhanced solar cells are also described.