

ISSN 1563-034X  
ИНДЕКС 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

# ҚазҰУ ХАБАРШЫСЫ

Физика сериясы

---

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЪ-ФАРАБИ

# ВЕСТНИК КазНУ

Серия физическая

---

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

# KazNU BULLETIN

Physics series

## № 3 (46)

Алматы  
«Қазақ университеті»  
2013

*Зарегистрирован в Министерстве культуры, информации и общественного согласия Республики Казахстан,  
свидетельство № 956 – Ж от 25.11.1999 г.*

*(Время и номер первичной постановки на учет № 766 от 22.04.1992 г.)*

*Выходит 4 раза в год*

**Редакционная коллегия:**

*Научный редактор: Рамазанов Т.С., КазНУ им. аль-Фараби*

*Зам. научного редактора: Лаврищев О.А., НИИ экспериментальной и теоретической физики КазНУ  
им. аль-Фараби, Казахстан*

*Ответственный секретарь: Иманбаева А.К., НИИ экспериментальной и теоретической физики  
КазНУ им. аль-Фараби, Казахстан*

**Члены редколлегии:**

*Абишев М.Е., КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан*

*Архипов Ю.В., КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан*

*Аскарлова А.С., КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан*

*Буркова Н.А., КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан*

*Boisfendi L., университет г. Орлеана, Франция*

*Габдуллин М.Т., Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, КазНУ им. аль-  
Фараби, Казахстан*

*Давлетов А.Е., КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан*

*Джумагулова К.Н., КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан*

*Дробышев А.С., КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан*

*Жанабаев З.Ж., КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан*

*Кукулин В.Л., МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия*

*Оскомов В.В., КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан*

*Приходько О.Ю., КазНУ им. аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан*

*Rosenblum M., Институт физики и астрофизики Потсдамского университета, Германия*

**ВЕСТНИК КазНУ**

Серия физическая

№ 3(46)

Выпускающие редакторы: *Г. Бекбердиева, Г. Рустембекова*

Компьютерная верстка *А.Алдашевой*

**ИБ 7018**

Подписано в печать 25.12.2013.

Формат 60x84 1/8. Бумага офсетная №1. Печать цифровая.

Объем 6,7 п.л. Тираж 500 экз. Заказ №4.

Цена договорная.

Издательство «Қазақ университеті» Казахского национального  
университета имени аль-Фараби.

050040, г. Алматы, пр. аль-Фараби, 71, КазНУ.

Отпечатано в типографии издательства «Қазақ университеті».

© КазНУ им. аль-Фараби, 2013

УДК 539.23:621.793

<sup>2</sup>М.Т. Габдуллин\*, <sup>2</sup>Т.С. Рамазанов,  
<sup>2</sup>Г.Б. Ахтанова, <sup>3</sup>Р. Редмер<sup>1</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби,  
Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, Казахстан, г. Алматы<sup>2</sup>Казахский национальный университет имени аль-Фараби,  
Научно-исследовательский институт экспериментальной и теоретической физики,  
Казахстан, г. Алматы<sup>3</sup>Институт физики плазмы, Ростокский университет, Германия, г. Росток

\*E-mail: gabdullin@physics.kz

### Состав плазмы бериллия

В данной работе был исследован состав плотной неидеальной плазмы бериллия с помощью уравнений Саха с учетом снижения потенциала ионизации. Состав плотной неидеальной плазмы был получен численными методами при решении уравнения Саха с учетом снижения потенциалов ионизации атомов и ионов. В качестве модели взаимодействия используются эффективные потенциалы, которые учитывают на больших расстояниях эффект экранировки и на малых расстояниях – квантово-механические эффекты дифракции. Для рассмотрения взаимодействия заряда с нейтральными атомами был выбран поляризационный потенциал, учитывающий эффекты экранировки, квантовые эффекты дифракции электрона и поляризацию атома. Степень ионизации была определена как отношение числа свободных электронов к полному числу ядер в плазме. При вычислении состава ионизованной плазмы применялась химическая модель. В такой модели плазма состоит из всевозможных сортов частиц системы. Полученная система нелинейных уравнений Саха с учетом снижения потенциалов ионизации решалась численными методами. В данной работе рассматриваются атомы бериллия, которые с повышением температуры ионизируются и превращаются в ионы и электроны. С повышением температуры образуются голые ядра.

**Ключевые слова:** неидеальная плазма, эффективные потенциалы, состав плазмы, уравнение ионизации.

М.Т. Габдуллин, Т.С. Рамазанов,  
Г.Б. Ахтанова, Р. Редмер

### Тығыздық бериллий плазманың құрамы

Еңбекте эффективті потенциалды алудағы диэлектрлік қайта әсерлесу функция әдісінің қолданылуы қарастырылған. Бериллий плазмасының иондалу тепе-теңдігін есептеу барысында иондалу потенциалының төмендеуін ескеретін Саха теңдеуінің қолданылуы талданған. Идеал емес квазиклассикалық жартылай иондалған бериллий плазмасының құрылымдық қасиеттерін зерттеу кезінде жақын арақашықтықта дифракция кванттық эффектісін, ал алыс арақашықтықта экрандалу эффектісін ескеретін псевдо-потенциалдық модельдері қолданылған. Заряд-атом әсерлесуі поляризацияланған потенциалының экрандалған түрімен сипатталған. Осы эффективтік потенциалдық модельдері негізінде химиялық потенциал – бериллий плазмасы есептелген. Бериллий плазманың құрамында атомдар және иондар, ядролар бар.

**Түйін сөздер:** эффективті потенциал, Саха теңдеуі, идеал емес плазма.

M.T. Gabdullin, T.S. Ramazanov, G.B. Akhtanova, R. Redmer  
**Composition of dense beryllium plasmas**

In the present paper the composition of dense beryllium plasma by solving the Saha equations with corrections due to non-ideality was investigated. The lowering of the ionization potentials is calculated on the basis of effective potentials by taking into account screening and quantum diffraction effects. The contribution from the polarization of neutral atoms was calculated via the linearized virial coefficient for the interaction of electrons with atoms. The number density varies in the range  $n_e = 10^{18} \div 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  and the temperature domain considered here is

$T = 10^4 \div 10^6 \text{ K}$ . In considered range of density and temperature the plasma changes from atom state to full ionized plasma with the maximum degree of ionization. The ionization degree was determined as relation between the number density of free electrons to number density of nuclear in plasma. The composition of dense beryllium plasma, which consists of electrons, ions, and atoms, was considered on the basis of chemical model. Obtained system of nonlinear Saha equations was calculated by numerical methods.

**Key words:** non-ideal plasma; effective potentials; ionization equilibrium; plasma composition.

### Введение

Развитие экспериментальной техники в последние десятилетия привело к возможности получения и исследования вещества находящегося в «экстремальных условиях». В состоянии с экстремальными значениями неидеальная плазма реализуется в ряде проектов и энергетических устройствах, действие которых основано на импульсной локальной концентрации энергии в плотных средах. Одним из таких состояний является неидеальная плазма, образующаяся в реакторах [1-5].

Неидеальная плазма представляет интерес, как при решении прикладных задач, так и для расширения наших знаний о фундаментальных явлениях природы, свойствах и строении вещества [5-13].

Для удобства описания неустойчивой системы, какой является плазма, удобно пользоваться безразмерными параметрами, характеризующими её состояние с определенными плотностями и температурами. Среднее расстояние

между частицами:  $a = (3/4\pi n)^{1/3}$ . Параметр связи  $\Gamma = (Ze)^2 / a k_B T$ . Параметр плотности определяется как  $r_s = a / a_B$ , где  $a_B = \hbar^2 / m_e e^2$  – радиус Бора. Параметр плотности уменьшается с увеличением плотности. В представленной работе исследуется область плотностей и температур:  $n = 10^{20} \div 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_e = 5 \times 10^4 \div 10^6 \text{ K}$ . Был определен состав плазмы бериллия, состоящей из электронов, ионов, атомов и ядер.

### Эффективные потенциалы взаимодействия

В работе [14] методом линейного диэлектрического отклика была получена псевдопотенциальная модель, которая использовалась в данной работе для электрон-электронного и электрон-ионного взаимодействия.

Аналитическое выражение для потенциала электрон-электронного и электрон-ионного взаимодействия имеет вид:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_\alpha Z_\beta e^2}{\sqrt{1 - 4\lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2}} \left( \frac{e^{-Br}}{r} - \frac{e^{-Ar}}{r} \right), \quad (1)$$

$$\text{где } A^2 = \frac{1}{2\lambda^2} \left( 1 + \sqrt{1 - \lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2} \right),$$

$$B^2 = \frac{1}{2\lambda^2} \left( 1 - \sqrt{1 - \lambda_{\alpha\beta}^2 / r_D^2} \right),$$

$Z_\alpha e$ ,  $Z_\beta e$  – электрические заряды частиц сорта  $\alpha$  и  $\beta$ ,  $\lambda_{\alpha\beta} = \hbar / \sqrt{2\pi m_{\alpha\beta} k_B T}$  – тепловая длина

волны Де-Бройля,  $m_{\alpha\beta} = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$  – приведенная масса частиц сорта  $\alpha$  и  $\beta$ ,

$r_D = \left( k_B T / \left( 4\pi e^2 \sum_j n_j Z_j^2 \right) \right)^{1/2}$  – радиус Дебая.

Эффективный потенциал для ион-ионного взаимодействия [15]:

$$\Phi_{ii}(r) = \frac{(Z_i e)^2}{\sqrt{1 - 4\lambda_{ee}^2 / r_D^2}} \left( \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 - 4\lambda_{ee}^2 / r_D^2} \right) \frac{e^{-Br}}{r} - \left( \frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{1 - 4\lambda_{ee}^2 / r_D^2} \right) \frac{e^{-Ar}}{r} \right). \quad (2)$$

Данные псевдопотенциалы учитывают на малых расстояниях квантовые эффекты дифракции, а на больших – многочастичные эффекты экранирования поля зарядов. При построении данной модели по описанному выше методу использовался в качестве микропотен-

циала потенциал, учитывающий квантовые эффекты дифракции.

Поляризационный потенциал учитывает взаимодействия между зарядами и атомами в ионизированной неидеальной плазме [16]:

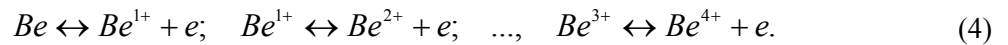
$$\Phi_{sa}(r) = \frac{e^2 \alpha_p}{2r^4 \sqrt{1 - 4\lambda_{ee}^2 / r_D^2}} (e^{-Br} (1 + Br) - e^{-Ar} (1 + Ar)), \quad (3)$$

где  $\alpha_p$  – поляризуемость атома.

**Состав полностью ионизированной плазмы**

Вспользуемся химической моделью плазмы для рассмотрения состава плазмы бериллия. Как известно, с ростом температуры и с уменьшением плотности растет и кратность ионизации. При рассматриваемых температурах и плотностях состав такой плазмы будет меняться от атомарной до одно-, двух-, и трех-

кратно ионизированной. Взаимодействие между частицами дает снижение потенциала ионизации по сравнению с изолированными атомами и ионами. Рассмотрение химического равновесия традиционно начинается с определения возможных реакций в системе. Пренебрегая образованием молекул, рассмотрим всевозможные реакции в такой плазме [17,18]:



Плотность частиц может быть получена из системы уравнений, выражающей условие химического равновесия при заданных температурах и суммарной плотности частиц разных сортов:

$$\begin{aligned} \mu_0 + E_{ion}^{1+} &= \mu_{1+} + \mu_e \\ \mu_{1+} + E_{ion}^{2+} &= \mu_{2+} + \mu_e \\ &\dots \\ \mu_{(n-1)+} + E_{ion}^{n+} &= \mu_{n+} + \mu_e \end{aligned}, \quad (5)$$

где  $E_{ion}^{k+}$  – энергия основного состояния  $k$ -кратно ионизированных ионов и т.д.,  $\mu_e, \mu_0, \mu_{1+} \dots \mu_{n+}$  – химические потенциалы.

Тогда выражение для химического потенциала для неидеальной плазмы можно записать как:

$$\mu_k = \mu_k^{id} + \mu_k^{int}. \quad (6)$$

Для атомов и ионов идеальную часть химического потенциала можно выразить следующим выражением:

$$\mu_k = k_B T \ln(n_k \Lambda_k / g_k), \quad (7)$$

где для бериллия спиновый фактор  $g_0=4, g_{1+}=2, g_{2+}=1, g_{3+}=2, g_{4+}=1$  [19].

Приведенные соотношения позволяют записать систему уравнений Саха для расчета состава плазмы с максимальной кратностью ионизации следующим образом:

$$\begin{aligned}
 n_0 &= \frac{g_0}{g_{1+}} n_{1+} \exp\left[\beta(\mu_e^{id} + E_{ion}^{1+} + \Delta\mu_{1+})\right] \\
 n_{1+} &= \frac{g_{1+}}{g_{2+}} n_{2+} \exp\left[\beta(\mu_e^{id} + E_{ion}^{2+} + \Delta\mu_{2+})\right] \\
 &\dots \\
 n_{(k+)-1} &= \frac{g_{(k+)-1}}{g_{k+}} n_{k+} \exp\left[\beta(\mu_e^{id} + E_{ion}^{k+} + \Delta\mu_{k+})\right],
 \end{aligned} \tag{8}$$

где  $\beta = 1/k_b T$ ,

величины  $\Delta\mu_k = \mu_e^{nonid} + \mu_k^{nonid} - \mu_{k-1}^{nonid}$  являются поправками на неидеальность к химическим потенциалам и приводят к сдвигу химического равновесия относительно идеального газового приближения Саха.

Для решения такой системы необходимо ее дополнить еще двумя уравнениями: законом сохранения числа ядер:

$$\sum_{k=1}^5 n_k + n_0 = const, \tag{9}$$

и законом сохранения полного заряда в системе:

$$\sum_{k=1}^5 kn_k = n_e. \tag{10}$$

Соотношение между концентрациями компонент такой плазмы дает нам степень ионизации плазмы  $\alpha_k$  и относительные доли компонент. Эти соотношения можно представить в виде выражений:

$$\alpha_e = \frac{n_e}{(n_0 + n_i)}, \quad \alpha_{k+} = \frac{n_{k+}}{(n_0 + n_i)}, \tag{11}$$

где  $k = 0, i, \dots, e$ .

Данная система уравнений решалась численными методами. Поправка, обусловленная поляризационным взаимодействием зарядов с нейтралами, рассматривалась в приближении вириального коэффициента  $B^{PP}$  [20-22]:

$$\mu_{eHe}^{nonid} = n_{He} B^{PP}, \quad B^{PP} = \int d^3r \Phi_{ed}^{PP}(r). \tag{12}$$

В качестве потенциала взаимодействия заряда с нейтральными атомами был выбран поляризационный потенциал, учитывающий эффекты экранировки, квантовые эффекты дифракции электрона и поляризацию атома.

### Результаты

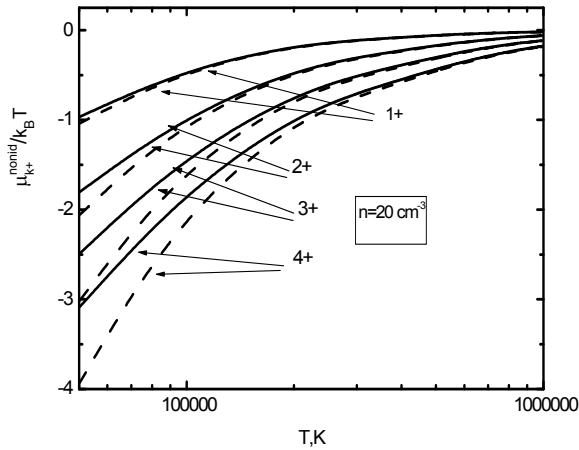
Результаты вычисления с помощью системы уравнений (5-8) представлены на рисунках (1-4). Снижения потенциала ионизации для плазмы  $Be$  в сравнении с дебаевским приближением представлены на рисунке 4 при  $n = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Учет, как эффектов экранировки, так и квантовых эффектов дифракции, при вычислении снижения потенциалов ионизации сдвигает ионизационные кривые в область более высоких температур по сравнению с дебаевским приближением. Поскольку эффект дифракции ослабевает, взаимодействие между частицами приводит к уменьшению абсолютного значения поправки к химическому потенциалу или снижению потенциалов ионизации.

На рисунке (2) представлены кривые как зависимости состава плазмы от температуры при  $\rho = 0.1 \text{ g/cm}^3$  в сравнении с результатами Керли [23] и данными программного пакета COMPTRA04 [24]. Отличие кривых обусловлено рассмотрением квантовых эффектов дифракции с помощью эффективных потенциалов. На рисунке (3) изображена степень ионизаций  $Be$  при различных температурах.

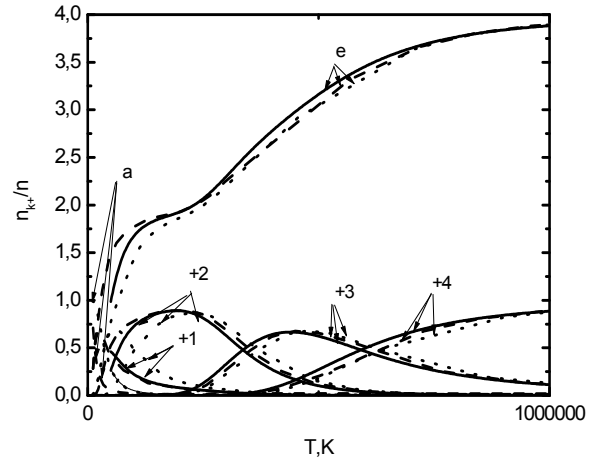
### Вывод

В сравнении с теорией Дебая потенциал ионизации снижен, это обусловлено квантовыми эффектами дифракции. С помощью псевдо-потенциальной модели мы можем вычислить состав плазмы удовлетворяющие данным параметрам  $T$  и  $n$ .

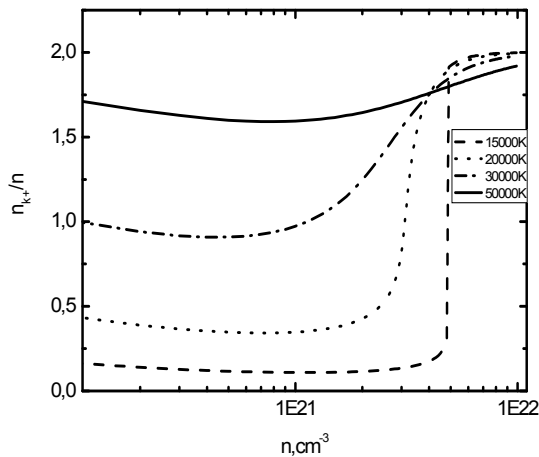
Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта 1116/ГФ.



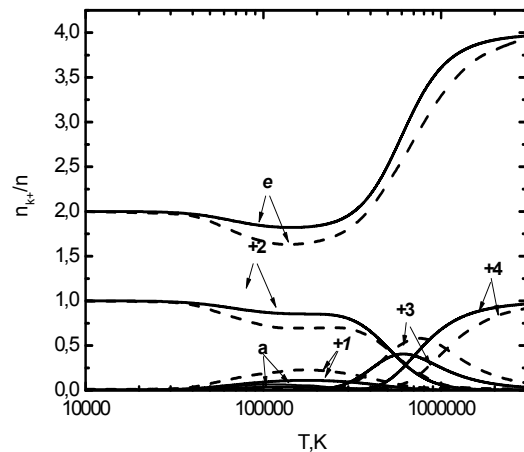
**Рисунок 1** – Химический потенциал идеальной плотной Be плазмы. Сплошные линии-Дебая, пунктирные линии – данная работа



**Рисунок 2** – Состав Be плазмы с плотностью  $\rho = 0.1 \text{ g/cm}^3$ . Сплошные линии – данная работа, пунктирные – G.I. Kerley [23], точечные – Compra04 (R.Redmer) [24]



**Рисунок 3** – Степень ионизации Be плазмы при различных температурах



**Рисунок 4** – Состав Be плазмы с плотностью  $\rho = 1.85 \text{ g/cm}^3$ . Сплошные линии – данная работа, пунктирные – Compra04 (R.Redmer)

### References

- 1 Frontiers in High Energy Density Physics, edited by the National Research Council (National Academic Press, Washington, 2003).
- 2 Redmer R.A., Röpke G., Morales F., Kilimann K. // Phys. Fluids B 2. – 1990. – P.390.
- 3 Ebeling W., Förster A., Fortov V.E., Gryaznov V.K., and Polishchuk A.Y. Thermophysical Properties of Hot Dense Plasmas. – Teubner Verlag, Stuttgart-Leipzig, 1991.

- 4 Zaghoul M.R. // *Phys. Plasmas*, 2003. – Vol. 10. – P. 527.
- 5 Zaghoul M.R. Reduced formulation and efficient algorithm for the determination of equilibrium composition and partition functions of ideal and nonideal complex plasma mixtures // *Phys. Rev. E*, 2004. – Vol. 69. – P. 026702.
- 6 Harris G.M., Roberts J.E., and Trulio J.G. Equilibrium properties of a partially ionized plasma // *Phys. Rev.*, 1960. – Vol. 119. – P. 1832-1841.
- 7 Mihalas D., Däppen W., Hummer D.G. The equation of state for stellar envelopes // *Astrophys. J.*, 1988. – Vol. 331. – P.794-815.
- 8 Potekhin A.Y., Chabrier G. Equation of state of fully ionized electron-ion plasmas. II. Extension to relativistic densities and to the solid phase// *Phys. Rev. E*, 2000. – Vol. 62. – P. 8554.
- 9 Zaghoul M.R. Integrability criterion for lowering of ionization potentials and formulation of the solution of the inverse problem of constructing consistent thermodynamic functions of nonideal plasmas // *Phys. Rev. E*, 2009. – Vol. 79. – P. 016410.
- 10 Aparicio J.M., Chabrier G. Free-energy model for fluid atomic helium at high density// *Phys. Rev. E*, 1994. – Vol. 50. – P. 4948-4960.
- 11 Winisdoerffer C., Chabrier G. Free-energy model for fluid helium at high density // *Phys. Rev. E*, 2005. – Vol. 71. – P. 026402.
- 12 Saumon D., Chabrier G., Van Horn H.M. An equation of state for low-mass stars and giant planets // *Astrophys. J., Suppl. Ser.* – 1995. – V. 99. – P.713-741.
- 13 Potekhin A.Y., Massacrier G., Chabrier G. Equation of state for partially ionized carbon at high temperatures // *Phys. Rev. E*. – 2005. – V. 62. – P. 046402.
- 14 Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N. Effective screened potentials of strongly coupled semiclassical plasma. // *Phys. Plasmas*. 2002, vol.9, No.9, P. 3758-3761.
- 15 Ramazanov T.S., K.N.Dzhumagulova, M.T.Gabdullin. Effective potentials for ion-ion and charge-atom interactions of dense semiclassical plasma. // *Phys. Plasmas*. – 2010. – Vol. 17, No.4. – P. 042703 (6 pp).
- 16 Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N., Omarbakiyeva Yu.A.. Effective polarization interaction potentials “charge-atom” for partially ionized plasma. // *Phys. Plasmas*, 2005, 12, №9, 092702-1-4.
- 17 Redmer R. Electrical conductivity of dense metal plasmas // *Phys.Rev.* 1998. - Vol.59, No.1. - P.1073-1081.
- 18 Kuhlbrodt S., Redmer R. Transport coefficients for dense metal plasmas // *Phys. Rev. E*. – 2000. – Vol. 62. – P. 7191-7200.
- 19 Smirnov B.M. *Physics of atom and ion.* – M.: Nauka, 1986.
- 20 Ebeling W., Kraeft W.-D., Kremp D., *Theory of bound states and ionization equilibrium in plasmas and solids.* - Berlin: Akademie-Verlag, 1976.
- 21 Redmer R. Thermodynamic and transport properties of dense, low-temperature plasmas // *Phys. Rep.* – 1997. – Vol. 282. – P. 35-157.
- 22 Redmer R., Röpke G. // *Contrib. Plasma Phys.* – 1989. – Vol. 29. – P. 343.
- 23 Kerley G.I. Theory of Ionization Equilibrium: An Approximation for the Single Element Case // *J. Chem. Phys.* – 1986. – Vol.85, № 9. – P. 5228-5231.
- 24 Kuhlbrodt S., Holst B., Redmer R. COMPTRA04 a Program Package to Calculate Composition and Transport Coefficients in Dense Plasmas // *Contrib. Plasma Phys.* – 2005. – V. 45, N. 2. – P.73-88.

УДК 53.072+533.9:51-73

Ж.А. Молдабеков, Т.С. Рамазанов\*

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы  
\*E-mail: ramazan@physics.kz

### Исследование коллективных колебаний в двухмерной неидеальной плазме методом молекулярной динамики

Методом молекулярной динамики проведено исследование коллективных колебаний в двухмерной неидеальной плазме. Рассмотрена однокомпонентная неидеальная плазма с экранированным межчастичным потенциалом взаимодействия. Были рассчитаны продольная часть и поперечная часть автокорреляционной функции тока. Продольная часть автокорреляционной функции тока характеризует колебания плотности. Показано, что в сильно коррелированной плазме реализуется мода, близкая по характеристикам к акустической моде. Акустическая мода при малых длинах волны переходит в плазменную волну и при больших длинах волны реализует звуковую волну. Скорость звуковой волны больше тепловой скорости частиц плазмы, что свидетельствует о жидкофазном состоянии. Групповая скорость коллективных колебаний стремится к нулю на границе зоны Бриллюэна.

**Ключевые слова:** неидеальная плазма, метод молекулярной динамики, автокорреляционная функция.

Ж.А. Молдабеков, Т.С. Рамазанов  
**Екі өлшемді идеалемес плазмадағы тербелістерді  
молекулярлы динамика әдісімен зерттеу**

Молекулярлы динамика әдісімен екі өлшемді идеалемес плазмадағы коллективті тербелістер зерттелді. Экрандалған потенциал арқылы әсерлесетін бір компонентті идеалемес плазма қарастырылды. Ток автокорреляторының бойлы және көлденең құраушылары есептелді. Бойлы құраушысы тығыздық тербелісін сипаттайды. Идеалемес плазмада акустикалық тербелістер орын алатыны, қысқа толқындарда плазмалық тербелістерге, ал кері жағдайда дыбыс тербелісіне өтетіні және дыбыс жылдамдығының бөлшектер жылдамдығынан жоғары екені көрсетілді. Бриллюэн аумағының шекарасында тербелістің топтық жылдамдығы нөлге ұмтылатыны анықталды.

**Түйін сөздер:** идеалемес плазма, молекулярлы динамика әдісі, автокоррелятор қызметі.

Zh.A. Moldabekov, T.S. Ramazanov  
**Investigation of the collective excitation in 2D nonideal plasma  
by molecular dynamics simulation method**

The investigation of the collective excitations in strongly coupled, two dimensional plasma is performed by molecular dynamics method. One component nonideal plasma with screened Coulomb interparticle interaction potential is considered. It is shown that in strongly coupled plasma quasi acoustic mode reproduces. The group velocity on the edge of the Brillouin zone approaches to the zero. Long wave length limit is sound wave and short wave length limit is plasma oscillations.

**Key words:** nonideal plasma, the method of molecular dynamics, the autocorrelation function

#### Введение

В настоящее время исследование неидеальной двумерной плазмы как в классическом, так и квантовом случае, представляет большой интерес в связи с аномальными коллективными

свойствами наблюдаемые в эксперименте и моделировании. Уменьшение размерности от трехмерного к двумерному приводит к таким эффектам как Бозе конденсация, сверхтекучесть и связанные с этим фазовые переходы. В

классической плазме уменьшение размерности приводит к наблюдению аномальных транспортных характеристик плазмы [1]. Одним из них является так называемая супердиффузия [2]. Это явление наблюдалось в экспериментах по пылевой плазме. Так же, такое поведение получено в компьютерном моделировании [3,4].

В данной работе методом молекулярной динамики исследуется неидеальная однокомпонентная плазма (ОКП). Межчастичный потенциал взаимодействия:

$$\Phi = \frac{\Gamma}{R} \exp[-R / \lambda_D], \quad (1)$$

где  $\lambda_D$  длина экранирования и  $R$  расстояние между частицами в единицах среднего межчастичного расстояния  $a = (3 / 4\pi n)^{-1/3}$ ,  $\Gamma = Q^2 / ak_p T$  параметр связи,  $n$  концентрация частиц,  $Q$  заряд частицы.

Информация о колебании плотности заключена в динамическом структурном факторе и находится через автокорреляционную функцию плотности по формуле:

$$S(k, \omega) = \frac{1}{2\pi N} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} |F_t \{ \rho(k, t) \}|^2, \quad (2)$$

где  $\vec{k} = k\vec{e}_z$  в единицах среднего межчастичного расстояния  $a$  и  $F_t$  обозначает Фурье преобразование по времени,  $\omega$  в единицах плазменной частоты  $\omega_p = (2\pi n Q^2 / ma)^{1/2}$ ,  $m$  масса частицы. Фурье компонента флуктуации плотности находим при проведении молекулярной динамики по формуле:

$$\rho(\vec{k}, t) = \sum_{j=1}^N \exp(i\vec{k}\vec{r}_j). \quad (3)$$

Продольные и поперечные колебания в плазме могут быть определены из оператора тока:

$$\vec{j}(\vec{k}, t) = \sum_{j=1}^N \vec{v}_j(t) \exp(ikz_j(t)) \quad (4)$$

Продольный спектр и поперечный спектр колебаний определяются по формулам:

$$L(k, \omega) = \frac{1}{2\pi N} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} |F_t \{ j_L(k, t) \}|^2, \quad (5)$$

$$T(k, \omega) = \frac{1}{2\pi N} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} |F_t \{ j_T(k, t) \}|^2. \quad (6)$$

Связь между динамическим структурным фактором  $S(k, \omega)$  и  $L(k, \omega)$  [5-7]:

$$S(k, \omega) = \frac{k^2}{\omega^2} L(k, \omega). \quad (7)$$

Как видно из уравнения (7) продольная часть спектра колебаний тока содержит полную информацию о флуктуации плотности. В дальнейшем основное внимание будет сосредоточено на вычислении  $L(k, \omega)$ .

### Спектр колебаний тока

При Фурье анализе любого сигнала в целях устранения шума обычно используют весовую функцию. На рисунках 1 и 2 показаны рассчитанные значения  $L(k, \omega)$  при различных значениях волнового вектора в зависимости от частоты. На рисунке 2 приведен  $L(k, \omega)$  с использованием весовой функции Хамма (Hamming window function):

$$f(n) = 0.54 - 0.46 \cos\left(\frac{2\pi n}{N-1}\right), \quad (8)$$

где  $N$  полное число точек.

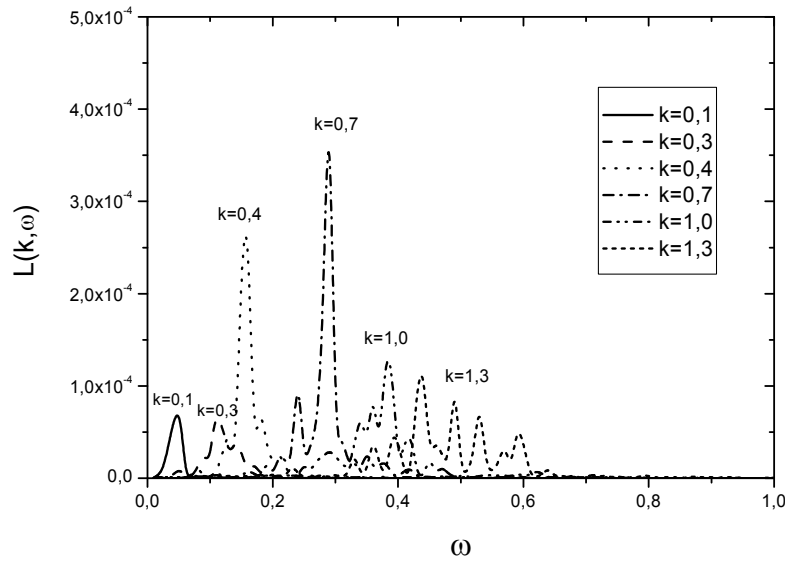
Из сравнения рисунков 1 и 2 видно, что смазанные пики при  $k = 1.0, 1.3$  (рисунок 1) хорошо воспроизводятся при использовании весовой функции. При этом позиция пиков не изменяется, но искажается высота пика. Последнее не сильно важно, поскольку мы будем исследовать дисперсионную кривую.

На рисунке 3 показана дисперсионная кривая в виде профиля  $L(k, \omega)$  на  $(\omega, k)$  плоскости. Круглыми точками указаны среднее значение частоты, на которое приходится пик  $L(k, \omega)$  при заданном волновом векторе. Параметры моделирования: число

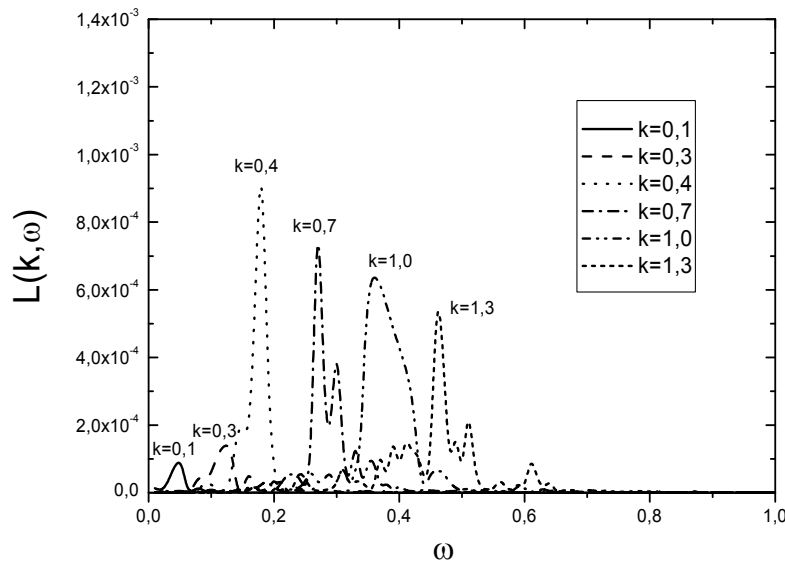
частиц 1250, число временных шагов  $2 \cdot 700000$ , число шагов на котором проводился набор данных  $2 \cdot 524288$ , длина шага 0.01.

Как видно из рисунка 3, групповая скорость на границе зоны Бриллюэна  $k \rightarrow \pi/2a$  стремится к нулю и частота колебаний примерно в два раза меньше плазменной частоты. Последняя обусловлена сильной неидеальностью плазмы. В целом дисперсионная кривая имеет вид акустической моды.

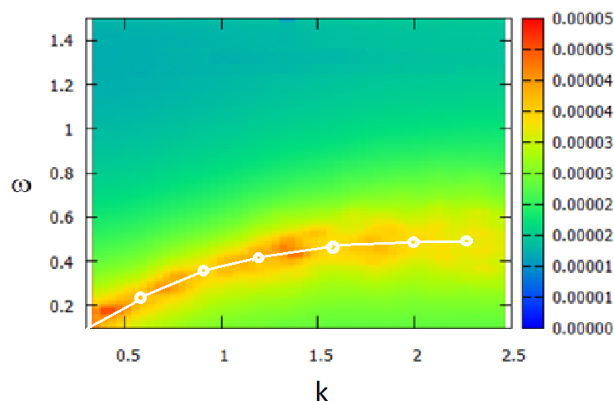
Длинноволновый предел  $k \rightarrow 0$  определяет звуковую волну с групповой скоростью  $v \propto \partial\omega/\partial k$ . Так в представленном компьютерном эксперименте  $v \approx 0.3\omega_p a$ . В единицах тепловой скорости имеем  $v \approx 4.2v_T$ , где  $v_T = \sqrt{3k_B T/m}$ . Таким образом, звуковая волна имеет скорость больше тепловой скорости. Это указывает на жидко-фазное состояние.



**Рисунок 1** – Продольная часть спектра колебаний тока  $L(k, \omega)$  без использования весовой функции.  $\Gamma = 200, \lambda_D^{-1} = 2$ .



**Рисунок 2** – Продольная часть спектра колебаний тока  $L(k, \omega)$  с использованием весовой функции.  $\Gamma = 200, \lambda_D^{-1} = 2$ .



**Рисунок 3** – Дисперсионная кривая в виде профиля  $L(k, \omega)$  на  $(\omega, k)$  плоскости.  $\Gamma = 200$ ,  $\lambda_d^{-1} = 2$ .

### Заключение

Провидено моделирование флуктуации плотности тока в неидеальной плазме методом молекулярной динамики. Представлено сравнения продольной части флуктуации тока

рассчитанная без использования весовой функции и с использованием весовой функции. Представлена рассчитанная дисперсионная кривая и показано что она по главным чертам похожа на акустическую моду в кристалле.

### References

- 1 B. Alder, and T.E. Wainwright // Phys.Rev.A, 1, 18 (1970).
- 2 Z. Donkó, J. Goree, P. Hartmann, Bin Liu // Phys. Rev. E 79, 026401 (2009).
- 3 T. Ottet. all.// Phys.Rev. E 78, 026409 (2008).
- 4 T. Ott, M. Bonitz // Phys.Rev.Letters 103, 195001 (2009).
- 5 J.P. Hansen, I.R. Mc Donald, and E.L. Pollock //Phys.RevA11,1025(1975).
- 6 J. Boon and S. Yip // Molecular Hydrodynamics (Courier Dover Publications, New York, 1991).
- 7 J. Hansen and I. McDonald // Theory of Simple Liquids (Academic Press, New York, 2006).

УДК 53.072+533.9:51-73

Н.Х. Бастыкова\*, С.К. Коданова,  
Т.С. РамазановКазахский национальный университет имени аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы  
\*E-mail: Bastykova\_nuriya@physics.kz

### Моделирование параметров пылевой плазмы в смеси газов Ar-H<sub>2</sub>

Исследовано распределение электрического поля и других параметров плазмы в разрядной трубке с помощью самосогласованного решения задач электронной кинетики (уравнение Больцмана для ФРЭ), уравнений движения ионов в дрейфово-диффузионном приближении и уравнения Пуассона для распределения электрического поля. Получены аксиальные и радиальные распределения параметров плазмы в смеси газов аргона и водорода.

**Ключевые слова:** уравнение Больцмана, дрейфово-диффузионное приближение.

Н.Х. Бастыкова, С.К. Коданова, Т.С. Рамазанов

#### Ar-H<sub>2</sub> газдар қоспасында тозанды плазма параметрлерін модельдеу

Разрядты түтікшеде электр өрісінің және басқа плазма параметрлерінің таралуы электронның кинетикасы (ЭТФ үшін Больцман теңдеуі), дрейфті-диффузиялық жуықтау негізінде иондардың қозғалыс теңдеуі және электр өрісінің таралуы үшін Пуассон теңдеуі зерттелді. Аргон және водород қоспаларында плазма параметрлерінің аксиалды және радиалды таралуы алынды.

**Түйін сөздер:** Больцман теңдеуі, дрейфтік-диффузиялық жуықтау.

N.Kh. Bastykova, S.K. Kodanova, T.S. Ramazanov

#### Simulation of dusty plasma parameters in mixture of Ar-H<sub>2</sub>

The distribution of the electric field and other plasma parameters in the discharge tube by means of a self-consistent solution of problems of electron kinetics (Boltzmann equation for the EDF), the equations of motion of the ions in the drift-diffusion approximation and the Poisson equation for the distribution of the electric field are investigated. Axial and radial dependence of plasma parameters in a gas mixture of argon and hydrogen are obtained.

**Key words:** Boltzmann equation, the drift-diffusion approximation

#### Введение

Исследованию свойств образований из заряженных пылевых частиц в газовом разряде посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ [1, 2], однако вопрос о влиянии состава газа на характеристики пылевых образований практически не изучен. Но разряд в смеси различных газов приводит к весьма значительному изменению характеристик как электронной, так и ионной компоненты плазмы. Причем, характеристики газового разряда могут сильно зависеть даже от

очень небольшой концентрации примеси. Это обстоятельство используется во многих технических приложениях газового разряда, таких как газовые лазеры, панели плазменных дисплеев, реакторы плазменного травления и обработки полупроводниковых материалов, осветительные лампы и вспышки и т.д.

Моделирование проводилось с целью получения основных параметров на оси разряда. Модель основана на одновременном решении кинетического уравнения Больцмана для ФРЭЭ и уравнений движения ионов в дрейфово-

диффузионном приближении и уравнения Пуассона для распределения электрического поля.

Определим функцию распределения электронов  $F(\vec{r}, \vec{v})$  по скоростям  $v$  в точке  $r$ .

Функция распределения электронов (ФРЭ) удовлетворяет уравнению Больцмана:

$$\frac{\partial}{\partial t} F(\vec{r}, \vec{v}) + \vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} F - \frac{e_0}{m} \vec{E} \cdot \nabla_{\vec{v}} F = \sum_k C_k^{el}(F) + \sum_{k,l} C_{k,l}^{ex}(F) + \sum_k C_k^{io}(F), \quad (1)$$

где в правой части представлены интегралы столкновений в упругих, различных неупругих и ионизационных столкновениях.

Вектор электрического поля имеет аксиальную и радиальную компоненты, учитывая

цилиндрическую геометрию. Пространственные координаты: аксиальная  $z$ , радиальная  $r$ .

ФРЭ можно разложить в ряд по полиномам Лежандра. Оставив первые два члена разложения (двучленное приближение) ФРЭ будет иметь вид:

$$F(\vec{r}, \vec{v}) = F\left(r, z, u, \frac{\vec{v}}{v}\right) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{m}{2}\right)^{3/2} \left[ f_0(r, z, u) + f_r(r, z, u) \frac{v_r}{v} + f_z(r, z, u) \frac{v_z}{v} \right], \quad (2)$$

где  $u = mv^2/2$  – кинетическая энергия электронов, скалярные  $f_0(r, z, u)$  – изотропная часть функции распределения электронов по энергии (ФРЭЭ),  $f_r(r, z, u)$  – радиальная анизотропная часть ФРЭЭ и

$f_z(r, z, u)$  – аксиальная анизотропная часть ФРЭЭ.

Подставляя разложение (2) в уравнение (1), получим систему уравнений на изотропную (3) и анизотропные (4, 5) части ФРЭЭ.

$$\begin{aligned} & \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{ru}{3K} \left( \frac{\partial}{\partial r} f_0 - e_0 E_r(r, z) \frac{\partial}{\partial u} f_0 \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{u}{3K} \left( \frac{\partial}{\partial z} f_0 - e_0 E_z(r, z) \frac{\partial}{\partial u} f_0 \right) \right] + \\ & + \frac{\partial}{\partial u} \left\{ \frac{u}{3K} \left[ -e_0 E_r(r, z) \frac{\partial}{\partial r} f_0 - e_0 E_z(r, z) \frac{\partial}{\partial z} f_0 + e_0^2 (E_r^2 + E_z^2) \frac{\partial}{\partial u} f_0 \right] \right\} + \\ & + \frac{\partial}{\partial u} (Gf_0) = uHf_0 - S_0(r, z, u, f_0) \end{aligned} \quad (3)$$

$$f_r = -\frac{1}{K} \left( \frac{\partial}{\partial r} f_0 - e_0 E_r(r, z) \frac{\partial}{\partial u} f_0 \right), \quad (4)$$

$$f_z = -\frac{1}{K} \left( \frac{\partial}{\partial z} f_0 - e_0 E_z(r, z) \frac{\partial}{\partial u} f_0 \right). \quad (5)$$

Здесь введены функции, зависящие от парциальных плотностей компонент газовой смеси и процессов, определяемых упругими и неупругими процессами столкновения электронов с атомами смеси:

$$G(r, z, u) = \sum_k 2\xi_k(r, z) \frac{m}{M_k} u^2 Q_k^m(u), \quad (6)$$

$$H(r, z, u) = \sum_{k,l} \xi_k(r, z) Q_{k,l}^{ex}(u) + \sum_k \xi_k(r, z) Q_k^{io}(u), \quad (7)$$

$$K(r, z, u) = \sum_k \xi_k(r, z) Q_k^{io}(u) + H(r, z, u), \quad (8)$$

$$S_0(r, z, u) = \sum_{k,l} \xi_k(r, z) (u + u_{k,l}^{ex}) Q_{k,l}^{ex}(u + u_{k,l}^{ex}) f_0(r, z, u + u_{k,l}^{ex}) + \\ + \sum_k 4\xi_k(r, z) (2u + u_{k,l}^{io}) Q_{k,l}^{io}(2u + u_{k,l}^{io}) f_0(2u + u_{k,l}^{io}). \quad (9)$$

Здесь  $G(u)$  - член, описывающий потери энергии в упругих столкновениях,  $S_0(u)$  - член, описывающий появление электрона с энергией  $u$  в результате столкновения электрона с более высокой энергией  $u+u_k$  в неупругом процессе (возбуждение или ионизация).  $Q_{k,l}^{ex}(u)$  - сечение возбуждения атома сорта  $k$  из основного состояния в возбужденной  $l$ -ое состояние электроном с кинетической энергией  $u$ ,  $Q_k^{io}(u)$  - сечение ионизации атома сорта  $k$  из основного состояния,  $Q_k^m(u)$  - моментное (диффузионное) сечение столкновения электрона с атомом сорта  $k$ ,  $\xi_k = N_k/N$  - парциальная концентрация

газа сорта  $k=(Ar, H_2)$ ,  $N = \sum_k N_k$  - полная плотность газа.

Систему уравнений (3-5) значительно упрощается при переходе от кинетической энергии электронов к полной энергии электронов  $\varepsilon = u - e_0 V(r, z)$ , где  $-\text{grad}\phi(r, z) = \vec{E}(r, z)$ .

По найденным изотропной и анизотропным частям ФРЭЭ можно определить следующие макроскопические параметры электронов. Плотность (10) электронов  $n_e(r, z)$  и средняя энергия (11) электронов  $u_e(r, z)$  определяются интегралами изотропной части ФРЭЭ:

$$n_e(r, z) = \int_0^\infty f_0(r, z, u) u^{1/2} du, \quad (10)$$

$$u_e(r, z) = \frac{1}{n_e(r, z)} \int_0^\infty f_0(r, z, u) u^{3/2} du \quad (11)$$

Степени возбуждения  $P_{k,l}^{ex}(r, z)$  и ионизации  $P_k^{io}(r, z)$  электронным ударом:

$$P_{k,l}^{ex}(r, z) = \sqrt{\frac{2}{m_0}} \int_0^\infty N_k(r, z) Q_{k,l}^{ex}(u) f_0(r, z, u) u du, \quad (12)$$

$$P_k^{io}(r, z) = \sqrt{\frac{2}{m_0}} \int_0^\infty N_k(r, z) Q_k^{io}(u) f_0(r, z, u) u du. \quad (13)$$

Потеря энергии электронов в упругих (14) и в неупругих (15) столкновениях определяется интегралами:

$$L^l(r, z) = \sum_k 2 \frac{m}{M_k} \sqrt{\frac{2}{m_0}} \int_0^\infty N_k(r, z) Q_k^m(u) f_0(r, z, u) u^2 du, \quad (14)$$

$$L^in(r, z) = \sum_{k,l} u_{k,l}^{ex} P_{k,l}^{ex}(r, z) + \sum_k u_k^{io} P_k^{io}(r, z). \quad (15)$$

Из уравнений Больцмана легко получить балансные уравнения для электронов

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial(n_e v_z)}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r n_e v_r)}{\partial r} = N \sqrt{\frac{2}{m}} \int_{u^{io}}^{\infty} Q_k^{io}(u) f_0(r, z, u) u du = \dot{n}_e, \quad (16)$$

где  $v_z, v_r$  - аксиальные и радиальные компоненты средней скорости электронов, равные в дрейфово-диффузионном приближении

$$n_e v_z = -\mu_e n_e E_z - D_e \frac{\partial n_e}{\partial z}, \quad n_e v_r = -\mu_e n_e E_r - D_e \frac{\partial n_e}{\partial r}, \quad (17)$$

$\dot{n}_e(r, z)$  - скорость образования электронов (и ионов) в некоторой точке разрядной

трубки в единицу времени в единице объема. Для ионов уравнения баланса имеют вид

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i V_{iz})}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial(r n_i V_{ir})}{\partial r} = N \sqrt{\frac{2}{m}} \int_{u^{io}}^{\infty} Q_k^{io}(u) f_0(r, z, u) u du = \dot{n}_e \quad (18)$$

$$n_i V_{iz} = \mu_i n_i E_z - D_i \frac{\partial n_i}{\partial z}, \quad n_i V_{ir} = \mu_i n_i E_r - D_i \frac{\partial n_i}{\partial r}, \quad (19)$$

$\mu_e, D_e$  и  $\mu_i, D_i$  - коэффициенты подвижности и диффузии электронов и ионов, соответственно, зависящие в общем случае от приведенного электрического поля  $E/N$ . Для электронов. Необходимо отметить, что для ионов коэффициенты подвижности и диффузии с хорошей точностью можно считать константами, в то время как для

электронов в неравновесной низкотемпературной плазме тлеющего разряда  $\mu_e = \mu_e(r, z)$ ,  $D_e = D_e(r, z)$  и могут быть определены по известной функции распределения электронов  $f_0(r, z, u)$ .

Уравнение Пуассона для двумерного распределения электрического потенциала  $\varphi(r, z)$  в цилиндрической геометрии:

$$\frac{\partial^2 \varphi(r, z)}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \varphi(r, z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \varphi(r, z)}{\partial r} = -4\pi e_0 (n_i(r, z) - n_e(r, z)). \quad (20)$$

Компоненты электрического поля в уравнении Больцмана и в дрейфово-диффузионном уравнении непрерывности для ионов определяются через электрический потенциал следующим образом:

$$E_z = -\frac{\partial \varphi(r, z)}{\partial z}, \quad E_r = -\frac{\partial \varphi(r, z)}{\partial r}. \quad (21)$$

Уравнения (16, 18, 20) образуют полную систему для трех неизвестных - плотность электронов  $n_e(r, z)$ , ионов  $n_i(r, z)$  и электрическое поле  $E(r, z)$ . Система этих уравнения решается численно методом итераций. В первоначально заданном однородном аксиальном  $E_{0z} = \varphi_a/L$ , и

заданном радиальном распределении электрического поля решается уравнение Больцмана (3). По найденным изотропной и анизотропным частям ФРЭЭ находим распределение плотности электронов по формуле (16) и частоты ионизации (13). Зная частоту ионизации,

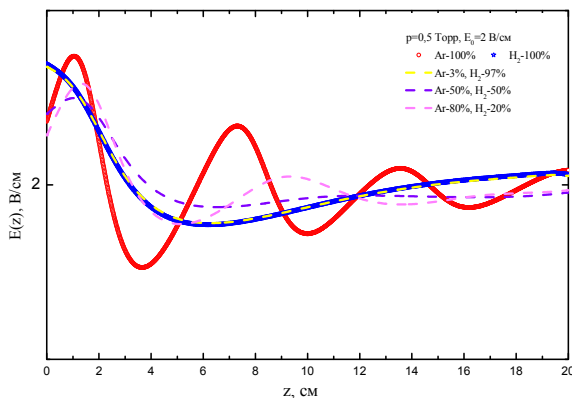
решается уравнение баланса ионов (18). Зная распределение плотностей электронов  $n_e(r,z)$  и ионов  $n_i(r,z)$ , находится распределение электрического поля  $E(r,z)$  с помощью уравнения Пуассона. В полученном новом поле заново решается уравнение Больцмана, и получаются новые распределения плотности электронов и частоты ионизации. Далее такой итеративный процесс повторяется до тех пор, пока распределения плотностей электронов, ионов и электрического поля не перестанут меняться с числом итераций. Конечное решение не зависит от выбора начального распределения электрического поля.

### Результаты

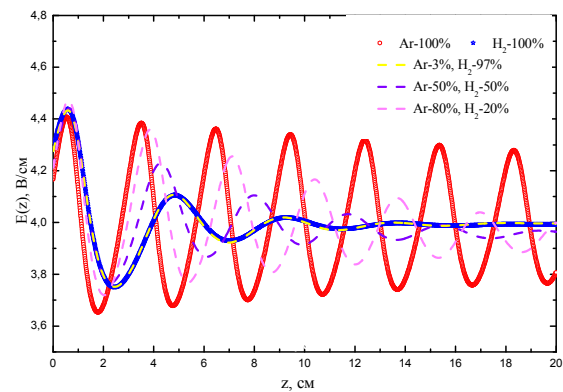
Рассматривался положительный столб разряда в смеси газов аргона и водорода при давлении  $p=0,5$  Торр в электрическом поле  $E_0=2,4,8$  В/см. Рассматриваемый промежуток равен  $L=20$  см, катодная сторона положительного столба соответствует  $z=0$  см. Заданы размеры газоразрядной трубки: длина  $L$  и радиус  $R$ . Давление газа  $p$ . Падение напряжения  $\varphi_a$  на длине трубки  $L$ . Радиальное распределение потенциала  $\varphi(r)$  считается всюду одинаковым. Эти газы существенно отличаются по массе ( $M_{Ar}=40M_p$ ,  $M_{H_2}=2M_p$ , где  $M_p$  - масса протона), потенциалам ионизации ( $I_{Ar}=15.6$  eV,  $I_{H_2}=15.0$ eV) и структуре электронных состоя-

ний. Спектроскопические данные и структура энергетических состояний для инертных газов взяты от [3].

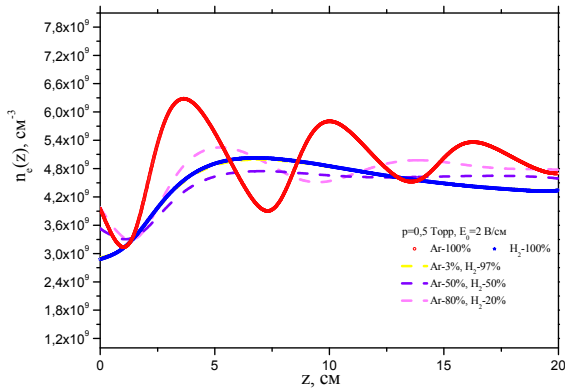
На рисунках 1-6 приведены аксиальные распределения параметров плазмы (электрическое поле, концентрация электронов, температура электронов) при различных концентрациях газов. Из рисунков видно, что при  $E_0=2$  В/см в чистом водороде образование страт несущественно, с увеличением электрического поля ( $E_0=4$  В/см) начинается образование страт в области катода, так как при высоких значениях электрического поля начинают играть роль неупругие столкновения. Механизмы неустойчивостей, вызывающие возникновение страт, связаны с ионизационными процессами. Это значит, что периодические изменения электронной плотности вызваны не перераспределениями фиксированного количества электронов, как в плазменных волнах, а чередованием областей, в которых электроны преимущественно рождаются и преимущественно гибнут. Поэтому при малых значениях электрического поля в чистом водороде электроны не успевают разогнаться в электрическом поле до высоких энергий, когда они могут возбуждать или ионизовать атомы водорода. При добавлении примеси аргона к водороду приводит к значительному изменению электрического поля.



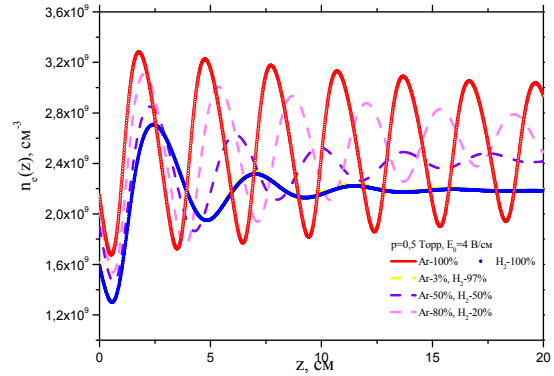
**Рисунок 1** – Аксиальное распределение электрического поля в смеси газов при  $E_0=2$  В/см



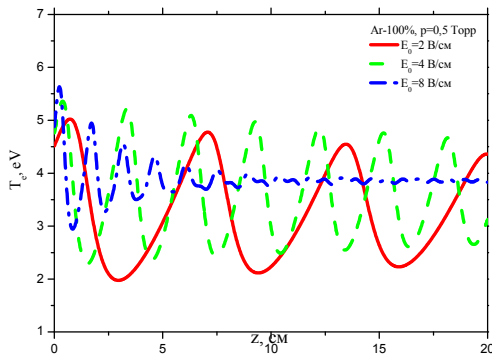
**Рисунок 2** – Аксиальное распределение электрического поля в смеси газов при  $E_0=4$  В/см



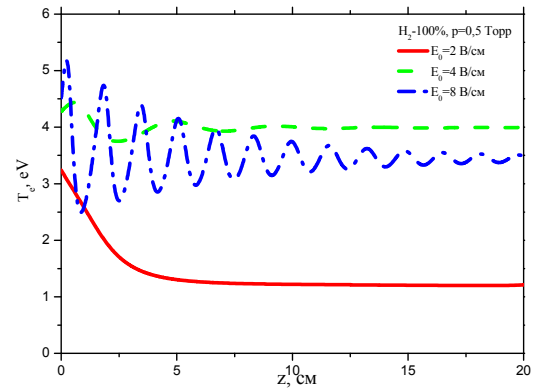
**Рисунок 3** – Аксиальное распределение плотности электронов в смеси газов при  $E_0=2$  В/см



**Рисунок 4** – Аксиальное распределение плотности электронов в смеси газов при  $E_0=4$  В/см



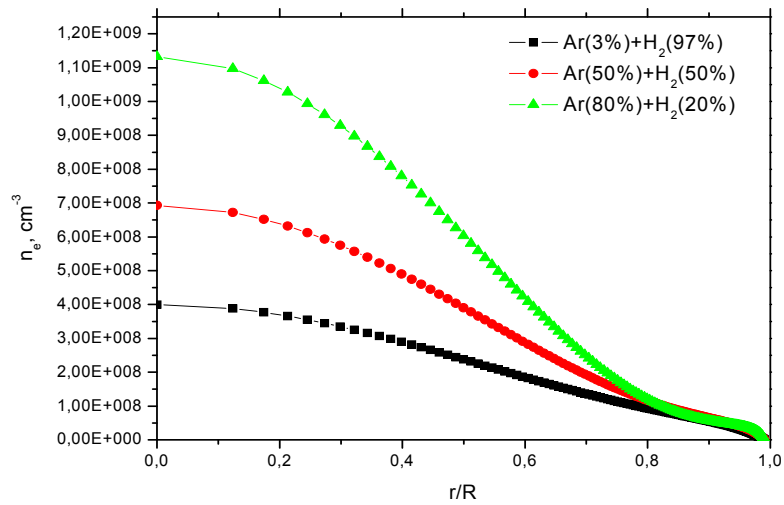
**Рисунок 5** - Аксиальное распределение температуры электронов в чистом аргоне



**Рисунок 6** - Аксиальное распределение температуры электронов в чистом водороде

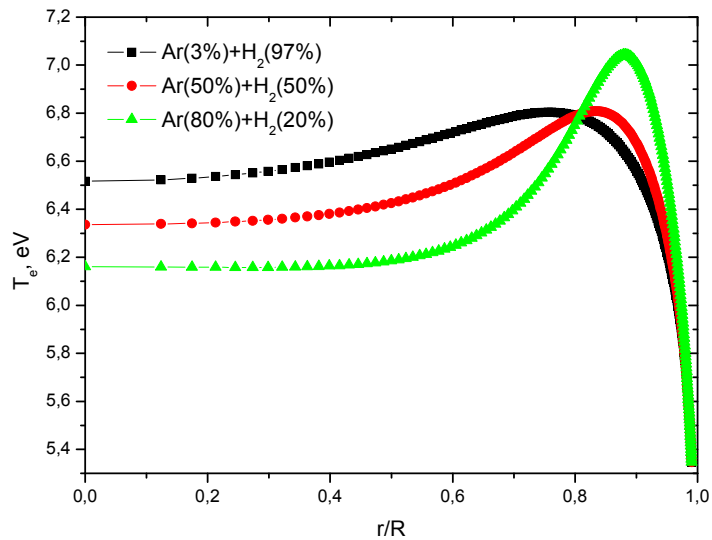
С помощью полученной аксиальных зависимостей изотропной части ФРЭЭ и самосогласованно электрического поля, в результате представления радиальной зависимости ФРЭЭ, получены следующие радиальные распределения параметров плазмы. Ниже представлены радиальные распределение параметров плазмы в минимуме электрического поля при давлении  $p=0,5$  Torr в электрическом поле  $E_0=4$  В/см для различных

концентрации аргона с водородом (рисунки 7-9). При большой примеси аргона Ar(80%) повышается температура электронов вблизи стенки. Отметим, что в радиальном распределении температуры и потенциала частиц наблюдаются немонотонные участки для некоторых значение аксиальной координаты. Это может быть связано с тем, что распределение электронов по энергии сильно неоднородно и имеет перегибы.



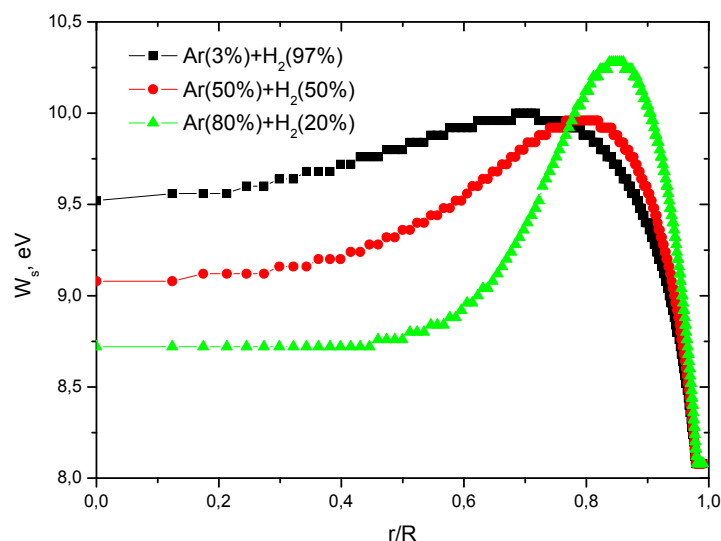
- в минимуме электрического поля при  $z = 2,4$  см
- в минимуме электрического поля при  $z = 2,3$  см
- ▲-▲-▲-в минимуме электрического поля при  $z = 2,0$  см

**Рисунок 7** - Радиальное распределение плотности электронов в минимуме электрического поля при  $E=4$  В/см



- в минимуме электрического поля при  $z = 2,4$  см
- в минимуме электрического поля при  $z = 2,3$  см
- ▲-▲-▲-в минимуме электрического поля при  $z = 2,0$  см

**Рисунок 8** – Радиальное распределение температуры электронов в минимуме электрического поля при  $E=4$  В/см



- в минимуме электрического поля при  $z = 2,4$  см
- в минимуме электрического поля при  $z = 2,3$  см
- ▲—▲— в минимуме электрического поля при  $z = 2,0$  см

**Рисунок 9** – Радиальное распределение потенциала поверхности пробной пылевой частицы  $W_s(r/R)$  в минимуме электрического поля при  $E=4$  В/см

### Заключение

Получены аксиальные распределения электрического поля и параметров плазмы в смеси газов. Страты существуют в ограниченном диапазоне условий по значению тока, роду газа, давлению, радиусу трубки. От тех же параметров зависят и амплитуда колебаний свечения, длина волны страт, скорость их распространения. Функция распределения электронов по энергии в смеси газов зависит от приведенного электрического поля и от парциальной концентрации компонент газа. В легких газах (водород) при малых значениях электрического поля возникновение страт малы, с увеличением электрического поля появляются страты в области катода. При малых значениях электрического поля в чистом

водороде электроны не успевают разогнаться в электрическом поле до высоких энергий, когда они могут возбуждать или ионизовать атомы водорода. Средняя энергия электронов, пропорциональная “температуре” электронов, определяется главным образом потерей энергии в упругих столкновениях. При высоких значениях электрического поля начинают играть роль неупругие столкновения. Температура электронов повышается, растет частота ионизации атомов водорода. Когда в водород добавляется даже незначительное количество аргона, в плазме разряда будет подавляющее большинство ионов аргона, что имеет очень важное значение при определении ионного дрега и просто структуры пылевого облака и т.п.

### References

- 1 Fortov V.Ye., Khrapak A.G., Khrapak S.A., Molotkov V.I., Petrov O.F. // UFN, 174, 495 2004.
- 2 Ignatov A.M. // Fizika plazma. 31, №1, 52. 2005.
- 3 Morgan W.L., Bouef J.P., Pitchford L. Siglo Data Base, CPAT and Kinema Software//(<http://www.csn.net/siglo>), 1998.

УДК 533.9

А.И. Кенжебекова, С.К. Коданова\*, Н. Бастыкова

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

\*E-mail: kodanova@mail.ru

### Разработка математической модели диэлектрического барьерного разряда

Предложена модель, позволяющая описывать однородный барьерный разряд в азоте. Получены результаты расчета характеристик барьерного разряда в рамках одномерной гидродинамической модели.

**Ключевые слова:** барьерный разряд, функция распределения электронов по энергиям, поверхностный заряд.

А.И. Кенжебекова, С.К. Қоданова, Н.Бастықова

### Диэлектрлік барьерлік разрядтың математикалық моделін жасау

Азоттағы біртекті барьерлік разрядты сипаттайтын модель ұсынылды. Бірөлшемді гидродинамикалық модель негізінде барьерлік разрядтың сипаттамаларын есептеу нәтижелері алынды.

**Түйін сөздер:** барьерлік разряд, электрондардың энергия бойынша таралу функциясы, беттік заряд.

A.I. Kenzhebekova, S.K. Kodanova, N. Bastykova

### Development of a mathematical model of a dielectric barrier discharge

The model allows to describe the homogeneous barrier discharge in nitrogen. Results are obtained for calculating the characteristics of the barrier discharge in the one-dimensional hydrodynamic model.

**Key words:** barrier discharge, the function of the electron energy distribution, surface charge.

#### Введение

Электрический пробой газового промежутка между диэлектриком и металлом используется во многих современных приборах и технологиях. Это плазменно-стимулированные процессы травления и осаждения, включая технологии получения тонких пленок, упрочнения поверхностей, обработка материалов – легирование и полировка. Многие элементы барьерного разряда используются в медицине, источниках ионов, технологиях обеззараживания. Важным новым направлением в использовании свойств барьерного разряда является возможность получения новых методов формирования сверхточных изображений в цифровой печати и копировальных машинах.

Для повышения эффективности работы устройств, в основе которых лежит барьерный разряд, возникает необходимость в детальном

исследовании процессов, протекающих в барьерном разряде. Стабильность и характеристики разряда зависят от многих факторов, таких как напряжение, ток разряда, состав газа, геометрия и др.

Барьерный разряд с точки зрения особенностей физических процессов обладает двумя основными признаками:

1) Сильная нестационарность, обусловленная самой природой барьерного разряда – он в отличие от таунсендовского режима не может быть постоянным;

2) Большой первоначальный (сразу после пробоя) ток и его последующее экранирование поверхностным (у диэлектрика) зарядом приводит к большим и резко спадающим электрическим полям.

Эти особенности барьерного разряда приводят к определенным сложностям в численном моделировании.

### Основные уравнения

Геометрия рассматриваемого барьерного разряда состоит из двух параллельных металлических электродов, левый электрод покрыт диэлектриком. Ширина газового промежутка

$l = 2$  мм, а толщина диэлектрического материала  $d=1$  мм. К правому электроду приложено переменное напряжение изменяющееся с частотой  $f=1$  кГц и амплитудой  $U_0=2$  кВ:  $U = U_0 \sin(2\pi ft)$

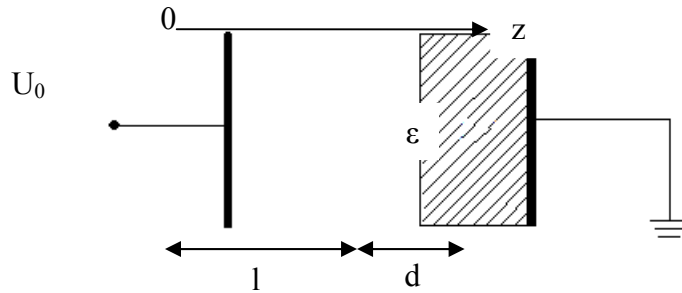


Рисунок 1 – Схема геометрии разрядного промежутка

Плазма барьерного разряда изучается одновременно с решением кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ), нестационарного дрейфово-диффузионного уравнения непрерыв-

ности для ионов и уравнения Пуассона для электрического поля [1].

Запишем кинетическое уравнение Больцмана для функции  $f(r, V)$  распределения электронов по энергиям:

$$\frac{1}{3} U \frac{\partial f_1}{\partial z} - \frac{e_0 E(z)}{3} \frac{\partial (U f_1)}{\partial U} = \frac{\partial}{\partial U} \left[ 2 \frac{m_e}{M} U^2 N_g Q^{el}(U) f_0 \right] - \sum_k U N_g Q_k^{in}(U) f_0 + \sum_k (U + U_k^{in}) N_g Q_k^{in}(U + U_k^{in}) f_0(U + U_k^{in}, z) \quad (1)$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial z} - e_0 E(z) \frac{\partial f_0}{\partial U} + H(U) f_1 = 0, \quad (2)$$

где  $N_g$  – плотность нейтральных частиц;  $M$  – масса атома;  $Q_{el}(U)$  – транспортное сечение рассеяния в упругих столкновениях;  $Q_k^{in}(U)$  – сечение  $k$ -го неупругого столкновения с потерей электроном энергии  $U_k$ ;  $H(U) = N_g Q^{el}(U) + \sum_k N_g Q_k^{in}(U)$  – коэффициент.

Если ФРЭЭ известна, то можно получить ряд макроскопических параметров электронов путем интегрирования функции распределения по энергиям. В частности, распределения плотности и температуры электронов определяются следующим образом:

$$n_e(z) = \int_0^{\infty} U^{1/2} f_0(U, z) dU, \quad (3)$$

$$T_e(z) = \frac{2}{3} \frac{1}{n_e(z)} \int_0^{\infty} U^{3/2} f_0(U, z) dU. \quad (4)$$

Для электронов и ионов коэффициенты подвижности и диффузии с хорошей точностью можно считать константами, в то время как для

электронов  $\mu_e$ ,  $D_e$  и  $j_e$  могут быть определены по известной функции распределения электронов  $f_0(r, z, U)$ :

$$D_e = \frac{2e}{3m_e} \int \frac{U^{3/2}}{H(U)} f_0(U, z) dU, \tag{5}$$

$$\mu_e = -\frac{2e}{3m_e} \int \frac{U^{3/2}}{H(U)} \frac{\partial f_0(U, z)}{\partial U} dU, \tag{6}$$

$$j_e = -\frac{e}{3} \sqrt{2/m} \int f_1(U, z) U dU \sim n_e \mu_e E_z. \tag{7}$$

Электрическое поле в разряде определяется суммарной концентрацией заряженных частиц и должно определяться самосогласованным образом с помощью уравнения Пуассона. Для этого необходимо включить в рассмотрение

уравнение движения для ионов (других заряженных частиц). При построении модели будем принимать во внимание лишь положительные ионы. Для электронов и ионов каждого сорта уравнения неразрывности имеют вид:

$$\frac{\partial n_e(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left( n_e(z, t) \mu_e E(z, t) - D_e \frac{\partial n_e(z, t)}{\partial z} \right) = \alpha n_e g_e - \beta n_i n_e, \tag{8}$$

$$\frac{\partial n_i(z, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left( n_i(z, t) \mu_i E(z, t) - D_i \frac{\partial n_i(z, t)}{\partial z} \right) = \alpha n_e g_e - \beta n_i n_e. \tag{9}$$

где  $\alpha$  – коэффициент ионизации;  $\beta$  – коэффициент рекомбинации;  $\mu_e, D_e$  и  $\mu_i, D_i$  – коэффициенты подвижности и диффузии электронов и

ионов, соответственно, зависящие в общем случае от приведенного электрического поля  $E/N$ .

Коэффициент ионизации и рекомбинации для азота определяются по формуле представленной в [2]:

$$\alpha = Ap \left[ \exp\left(\frac{-B}{E/p}\right) \right], \quad \beta = 2 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \text{сек}^{-1}. \tag{10}$$

где  $A=12 \text{ см}^{-1} \text{Торр}^{-1}$ ,  $B=342 \text{ В см}^{-1} \text{Торр}^{-1}$ . Электрическое поле в барьерном разряде определяется распределением ионного и

электронного компонента плазмы и самосогласованным путем находится с помощью уравнения Пуассона:

$$-\frac{\partial^2 \phi(z, t)}{\partial z^2} = 4\pi e_0 [n_i(z) - n_e(z, t)], \quad E(z, t) = -\frac{\partial \phi(z, t)}{\partial z}, \tag{11}$$

которое будет решаться одновременно с уравнением (8) для данной плотности электронов  $n_e(z)$ , полученной от кинетической модели для электронов (1).

Граничные условия, используемые в этой модели, заключаются в следующем:

а) на заземленном электроде:

$$\Gamma_e = -\gamma\Gamma_i, \quad (12)$$

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = \varepsilon \frac{\partial\phi}{\partial z} \Big|_{z=d} - 4\pi\sigma \quad (13)$$

$$\frac{\partial\sigma}{\partial t} = -\Gamma_i + \Gamma_e \quad (14)$$

б) на правом электроде:

$$\phi = U(t) = U_0 \sin(2\pi ft); \quad \frac{\partial n_e}{\partial z} = 0; \quad n_i = 0 \quad (15)$$

где  $\Gamma_e = -\mu_e n_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial z}$ ,  $\Gamma_i = \mu_i n_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial z}$  - плотности потоков электронов и ионов;  $\sigma$  - поверхностная плотность зарядов на поверхности диэлектрика толщиной  $d$ , с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$ ;  $\gamma$  - коэффициент вторичной эмиссии.

Начальные условия задаются в виде однородных в пространстве распределений концентраций  $n_i$  ионов и электронов  $n_e$ , при отсутствии электрического поля и поверхностных зарядов,  $n_e = n_{e0}$ ,  $n_i = n_{i0}$ ,  $\phi = 0$ ,  $\sigma = 0$ .

Таким образом, уравнения (1), (5), (6), (8) и (10) образуют полную систему уравнений для определения трех неизвестных параметров плазмы  $n_e(z)$ ,  $n_i(z,t)$ ,  $E(z,t)$  и  $\sigma(z,t)$ . В уравнениях (8), (9) не учтены процессы излучения и фотоионизации в объеме разряда, а также не рассматриваются процессы взаимодействия оседающих зарядов с поверхностью.

### Результаты

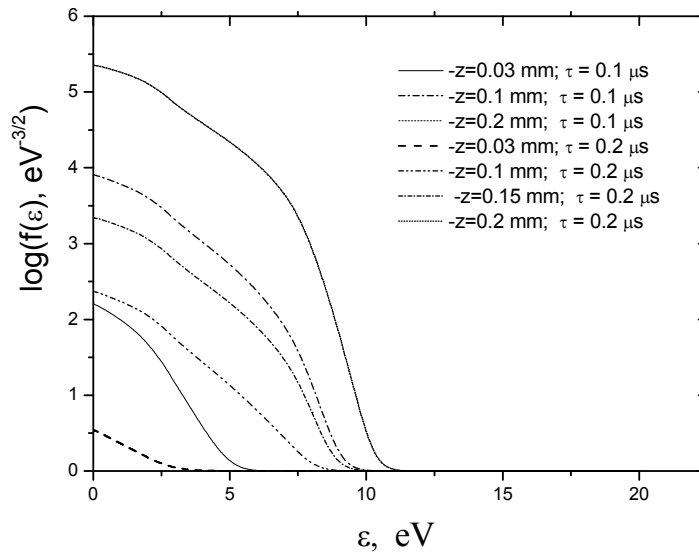
На основе выше изложенной модели были проведены численные расчеты по следующей итеративной процедуре при следующих значениях параметров газоразрядной области и диэлектрика: толщина диэлектрика равна 1 мм, толщина газового промежутка - 2 мм, диэлектрическая проницаемость материала

равна  $\varepsilon=7$ . Задавались параметры газа азота при  $p = 760$  Торр и среднего электрического поля  $E_0 = 20$  кВ/см. Начальное аксиальное электрическое поле определялось балансом производства и гибели электронов и ионов в ионизирующих столкновениях и в рекомбинации на стенках разрядной трубки при амбиполярной диффузии электронов и ионов на стенку трубки. Анизотропная часть ФРЭЭ нормировалась с учетом условия, то в центре трубки плотность разрядного тока равна нулю. Это условие позволяло определить плотность электронов из уравнения (3). Уравнение Больцмана вычислялись с некоторым аксиальным электрическим полем  $E_{0z} = \varphi_0/L$ , которое обеспечивало равенство производства электронов и ионов при ионизации газа и их гибели в рекомбинации на стенках и на частицах. Новое значение плотности электронов вычислялось с помощью (3), а новая плотность ионов определялась из условия нейтральности. Затем вычислялись новые значения потенциала частиц и их зарядов. Для заданной концентрации частиц уравнение Больцмана для ФРЭЭ и условие нейтральности пересчитывались с помощью итераций до тех пор, пока все параметры плазмы и частиц не переставали изменяться.

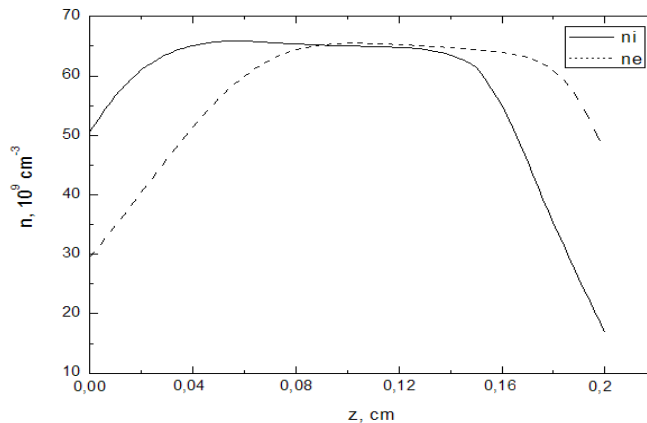
На рис.2 представлено распределение изотропной части ФРЭЭ в плазме азота на оси разряда, рассчитано с помощью разработанной программы с учетом электрон-электронных

столкновений при  $E_0 = 2$  кВ/см. Логарифм изотропной части ФРЭЭ, отложенный по вертикали, представлен в зависимости от  $U$  координат. Из графика видно, горб ФРЭЭ периодически смещается в область с большей кинетической энергией. При достижении энергии, при которой электроны в состоянии возбудить первые уровни ( $\sim 10$  эВ) ФРЭЭ, возникает возможность протекания разряда в области с маленькими энергиями.

Ниже представлена зависимость концентрации электронов и ионов от разрядного промежутка. Из рисунка 3 видно, что дрейф ионов в электрическом поле противоположно направлен дрейфу электронов. Направленное движение электронов в сторону анода приводит к тому, что они накапливаются на поверхности диэлектрика. Ионы, образовавшиеся при ионизации, на поверхности катода вызывают вторичную электронную эмиссию.



**Рисунок 2** – Функция распределения электронов по энергиям в плазме азота с учетом столкновений при  $E = 2$  кВ/см.



**Рисунок 3** – Распределение концентраций ионов и электронов в разрядном промежутке

**Заключение**

Разработана модель диэлектрического барьерного разряда в азоте при атмосферном

давлении под действием переменного напряжения. Проведено одномерное численное моделирование барьерного разряда в газовом

промежутке между диэлектриком и металлом при давлении  $p=760$  Торр. Моделирование позволяет предсказание разряда импульса, возникающего при приложении напряжения в зазоре, которое достигает порогового значения. Численное моделирование барьерного разряда

в азоте при атмосферном давлении выполнено без учета фотоионизации газа. Уравнения переноса заряженных частиц и уравнение Пуассона для нахождения самосогласованного электрического поля решались методом итераций.

#### References

- 1 Camoylovich V.G., Gibalov V.I., Kozlov K.V. Fizicheskaya khimiya bar'yernogo razryada. M.: Izdatel'stvo Moskovskogo universiteta, 1989.
- 2 Surzhikov S.T. Fizicheskaya mekhanika gazovykh razryadov. M.: Izdatel'stvo MGTU imeni N.E. Baumana, 2006

**Конденсирленген  
күй физикасы  
және материалтану  
проблемалары**

**Физика  
конденсированного  
состояния и проблемы  
материаловедения**

**Condensed  
Matter  
Physics and Materials  
Science Problems**

УДК 539.216.2:538.975

И.К. Бейсембетов, К.Х. Нусупов,  
Н.Б. Бейсенханов\*, С.К. Жариков, Б.К. Кенжалиев,  
Т.К. Ахметов, Б.Ж. Сеитов

Казахстанско-Британский технический университет, Казахстан, г. Алматы  
\*E-mail: beisen@mail.ru

### **Ионный синтез и свойства пленок карбида кремния и углерода**

Линейный характер уменьшения количества Si-C-связей в однородных слоях карбида кремния на кремнии с увеличением длительности изотермического (1200°C) отжига свидетельствует о независимости скорости распада SiC от степени удаленности фронта окисления от поверхности пленки. Смещение минимума SiC-пика ТО-фононов в область выше 800 см<sup>-1</sup>, уменьшение амплитуды и исчезновение пика LO-фононов в ИК-спектрах в процессе длительного отжига трактуются малыми размерами кристаллитов. Методом рентгеновской рефлектометрии определены параметры алмазоподобной углеродной пленки, полученной магнетронным распылением.

**Ключевые слова:** карбид кремния, ионная имплантация, структура, кристаллизация.

И.К. Бейсембетов, К.Х. Нусупов, Н.Б. Бейсенханов,  
С.К. Жариков, Б.К. Кенжалиев, Т.К. Ахметов, Б.Ж. Сеитов

### **Иондық синтез және көміртегі мен кремний карбиді пленкаларының қасиеттері**

Изотермиялық күйдіру (1200°C) ұзактылығының артуымен кремний бетіндегі кремний карбидінің біртекті қабаттарындағы Si-C байланыстар мөлшері кемуінің сызқты сипаты SiC ыдырау жылдамдығы тотығу фронтының пленка бетінен қашықтау дәрежесіне тәуелсіз екендігін көрсетеді. Ұзақ уақыт күйдіру процесінде ИК-спектрлердегі LO-фонондар шыңының амплитудасының кемуі және жойылуы, ТО-фонондарда SiC-шындарының минимумының 800 см<sup>-1</sup> аймақтан жоғары ығысуы кристаллиттердің кіші өлшемдерімен талқыланды. Рентгендік рефлектометрия әдісімен магнетрондық ыдырату арқылы алынған алмазтекті көміртегілік пленканың параметрлері анықталды.

**Түйін сөздер:** кремний карбиді, иондық имплантация, құрылым, кристалдану.

I.K. Beisembetov, K.Kh. Nussupov, N.B. Beisenkhanov,  
S.K. Zharikov, B.K. Kenzhaliev, T.K. Akhmetov, B.Zh. Seitov

### **Ion synthesis and properties of the films of silicon carbide and carbon**

A linear behavior of an decrease of number of Si-C-bonds in homogeneous layers of silicon carbide in silicon with an increase of duration of isothermal (1200°C) annealing evident about independence of the SiC decay rate on the depth of the oxidation front. The shift of the minimum of the peak of IR transmission up to to 820 cm<sup>-1</sup>, the decrease of the amplitude of the LO-phonon peak and its subsequent disappearance in IR spectra during long-term annealing are explained by the small sizes of crystallites. The parameters of diamond-like carbon film deposited by magnetron sputtering are determined by X-ray reflectometry.

**Key words:** silicon carbide, ion implantation, structure, crystallization.

### Введение

Преимущества карбида кремния, такие как высокая твердость (4-е место после алмаза) [1], высокие химическая и радиационная стойкость, высокая температура плавления, и др. стали основой его широкого применения как в микроэлектронике [2, 3], так и в качестве жаростойких и абразивных материалов, используемых для конструкций передней стенки термоядерных реакторов, в покрытиях корпуса космических кораблей типа «Спейс Шаттл» [4], при изготовлении буров и нарезных дисков из SiC и т.д. Полевые транзисторы, диоды и другие электронные приборы на основе SiC обладают рядом преимуществ, среди которых – возможность работы при температурах до 600°C, высокие быстродействие и радиационная стойкость [5, 6]. Синтез карбида кремния высокодозовой имплантацией ионов углерода в кремний представляет значительный интерес ввиду широкого применения карбида кремния в полупроводниковой микроэлектронике [5-15], например, для создания покрытий и изолирующих слоев SiC при изготовлении интегральных схем. Кристаллические пленки  $\beta$ -SiC на SiO<sub>2</sub> могут быть получены многократной имплантацией ионов C в Si и селективным окислением верхнего слоя Si [10]. Формирование этим методом наноструктурированных систем, содержащих включения нанокристаллов и кластеров Si, SiC и C в SiO<sub>2</sub>, обеспечивает за счет размерных эффектов люминесценцию во всей видимой области спектра [11].

Способность карбида кремния к окислению с образованием SiO<sub>2</sub> может найти применение в устройствах, которые могут быть легко изготовлены на подложке Si (мощные МОП-транзисторы (power MOSFET), МОП-

управляемые тиристоры и т.д.) [16]. В работе [16] сообщается о росте по параболическому закону толщины термического оксида в зависимости от длительности окисления, а наклон кривых растет с увеличением температуры.

В данной работе рассматриваются различные аспекты синтеза и распада кристаллитов и кластеров SiC при длительной высокотемпературной обработке (1200°C) для слоев с высокой концентрацией углерода на подложках кремния ориентации (100) и (111). Методом магнетронного распыления синтезированы алмазоподобные пленки на подложке Si.

### Экспериментальная часть

Условия имплантации ионов углерода в кремний были аналогичны описанным в [12, 13]. Имплантация ионов <sup>12</sup>C<sup>+</sup> с энергиями 40, 20, 10, 5 и 3 кэВ (Таблица 1) была произведена при температуре 20°C в монокристаллические подложки Si ориентации (100) и (111) размером 7x7x0,3 мм<sup>3</sup> с удельным сопротивлением 4–5 и 10 Ом·см, соответственно. Для предотвращения разогрева образца плотность ионного тока выдерживалась ниже 3 мкА/см<sup>2</sup> и температура образцов во время имплантации не превышала 20°C. Постимплантационный отжиг образцов был выполнен в вакууме в интервале температур 200-1200°C в течение 30 мин с шагом 200°C. Затем, пленки SiC подвергались длительному изотермическому отжигу при температуре 1200°C в атмосфере инертного газа (Ar) и снимались ИК-спектры пропускания при угле 73° к нормали к поверхности образца в дифференциальном режиме на двухлучевом инфракрасном спектрометре UR-20 (400–5000 см<sup>-1</sup>). Для этого в рабочую камеру спектрометра был вмонтирован вал, на котором закреплялись держатели образцов [12, 13].

**Таблица 1** – Значения энергии E, дозы D, проективного пробега R<sub>p</sub>(E) и среднего квадратичного отклонения  $\Delta R_p(E)$  [17] для ионов <sup>12</sup>C<sup>+</sup> в Si, использованные при конструировании прямоугольного профиля распределения SiC<sub>0,7</sub>

E, кэВ		40	20	10	5	3
D(SiC <sub>0,7</sub> ), 10 <sup>17</sup> см <sup>-2</sup>		2,80	0,96	0,495	0,165	0,115
Профиль N <sub>c</sub> (Gibbons) [17]	R <sub>p</sub> (E), нм	93,0	47,0	24,0	12,3	7,5
	$\Delta R_p(E)$ , нм	34,0	21,0	13,0	7,0	4,3

Углеродные тонкие пленки были осаждены методом реактивного магнетронного рас-

пыления с использованием системы ARC 2000 на кремниевые подложки при температуре

75°C. Для распыления была использована графитовая мишень диаметром ~ 50 мм и толщиной 3 мм. Параметры режима магнетронного распыления были: катодное напряжение  $U_k = 470$  В, ток ионного пучка  $I_{\text{ион}} = 35$  мА и давление аргона в камере ~ 1 Па.

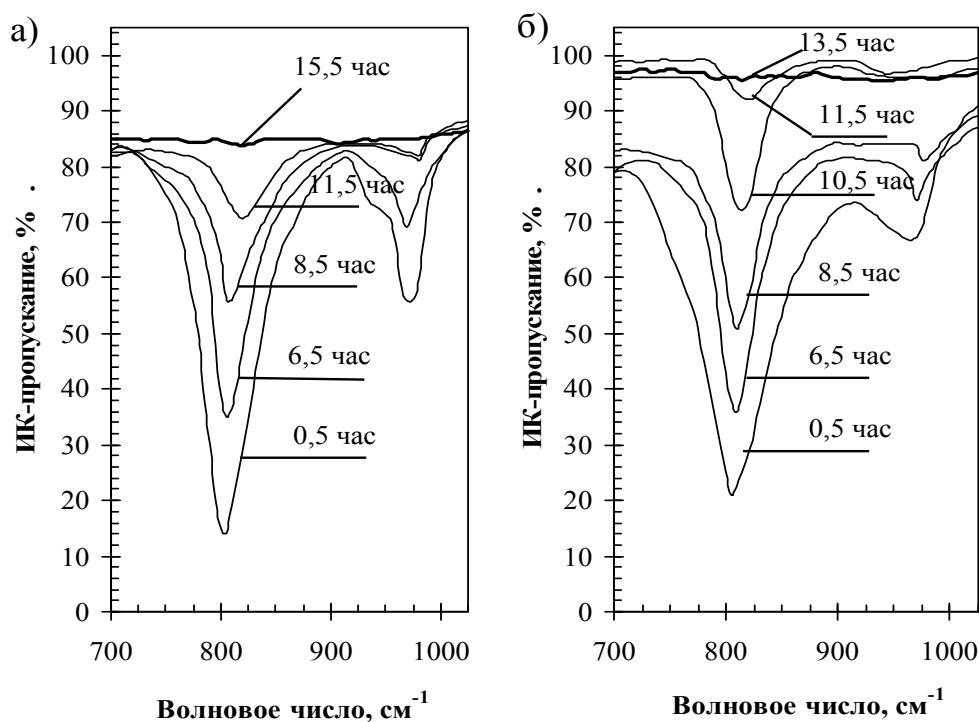
Параметры углеродных пленок были исследованы методом рентгеновской рефлектометрии при малых углах скольжения  $\theta$  путем регистрации угловой зависимости коэффициента отражения с использованием двух спектральных линий  $\text{CuK}_\alpha$  (0,154 нм) и  $\text{CuK}_\beta$  (0,139 нм) на установке "CompleXRay C6". Селекция спектральных линий  $\text{CuK}_\alpha$  и  $\text{CuK}_\beta$  из полихроматического спектра осуществлялась с помощью полупрозрачного и объемного монохроматоров из пиролитического графита с углом мозаичности  $0,5^\circ$  [18, 19].

#### Результаты и их обсуждение

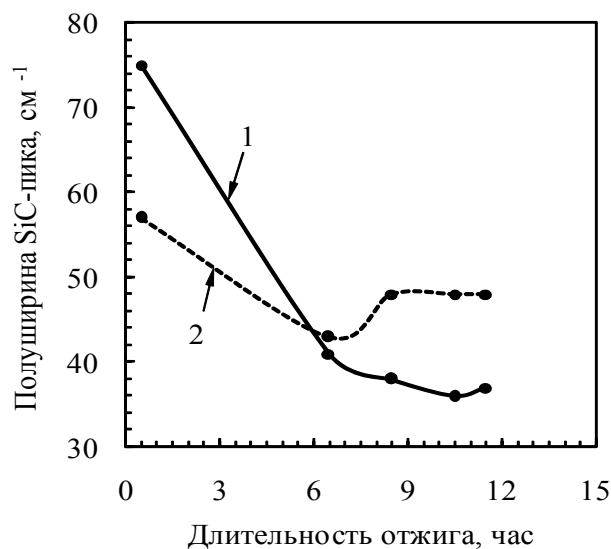
На рис.1 приведены спектры ИК-пропускания однородных пленок  $\text{SiC}_{0,7}$ , синтезированных на подложках Si(100) и Si(111) и подвергнутых многочасовому изотермическому отжигу при температуре 1200°C в атмосфере инертного газа (Ar). Можно увидеть, что после отжига в течение 30 мин спектры пропускания колебательных мод SiC при 800 и 960  $\text{см}^{-1}$ , соответствующие TO- и LO-фононам, на подложке Si(111) более размыты и уровень спектров пропускания двух мод, накладывающихся друг на друга, не позволяет достичь первоначального нулевого уровня в районе волнового числа 915  $\text{см}^{-1}$ , в отличие от пленок SiC на подложке Si(100). Это обусловлено полужириной этих пиков (рис. 1 и 2).

Наблюдаемое сужение пика (рис. 2) до 45  $\text{см}^{-1}$  происходит в результате формирования Si-C-связей тетраэдрической ориентации, поглощающих на частоте 800  $\text{см}^{-1}$ , и распада связей, поглощающих на частотах, удаленных от значения 800  $\text{см}^{-1}$ . С увеличением длительности изотермического отжига до 6,5 часов сужение пика происходит более интенсивно в случае ориентации подложки (111) по сравнению с ориентацией (100). Дальнейшее увеличение длительности отжига не приводит к заметному сужению пика, что указывает на завершение процессов упорядочения решетки SiC при 1200°C.

Амплитуды пиков с увеличением длительности отжига при температуре 1200°C уменьшаются (рис. 1 и 3), т.е. происходит уменьшение общего объема SiC в результате распада карбида кремния и десорбции углерода. Для ориентации подложки Si(100) амплитуды пика ИК-пропускания TO- и LO-фононов (рис. 3, кривые 2 и 4) оказались выше после отжига в течение 0,5 - 6,5 час, чем для ориентации (111). После отжига в течение 11,5 и 13,5 часов распад карбида кремния практически завершился для слоя SiC на подложке Si(111), в то время как для ориентации Si(100) это наблюдается после отжига длительностью 15,5 часов. Сигнал от LO-фононов в обоих типах подложки исчезает раньше, чем сигнал от TO-фононов. Таким образом, постепенное уменьшение амплитуд пиков TO- и LO-фононов SiC в ИК-спектрах пропускания с увеличением длительности высокотемпературного отжига свидетельствует о распаде сформированной структуры SiC.



**Рисунок 1** – Зависимость ИК-спектров пропускания имплантированного ионами  $^{12}\text{C}^+$  кремния от длительности отжига при температуре  $1200^\circ\text{C}$ : а)  $\text{SiC}_{0,7}$  на n-Si, КЭФ-4.5, ориентация (100); б)  $\text{SiC}_{0,7}$  на p-Si, КДБ-10, ориентация (111)



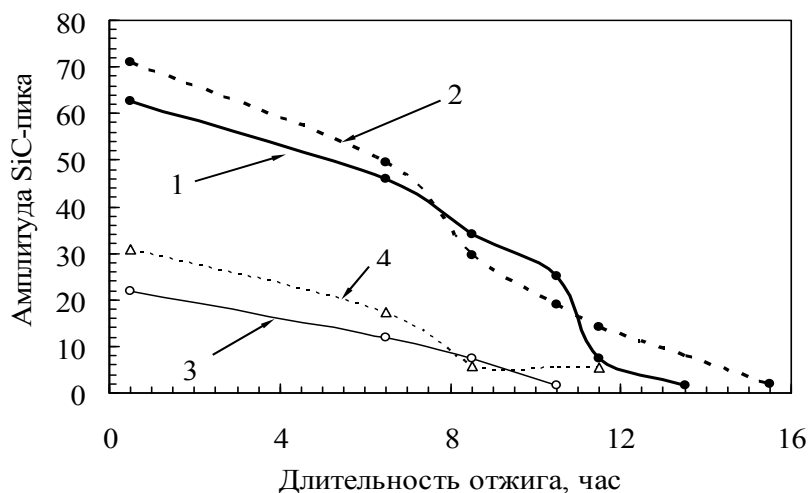
**Рисунок 2** – Зависимость полуширины SiC-пика ИК-пропускания для ТО-фононов от длительности отжига при температуре  $1200^\circ\text{C}$  для слоев SiC на подложке Si: 1 - ориентация Si (111); 2 - ориентация Si (100).

Положение минимума пика ИК-пропускания определяет вид связей, на который приходится максимум поглощения при данной температуре. Для слоев  $\text{SiC}_{0,7}$  после отжига при температуре

$1200^\circ\text{C}$  в течение 0,5 часа наблюдается пик пропускания с минимумом при волновых числах 803 и  $806\text{ см}^{-1}$ , характерный для кристаллического SiC (рис. 4). По мере увеличения длительности

обработки изменяется положение минимума пика, неуклонно перемещающегося в сторону увеличения (рис. 1 и 4), особенно в случае ориентации подложки Si(100). Частотные сдвиги SiC-пика в сторону увеличения для пленок карбида

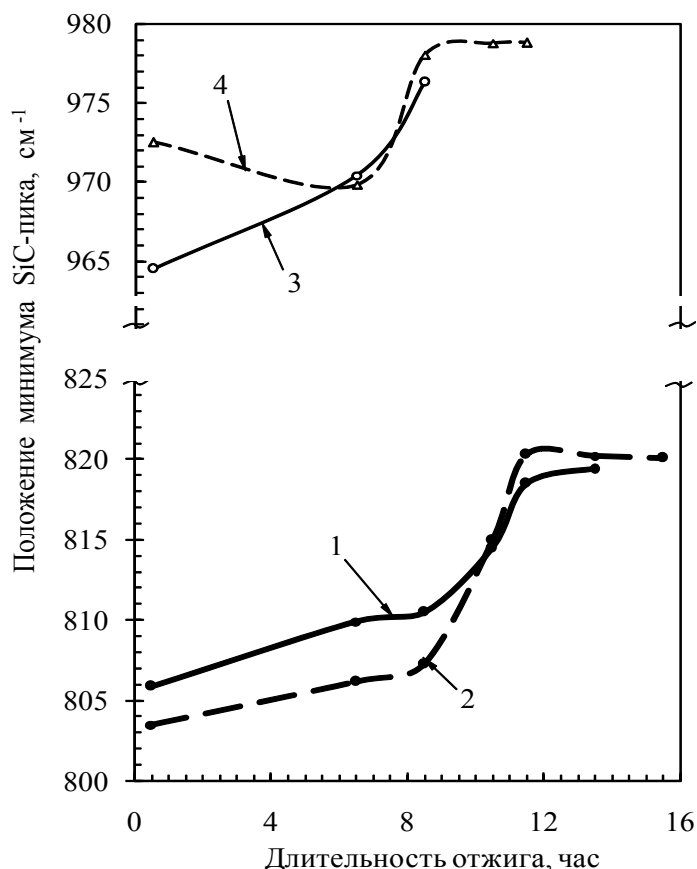
кремния на подложке Si(111), также как и в случае Si(100), свидетельствуют об уменьшении размера кристаллитов SiC вследствие размерных эффектов.



**Рисунок 3** – Зависимость амплитуды SiC-пика ИК-пропускания для ТО- и LO-фононов от длительности отжига при температуре 1200°C для слоев SiC на кремниевой подложке: 1 - Si(111), ТО-фононы; 2 - Si(100), ТО-фононы; 3 - Si(111), LO-фононы; 4 - Si(100), LO-фононы

Ранее [12] нами было показано, что отличим слоев с низкой концентрацией углерода  $\text{SiC}_{0,03}$ ,  $\text{SiC}_{0,12}$  и  $\text{SiC}_{0,4}$  от слоев с высокой концентрацией углерода  $\text{SiC}_{1,4}$ ,  $\text{SiC}_{0,95}$  и  $\text{SiC}_{0,7}$  проявляется в отсутствии пика LO-фононов SiC в спектрах ИК-пропускания и в смещении при 1000°C минимума пика ТО-фононов SiC в область волновых чисел выше значения  $800 \text{ см}^{-1}$ , характерного для тетраэдрических связей кристаллического SiC, что обусловлено малыми размерами кристаллитов SiC ( $\leq 3 \text{ нм}$ ) и увеличением вклада их поверхностей, а также поверхностей кристаллитов Si, содержащих сильные укороченные Si–C-связи, в ИК-поглощение. В данном случае (рис.4), увеличение длительности отжига  $\text{SiC}_{0,7}$  приводит как к смещению минимума пика ИК-пропускания вплоть до  $820 \text{ см}^{-1}$ , так и уменьшению амплитуды пика LO-фононов и их последующему исчезновению, хотя  $\text{SiC}_{0,7}$  относится к слоям с высокой концентрацией углерода. При этом более интенсивно процесс смещения положения минимума пика происходит после отжига дли-

тельностью более 8,5 часов, что приводит к исчезновению пика LO-фононов. Это может происходить при проникновении атомов кислорода вглубь слоя, их взаимодействии с атомами углерода на поверхности кристаллитов карбида кремния с образованием десорбирующих молекул CO/CO<sub>2</sub>, что вызывает уменьшение размеров и распад кристаллитов SiC. По мере увеличения длительности обработки, весь однородный слой  $\text{SiC}_{0,7}$  трансформируется в SiO<sub>2</sub>, и затем идет окисление переходного слоя, в котором концентрация углерода уменьшается равномерно вглубь по гауссовому закону. Таким образом, концентрация углерода в оставшемся слое начинает уменьшаться. Это приводит к проявлению эффекта, характерного для слоев  $\text{SiC}_{0,4}$ ,  $\text{SiC}_{0,12}$  и  $\text{SiC}_{0,03}$ , а именно, к смещению минимума пика ИК-пропускания вплоть до  $820 \text{ см}^{-1}$ , а также уменьшению амплитуды пика LO-фононов и их последующему исчезновению. Таким образом, получают подтверждение размерные эффекты, показанные нами в [12].



**Рисунок 4** – Зависимость положения минимума SiC-пики ИК-пропускания от длительности отжига при температуре 1200°C для слоев SiC<sub>0,7</sub> на подложке Si: 1 - подложка Si(111), TO-фононы; 2 - Si(100), TO-фононы; 3 - Si(111), LO-фононы; 4 - Si(100), LO-фононы

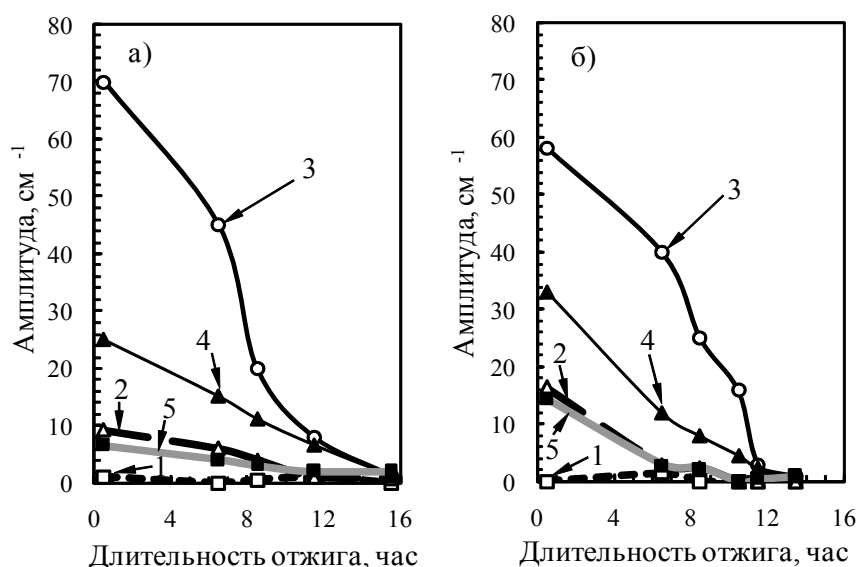
Полагая, что амплитуда на какой-либо частоте является пропорциональной количеству Si-C-связей, поглощающих на этой частоте, были проведены также измерения амплитуд для TO-фононов при волновых числах 700, 750, 850 и 900 см<sup>-1</sup>. Из рис. 5а, б (кривые 3) видно, что после отжига пленки SiC на подложке Si(100) при температуре 1200°C в течение 0,5 часа амплитуда при волновом числе 800 см<sup>-1</sup> оказывается выше, чем в случае подложки Si(111) (70 и 58%), что указывает на более высокое содержание SiC-связей тетраэдрической ориентации преимущественно за счет интенсивной трансформации SiC-связей, близких к тетраэдрической ориентации и поглощающих при 750 и 850 см<sup>-1</sup>.

Хотя амплитуда пика в минимуме ИК-пропускания и на частоте 800 см<sup>-1</sup> для подложки с ориентацией (100) выше, чем в случае ориентации (111), тем не менее, площадь SiC-пики, пропорциональная общему количеству оптиче-

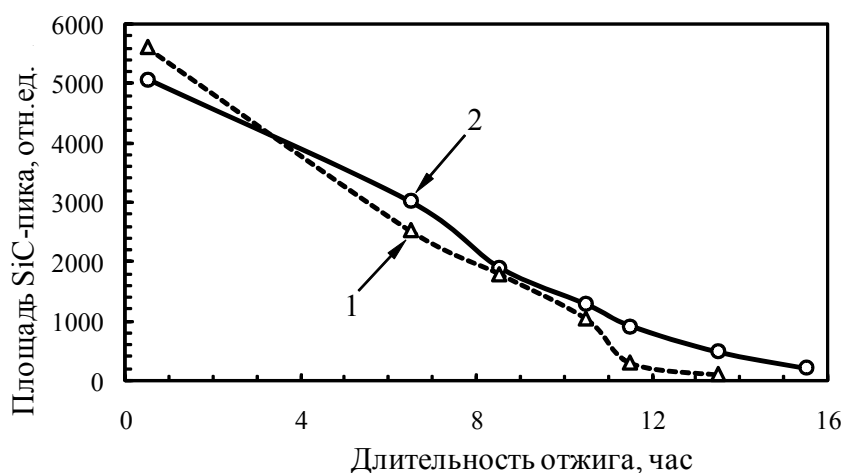
ски активных Si-C-связей (рис. 6), в случае (111) оказалась выше после отжига в течение 0,5 часа. Это обусловлено большей полушириной пика, вызванной превалированием оптически активных Si-C-связей близких к тетраэдрической, поглощающих при 750 и 850 см<sup>-1</sup>, и из-за меньшего количества стабильных углеродно-кремниевых кластеров в пленке на подложке Si(111). Кластеры препятствуют кристаллизации SiC, менее подвержены окислению и препятствуют проникновению кислорода в слой SiC. Пленки SiC на подложке Si(100) имеют большее количество стабильных кластеров после имплантации и, как следствие, меньшую площадь пика SiC и меньшее количество оптически активных Si-C-связей после отжига в течение 0,5 часов. В результате они менее подвержены окислению при 1200°C - 15,5 ч (вместо 13,5 ч для подложки Si(111)). В целом зависимость уменьшения количества оптически активных Si-C-связей от длительности отжига

носит линейный характер. Это свидетельствует об однородности слоя и прямоугольном профиле распределения атомов углерода в кремнии, а

также о том, что скорость распада карбида кремния не зависит от глубины фронта окисления.



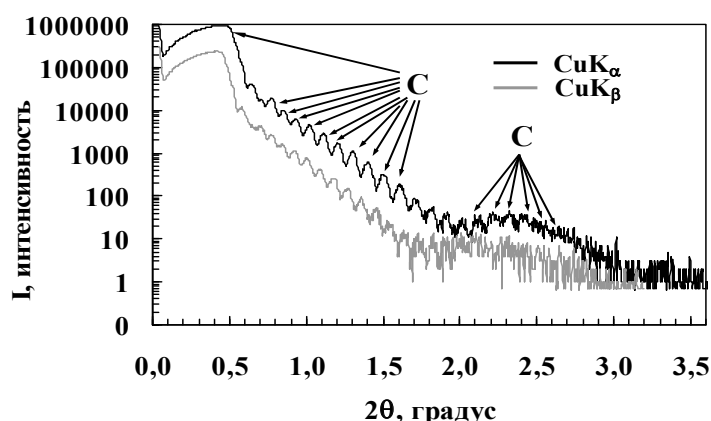
**Рисунок 5** – Зависимость амплитуды ИК-пропускания при фиксированных волновых числах от длительности изотермического отжига слоя  $\text{SiC}_{0.7}$  (угол падения ИК-лучей на образец –  $73^\circ$  от нормали): 1 –  $700 \text{ см}^{-1}$ , 2 –  $750 \text{ см}^{-1}$ , 3 –  $800 \text{ см}^{-1}$ , 4 –  $850 \text{ см}^{-1}$ , 5 –  $900 \text{ см}^{-1}$ ; а) ориентация Si(100), б) ориентация Si(111)



**Рисунок 6** – Площадь пика TO-фононов SiC в спектрах ИК-пропускания в зависимости от длительности отжига при температуре  $1200^\circ\text{C}$  для слоев  $\text{SiC}_{0.7}$  (угол падения ИК-лучей на образец –  $73^\circ$  от нормали): 1 - ориентация подложки Si (111); 2 - ориентация подложки Si (100)

В случае осаждения углеродной пленки методом магнетронного распыления, наличие резкой границы фаз «пленка C – подложка Si» позволяет исследовать толщину и плотность углеродной пленки методом рентгеновской рефлектометрии (установка CompleXRay C6) с ис-

пользованием двух спектральных линий  $\text{CuK}_\alpha$  ( $0,154 \text{ нм}$ ) и  $\text{CuK}_\beta$  ( $0,139 \text{ нм}$ ). Были обнаружены осцилляции интенсивности, отнесенные к интерференции рентгеновских отражений от границ раздела слоя углерода (рис. 7).



**Рисунок 7** – Рентгеновская рефлектометрия с использованием двух спектральных линий  $\text{CuK}_\alpha$  (0,154 нм) и  $\text{CuK}_\beta$  (0,139 нм) параметров углеродных пленок, синтезированных магнетронным распылением

Первый максимум отражения с интенсивностью  $I_1 = 962849$  импульсов наблюдается под углом  $2\theta = 0,440^\circ$ . Величина критического угла полного внешнего отражения при  $I = I_1/2$  и  $2\theta_c = 0,529^\circ$  составила  $\theta_c = 0,2645^\circ = 4,616$  мрад, что согласно программе Henke et al [20] соответствует плотности пленки  $3,32 \text{ г/см}^3$ . Известно, что плотность графита составляет  $2,2 \text{ г/см}^3$ ,

а плотность алмаза –  $3,51 \text{ г/см}^3$ . Так как плотность полученной пленки  $3,32 \text{ г/см}^3$  оказалось близкой к плотности алмаза (Табл.2 и рис. 7), то сделано заключение о синтезе алмазоподобной пленки углерода. Оценочно  $[(3,32 - 2,2)/(3,51 - 2,2)] \times 100\% = 85\%$  атомов углерода пленки включены в состав алмаза и 15% - в состав включений графита.

**Таблица 2** - Определение плотности углеродного слоя методом рентгеновской рефлектометрии и с помощью программы Henke et al [20]

Слой	$I_{\max}$	$I_{\max}/2$	$2\theta_c$	$\theta_c$ , градус	$\theta_c$ , рад	$\rho$ , $\text{г/см}^3$
С	962849	481425	0,529	0,2645	4,616	3,32

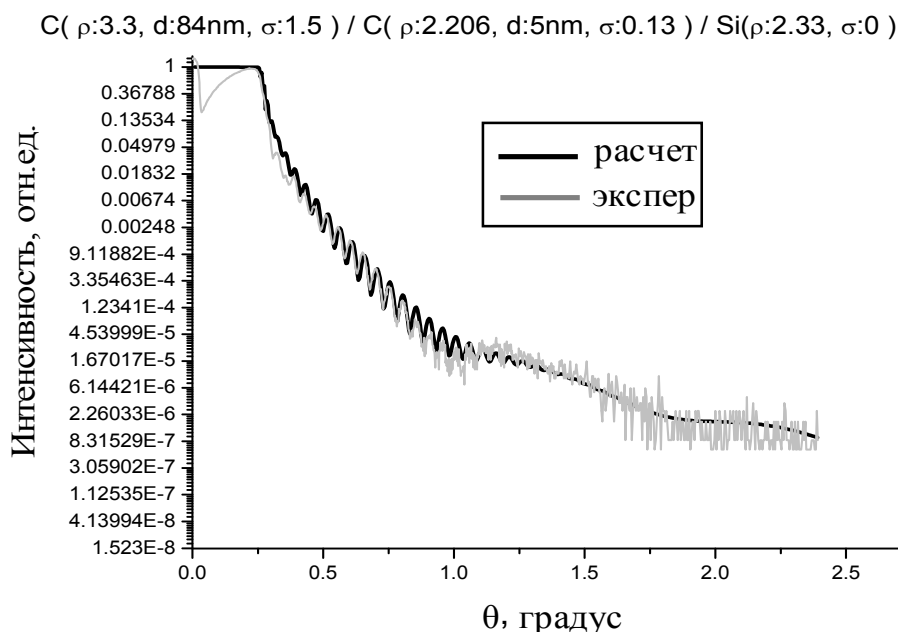
Для определения толщины использованы 5 узких пиков С и широкая полоса С (рис. 7, таблица 3).

**Таблица 3** – Определение толщины слоев в системе (С–С–Si) методом рентгеновской рефлектометрии

Слой	$(2\theta)_i$	$(2\theta)_j$	$j - i$	$2\theta_{\text{cp}} = [(2\theta)_j - (2\theta)_i] / (j - i)$	$\lambda$ , нм	$d = \lambda / 2\theta$ , нм
С	1,684	1,164	5	0,104	0,15405	84,9
С	2,732	2,080	1	0,652	0,15405	13,5

Моделирование с помощью программы Henke et al ([http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/)) [20] позволяет получить теоретическую кривую, близкую к экспериментальной (рис. 8). Основные параметры системы, позволившей получить приемлемое совпадение экспериментальной и расчетной кривых:

- 1) алмазоподобная углеродная пленка толщиной  $d = 84 \text{ нм}$ , плотностью  $\rho = 3,3 \text{ г/см}^3$  и шероховатостью поверхности  $\sigma = 1,5 \text{ нм}$ ;
- 2) тонкий слой графита толщиной  $d = 5 \text{ нм}$ , плотностью  $\rho = 2,206 \text{ г/см}^3$  и шероховатостью границы раздела (С–С)  $\sigma = 0,13 \text{ нм}$ ;
- 3) подложка кремния плотностью  $\rho = 2,33 \text{ г/см}^3$  и шероховатостью поверхности  $\sigma = 0 \text{ нм}$ .



**Рисунок 8** – Моделирование с помощью программы Henke [20] экспериментальных результатов по исследованию методом рентгеновской рефлектометрии параметров углеродных пленок, синтезированных магнетронным распылением

### Заключение

1 Во время высокотемпературного отжига ( $1200^{\circ}\text{C}$ ) постепенное уменьшение амплитуды пиков ТО- и LO-фононов ИК-пропускания, характерного для ионно-синтезированного SiC, указывает на распад структуры SiC, т.е. о неустойчивости пленок при этой температуре. Явление высокотемпературной ( $1200^{\circ}\text{C}$ ) неустойчивости пленок SiC более сильно выражено в случае пленок выращенных на подложках p-Si с ориентацией (111), чем n-Si(100).

2 Выявлены размерные эффекты, обусловленные малыми размерами нанокристаллов SiC, проявляющиеся в смещении минимума пика ИК-пропускания вплоть от  $800$  до  $820\text{ см}^{-1}$ , уменьшении амплитуды пика LO-фононов и его последующем исчезновении при окислении переходного слоя «пленка SiC – подложка Si», где концентрация углерода уменьшается.

3 Из линейного характера уменьшения количества Si-C-связей с увеличением длительно-

сти отжига в однородном слое SiC сделано заключение, что скорость распада карбида кремния не зависит от степени удаленности фронта окисления от поверхности пленки.

4 Методом магнетронного распыления на поверхности кремния осаждена углеродная пленка. Наличие резкого перехода «пленка C – подложка Si» позволило провести измерения толщины и плотности пленки методом рентгеновской рефлектометрии при малых углах скольжения  $\theta$  путем регистрации угловой зависимости коэффициента отражения с использованием двух спектральных линий  $\text{CuK}_{\alpha}$  ( $0,154\text{ нм}$ ) и  $\text{CuK}_{\beta}$  ( $0,139\text{ нм}$ ) на установке “Com-pleXRay C6”. Моделирование с помощью программы Henke позволяет получить теоретические кривые, близкие к экспериментальным. Показано, что синтезирована алмазоподобная углеродная пленка толщиной  $d = 84\text{ нм}$ , плотностью  $\rho = 3,3\text{ г/см}^3$  и шероховатостью поверхности  $\sigma = 1,5\text{ нм}$ .

### References

1 Liao F., Girshick S.L., Mook W.M., Gerberich W.W., Zachariah M.R. Superhard nanocrystalline silicon carbide films // Appl. Phys. Lett. – 2005. – V. 86. – P. 171913–171915.

- 2 Afanas'yev A.V., Il'in V.A., Korlyakov A.V., Lebedev A.O., Luchinin V.V., Tairov YU.M. Karbid kremniya. Vklad SPbGETU «LETI». Priznaniye i perspektivy // V kn. Fizika i Tekhnologiya mikro- i nanosistem.– Pod redaktsiyey Luchinina V.V. i Malinovskogo V.V. – Sankt-Peterburg: Izd. "Russkaya kolleksiya". – 2011. – S. 50–86.
- 3 Semenov A.V., Lopin A.V., Puzikov V.M., Baumer V.N., Dmitruk I.N. Fabrication of heterostructures based on layered nanocrystalline silicon carbide polytypes // Semiconductors. – 2010. – V. 44. – 6. – P. 816–823.
- 4 Oguri K., Sekigawa T. Heat resistant material and hot structure member both space shuttle, space shuttle, and method for producing heat resistant material for space shuttle // United State Patent. – Sep.16, 2004. – Pub. № US 2004/0180242 A1.
- 5 Yan H., Wang B., Song X.M., Tan L.W., Zhang S.J., Chen G.H., Wong S.P., Kwok R.W.M., Leo W.M.L. Study on SiC layers synthesized with carbon ion beam at low substrate temperature // Diamond and related materials. – 2000. – V. 9. – P. 1795–1798.
- 6 Chen D., Wong S.P., Yang Sh., Mo D. Composition, structure and optical properties of SiC buried layer formed by high dose carbon implantation into Si using metal vapor vacuum arc ion source // Thin Solid Films. – 2003. – V. 426. – P.1–7.
- 7 Liangdeng Y., Intarasiri S., Kamwanna T., Singkarat S. Ion beam synthesis and modification of silicon carbide // In book: Ion beam applications in surface and bulk modification of insulators. –Austria, Vienna: IAEA-TECDOC-1607. – 2008. – P. 63–92.
- 8 Borders J.A., Picraux S.T., Beezhold W. Formation of SiC in silicon by ion implantation // Appl.Phys.Lett. – 1971. – V. 18. – 11. – P. 509–511.
- 9 Bayazitov R.M., Haibullin I.B., Batalov R.I., Nurutdinov R.M., Antonova L.Kh., Aksenov V.P., Mikhailova G.N. Structure and photoluminescent properties of SiC layers on Si, synthesized by pulsed ion-beam treatment // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B. – 2003. – V. 206. – P. 984–988.
- 10 Serre C., Romano-Rodríguez A., Pérez-Rodríguez A., Morante J. R., Fonseca L., Acero M.C., Kögler R. and Skorupa W.  $\beta$ -SiC on SiO<sub>2</sub> formed by ion implantation and bonding for micromechanics applications // Sensors and Actuators A (Physical). –1999. – 74. – №1–3. – P.169–173.
- 11 Tetelbaum D.I., Mikhaylov A.N., Belov A.I., Vasiliev V.K., Kovalev A.I., Wainshtein D.L., Golan Y., Osherov A. Luminescence and structure of nanosized inclusions formed in SiO<sub>2</sub> layers under double implantation of silicon and carbon ions // Journal of Surface Investigation. X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. – 2009. – V. 3. – № 5. – P. 702–708.
- 12 Nussupov K. Kh. and Beisenkhanov N.B. The Formation of Silicon Carbide in the SiC<sub>x</sub> Layers (x = 0.03–1.4) Formed by Multiple Implantation of C Ions in Si // In book: Silicon Carbide - Materials, Processing and Applications in Electronic Devices. – Moumita Mukherjee (Ed.). Chapter 4. – Rijeka, Croatia: *InTech*. – 2011. – P. 69–114.
- 13 Nussupov K.Kh., Beisenkhanov N.B., Valitova I.V., Mit' K.A., Mukhamedshina D.M., Dmitrieva E.A. Structure properties of carbon implanted silicon layers // Journal of Materials Science: Materials in Electronics. – 2008. – 19. – P. 254–262.
- 14 Gerasimenko N.N., Kuznetsov O.N., Lezheyko L.V., Lyubopytova Ye.V., Smirnov L.S., Edel'man F.L. Nekotoryye svoystva plenok SiC, poluchennykh ionnym vnedreniyem v strukture Al-SiC-Si // Mikroelektronika. – 1974. – T. 3. – Vyp. 5. – S. 467 – 468.
- 15 Beisenkhanov N. B. Crystallization of  $\beta$ -SiC in thin SiC<sub>x</sub> layers (x = 0.03–1.4) synthesized by multiple implantation of carbon ions into silicon // Technical Physics. – 2011. – V. 56. – № 2. – P. 274–281.
- 16 Gupta S.K., Akhtar J. Thermal Oxidation of Silicon Carbide (SiC) – Experimentally Observed Facts. // In book: Silicon Carbide – Materials, Processing and Applications in Electronic Devices. – Moumita Mukherjee (Ed.). Chapter 9. – Rijeka, Croatia: *InTech*. – 2011. – P. 207–230.
- 17 Gibbons J. F., Johnson W.S., and Mylroie S.W. Projected Range Statistics: Semiconductors and Related Materials. – 2nd Ed. – Stroudsburg, Penn: Dowden, Hutchinson and Ross, Inc. –1975.
- 18 Touryanski A.G., Vinogradov A.V., Pirshin I.V. X-ray reflectometer // Patent no. 6041098, US Cl. 378–70. Official Gazette March 21, 2000. – P. 2960.
- 19 Tur'yanskiy A., Gerasimenko N., Pirshin I., Senkov V. Mnogofunktsional'nyy rentgenovskiy reflektometr dlya issledovaniya nanostruktur // Nanoindustriya. – 2009. – 5. – S.40–45.
- 20 Henke B.L., Gullikson E.M., and Davis J.C. X-ray interactions: photoabsorption, scattering, transmission, and reflection at E=50–30000 eV, Z=1–92. //Atomic Data and Nuclear Data Tables. – 1993. – V. 54 – 2. – P. 181–342. ([http://henke.lbl.gov/optical\\_constants/](http://henke.lbl.gov/optical_constants/)).

УДК 535.215, 621.472, 535.8, 53.06

I. Zharekeshev

Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty  
E-mail: isa2020@mail.ru

### **Technology of photovoltaic modules: physical principles of functioning of solar cells**

One of the foci of the forth-coming world exhibition the EXPO to be held in Astana, Kazakhstan in 2017 is devoted to the sustainable alternative energy. On the one hand, photovoltaic is one of the areas of energy industry, which belongs to a sector of the renewable sources. On the other hand, it is a realm of technology of the photoelectric devices, which are based on the physics of semiconductors. In this article the converters of the solar radiation into electricity – so-called solar cells - are discussed. The important key of functioning of the solar cells is a photoeffect, a physical phenomenon of the direct transformation of the sunlight into electric current. The semiconductor p-n junction governs the process of the appearance of the photovoltage. The operation principles and manufacturing structures of various solar cells and their applications are considered. The topic is provided on the introductory level without going deeply into details of the photovoltaic research and condensed matter physics. Many aspects of solar batteries are explained rather qualitatively, that would be interesting also for students and scientists of non-physics education.

**Key words:** solar energy conversion, photovoltaic engineering, solar cells, ecology, environment protection, photoelectric modules, solar radiation generator, renewable sources of energy, photo effect.

И.Х. Жәрекешев

#### **Фотовольтаикалық модулдердің технологиясы: күн сәулесі элементтерінің физикалық принциптері**

Қазақстан Республикасы астанасы – Астана қаласында өткізілетін EXPO-2017 дүниежүзілік көрменің негізгі тақырыптарының бірі – балама энергетика. Фотовольтаика – бірінші жағынан, энергияның қайта қалпына келтірілетін көздерінің басты секторына қатысты келешектің индустриясы іспетті құбылыс. Екінші жағынан, ол жартылай өткізгіштік құралдар физикасының негізінен саналатын фотоэлектрлік түрлендіргіштердің барлық технологиясын қамтиды. Мақалада күн сәулесі радиациясын электрлікке түрлендіретін – күн сәулесі элементтері қарастырылған. Кез келген күн сәулесі элементінің жұмыс істеуінің негізгі принципі – жарық сәулелерін электр тоғына тікелей түрлендіретін физикалық құбылыс – фотоэффект болып табылады. Өртүрлі күн сәулесі элементтерін жасап шығару әдістері мен қызмет атқару принциптері және оларды пайдалану мәселелері талқыланған. Энергия нарығында күн сәулесін түрлендірудің экономикалық мүмкіндігі және бәсекеге қабілеттілігі қарастырылған.

**Түйін сөздер:** фотоэлектрлік, күн энергиясын түрлендіру, күн көзі элементтері, экология, фото-жаңғыртқыштар, фотоэффект, жартылай өткізгіштік технологиясы, қайта жанартылатын энергия көздері, альтернативтік энергетика.

И.Х. Жәрекешев

#### **Технология фотовольтаических модулей: физические принципы работы солнечных элементов**

В предстоящей всемирной выставке EXPO-2017, которая будет проводиться в столице Казахстана, г. Астана, одной из основных тем является альтернативная энергетика. Фотовольтаика, с одной стороны, представляет собой сектор возобновляемых источников энергии – важную область индустрии будущего. С другой стороны, она охватывает всю технологию фотоэлектрических преобразователей, основой которых является физика полупроводниковых приборов. В этой статье рассматриваются солнечные элементы – преобразователи солнечной радиации в электричество. Ключевой принцип работы любого солнечного элемента заключается в фотоэффекте – физическом явлении прямого преобразования световых лучей в электрический ток. Полупроводниковый p-n переход управляет процессом возникновения разности

потенциалов. Обсуждаются принцип действия и способы изготовления различных солнечных элементов и их применение. Тема представлена на качественном уровне без подробного изложения физики полупроводников и фотоэлектрических приборов. Многие аспекты солнечных батарей могут быть интересны для студентов и специалистов нефизического образования и смежных с физикой специальностей.

**Ключевые слова:** фотоэлектричество, преобразование солнечной энергии, фотоэффект, солнечные элементы, экология, солнечные модули, фотопреобразователи, возобновляемые источники, альтернативная энергетика

## 1. Introduction

The Sun is one of the giant and maybe the most effective energy source, which is available for the mankind. Even from such a huge distance of 150 million kilometers it delivers a colossal amount of energy to the Earth's surface in the form of the radiation. The every-day portion of energy coming from the Sun to us exceeds in 15,000 times daily consumption of the whole population of our planet. The total irradiative capacity of the star is equal to  $3 \times 10^{23}$  kW approximately, the total power being about  $1,75 \times 10^{14}$  kW, which directed only for illumination of the surface of the Earth. Suppose theoretically, that only three percents of the Sahara desert are covered by the solar plants. Then the energy converted from the sun radiation is more than enough to satisfy fully all the energy demand of Europe and Africa together [1].

There are two ways of the conversion of the sun radiation into energy for human use [2]. The one of them is the solar thermal technology, i.e. a technical process of transforming the solar radiation into thermal energy, for instance, into heating, warming etc. The other one is photovoltaic method, implying the conversion of the visible sun light into electric energy, that is, into the electric current. The later is actually a topic of my article.

The term 'photovoltaic' consists of two words, the first part comes from the ancient Greek 'photos' meaning 'the light', while the second part stems from the name of the Italian physicist Alexandro Volta, in the honor of whom the Volt (V) - the unit of measuring of the potential difference - has been called. Correspondingly, the voltage is referred to as the difference of the electric potentials. Thus, the photovoltaic process is an appearance of the voltage between the opposite contacts of a solar cell under the direct light irradiation. The physical principle is based on the phenomenon known as a photoelectric effect (shortly, photoeffect) discovered experimentally in 1839 by the French scientist A.-E. Bekkerel. Much later on, the famous physicist Albert Einstein has explained this effect theoretically and won the Nobel Prize in 1905.

Basically, the term 'photoeffect' is understood as a process of taking out (emitting) of free charge carriers from a solid by means of radiation. Two types of the photoeffect are distinguished: internal and external ones. The first photoelectrical cells called also as the solar cells (SC) have been elaborated in 1950. Starting from this time, however, the SC are used everywhere in our life, from pocket calculators to cosmic stations and satellites. In the literature one encounters with the widely-spread abbreviation «PV», which stays for the word 'photovoltaic'.

## 2. Types of the solar cells

The solar cells are usually made from crystalline silicon of high purity. Despite, that the chemical element Si occupies 27 percent of our planet shell, it is seldom to find it in the nature as pure crystals, rather in the compounds of quartzite or in conventional sand ( $\text{SiO}_2$ ) with various impurities. For the artificial growing very pure monocrystals, with the level up to 99,9999999%, an expensive fabrication equipment is needed. Thus, the raw input material to be cut into thin films and wafers becomes too costly. This type of silicon is called semiconducting Si.

The solar modules can be constructed from mono-crystalline or polycrystalline silicon, as well as created by the use of the thin-film technology [1]. The market segment of the crystal-type SC comprises 80% of the entire silicon photovoltaic. This is because they possess relatively long 'lifetime'. However, the demands in a large amount of initial raw materials and long time of the process of the crystal growth belong to their disadvantages. Taking the costs into account, other growth technique compare favorably with the above one. It goes towards diminishing the thickness of the silicon layer of SC, and, as a rule, produces the square form of SC with the conventional sizes of 0.125 m by 0.125 m.

There are also even smaller samples, e.g. with the sizes of  $10 \times 10 \text{ cm}^2$ , which are more expensive in handling. This is due to the fact that for generating the same amount of power, one needs more solar cells. Recently the 6-inch SCs have

appeared. The latter are more convenient for further developing and markedly cheaper than the former ones. However the old current invertors encounter certain problems because of the increased over 35% value of the electric current.

**The monocrystalline solar cells** consist of the planar films which are cut from the bulk pure crystal of silicon, grown from the melted quartz sand. The thickness of the substrates is equal to about 0,3 мм. Since the crystals of highest purity almost without imperfections are used, the costs of the monocrystalline solar cells are relatively high due to expensive technology and accompanied facilities. Therefore they are exploited mostly for in the autonomic set-up for energy supply of satellites and cosmic stations. During last decades the efficiency of the monocrystalline SC used in the industry of the alternative energy sources has increased upto 16%, while in the laboratory conditions the peak values of 19% are reached. It is well known that maximal efficiency of the conversion lies in the range of 27-29%, which is the upper limit according to the theory semiconductor devices.

**The polycrystalline solar cells** have smaller efficiency, about 13-15%, compared to the monocrystalline counterparts. They comprise many layers of silicon, which have been cut off from a pressed block, which consists of several perfect Si-crystals, the symmetric axes of which are orientated with various angles to each other. One can recognize the polycrystalline SC upon well seen boundaries between various domains with different colors, while the monocrystalline solar cells are homogeneous and of the same color. Поликристаллические СЭ узнаются по хорошо различимым границам зерен, в том время как монокристаллические СЭ выглядят одноцветно и равномерно. It is clear, that the price of the polycrystalline SC should be lower than of the monocrystalline type due to smaller efficiency.

**The thin film solar modules** are fabricated, as a rule, from the layers of the semiconducting compounds, which are deposited on the glass or metallic substrate. The thickness of the layer is approximately 100 times less than their crystalline analogs. For the former ones it ranges from 1  $\mu\text{m}$  to 5  $\mu\text{m}$ , while for the latter it is of 200-300  $\mu\text{m}$ . Currently, various chemical compounds are used to fabricate thin-film SC, for instance, amorphous silicon, denoted as a-Si, CIS - copper-indium-diselenide, alloys of CdTe, CdHgTe, CdPbTe etc. The efficiency of energy conversion of the above

compounds was rather low, at the very beginning from 5 to 10 percent. Nowadays it can exceed 13 percent. They have found applications in pocket calculators and hand watches.

The technology of amorphous silicon is simpler, i.e. one does not need long-time for growing up the crystals and the expensive cutting facilities. However, the processes of degradation, related to the Stabler-Wronsky effect, result in the lost of functionality, and therefore the efficiency of the solar cells made from a-Si undesirably decreases. Particularly in the first few months the efficiency can drop significantly. Often the photoelectric cells are made from amorphous silicon modified by hydrogen (a-Si:H). The atoms of hydrogen are introduced into a-Si with the goal to passivate the dangling bonds. Also for the solar cells from the compounds CdTe a quick and inexpensive serial production is possible. One of the drawbacks is that Cd and Te are highly toxic materials. The constraint for the wide production of CIS-modules is insufficient exploration of indium all over the world. According to statistical agencies, the portion of the thin-film solar cells in the photovoltaic market amounts 18,5% and can reach the level of about 29% in 2016.

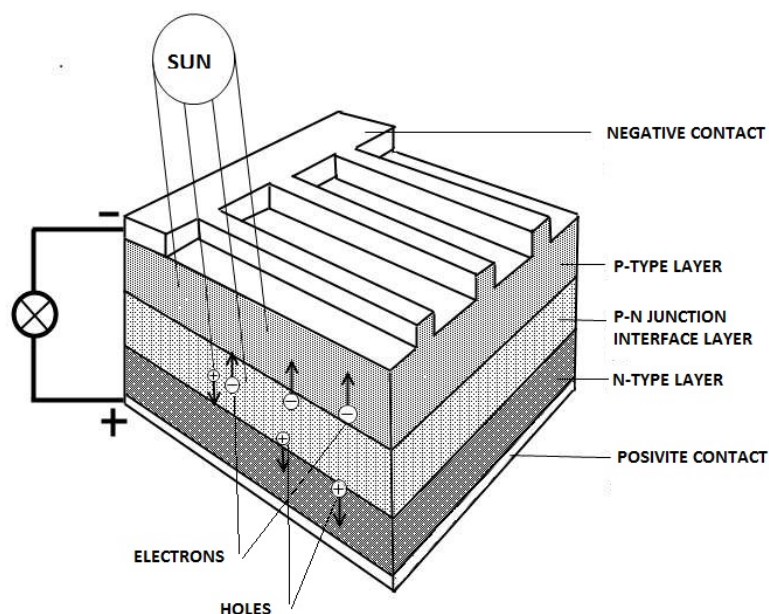
A combination of the crystalline and amorphous SC leads to a so-called HIT-cell – a heterostructure with a thin inner layer. The efficiency of the HIT can go upto 17%. The structure of the HIT cell looks as a multilayered sandwich, the substrate from monocrystalline silicon is deposited by thin layers of amorphous silicon from the both sides.

### 3. Functioning of the solar cells

The principle of the operation of semiconducting photovoltaic convertors defines a foundation of the whole semiconductor technology. The initial material, e.g. silicon, is doped with various impurity atoms, i.e. one makes the material dirty intentionally, however the introduced imperfections being under control. Due to that the silicon with impurities becomes more conductive. If the sunlight shines onto the surface of the solar cell, then the electrons of silicon atoms are given with the energy of the photons. This energy is enough to push out the electron from the atomic orbit (the process of the atom ionizing). However it can happen, provided that the energy of the photon is larger than a certain threshold magnitude. The electrons being free can travel through the crystal lattice almost without resistance. The negatively charged electrons are

activated from the valence band to the conduction band, jumping over the energy gap. In the valence band remain the positively charged holes. Both types

of the charged carriers are displaced in opposite directions away from the active region of the p-n junction, as shown in the Fig. 1.



**Figure 1** – Cut-off scheme of the silicon solar cell.

In the physics of semiconductors this process of creation of electron-hole pairs under the light irradiation is called the inner photoelectrical effect. The minimal energy to create these pairs is referred to as 'output work'. The detailed description of the photoeffect in semiconductors and its theory can be found elsewhere in the literature and goes beyond of the scope of this paper. We restrict ourselves only by a qualitative introduction to the physics of the solar cells, which is quite enough for understanding the photovoltaic as a component of the alternative energy sources. In order that the electron-hole pairs do not annihilate (the process of recombination), the intrinsic electric field is built-in artificially, which removes electrons and holes from the their creation place away in different directions. Imposing the built-in electric field does not require an additional energy effort. The semiconductor technology allows one to manufacture a layered structure, often called a p-n-junction. The upper layer of the silicon substrate is doped by the atoms of P, while the lower layer is doped by the atoms of B. With respect to the silicon with four valence electrons, the P atom with five valence electrons is negatively charged, while the B atom with three electrons is positively

charged. As a result, at the interface of the p-n-junction the two spaced charged areas are generated, which are the reason of the intrinsic electric field (see Fig. 1.).

If the upper and the lower parts of the solar cell are electrically connected via a circuit, then the non-equilibrium excess electrons, generated due to illumination, move towards the positive pole, while holes move towards the negative pole. This flow of the charge carriers is the photoelectric current, and comprises a key point of the whole photoelectricity. Thus, a consumer connected to the external circuit receives electric energy. If the circuit is disconnected, then the photoelectric voltage appears at the external contacts of the solar cell. The orientation of the poles of the photovoltage is opposite to those of the intrinsic electric field. In order for electrons to collect all over the surface of the SC, thin metallic contacts are deposited on its top. One can easily see these metallic strips on the solar batteries.

The magnitude of the photovoltage depends on the type of the semiconducting material. For silicon this is about 0,5 - 0,6 V. One can estimate electric power of the Si solar cell of the size 10cm x 10cm with the efficiency of 16%. At the constant

current of 2.6 A, the power is equal to 1.6 W. However such a low voltage is often useless, therefore a series of the solar cells are connected subsequently, so that the total sum voltage increases. An ensemble of the SC is aligned in a string. The parallel connection of several strings allows one to increase in addition the value of the electric current. The final combination of the consequent-parallel ordering of the linked SC is integrated into a unit solar module.

The voltage on the contacts of the SC depends weakly on the intensity of the sun radiation, while the electric current drastically grows with larger illumination. The silicon cell with the active area of  $100 \text{ cm}^2$  provides the maximal electric current of about 3 A at the incident sunlight with the power density of  $1000 \text{ W/m}^2$ .

It should be taken into account that the efficiency of the solar cell is substantially affected by the temperature. A strong heating of the solar cell leads to significant lowering of the power of the SC. As a consequence, the efficiency of the conversion decreases, that is undesirable. For instance, for each degree in increasing the temperature, the efficiency of the Si cell drops in value on a half of a percent, and the efficiency of the SC made of amorphous Si does approximately on a quarter of a percent.

The general power of the photovoltaic module is measured in kilowatts of the peak power, denoted by  $\text{kW}_p$  and is determined by the norms of the testing conditions. The standard test conditions (STC) consist of several parameters, namely, the light radiation density of  $1000 \text{ W/m}^2$ , the module temperature of  $25^\circ\text{C}$ , and the coefficient of the air mass (AM) of 1.5. The latter defines which volume of the atmospheric air the sunlight goes through, unless it falls down on the solar module surface. The AM coefficient on the equatorial region equals one, because the sun rays drop almost perpendicular to the Earth's surface, travelling along the shortest way. Under oblique position of the Sun the sunlight travels the longer path through the atmosphere. The ratio of this longer light trajectory and the shortest path at the equator provides the value of the Air Mass. It is imperative to account for the AM magnitude, since the spectral distribution of the sunlight changes, while going through the atmosphere of our planet. The reason is that some parts of the sun spectrum are absorbed by the air more intensively, therefore the

spectral characteristics for shorter wave lengths are more pronounced.

#### 4. Concentrated photoelectric convertors

The solar modules can differ from each other on the operation principles, construction designs and goals of appliance. Except of the conventional planar geometry there are photoelectric convertors with the parabolic form of the reflector, which are widely spread in application. The parabolic reflecting mirror concentrates the sunlight onto a small area, where the solar cells are placed. In spite of the advantage that the efficiency of the concentrated conversion drastically grows compared to usual stationary firmly-mounted systems, it is necessary to change all the time the angle of the mirror reflector, in order to track the trajectory of the Sun. Focusing on the sun direction requires additional efforts that costs energy. Another solution is a concentrator photoconverter working on the Fresnel lenses [3]. As distinct from the parabolic solar modules, which focus the radiation after reflecting it from the mirror, the transparent Fresnel lenses concentrate the sunlight after going through them, i.e. after refracting. The sun concentration degree can be very large; it exceeds over hundred times the limit of the parabolic geometry of the solar module.

Since the strongly concentrated sunlight leads to the significant increase of the temperature, an additional opportunity appears to exploit an excess of the heat in order to warm the water [4]. Thus, the concentrator photovoltaic module gains the properties of a thermal collector. Note, this combination gives an extra advantage. The solar collector can produce the electricity and the heat simultaneously [4]. The united system of the photovoltaic convertor and the solar collector, optimally developed (from the viewpoint of the energy save) in one operating unit is called hybrid-CPVT system. It allows one to perform both types of conversion of the sun energy in the frames of the only single device. This means physically, that various domains of the sun spectrum - infrared and visible – are transformed into useful forms of energy along two different technological channels, integrated however in the one thermal & photovoltaic concentrator module [5].

**References**

- 1 Granqvist C.G. Materials science for solar energy conversion systems / Oxford: Pergamon Press, 1991. – 312 p.
- 2 Zharekeshev I. Kh. Solar thermal technology and photovoltaic - The components of the alternative energy industry // Bulletin of the National Nuclear Center of the Republic of Kazakhstan. – 2013. – N. 1, Vol. 53. – P. 77-87.
- 3 Sonneveld P.J., et al. Performance of a concentrated photovoltaic energy system with static linear Fresnel lenses / // Solar Energy. – 2011. – Vol. 85. – P. 432-442.
- 4 Antoshenko V.S., Francev Yu.V., Zharekeshev I.Kh. Large area single element silicon solar cells based C-PV/T module // Abstr. Inter. Conf. “CPVT-8”, Toledo, Spain, April 2012. – P.114 –115.
- 5 Жарекешев И.Х. Создание малого производства тепло-фотоэлектрических систем // 1st ISTC – Kazakhstan Innovation Forum. - Sept. 2011. - Almaty, Kazakhstan. Web ref.: [http://www.centras.kz/userfiles/MME\\_All\\_in\\_one.pdf](http://www.centras.kz/userfiles/MME_All_in_one.pdf)

УДК 535:530. 182:621. 372. 632

<sup>1</sup>К.С. Секербаев, <sup>2</sup>В.Ю. Тимошенко, <sup>1</sup>Т.И. Таурбаев<sup>1</sup>Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы  
<sup>2</sup>Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Россия, г. Москва  
E-mail: itsntoveryet@gmail.com

### Влияние анизотропии формы кремниевых наноструктур на их оптические свойства

В рамках приближения эффективной среды и модели Друде-Лоренца выполнены расчеты оптических характеристик, в том числе, показателя преломления и коэффициента поглощения в спектральной области ниже края межзонного поглощения, ансамблей кремниевых нанокристаллов с различной формой и фактором заполнения пространства. Получены выражения для частотных зависимостей компонент комплексной диэлектрической проницаемости системы ориентированных эллипсоидов, нитей и слоев, найдены условия достижения максимальной оптической анизотропии при минимальных оптических потерях. Из расчетов следует, что максимальная оптическая анизотропия достигается для системы параллельных плоскостей и равна 1 при пористости 0,3. Система плоскостей ведет себя как отрицательный одноосный кристалл, а нити – как положительный одноосный кристалл. Для нитей максимальная оптическая анизотропия равна 0,65 при пористости 0,6. Коэффициент поглощения среды сильно зависит от частоты излучения и достигает максимума при частотах порядка  $200 \text{ см}^{-1}$ . Рост концентрации носителей заряда может приводить к значительному увеличению двулучепреломления и поглощения. Обсуждается применимость полученных результатов для описания оптических свойств пористого кремния и других кремниевых наноструктур.

**Ключевые слова:** анизотропия, двулучепреломление, поглощение, диэлектрическая проницаемость, фактор деполяризации, пористый кремний, теория эффективной среды, обобщенная формула Бруггемана.

Қ.С. Секербаев, В.Ю.Тимошенко, Т.И.Таурбаев

#### Кремнийлік нанокұрылымдардың пішін анизотропиясы олардың оптикалық қасиеттеріне әсер

Эффективті (тиімді) орта және Друде-Лоренц модельдің жуықталумен шектелген формасы және кеңістікті толтыру факторы әртүрлі кремнийлік нанокристалдары ансамбльдерінің оптикалық сипаттамалары есептелген, сонымен бірге зонааралық жұтуының шетінен төмен спектралдық облысындағы жұту коэффициенті есептелген. Бағытталған эллипсоидтардың жүйесіне, жіпшелердің және қабаттардың комплексті диэлектрлік өтімділіктердің жиілікті тәуелдіктеріне арналған теңдеулері табылған, минималды оптикалық шығындар кезінде максималды оптикалық анизотропияны алу үшін шарттар табылған. Есептерден шығатын нәтижелер: параллель жазықтар жүйе үшін кеуектілігі 0,3 болғанда максималдық оптикалық анизотропиясы 1-ге тең болады. Жазықтар жүйесінің ұстанымы теріс бірсызты кристалл сияқты, ал жіпшелердің ұстанымы – оң бірсызты кристалл сияқты. Кеуектілігі 0,6 болғанда жіпшелер үшін максималдық оптикалық анизотропиясы 0,65-ке тең. Органың жұту коэффициенті сәулелену жиілігінен өте күшті тәуелді болады және жиіліктері шамамен  $200 \text{ см}^{-1}$  болғанда максимумға жетеді. Заряд тасушылардың концентрациясының өсуі сәуленің қосарланып сынуының және жұтуының аса өсуіне келтіруі мүмкін. Алынған нәтижелердің кеуек кремнийдің және басқа кремнийлік нанокұрылымдардың оптикалық қасиеттерін түсіндіру үшін қолдануы талқыланған.

**Түйін сөздер:** анизотропия, сәуленің қосарланып сынуы, жұтуы, диэлектрлік өтімділік, деполяризация факторы, кеуек кремний, эффективтік (тиімді) органың теориясы, Бруггеманның жалпыланған формуласы.

K. S. Sekerbayev , V. Yu. Timoshenko , T. I. Taurbayev

#### Influence of the form anisotropy of silicon nanostructures on their optical properties

Within a framework of approaching the effective media and Drude-Lorenz Model, the calculations of the optical characteristics, which include the refraction index and absorbability in the spectral region below the end of band-to-band absorption, assemblies of silicon nano crystals with various form and space-filling factor, have been done. The

expressions for frequency profiles of components of the complex dielectric constant of the system of the oriented ellipsoids, wires and layers, have been achieved, and the conditions for reaching the maximal optical anisotropy with minimal optical losses have been found. It follows from the calculations that maximal optical anisotropy is achieved for the system of parallel planes, and equals to 1 when having porosity equal to 0.3. The system of planes acts as the negative uniaxial crystal, and the wires – as positive uniaxial crystal. The maximal optical anisotropy for the wires is equal to 0.65 when having porosity equal to 0.6. Absorbability of medium strongly depends on emission frequency and achieves its maximum when having frequencies about  $200 \text{ cm}^{-1}$ . Increase of charge carrier concentration can result in significant increase of birefringence and absorption. Applicability of the achieved results for describing the optical properties of porosilicon and other silicon nanostructures is discussed.

**Key words:** anisotropy, birefringence, absorption, dielectric constant, scrambling factor, porosilicon, effective medium theory, Bruggeman generalized formula.

## Введение

В современной микроэлектронике и фотовольтаике широко используются различные формы химически чистого кремния (кристаллический, микрокристаллический, аморфный). Однако, вследствие изотропии оптических свойств всех указанных выше разновидностей кремния, их использование в фотонике ограничено. В то же время, не так давно было обнаружено, что кремниевые наноструктуры, в частности, так называемый пористый кремний, могут обладать анизотропными оптическими свойствами [1,2]. Было установлено, что такая анизотропия, в том числе, двулучепреломление и дихроизм, в инфракрасной области спектра могут быть описаны в рамках приближения эффективной среды по обобщенной формуле Бруггемана с учетом взаимодействия с подвижными носителями заряда по модели Друде-Лоренца [3]. Несмотря на то, что с момента обнаружения сильного двулучепреломления в пористом кремнии прошло уже более 10 лет и опубликовано много экспериментальных работ и обзоров [4], многие вопросы, связанные с теоретическим описанием оптической анизотропии в кремниевых наноструктурах изучены мало. В частности, практически не исследованы условия достижения максимальной величины двулучепреломления в кремниевых наноструктурах с учетом минимизации оптических потерь. Последнее особенно важно для практического использования оптической анизотропии кремниевых наноструктур в фотонике, нанофотонике и терагерцевой оптике. В данной нашей работе проводится теоретическое исследование анизотропных свойств (двулучепреломление и дихроизм) кремниевых наноструктур и обсуждается применимость полученных результатов для описания свойств пористого кремния.

## 1. Методика проведения расчётов

Рассмотрим наноструктуры в виде системы (ансамбля) ориентированных эллипсоидов, для которых статистически равновероятны все компоненты (фазы), составляющие систему. Для такой среды, в спектральной области длин волн много больших характерных размеров эллипсоидов, применима теория эффективной среды и эффективная диэлектрическая проницаемость дается обобщенной формулой Бруггемана [4]:

$$\sum_{j=1}^N f_j \frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_j}{\varepsilon_{eff} + L_j(\varepsilon_j - \varepsilon_{eff})} = 0, \quad (1)$$

где  $\varepsilon_j$ ,  $f_j$  и  $L_j$  – диэлектрическая проницаемость, фактор заполнения пространства и фактор деполяризации для  $j$ -той среды (фазы),  $\varepsilon_{eff}$  – эффективная диэлектрическая проницаемость среды, а фактор заполнения удовлетворяет условию нормировки:

$$\sum_{j=1}^N f_j = 1. \quad (2)$$

Для эллипсоидов вращения фактор деполяризации в случае направления электрического поля вдоль оси вращения дается выражением [4]:

$$L_{\parallel} = \frac{1}{1-p^2} \left( 1 - p \frac{\arcsin(\sqrt{1-p^2})}{\sqrt{1-p^2}} \right), \quad (3)$$

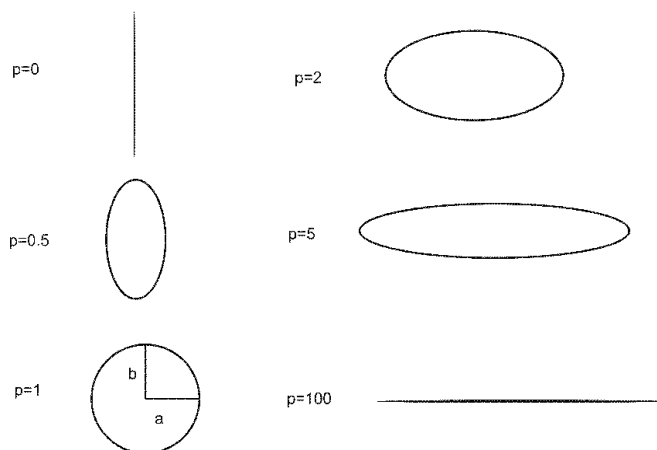
где  $p$  – отношение полуосей эллипсоида вращения. Фактор деполяризации для направления электрического поля перпендикулярно оси вращения может быть найден из условия [4]:

$$L_{\parallel} + 2L_{\perp} = 1. \quad (4)$$

С помощью формул (3) и (4) можно легко получить значения фактора деполяризации в частных случаях плоско-параллельных слоев и

нитей-цилиндров, которые можно представить как предельные случаи эллипсоида вращения при значении  $p \rightarrow 0$  (слои,  $L_{\parallel} = 1$ ,  $L_{\perp} = 0$ ) и

$p \rightarrow \infty$  (цилиндр,  $L_{\parallel} = 0$ ,  $L_{\perp} = \frac{1}{2}$ ). Эти и другие простейшие случаи схематично показаны на рис. 1.



**Рисунок 1** – Схематичное изображение формы наноструктур при различных отношениях полуосей эллипсоида вращения ( $p=a/b$ )

В простейшем случае пористого кремния можно ограничиться рассмотрением двух сред, а именно, полупроводниковой фазы (кремни-

вых нанокристаллов) и диэлектрической фазы (воздух или вакуум), и формулу (1) можно записать в следующем виде:

$$f \frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_1}{\varepsilon_{eff} + L_1} + (1 - f) \frac{\varepsilon_{eff} - \varepsilon_2}{\varepsilon_{eff} + L_2} = 0, \quad (5)$$

где  $f$  имеет смысл пористости среды, то есть, объемной доли пространства, занимаемой порами.

В случае пористого кремния, находящегося на воздухе или в вакууме можно принять

$\varepsilon_1 = 1$ , а для кремниевых нанокристаллов в спектральной области ниже края межзонного поглощения значение  $\varepsilon_2$  может быть описано классической моделью Друде-Лоренца [3]:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_{\infty} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\tau^{-1}}, \quad (6)$$

где  $\varepsilon_{\infty}$  – высокочастотная диэлектрическая проницаемость ( $\varepsilon_{\infty} = 11.7$  для кристаллического кремния c-Si),  $\omega_p$  – плазменная частота колебаний,  $\tau$  – время релаксации по импульсу,  $\omega$  – частота падающего излучения.

Далее из уравнений (1) - (6) можно рассчитать значения показателя преломления для необыкновенного и обыкновенного лучей согласно следующим соотношениям [4]:

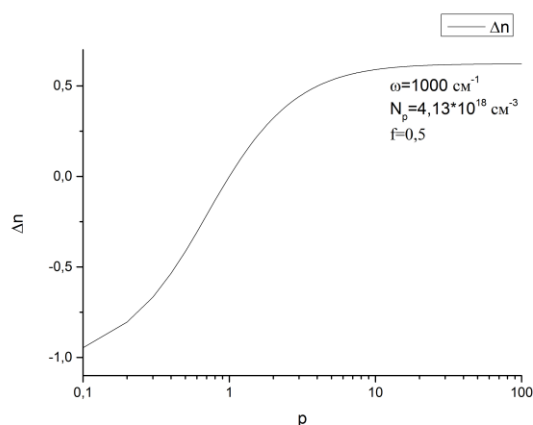
$$n_{o,e} = \sqrt{\frac{1}{2} \left( \operatorname{Re} \varepsilon_{eff}^{||,\perp} + \sqrt{\operatorname{Re} \varepsilon_{eff}^{||,\perp 2} + \operatorname{Im} \varepsilon_{eff}^{||,\perp 2}} \right)}, \quad (7)$$

где  $n_o$  и  $n_e$  соответствуют компонентам тензора  $\varepsilon_{eff}^{||}$  и  $\varepsilon_{eff}^{\perp}$ , которые должны в свою очередь рассчитываться, используя значения факторов деполяризации  $L_{||}$  и  $L_{\perp}$ . Для простоты описания свойств пористого кремния обычно полагают одинаковую анизотропию формы кремниевых нанокристаллов и пор:  $L_1 = L_2$ .

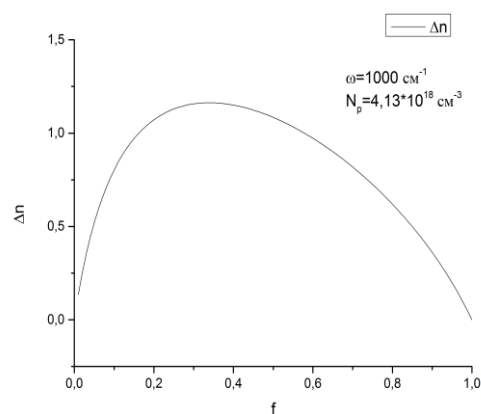
Коэффициенты поглощения света для обычного луча и необыкновенного лучей ( $\alpha_o$  и  $\alpha_e$ ) рассчитывались с использованием стандартного выражения:

$$\alpha_{o,e} = \frac{\omega \operatorname{Im} \varepsilon_{eff}^{||,\perp}}{c n_{o,e}}. \quad (8)$$

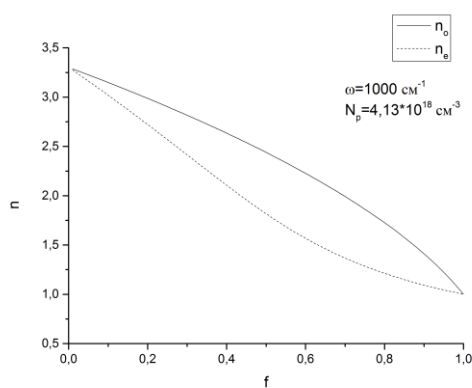
Для анализа вклада подвижных носителей заряда расчётов выбирались следующие значения концентраций электронов и дырок  $N_p$ : от  $10^{15}$  до  $10^{20}$   $1/\text{см}^3$ . Фактор заполнения пространства (пористость) кремниевыми наноструктурами изменялся в диапазоне от 0 до 1 (от 1 до 0). Диапазон выбранных частот: от  $1 \text{ см}^{-1}$  до  $30000 \text{ см}^{-1}$ .



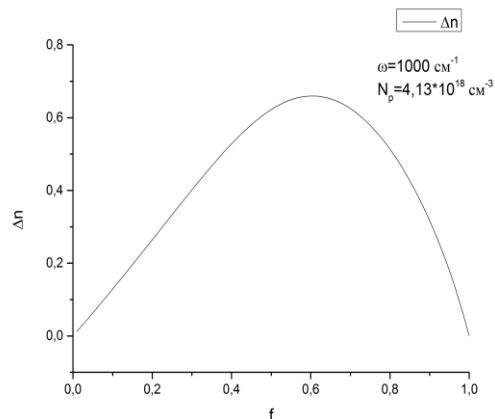
**Рисунок 2** – Зависимость разницы показателей преломления  $n_e$  и  $n_o$  от отношения полуосей эллипсоида вращения  $p$



**Рисунок 3** – Зависимость разницы показателей преломления  $n_e$  и  $n_o$  системы плоскопараллельных слоев от пористости  $f$



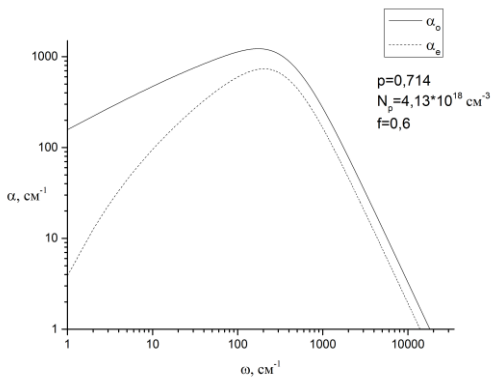
**Рисунок 4** – Зависимость показателей преломления  $n_e$  и  $n_o$  нанонитей от пористости  $f$



**Рисунок 5** – Зависимость разницы показателей преломления  $n_e$  и  $n_o$  нанонитей от пористости  $f$

**2. Результаты и их обсуждение**

В результате моделирования критических свойств установлено, что максимальная величина двулучепреломления, определяемая как абсолютная разность значений показателей преломления  $\Delta n = n_e - n_o$ , достигается для наноструктур в виде системы параллельных плоскостей. Отрицательный знак двулучепреломления говорит о том, что параллельные плоскости ведут себя, как отрицательный одноосный кристалл с максимальной величиной двулучепреломления порядка 1 (рис. 2). Максимальная величина двулучепреломления для системы плоскостей достигается при значении пористости 0,3 (рис. 3). При больших значениях пористости в структуре остается только воздух, при малых – кремний, вследствие чего материал становится изотропным.

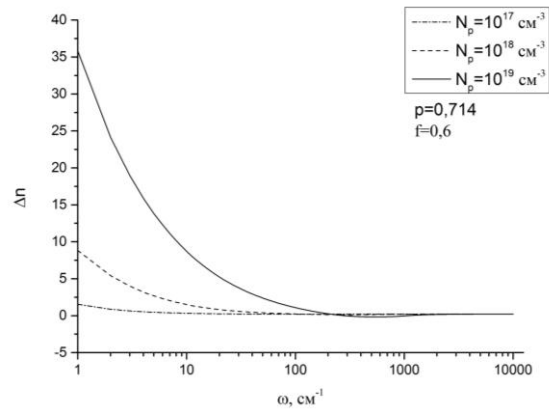


**Рисунок 6** – Зависимость коэффициента поглощения среды для обыкновенного ( $\alpha_o$ ) и необыкновенного лучей ( $\alpha_e$ ) от частоты падающего излучения

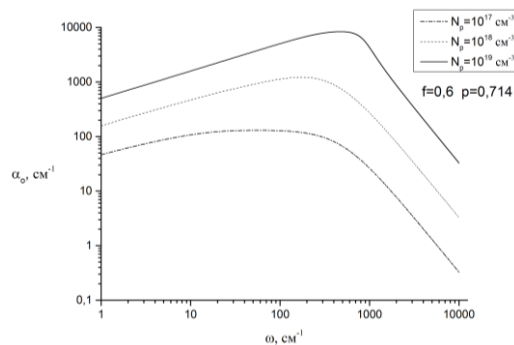
В то же время для структур кремниевых нанонитей достигается величина двулучепреломления 0,65 при пористости 0,6. Нанонити ведут себя, как положительный одноосный кристалл (рис. 4, 5).

Коэффициент поглощения среды сильно зависит от частоты излучения и достигает максимума при частотах порядка  $200 \text{ cm}^{-1}$  (рис. 6).

Обнаружено, что рост концентрации носителей заряда может приводить к значительному увеличению двулучепреломления и поглощения (рис 6, 7). С увеличением концентрации свободных носителей зарядов увеличиваются значения двулучепреломления и поглощения. Максимум поглощения смещается в сторону высоких частот с повышением концентрации свободных носителей заряда.



**Рисунок 7** – Зависимость разницы показателей преломления  $n_e$  и  $n_o$  от частоты падающего излучения при разных концентрациях свободных носителей заряда.



**Рисунок 8** – Спектральные зависимости коэффициента поглощения обыкновенного луча ( $\alpha_o$ ) при разных концентрациях свободных носителей заряда

### Заключение

Таким образом, были исследованы условия сильной анизотропии в кремниевых наноструктурах. Установлено, что рост концентрации носителей заряда до значений порядка  $10^{17}$  –  $10^{18}$  см<sup>-3</sup> может приводить к значительному увеличению двулучепреломления. При этом коэффициент поглощения среды сильно зависит от частоты излучения и достигает максимума при частоте порядка 200 см<sup>-1</sup>. Получен-

ные результаты можно использовать для выбора параметров тонких слоев нанопористого кремния или кремниевых нанонитей для использования в качестве поляризаторов и модуляторов интенсивности оптического излучения в средней и дальней ИК областях спектра. Последнее особенно актуально в связи с бурным развитием терагерцовой оптики для анализа биологических систем и обеспечения общественной безопасности.

*Работа была поддержана грантами Министерства образования и науки РК 1135/ГФ, 2539/ГФЗ.*

### References

- 1 Kovalev D., Polisski G., Diener J., Heckler H., Kunzner N., Timoshenko V.Y., Koch F. Strong in-plane birefringence of spatially nanostructured silicon // Applied Physics Letters. - 2001, v.78(7), pp.916–918.
- 2 Kunzner N., Kovalev D., Diener J., Gross E., Timoshenko V.Y., Polisski G., Koch F., Fujii M.. Giant birefringence in anisotropically nanostructured silicon // Optics Letters. – 2001, v.26(16), pp.1265–1267.
- 3 Timoshenko V.Yu., Osminkina L.A., Efimova A.I., Golovan L.A., Kashkarov P. K. // Phys.Rev.B, 2003, v.67, pp.113405.
- 4 Golovan L.A., Timoshenko V. Yu., Kashkarov P.K. Opticheskie svoystva nanokompozitov na osnove poristyh system // Uspehi fizicheskikh nauk, 2007, t.177(6), p.619–638.

УДК 539.2/.6:539./04

Б.З. Мансуров\*, Б.С. Медянова, М.Е. Мансурова, Б.А. Алиев

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы

\*E-mail: mansurov\_batyrg@mail.ru

### Расчет технологических параметров процесса напыления углеродных пленок на буферном слое меди

В работе представлены результаты расчетов аналитических зависимостей технологических параметров процесса напыления углеродных пленок на буферном слое меди, которые позволяют прогнозировать оптимальную концентрацию водорода в газовой смеси, интервалы рабочих напряжений мишень-анод, толщину напыляемых пленок и соответственно время экспериментов. На основании расчетов построено математическое описание (алгоритм) процесса напыления углеродной пленки.

**Ключевые слова:** углеродные пленки, буферный слой, коэффициент распыления, скорость распыления, скорость напыления.

Б.З. Мансуров, Б.С. Медянова, М.Е. Мансурова, Б.А. Алиев

### Көміртекті қабыршақтарды мыс буферлі қабатына тозаңдандыру процесінің технологиялық параметрлерін есептеу

Жұмыста көміртекті қабыршақтарды мыс буферлі қабатына тозаңдандыру процесінің технологиялық параметрлерінің аналитикалық тәуелділіктерінің нәтижелері келтірілген, олар газ қоспасындағы сутегінің оптималды концентрациясын, нысана-анод жұмыс кернеулерінің аралығын, тозаңдандырылатын қабыршақтардың қалыңдығын және сәйкесінше тәжірибелер уақытын болжауға мүмкіндік береді.

**Түйін сөздер:** көміртекті қабыршақтар, буферлі қабат, тозаңдандыру коэффициенті, тозаңдандыру жылдамдығы, тозаңдату жылдамдығы.

B.Z. Mansurov, B.S. Medyanova, M.E. Mansurova, B.A. Aliyev

### Calculation of technological parameters of deposition process of carbon films on copper buffer layer

In work calculations results of analytical dependences of technological parameters of deposition process of carbon films on copper buffer layer are presented, which allow to predict optimal concentration of hydrogen in a gas mix, intervals of working tension target-anode, thickness of deposited films and respectively time of experiments.

**Key words:** carbon films, buffer layer, sputtering coefficient, sputtering rate, evaporation rate.

#### Введение

В последние годы во всём мире интенсивно развивались исследования, направленные на получение алмазоподобных углеродных плёнок, при этом использовались в основном методы кристаллизации из водород-углеродородных смесей, активируемых ВЧ и СВЧ разрядами, а также при помощи накаливаемой нити из тугоплавкого металла [1-3]. Полученные этими методами углеродные плёнки используются в качестве теплоотводов, жёстких и защитных покрытий.

В применяемых на сегодняшний день методиках рост углеродных пленок происходит в условиях сильного пересыщения прекурсоров над подложкой. Это приводит к массовой, хаотической кристаллизации. В связи с этим необходимо использовать технологическую схему, которая позволит:

- контролировать пересыщение прекурсоров над подложкой;
- проводить предварительную очистку подложки от окислов;

• производить наращивание и легирование пленки в едином технологическом цикле.

Для искусственного снижения пересыщения углерода в [4] предлагается принципиально новая технологическая методика дифференциального магнетронного распыления, основанная на балансировке потоков углерода с двух магнетронов, что позволяет решить основную проблему газофазного синтеза алмаза – проблему необратимости процесса роста алмаза. Кроме того, такая установка помимо балансировки потоков углерода дает возможность обработки приемов осаждения и эпитаксиального выращивания пленок в присутствии пассивирующих газов, методами разложения углеродсодержащих соединений, а также технологических приемов легирования пленок примесями контролируемой концентрации.

На основе оценочных теоретических расчетов [4] была разработана и сконструирована технологическая установка по получению углеродных плёнок методом дифференциального магнетронного распыления.

Для определения оптимальных режимов осаждения углеродных пленок были проведены расчеты технологических параметров процесса напыления.

### Напыление медного буферного слоя

#### Коэффициент распыления меди

Процесс распыления материалов количественно характеризуется коэффициентом распыления (КР), который определяется как среднее число атомов, удаляемых с поверхности твердого тела одной падающей частицей. Падающими частицами могут быть ионы (атомарные и молекулярные), нейтральные атомы, нейтроны, электроны или фотоны с большой энергией. При этом рассматривается процесс физического распыления материалов ионной бомбардировкой, поэтому, согласно определению КР, ат./ион:

$$Y_p = N_a/N_u, \quad (1)$$

где  $N_a$  – число выбитых (распыленных) атомов материала;  $N_u$  – число ионов, бомбардирующих материал [5].

Для реализации распыления необходима энергия превышающая энергию связи атомов в твердом теле. Эта энергия обозначается как пороговая энергия распыления  $E_{пор}$ . При энергиях меньше пороговой распыление отсут-

ствует. При больших энергиях коэффициент распыления растет с увеличением энергии первичных частиц, достигает максимума, а затем опять падает. Уменьшение коэффициента распыления при более высоких энергиях связано с большой глубиной проникновения частиц в твердое тело и меньшим выделением энергии в поверхностном слое.

Согласно теории физического распыления Зигмунда аморфных и поликристаллических материалов [5, 6] при ионной бомбардировке по нормали к поверхности в области энергий

$$E_{суб} \ll E_u < E_u^*,$$

где  $E_{суб}$  – энергия сублимации атома материала мишени, а  $E_u^*$  определяется из соотношения:

$$E_u^* = \frac{515a^2 Z_u Z_a (m_u + m_a)}{m_a}, \quad (2)$$

где  $a$  – характерный радиус экранирующего электронного облака по модели Томаса-Ферми, равный  $0.8853a_0(Z_u^{2/3} + Z_a^{2/3})^{-1/2}$ ;  $a_0 = 5.29 \cdot 10^{-11}$  м – Борковский радиус атома водорода;  $Z_u$ ,  $Z_a$ ,  $m_u$ ,  $m_a$  – соответственно атомные номера и массы бомбардирующего иона и материала мишени.

КР ( $Y_p$ ) материалов прямо пропорционально зависит от энергии, и его можно оценить по формуле:

$$Y_p = \frac{3\alpha m_u m_a E_u}{\pi^2 (m_a + m_u)^2 2E_{суб}}, \quad (3)$$

где величина  $E_u = eU_u$  определяет энергию бомбардирующих материал ионов,  $\alpha$  – безразмерный параметр, зависящий от  $M_a/M_u$ :

$$\alpha(M_a/M_u) = 0.1 + 0.155(M_a/M_u)^{0.73}. \quad (4)$$

В области энергий  $E_u > E_u^*$  рост КР с энергией ионов замедляется и определяется из выражения

$$Y_p = 4.2 \cdot 10^{18} \alpha \frac{\Sigma_{\pi}(E_u)}{2E_{суб}}. \quad (5)$$

Величина  $\Sigma_{\pi}(E_u)$  представляет собой сечение ядерного торможения ионов и рассчитывается по формуле

$$\Sigma_{\pi}(E_u) = \frac{Z_u Z_a e^2 a m_u}{(m_a + m_u) \epsilon_0} \sigma_{\pi} E_u^{np}, \quad (6)$$

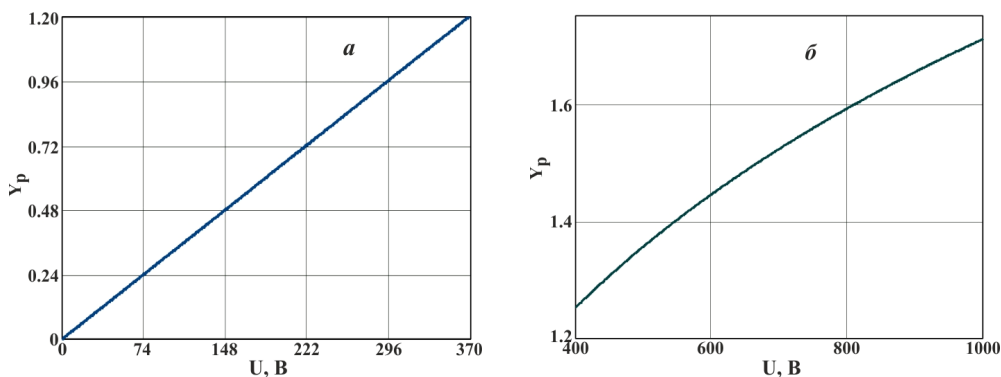
где  $\sigma_{\alpha}(E_u^{np})$  – приведенное сечение ядерного торможения ионов, зависящее от точного вида экранирования кулоновского потенциала;  $E_u^{np}$  – приведенная энергия Линхарда:

$$E_u^{np} = \frac{4\pi\epsilon_0 m_a a E_u}{(m_a + m_u) Z_u Z_a e^2}. \quad (7)$$

$\sigma_{\alpha}(E_u^{np})$  может быть аппроксимирована:

$$\sigma_{\alpha}(E_u^{np}) = \frac{3.44\sqrt{E_u^{np}} \ln(E_u^{np} + 2.781)}{1 + 6.35\sqrt{E_u^{np} + E_u^{np}} (6.822\sqrt{E_u^{np}} - 1.708)}. \quad (8)$$

Результаты расчета коэффициента распыления меди в зависимости от напряжения мишень-анод представлены на рисунке 1.



**Рисунок 1** – Зависимость коэффициента распыления меди от напряжения мишень-анод:  $a$  – для  $E_u < E_u^*$ ,  $b$  – для  $E_u > E_u^*$ . Для меди  $E_u^* = eU^* = 367.2 \cdot e$ .

Сравнение с экспериментальными данными [7] показало, что рассчитанные значения коэффициента распыления меди ниже экспериментальных примерно на 10%.

Как было показано ранее [4], структура меди, насыщенной водородом задаёт симметрию поверхностных сил, соответствующую алмазной структуре. Поэтому процесс напыления буферного слоя меди необходимо проводить в атмосфере газовой смеси аргон-водород. Для заполнения водородом тетра- и октапор в структуре меди необходимо знать его предельную концентрацию в газовой смеси и её связь с коэффициентом распыления меди.

В плотноупакованной кубической структуре меди на один атом приходится одна октапора и две тетрапоры. Как было показано в [4] тетрапоры заполняются атомарным водородом, а октапоры молекулярным водородом. Т.е. на один атом меди должно приходиться четыре атома водорода.

Количество частиц в газе выражается формулой:

$$N = \frac{VN_{aa}\rho}{M_v}, \quad (9)$$

где  $V$  – объем газа;  $\rho$  – плотность газа;  $M_v$  – молярная масса.

Молярная масса равна:

$$M_v = M \cdot N_{aa},$$

где  $M$  – молекулярная масса;  $N_{aa}$  – число Авогадро.

Тогда для газовой смеси аргон-водород можно записать:

$$\frac{N_H}{N_{Ar}} = \frac{V_H \rho_H M_H}{V_{Ar} \rho_{Ar} M_{Ar}}. \quad (10)$$

КР определяется формулой (1). Так как на один атом меди приходится две молекулы водорода, то

$$Y_p \leq \frac{2N_H}{N_{Ar}} = 2 \frac{V_H \rho_H M_H}{V_{Ar} \rho_{Ar} M_{Ar}}. \quad (11)$$

Как показали расчеты, зависимость  $\rho_H/\rho_{Ar}$  от давления в баллоне не существенна. Для того чтобы все поры, по мере роста медной

пленки, были заполнены водородом необходимо выполнение следующего условия

$$Y_p \leq 2 \frac{V_H \rho_H M_H}{V_{Ar} \rho_{Ar} M_{Ar}},$$

где  $\rho_{Ar} = 1.7839 \text{ кг/м}^3$ ,  
 $\rho_H = 0.08987 \text{ кг/м}^3$ ,  $M_{Ar} = 40$ ,  $M_H = 2$ .

Т.е. зависимость КР меди от концентрации водорода в газовой смеси выражается формулой:

$$Y_p \leq 2 \frac{V_H}{V_{Ar}}, \quad (13)$$

В таблице 1 приведены данные расчетов КР меди и соответствующие концентрации водорода в газовой смеси.

**Таблица 1.** Значения необходимой концентрации водорода ( $n$ , %) при различных рабочих напряжениях

$U$ , В	400	450	500	550	600
$Y_p$	1.253	1.307	1.357	1.403	1.445
$n$ , %	38.5	39.5	40.4	41.2	41.95

Таким образом, для предполагаемых рабочих напряжений мишень-анод оптимальной концентрацией водорода в газовой смеси является 40%.

### Скорость распыления меди

Для количественной характеристики процесса ионного распыления (ИР) материалов удобно пользоваться понятием скорости распыления  $V_p$ , определяемой по толщине поверхностного слоя материала, удаляемого в единицу времени. Согласно [5, 8], скорость ИР (нм/с) материала при падении ионов по нормали к его поверхности может быть определена по формуле:

$$V_p = 6.25 \cdot 10^{25} j_u Y_p A_m / (N_{av} \rho),$$

где  $j_u = \frac{I_u}{\pi R^2}$  – плотность ионного тока, А/см<sup>2</sup>;

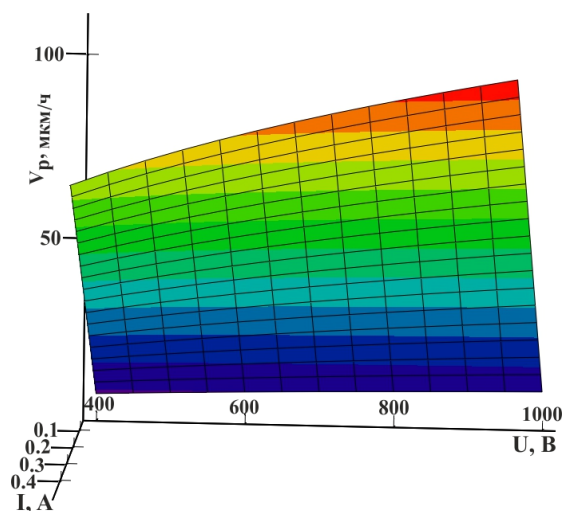
$R$  – радиус мишени (2.5 см);  $A_m$  – атомная масса распыляемого материала (63.5 г/моль);  $N_{av}$  – число Авогадро ( $6.023 \cdot 10^{23}$  атом/моль);  $\rho$  – плотность материала (8.92 г/см<sup>3</sup>).

Оценка скорости роста медного буферного слоя проводилась при следующих предположениях:

- Влияние обратного рассеяния распыленных атомов меди не учитывается;
- Коэффициент конденсации распыленных атомов меди принимается равным;
- Ток на поверхности мишени принимается равным току ионов аргона.

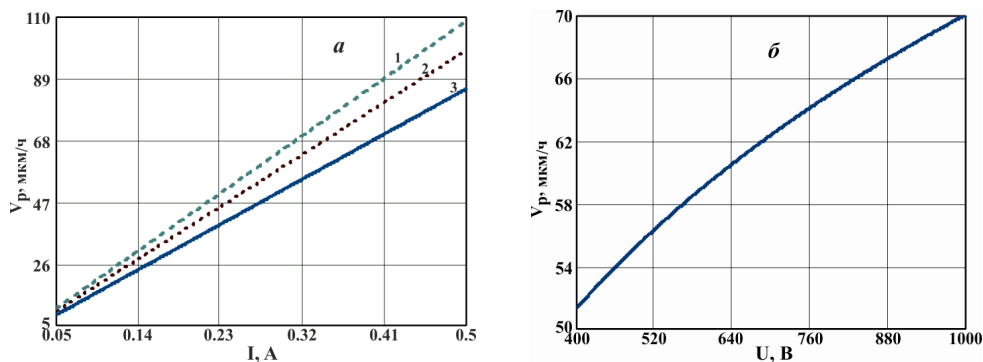
Предварительные эксперименты показали, что ток ионов аргона изменяется в пределах 100÷500 мА.

График зависимости скорости распыления меди от силы тока и напряжения мишень-анод представлен на рисунке 2.



**Рисунок 2** – Зависимость скорости распыления меди от силы тока и напряжения мишень-анод.

На рисунке 3 представлены зависимости скорости распыления меди от ионного тока (рис. 3а) для трёх значений рабочего напряжения мишень-анод, а так же зависимость скорости распыления меди от напряжения мишень-анод для ионного тока  $I_u = 300$  мА (рис. 3б).



**Рисунок 3** – Зависимость скорости распыления меди от:  
 а – ионного тока (1 – 800 В, 2 – 600 В, 3 – 400 В), б – напряжения мишень-анод ( $I_u = 300$  мА).

**Скорость напыления меди**

При распылении с одинаковой плотностью ионного тока по всей поверхности дисковой мишени (однородном распылении)

скорость осаждения в точке, находящейся на расстоянии  $r$  от проекции центра мишени на плоскость осаждения, определяется выражением

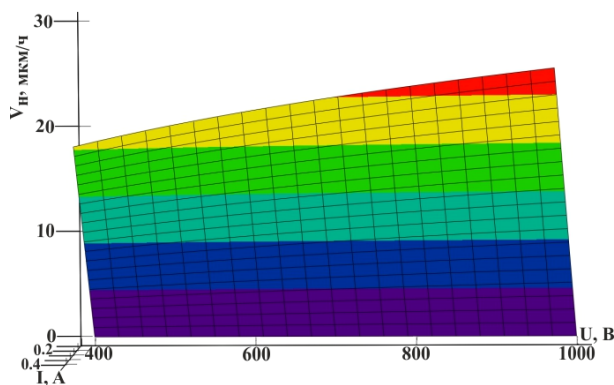
$$V_{u(r)} = \frac{V_p}{2} \left( 1 + \frac{R^2 - r^2 - D^2}{\left( (D^2 + R^2 - r^2)^2 + (2rD)^2 \right)^{1/2}} \right), \tag{15}$$

где  $V_p$  – скорость распыления с единицы площади мишени;  
 $R$  – радиус мишени ( $R = 2.5$  см);  
 $D$  – расстояние между мишенью и плоскостью

осаждения, параллельной поверхности мишени ( $D = 2.0$  см).  
 Введя безразмерные параметры  $a = D/R$  и  $b = r/R$ , получим:

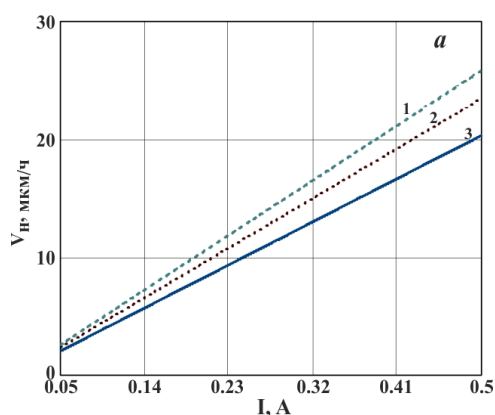
$$V_{u(b)} = \frac{V_p}{2} \int_0^{r/R} \left( 1 + \frac{1 - b^2 - a^2}{\left( (a^2 + 1 - b^2)^2 + (2ab)^2 \right)^{1/2}} \right) db. \tag{16}$$

График зависимости скорости напыления меди от силы тока и напряжения мишень-анод представлен на рисунке 4.

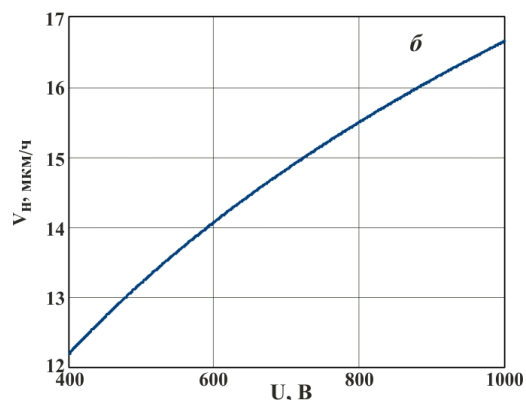


**Рисунок 4** – Зависимость скорости напыления меди от силы тока и напряжения мишень-анод.

На рисунке 5 приведены зависимости скорости напыления меди от ионного тока (рис. 5а) для трёх значений рабочего напряжения



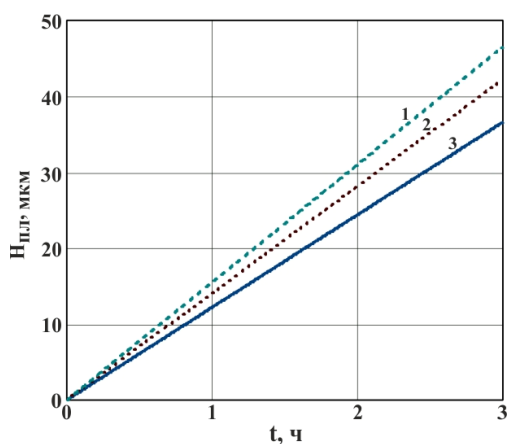
мишень-анод, а так же зависимость скорости распыления меди от напряжения мишень-анод для ионного тока  $I_u = 300$  мА (рис. 5б).



**Рисунок 5** – Зависимость скорости напыления меди от:  
а – ионного тока (1 – 800 В, 2 – 600 В, 3 – 400 В), б – напряжения мишень-анод ( $I_u = 300$  мА).

Проведённые расчёты позволяют прогнозировать толщину напыляемой пленки в зависимости от времени эксперимента. На рисунке 6 приведен график зависимости

толщины напыляемой пленки меди от времени для трёх значений рабочего напряжения мишень-анод при значении ионного тока  $I_u = 300$  мА.



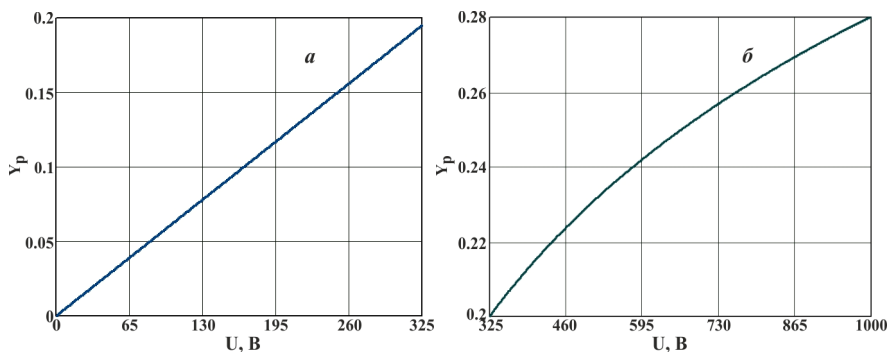
**Рисунок 6** – Зависимость толщины пленки меди от времени:  
1 – 800 В, 2 – 600 В, 3 – 400 В.

### Напыление углеродной пленки

Аналогично были проведены расчеты по вычислению КР графитовой мишени МПГ-6 ( $\rho = 1.65$  г/см<sup>3</sup>) и скорости напыления углеродной

пленки.

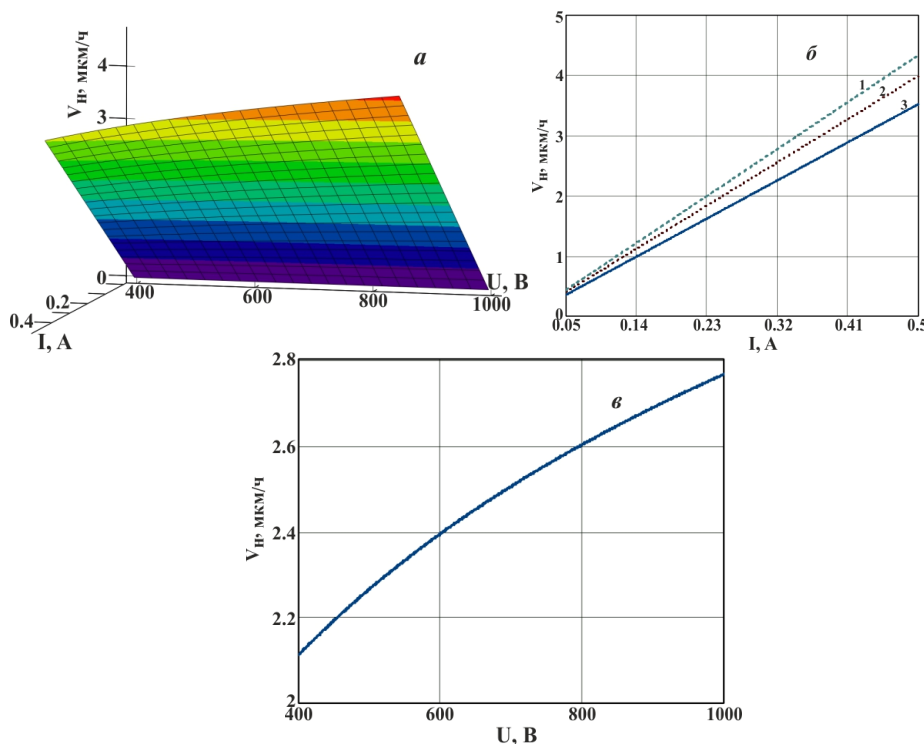
Результаты расчетов КР графита в зависимости от напряжения мишень-анод представлены на рисунке 7.



**Рисунок 7** – Зависимость КР графита в зависимости от напряжения мишень-анод: *a* – для  $E_u < E_u^*$ , *б* – для  $E_u > E_u^*$ . Для графита  $E_u^* = eU^* = 324.6 \cdot e$ .

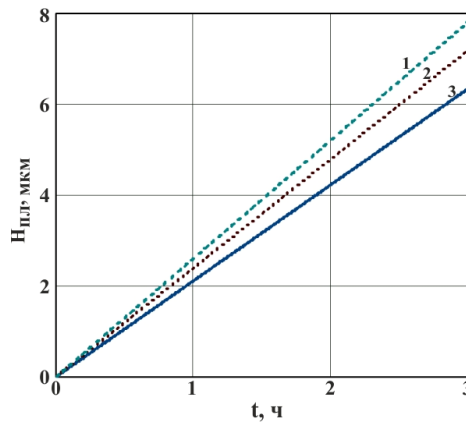
Сравнение с экспериментальными данными [7] показало, что рассчитанные значения коэффициента распыления графита выше экспериментальных примерно на 10-15%.

Графики зависимости скорости напыления углеродной пленки от технологических параметров приведены на рисунке 8.

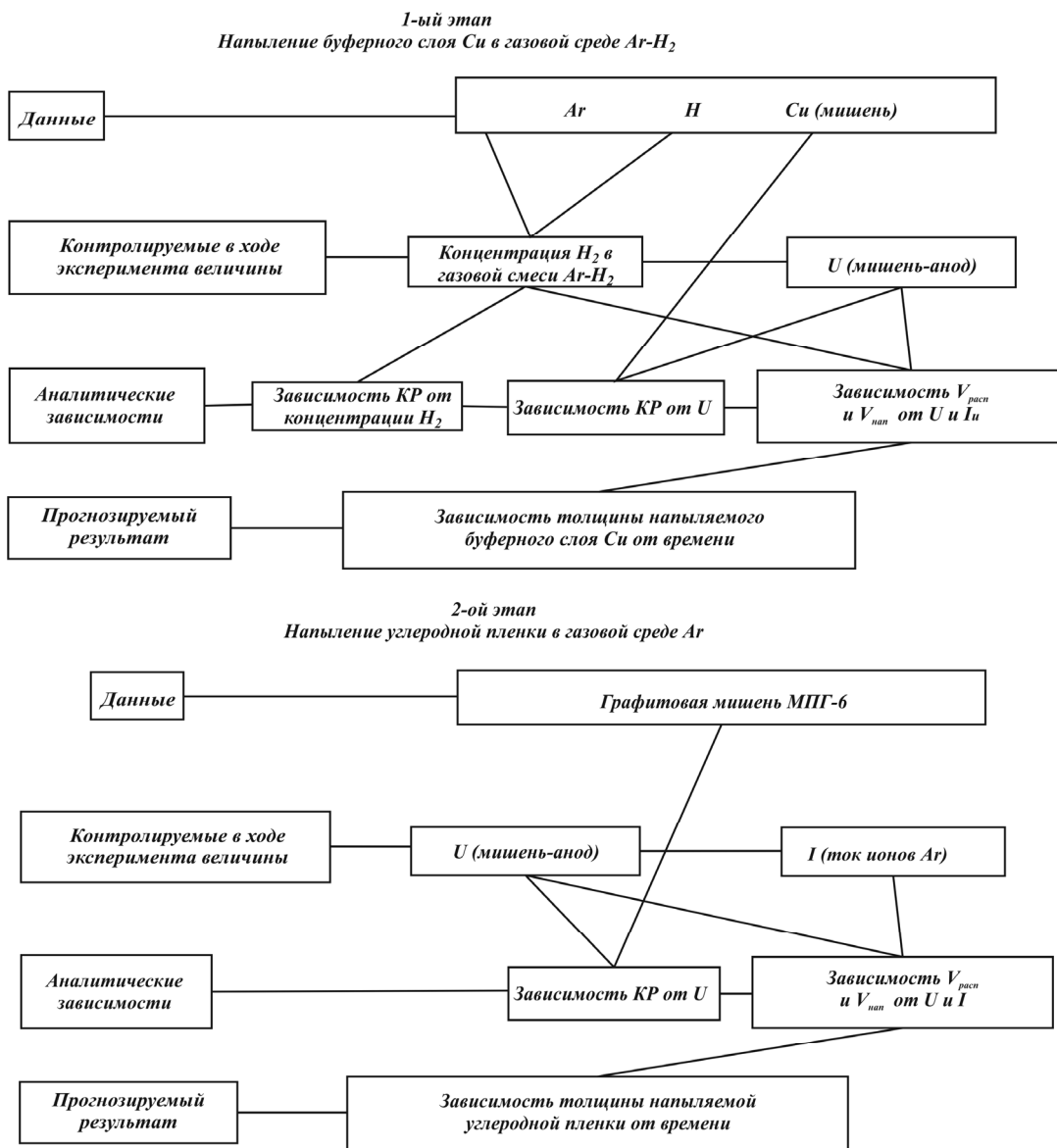


**Рисунок 8** – Зависимость скорости напыления углеродной пленки: *a* – от силы тока и приложенного напряжения, *б* – от ионного тока (1 – 800 В, 2 – 600 В, 3 – 400 В), *в* – от напряжения мишень-анод ( $I_u = 300 \text{ мА}$ ).

На рисунке 9 приведен график зависимости толщины напыляемой пленки углерода от времени.



**Рисунок 9** – Зависимость толщины пленки углерода от времени при значении ионного тока  $I_{и} = 300$  мА: 1 – 800 В, 2 – 600 В, 3 – 400 В.



**Схема 1.** Алгоритм процесса напыления углеродной пленки на буферный слой меди.

Как видно из приведенных графиков, значения технологических параметров для графита значительно меньше чем у меди. Это связано с тем, что энергия сублимации углерода ( $E_{\text{суб}} = 7.41$  эВ) почти в два раза превышает энергию сублимации меди.

На основании полученных аналитических зависимостей параметров напыления построено математическое описание (алгоритм) процесса напыления углеродной пленки на буферный слой меди, которое представлено на схеме 1.

### Заключение

Проведенные расчеты аналитических зависимостей технологических параметров процесса напыления углеродных пленок на буферном слое меди позволяют прогнозировать:

- оптимальную концентрацию водорода в газовой смеси, для насыщения им буферного медного слоя;
- интервалы рабочих напряжений мишень-анод;
- толщину напыляемых пленок и соответственно время экспериментов.

На основании расчетов построено математическое описание (алгоритм) процесса напыления углеродной пленки на буферном слое меди.

Разработанный алгоритм процесса напыления в совокупности с ранее проведенными теоретическими расчетами позволяют предложить теоретическую модель принципиально новой технологической методики дифференциального магнетронного напыления углеродных пленок.

*Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Комитета Науки МОН РК №1540/ГФЗ*

### References

- 1 A review of diamond synthesis by CVD processes, Michael Schwande, Knut Partes. Diamond and Related Materials, Volume 20, Issue 9, 2011, pp. 1287-1301.
- 2 Carbon Materials and Nanotechnology. Anke Krueger, Copyright © 2010 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, ISBN: 978-3-527-31803-2, pp. 475.
- 3 Preparation of diamond films with controllable surface morphology, orientation and quality in an overmoded microwave plasma CVD chamber. J. Wenga, J.H. Wanga, S.Y. Daia, L.W. Xiongb, W.D. Manb, F. Liub. Applied Surface Science, Volume 276, 2013, pp. 529-534.
- 4 Mansurov B. The influence of applied fields on the nucleation and growth of heteroepitaxial carbon films. Nanoscale devices – fundamentals and applications, R. Gross et al. (eds), 2006, Springer, Netherlands. -P. 387-399.
- 5 Danilin B.S. Primeneniye nizkotemperaturnoy plazmy dlya naneseniya tonkikh plenok. M.: Energoatomizdat, 1989. -328 s.
- 6 Sigmund P.. Theory of sputtering. I. Sputtering yield of amorphous and polycrystalline targets. – Physical Review, 1969, vol. 184, N 2. – P.. 383-416.
- 7 Pod red. R. Berisha. Raspyleniye tverdykh tel ionnoy bombardirovkoy. - M.: Mir, 1984, s. 233-234 (dlya medi), s. 223 (dlya grafita).
- 8 Danilin B.S., Kireyev V.YU. Ionnoye travleniye mikrostruktur. M.: Sovetskoye radio, 1979. -103 s.

УДК 536.46:532.517.4

С.И. Исатаев, Г. Төлеуов,  
М.С. Исатаев\*, Э.М. ЗульбухароваКазахский национальный университет имени аль-Фараби, НИИЭТФ,  
Казахстан, г. Алматы

\*E-mail: Muhtar.Isataev@kaznu.kz

**Тепловые и динамические характеристики ближнего поля течения  
трехмерной струи при наличии воздействия**

Цель данной работы заключается в экспериментальном исследовании когерентной структуры турбулентности в трехмерной струе. Было установлено, что в струйных течениях первоначально возникшие вихри не могут распасться на более мелкие, а попарно взаимодействуя друг с другом и сливаясь, образуют большой конгломерат вихрей, сохраняющих свою индивидуальность примерно до затухания струи по направлению течения. Экспериментально нами доказано, что максимальная частота турбулентных пульсаций не превышает частоту первичных крупномасштабных вихрей, образованных на начальном участке струйного течения.

При изучении трехмерных струй ранее было определено влияние начальных условий истечения и параметров управляющего воздействия на распределение скорости и температуры вдоль струи и в поперечных сечениях струи. Для объяснения обнаруженных особенностей в форме этих распределений необходимо более детальное исследование структуры организованных движений в ближней области течения трехмерных струй. Данная работа является продолжением исследований, направленных на выявление роли организованных вихревых движений в процессах смешения и теплопереноса в струйных течениях.

**Ключевые слова:** плоская свободная струя, крупномасштабные вихри, турбулентность, распределение скорости и температуры, дальнобойность.

С.И. Исатаев, Г. Төлеуов, М.С. Исатаев, Э.М. Зульбухарова  
**Әсер бар кездегі үшөлшемді ағыншадағы ағыстың жақын өрісінің жылулық және  
динамикалық сипаттамалары**

Жұмыстың мақсаты – үшөлшемді ағыншадағы турбуленттіліктің когеренттік құрылымдарын, олардың алысқа таралуын эксперименттік зерттеу. Ағыншалық ағындарда бастапқы туындаған құйындардың ұсақталып ыдырап кетпейтіндігі, ал қосақталып бір-бірімен әсерлесе отырып және қосылып, ағыс бағытында ағынша шамамен өшкенге дейін өзінің индивидуалдылығын сақтайтын, құйындардың үлкен конгломератын құрайтыны орнатылды. Турбуленттік пульсациялардың максималды жиілігі, ағыншаның бастапқы бөлімшесінде туындайтын бірінші реттік ірімасштабты құйындардың жиілігінен артапайтындығы эксперимент жүзінде дәлелденді.

Үшөлшемді ағыншаларды зерттеу кезінде ағыншаның өсі және көлденең қималарындағы жылдамдық пен температураның үлестірілуіне бастапқы шарттардың және сыртқы әсер параметрлерінің әсері бұрын анықталған болатын. Осы аңғарылған мәселелерді түсіндіру үшін үшөлшемді ағыншаның жақын облыстарында ірімасштабты құйындық құрылымдарды тереңірек зерттеу керек.

Осы жұмыс еркін ағыншалардың аэродинамикасына және жылутасымалдануына құйындық қозғалыстардың рөлін айқындауға қатысты зерттеулердің жалғасы болып табылады.

**Түйін сөздер:** жазық еркін ағынша, ірі масштабты құйындар, турбуленттік, жылдамдықтың және температураның таралуы, алысқа ұру.

S. Isatayev, G. Toleuov, M. Isatayev, E. Zulbuharova

**Heat and performance of flow field near three-dimensional jets in the presence of exposure**

The aim of this work is the experimental investigation of the coherent structure of turbulence in a three-dimensional jet, their maximum range. It was found that the jet streams originally appeared vortices can decay into smaller and mutually interacting with each other and merge to form a large conglomerate of eddies that retain their individuality until about the decay of the jet in the direction of flow. Experimentally, we have shown that the maximum frequency of turbulent fluctuations do not exceed the frequency of the primary large-scale vortices formed in the initial section of the jet stream.

When studying the three-dimensional jets previously defined effect of initial conditions and parameters the expiry of the control action on the velocity and temperature distribution along the jet and the cross sections of flow. For an explanation of the features found in the form of distributions to a more detailed study of the structure of organized movements in three-dimensional flow field near the jets.

This work is a continuation of studies aimed at identifying the role of organized vortex motions in the processes of mixing and heat transfer in the jet stream.

**Key words:** flat free jet, large-scale vortices, turbulence, velocity and temperature, range.

**Экспериментальная установка**

Для проведения опыта использовалась экспериментальная установка, оснащенная термоанемометрической аппаратурой и приборами, позволяющими измерять все основные характеристики течения, а также наблюдать и фотографировать теневую картину вихревого движения в исследуемой области.

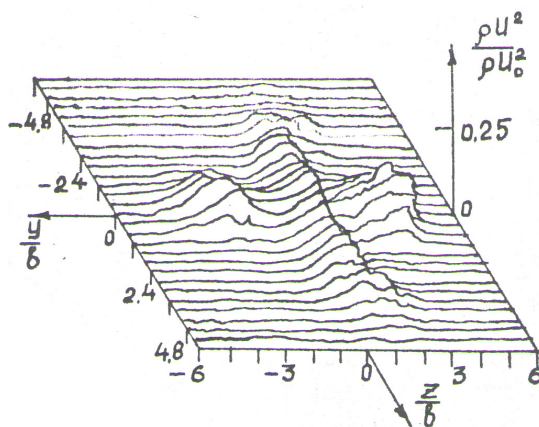
С целью получения более полной информации о пространственной форме вихревых возмущений в теневом приборе применялись цветные визуализирующие диафрагмы и диафрагмы специальной формы, позволяющие получать более контрастную картину на малых масштабах вихрей и дополнительные сведения о направлении и интенсивности изменения температуры внутри вихрей.

В процессе измерений тепловых и динамических характеристик одновременно

производилось наблюдение и фотографирование картины течения в двух проекциях с видом со стороны короткой и со стороны длинной кромок выходного сечения сопла. Пространственная форма вихрей выявлялась на основе сопоставления этих двух проекций при одной и той же фазе развития крупных вихрей генерированных воздействием.

При измерении скорости потока при наличии акустического воздействия нельзя пользоваться трубкой Пито, так как статическое давление отлично от атмосферного. Простым и достаточно надежным способом измерения скоростей и давлений в таком случае является метод встречных трубок Пито. Подробно этот метод описывается в работе [1].

На рисунке 1 приведен пример пространственного распределения  $\rho U^2 / \rho U_0^2$  в поперечном сечении трехмерной струи при большой амплитуде воздействующего сигнала.



**Рисунок 1** – Схема пространственного распределения  $\rho U^2 / \rho U_0^2$  в поперечном сечении трехмерной струи

Причина появления дополнительных спутных колоколообразных максимумов объясняется развитием и распадом крупных когерентных структур, генерированных воздействием. Формула этих структур в различных стадиях развития была изучена путем наблюдения и фотографирования цветной теневой картины течения.

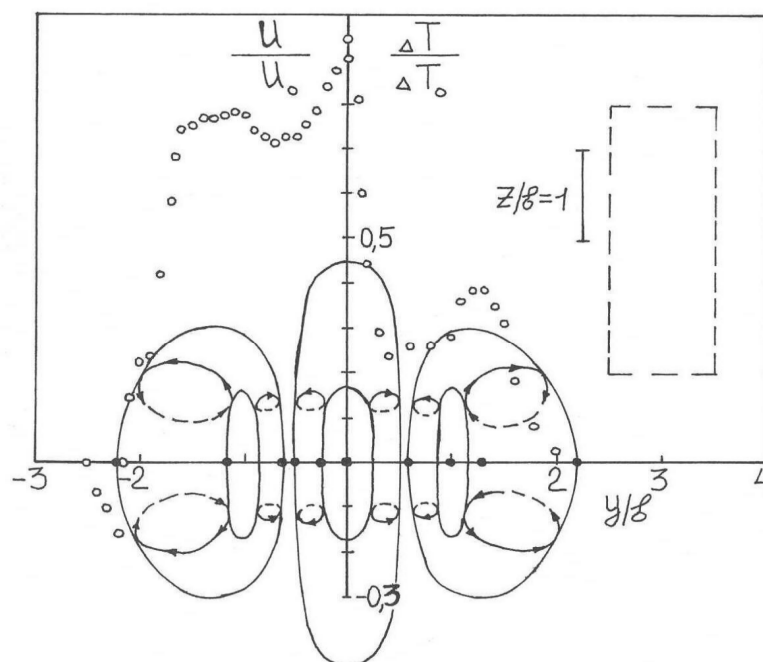
На рисунке 2 показан пример распределения безразмерной скорости и избыточной температуры в трехмерной струе при  $\lambda \approx 3$  ( $\lambda = a/b$  - параметр удлинения сопла, где  $a$  и  $b$  - размер длинной и короткой сторон выходного сечения сопла) на участке бифуркации вихревых возмущений, генерированных управляющим воздействием. Частота воздействующего сигнала соответствовала числу Струхала

$$Sh = f \cdot a / U_0 = 0,48,$$

где  $f$  - частота, рассчитанная по длинной стороне сопла.

На этих же рисунках приведены контуры периферийной части ядра вихревого возму-

щения с видом в направлении вдоль струи к выходному сечению сопла т.е. в плоскости  $yz$ . Приблизительная форма их получена на основе сравнения двух взаимно перпендикулярных проекций мгновенной теневой картины течения со стороны длинной и короткой кромок сопла и визуального наблюдения поведения пространственных профилей полного давления. По расположению этих профилей строились также размеры вихрей по оси, параллельной длинной стороне сопла ( $z$ ). По характерным особенностям (на рисунке они выделены жирными точками), наблюдаемым в профилях температуры и скорости, подбирались размеры вихрей по оси, параллельной короткой стороне сопла ( $y$ ). Например, две крайние жирные точки на оси абсциссы, соответствующие внешней границе крупных вихрей, показывают, что эта граница по своему направлению вращения имеет максимальную отрицательную скорость (пробуксовка вихря) и при этом соприкасается с окружающим холодным слоем воздуха.



$$U/U_0 - \lambda=3; \Delta T/\Delta T_0 - \lambda=2,66. U_0=6,03 \text{ м/с}; x/b=4; f=89 \text{ Гц}; T_0=324 \text{ К} (\Delta T_0=23,3\text{К})$$

**Рисунок 2** – Распределение безразмерной скорости и избыточной температуры в поперечном сечении трехмерной струи. Мгновенная картина бифуркации вихревых возмущений.

### Обсуждение результатов

Из анализа результатов наблюдения и фотографирования теневой картины течения следует, что происходит непрерывная деформация вихревого возмущения, сопровождающейся сложной траекторией сближения и перемыкания его частей, развивающихся со стороны коротких и длинных кромок сопла. Наличие минимума  $U/U_0$  на участке  $0,5 < y/b < 1$  при  $x/b = 4$  связано с образованием локализованной области, в которой линейная скорость вихря после завершения процесса перемыкания вихревого шнура вблизи оси струи и окончательного формирования вихревого тора направлена против основного потока (две жирные точки на указанном участке). В конечном счете, это и объясняет причину разрыва трехмерной струи на три части при акустическом на нее воздействии [1]. Пунктирной линией на рисунке обозначены контуры выходного сечения сопла для оценки размеров и относительного расположения вихревых возмущений.

При поступательно-вращательном переносе инертной массы, как это происходит в крупных вихрях, близлежащие части неподвижной окружающей холодной жидкости циркуляцией переносятся во внутрь нагретой струи, и изменяет распределение температуры в поперечном направлении. При акустическом воздействии, вихри укрупняясь по размеру, еще больше усиливают такой процесс и в результате приводят к возникновению резких

немонотонностей в профилях избыточной температуры.

Датчик температуры при перемещении поперек струи регистрирует более высокую температуру в центральной ее части, менее высокую в фокусах крупных вихрей, а между фокусами крайнего тора минимум ее значения (характерная жирная точка соответствующая  $y/b=1$  для  $x/b=4$ ). Минимальная избыточная температура соответствует области струи, образуемой переносом более холодных слоев воздуха.

Следует иметь ввиду также, что на рисунке 2 приведены средние характеристики  $U/U_0$  и  $\Delta T/\Delta T_0$ , однако сравнения проводятся с теневой картиной течения, получаемой при импульсном освещении и соответствующей мгновенной форме вихревых возмущений в измеряемом сечении. Поэтому профили средних характеристик необходимо рассматривать как осредненное суммарное поле, создаваемое средним течением и движущимися вихревыми структурами, имеющими в каждом сечении вполне определенную форму с собственными внутренними полями скорости и температуры.

Таким образом, генерированные воздействием вихревые структуры в каждом сечении имеют типичную форму, связанную с собственным внутренним полем скорости. Немонотонность в профилях средних характеристик обусловлены сложением среднего течения с осредненным полем, создаваемым движущимися вихревыми структурами.

### References

- 1 Isataev S.I., Ajnabekova S.S. Issledovanie pristennoj turbulentnoj strui, rasprostranjajushhejsja vdol' krivolinejnoj poverhnosti // Problemy fiziki gaza, plazmy i zhidkosti. – Almaty, 1998, V.2. – S. 37-49.

Ядролық физика.  
Ғарыш  
зерттеулері

Ядерная физика.  
Космические  
исследования

Nuclear Physics.  
Space  
Research

ӘОЖ 621.039.5.51

<sup>1</sup>А.А. Куйкабаева, <sup>2</sup>И.Н. Бекман, <sup>2</sup>И.М. Бунцева, <sup>3</sup>И.Л. Тажибаева

<sup>1</sup>Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ.

<sup>2</sup>Ломоносов атындағы Мәскеу мемлекеттік университеті, Ресей, Мәскеу қ.

<sup>3</sup>ҚР Ұлттық ядролық орталығы Атом энергия институты, Қазақстан, Курчатов қ.

### ВВР-К реакторындағы нейтрондармен сәулелендіру процесінде Li<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub> метатитанат литийден туындайтын тритийдің диффузиясы

Метатитанат литийге айнымалы термиялық әсер бар кезде литий-6-ның нейтрондармен ядролық реакциясы нәтижесінде туындайтын тритийдің бөлінуін зерттейтін реакторлық тәжірибенің нәтижесін талдаудың математикалық және программалық қамтамасыз етілуі ұсынылды. Титанат литий гранулаларының тритийлі бридерде қолданылуға жарамдылығын бағалауға қажетті газбөлінуінің негізгі шамалары есептелінді: газбөлінуінің үлесі, тритийді материалда ұстауы, ұстау уақыты, T<sup>+</sup>-тің көлемдік диффузиясы және НТ термодесорбциясының белсенділік энергиясы, осыларға сәйкес келетін тәжірибе алдындағы күшейткіштер. Тритийдің диффузиялық коэффициенті реакторлық сәулелендірудің тек алғашқы 10 айында белсенді ұлғаятыны, осыдан кейін эффективті диффузия коэффициенті  $1,3 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/сек мәнінде тұрақтанып өзгермейді немесе өте әлсіз өзгеріске ұшырайды.

**Түйін сөздер:** термоядролық реактор, бланкет, тритийдің туындауы, тритийдің диффузиясы, литийлі керамика, нейтрондық сәулелену, радиациялық ақаулар.

А.А. Куйкабаева, И.Н. Бекман, И.М. Бунцева, И.Л. Тажибаева  
**Диффузия трития, генерируемого в метатитанате лития Li<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub>  
в процессе облучения тепловыми нейтронами в реакторе ВВР-К**

Предложено математическое и программное обеспечение реакторных экспериментов, которое позволило интерпретировать результаты экспериментов по изучению выделения трития, непрерывно генерируемого в результате ядерной реакции лития-6 с тепловыми нейтронами при наличии переменных термических воздействий на метатитанат лития. Рассчитаны основные параметры газовой выделения, необходимые для оценки пригодности гранул из титаната лития для использования их в тритиевых бридерах: доля газовой выделения, удержание трития в материале, время удержания, энергии активации термодесорбции НТ и объемной диффузии T<sup>+</sup>, а также соответствующие им предэкспоненциальные (частотные) множители. Показано, что коэффициент диффузии трития активно увеличивается только первые 10 месяцев реакторного облучения метатитаната лития, затем эффективный коэффициент диффузии стабилизируется на значении примерно  $1,3 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/сек и в дальнейшем не меняется или меняется очень слабо.

**Ключевые слова:** термоядерный реактор, бланкет, наработка трития, диффузия трития, литиевая керамика, нейтронное облучение, радиационные дефекты.

А.А. Kuykabayeva, I.N. Bekman, I.M. Buntseva, I.L. Tazhibayeva,  
**Diffusion of tritium, generated in lithium methanetitanate Li<sub>2</sub>TiO<sub>3</sub>  
in process of warm neutron radiation in WWRK reactor**

Automation and processing software was developed for interpretation of the results of reactor experiments on tritium release study. Tritium was continuously generated as a result of nuclear reaction of lithium-6 and thermal neutrons under variable thermal impacts on lithium metatitanate. Main gas release parameters, which are necessary for

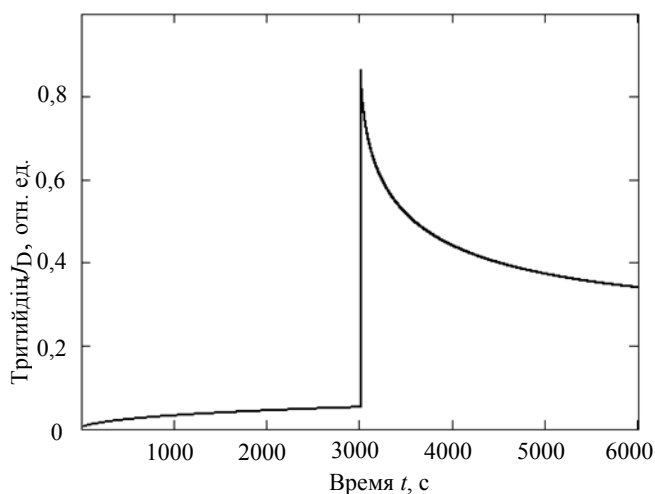
assessment of applicability to use the lithium titanate granules in tritium blankets, were calculated: tritium retention/release ratio, retention time, activation energy of HT thermodesorption, activation energy of  $T^+$  bulk diffusion, and corresponding pre-exponential (frequency) factors. It was shown that tritium diffusion coefficient was actively increasing during first 10 months of reactor irradiation of lithium metatitanate, then effective diffusion coefficient stabilized at the value of  $1.3 \times 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{s}$  and afterwards the coefficient didn't change or changed insignificantly.

**Key words:** fusion reactor, blanket, tritium generation, tritium diffusion, lithium ceramics, neutron irradiation, radiation defects.

### Кіріспе

Алдыңғы [1–4] жұмыстарда жазылғандай ВВР-К реакторында 96% литий-6 изотобымен байытылған  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$  ( $\text{Li}_2\text{TiO}_3 + 5\% \text{ mol TiO}_2$ ) литийлік керамикасын жылулық нейтрондармен ұзақ уақыт (5350 сағат, 15 кампания, тәжірибе ұзақтығы екі жылдай) сәулелендіру кезіндегі  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$  –дан тритийдің бөлінуі мен туындауы зерттелді. Литийдің жану деңгейі 23% болады. Тәжірибе барысында титанат литийден бөлінетін тритийдің ағыны мен температурасы үздіксіз және автоматты түрде өлшенеді. Шеңбер түріндегі үлгінің дегазациясы диффузияның классикалық механизмі (Фиктің диффузия заңына және Генридің ерітінді заңына бағынатын) 1-ші ретті шекаралық жағдайдағы көздерді (ядролық реакция есебінен туындау) және 1-ші ретті шекаралық жағдайдағы стоктар (тритийдің радиоактивті ыдырауы) есепке ала отырып қарастырылды.

Диффузия салдарынан қатты денеден тритийдің бөлінуіне қатысты есептерді шешуге Фиктің 2-ші заңын қолданғанда төмендегідей бірнеше қиындатылған жағдайларды ескеру керек:



**1-сурет.** Ядролық реакция кезіндегі шеңберден үздіксіз шығатын тритий ағынының диффузия коэффициентін сатылы өзгерткендегі уақытпен байланысы (математикалық модельдеу, сатылы қыздыру,  $D_1 = 10^{-9} \text{ cm}^2/\text{c}$ ,  $D_2 = 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{c}$ ,  $r_0 = 0,1 \text{ cm}$ )

- ядролық реакция кезінде тритийдің пайда болуы (көздің болуы);
- тритийдің радиоактивті ыдырауы (сток);
- тритийдің беттік қабатпен бірігуі (қалыңдығы атомның еркін жол ұзындығына тең).

### Реакторлық сәулелендіру үрдісіндегі литий керамика үлгісінен тритий ағынының өзгеруі

Үлгінің температурасы сатылы өзгергендегі шеңберден шыққан газ ағынының өзгеруін қарастырамыз. Диффузиялық тендеуді литийдің біркелкі таралуын ескере отырып материал көлемімен 1-ші ретті шекаралық жағдайда шешеміз. (1-сурет).

**Керамика үлгісін сатылы қыздыру.** Шеңбер тәрізді керамика үлгісінде тритий үзіліссіз және біркелкі бөлінеді.  $t_1$  уақытта үлгі  $T_1$  температурада ұсталынады. Содан кейін үлгі температурасы  $T_1$  мәнінен  $T_2$  –ге көтеріліп  $t_2$  уақыт бойы ұсталынады және т.с.с.  $T_1$ -ден  $T_2$ -ге қыздырған кезде диффузия коэффициенті  $D_1$  шамасынан  $D_2$  шамасына өзгереді де газдың ағыны да бірден жоғарылайды. (мұндағы  $T_1 < T_2$ , ал  $D_1 < D_2$ ). Газбөліну ағыны  $T_2$  «жаңа» температурада екі компоненттен тұратынын ескеру керек: Ағыны  $D_2$  диффузия коэффициентімен басқарылатын  $T_2$  температурада туған жаңа молекулалар:

$$J_2(t) = SQ \left[ \frac{r_0}{3} - \frac{2r_0}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 D_2 t}{r_0^2} \right\} \right], \quad (1)$$

мұндағы  $J_2$  [атом/с] –  $T_2$  температураға бөлінетін тритий атомының толық ағыны,  $S = 4\pi r_0^2$  [ $\text{cm}^2$ ] – шеңбер грануланьың беттік ауданы;  $r_0$  [см] – шеңбер радиусы;  $Q$  [атм/( $\text{cm}^3 \cdot \text{c}$ )] – көз қуаты (газдың бөліну жылдамдығы) және  $T_2$  температурада шеңберден белсенді шығатын  $T_1$  температурада туған  $t_1$  1-ші уақытта бөлініп үлгермеген «ескі» молекулалар (диффузиясы  $D_2$  коэффициент диффузиясымен басқарылады).

Шеңберден шығатын осындай типті молекулалар ағыны

$$J_1(t) = \frac{2 \langle C_{T_1} \rangle S D_2}{r_0} \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 D_2 t}{r_0^2} \right\}, \quad (2)$$

мұндағы  $\langle C_{T_1} \rangle$  [атом/см<sup>3</sup>] бірінші жақындаудағы  $t_1$  уақыттағы  $T_1$  температураға үлгіні қыздырғандағы орташа концентрациясы:

$$\langle C_{T_1} \rangle = \frac{r_0^2 Q}{D_1} \left( \frac{1}{15} - \frac{6}{\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^4} \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 D_1 t_1}{r_0^2} \right\} \right). \quad (3)$$

Егер  $T_1$  температурада  $t_1$  ұстау уақыты диффузияның тұрақты стационарлы жағдайын қалыптастыратындай жеткілікті үлкен болса,

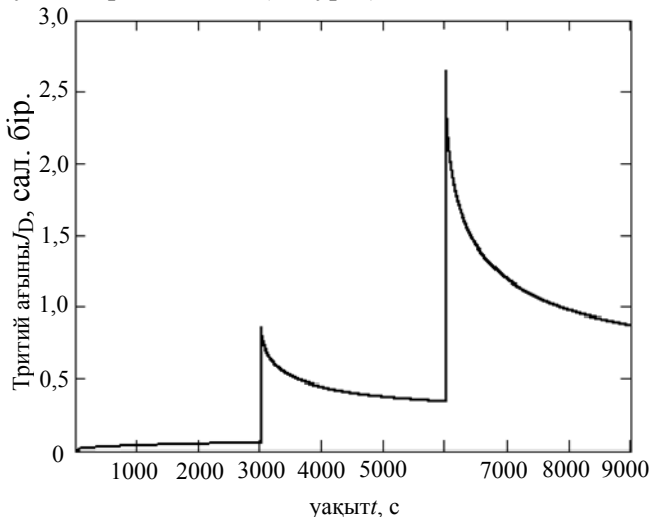
$$\langle C_{T_1, \infty} \rangle = \frac{r_0^2 Q}{15 D_1}, \quad (4)$$

есептеуді жеңілдетеді.

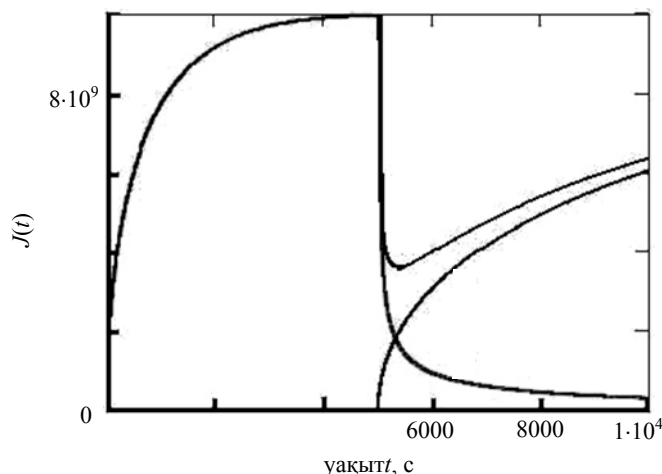
$T_2$  температурадағы шеңберден шығатын тритийдің ағыны келесі теңдеумен сипатталады:

$$J(t) = J_1 + J_2 = S Q \left[ 2 r_0 \frac{D_2}{D_1} \left( \frac{1}{15} - \frac{6}{\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^4} \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 D_1 t_1}{r_0^2} \right\} \right) \sum_{n=1}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 D_2 t}{r_0^2} \right\} + \left[ \frac{r_0}{3} - \frac{2 r_0}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 D_2 t}{r_0^2} \right\} \right] \right], \quad (5)$$

мұндағы  $D_1 - T_1$  температурадағы газдың диффузия коэффициенті,  $D_2 - T_2$  температурадағы  $t_1$  үлкен уақыт аралығында. (2- сурет).



**2-сурет.** Үлгіні сатылы қыздырғанда шеңберден тритийдің бөлінуі. (келесі шамадағы математикалық модельдеу:  $D_1 = 10^{-9}$  см<sup>2</sup>/с,  $D_2 = 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/с,  $D_3 = 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с,  $r_0 = 0,1$  см)



**3-сурет.** Үлгіні сатылы қыздырғанда шеңберден тритийдің бөлінуі (Грануланың алдыңғы температуралық деңгейінде тритий толығымен шықпаған:  $D_1 = 10^{-9}$  см<sup>2</sup>/с,  $D_2 = 10^{-8}$  см<sup>2</sup>/с,  $D_3 = 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с,  $r_0 = 0,1$  см): 1 – жоғары температурадағы тритийдің ағыны  $T_1$ ; 2 –  $T_2$  температурадағы ағын ( $T_2 < T_1$ ) – тритийдің пайда болуы жоқ кездегі; 3 –  $T_2 - T_1$  температурадағы ағын тритийдің бөлінуі бар; 4 – тритий бөлінуінің қосынды қисығы

$$J(t) = \frac{2Sr_0Q}{15} \frac{D_2}{D_1} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left\{-\frac{n^2\pi^2 D_2 t}{r_0^2}\right\} + SQ \left[ \frac{r_0}{3} - \frac{2r_0}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left(-\frac{n^2\pi^2 D_2 t}{r_0^2}\right) \right] \quad (6)$$

немесе

$$J(t) = QV \left( 1 + \frac{2}{5} \frac{D_2}{D_1} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left\{-\frac{n^2\pi^2 D_2 t}{r_0^2}\right\} - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left\{-\frac{n^2\pi^2 D_2 t}{r_0^2}\right\} \right), \quad (7)$$

Мұндағы  $V = (4/3)\pi r_0^3$  – шеңбер гранула ауданы.

Егер  $t = t_2$  болса  $T_2$  температурада жеткілікті жоғары болса газдың тұрақты ағыны орнайды

$$J = QV. \quad (8)$$

$T_1$  температурадан  $T_2$  температураға көшкенде шеңберден шыққан газ ағыны  $T_1$  заңы бойынша өзгереді:

$$J(T_1, t) = SQ \left[ \frac{r_0}{3} - \frac{2r_0}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left\{-\frac{n^2\pi^2 D_1 t}{r_0^2}\right\} \right] \quad (9)$$

$T_2$  заңға дейін:

$$J(t) = QV \left( 1 + \frac{2}{5} \frac{D_2}{D_1} \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left\{-\frac{n^2\pi^2 D_2 t}{r_0^2}\right\} - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left\{-\frac{n^2\pi^2 D_2 t}{r_0^2}\right\} \right). \quad (10)$$

Келесі  $T_3, T_4, T_5$  т.с.с. температураны сатылы қыздырғанда осы формула тұрақты газ ағынының іс-әрекетін сипаттайды.

$T_2$  температурадағы ағында тек диффузия коэффициенті ғана емес  $D_2/D_1$  қатынасы кіреді, өйткені сатылы қыздыру тәжірибесін жеке  $D_1$  және  $D_2$  – ні табу мүмкін емес.

Мысал ретінде 3 - суретте температура ұлғайғанда ядролық реакция барысында шеңберден бөлінетін тритий ағынының уақытпен өзгеруі көрсетілген. Алдымен ағын тұрақты мәнге ұмтыла ұлғаятыны көрініп тұр. (ішінше, диффузия коэффициенті). Температура жылдам өсу кезінде ағын бірден ұлғаяды, содан кейін бірінші температуралық деңгейдегі

мәніне дейін түседі. Температураның келесі жылдам өсу кезінде тағы да ағынның алдыңғыдан да көп өскені байқалады.

Біздің ойымызша, келесі температуралық саты толығымен дегазирленіп кетеді. Егер үлгіде тритий жеткілікті болса келесі температуралық сатыдағы газбөлінуіне тигізетін әсері айтарлықтай болады. Ағынның бұлай жүруі диффузия коэффициентін есептеуге мүмкіндік бермейді.

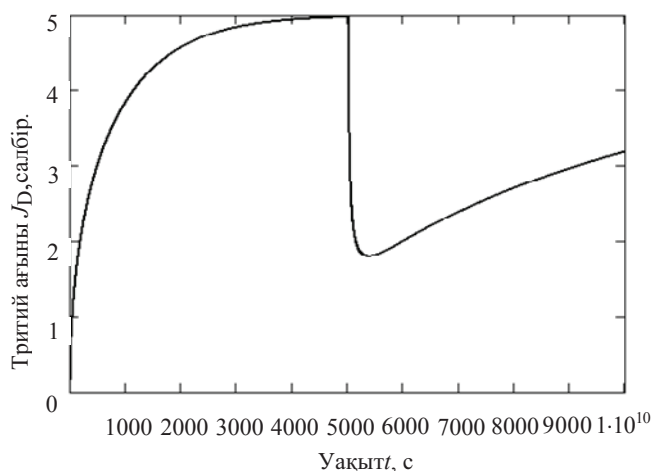
**Сәулелендіру кезіндегі литий керамикасын сатылы суыту.** Енді үлгіні сатылы суытқандағы тритий ағынының іс - әрекетіне көңіл бөлеміз. Мұнда  $T_1 < T_2, D_1 > D_2$ , газды ұстау уақытының айырмашылығы

$$\Delta\tau = \tau_2 - \tau_1 = \frac{\langle C_{T_2} \rangle - \langle C_{T_1} \rangle}{Q}. \quad (11)$$

Математикалық аппарат кішкене өзгерістерді енгізілгені болмаса солай қала береді.

Егер  $T_1$  – жеткілікті жоғары болса және  $t_1$  уақыты жеткілікті ұзақ болса шеңберде газ болмайды да яғни,  $\langle C_{T_1} \rangle = 0$  және ізінше,  $\Delta\tau = \frac{\langle C_{T_2} \rangle}{Q}$ . Бұл жағдайды әлденеше оңайлатады.  $T_2$  кезінде тритийдің ағыны келесі заңмен өзгереді

$$J_2(t) = SQ \left[ \frac{r_0}{3} - \frac{2r_0}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp \left\{ -\frac{n^2 \pi^2 D_2 t}{r_0^2} \right\} \right], \quad (12)$$



**4-сурет.** Алдыңғы температуралық сатыда пайда болған тритийдің қатысуымен шеңберден үздіксіз бөлінуі (сатылысуыту)

#### Титанатлитийдің кристалл торымен тритийдің диффузия коэффициентін анықтау

Литий керамикасын термоциклдеу кезінде нейтронның әсерінен литийден үздіксіз бөлінетін тритийдің тәжірибелік мәндерін өңдеуде алдыңғы тақырыптағы математикалық аппарат қолданылды. Грануланың дегазациясы жоғары болғандағы НТ және  $T_2$  бөлінуінің мәндері метатитанат литийдің кристаллдық торындағы тритонның ( $T^+$ ) диффузия коэффициентіне ауыстырылып сатылы қыздыру мәндерімен дәлме-дәлденді.

Жұмыста классикалық диффузия моделі бойынша алынған нәтижелерді өңдеу реакторда

$D_2$  диффузия коэффициентін табуға көмектеседі.

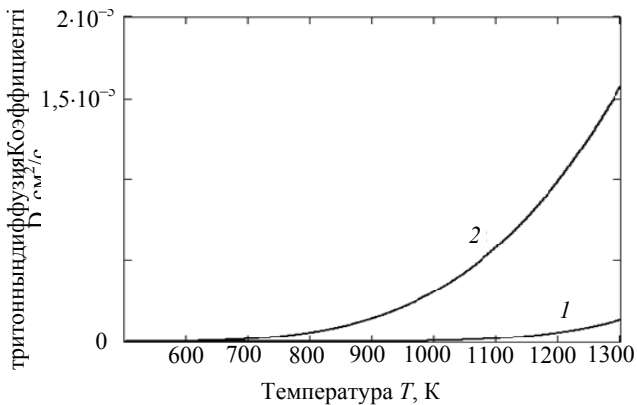
4 - суретте температураның сатылы төмендеуі кезінде шеңберден шығатын тритий ағынының өзгеруі көрсетілген. Температура бірден ауысқанда ағын бірден төмендейтіні көрінеді. Жеке дегазацияны (яғни, неғұрлым жоғары деңгейдегі тритийдің болуы) есепке алу температура өзгертін аумақтағы ағынның біркелкі түсуіне әкеледі. (яғни неғұрлым жоғары үлгідегі тритийдің болуы).

бір жыл литий керамикасын сәулелендіру кезінде диффузияның белсенділік энергиясы айтарлықтай төмендегені қатты дене матрицасындағы тритон ( $T^+$ ) диффузиясы және тритийдің (НТ және  $T_2$ ) үлгіден бөлінуі жүзеге асатын потенциалдық шұңқырлардың тереңдігінің азаюын көрсетеді. Бұл кезде диффундирлейтін тритийге қақпан болып әсер ететін экспоненциалындағы (энтропиялық) көбейткіш шамасының да азаюы диффузияға қол жетімді диффузиялық жолдардан азаюына куәлік болады.

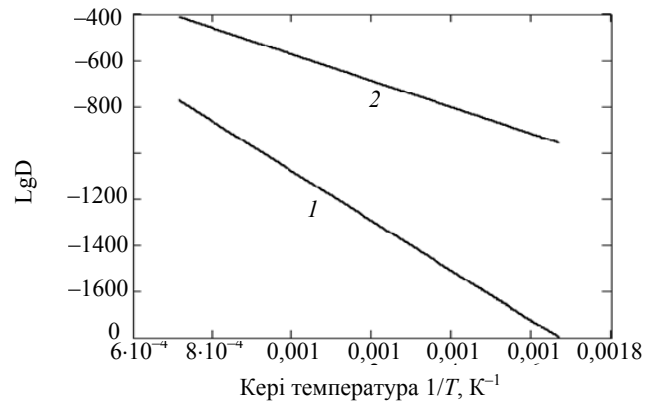
Біздің ылғидағыдай тритийдің көлемдік диффузиясының температуралық байланысын Аррениус заңымен сипаттаймыз:

$$D(T) = D_0 \cdot \exp \left( -\frac{E_D}{RT} \right), \quad (13)$$

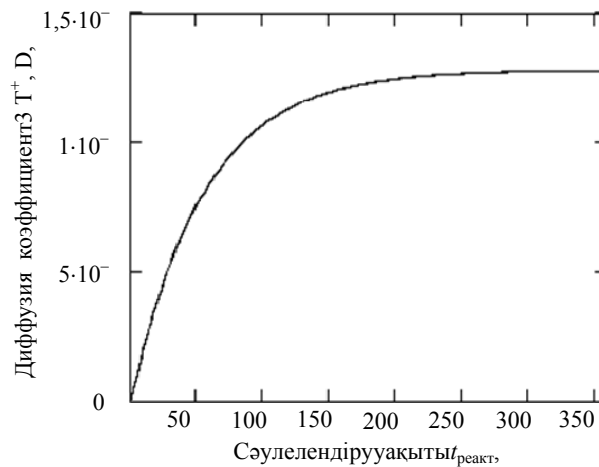
мұндағы  $D(T)$  –  $T$  температурадағы тритийдің диффузия коэффициенті;  $E_D$  диффузияның активті энергиясы;  $R = 8,3144$  Дж/(моль·К) – газ тұрақтысы;  $T$  – температура, К.



**5-сурет.** Жанудың әртүрлі сатысындағы  ${}^6\text{Li}$  - нитридийдің диффузия коэффициентінің литий керамикасы көлемімен температуралық байланысы: 1 – алғашқы реакторлық сәулелендіру кампаниясы; 2 – алғашқы реакторлық сәулелендіру кампаниясы



**6-сурет.** 5-сурет мәндерінің аррениустік координатадағы қисығы



**7-сурет.** Реакторлық тәжірибе кезіндегі метатитанат литийдегі тритийдің диффузия коэффициентінің уақытпен шамалы байланысы

Диффузия коэффициентінің  $T^{\text{аррениустік}}$  байланыстағы шамаларын бағалау келесі мәндерді берді  $D_{01} = 0,1 \text{ см}^2/\text{с}$  и  $E_{D_1} = 130 \text{ кДж/моль}$  литийдің алғашқы жану сатысына арналған (реакторлық тәжірибелердің алғашқы кампанияларында)  $D_{02} = 0,006 \text{ см}^2/\text{с}$  және  $E_{D_2} = 69 \text{ кДж/моль}$  соңғы кампанияларда. Реактордағы тритийлі керамиканың болуы тритийдің белсенділік энергиясының екі есеге кемуді және диффузия көбейткішінің экспоненциалының (энтропиялы) екі есеге және

диффузия трития почти в два раза и уменьшению тритий диффузиясының экспоненция алды екі есеге (энтропиялық) төмендеуіне әкелді.

5-суретте тритий жануының екі сатысына арналған диффузия коэффициентінің температуралық байланысы графиктік түрде келтірілген. 6-суретте олардың аррениустік масштабы көрсетілген. Әртүрлі температурада әр уақыттағы сәулелендіру кезіндегі метатитанат литийдің диффузия коэффициентінің кейбір мәндері 1-кестеде келтірілген.

**1-кесте** – Өртүрлі температурада әр уақыттағы сәулелендіру кезіндегі метатитанат литийдің диффузия коэффициентінің кейбір мәндері.

Реакторлық сәулелендіру кезіндегі алғашқы кампаниялар		Реакторлы сәулелендірудегі соңғы кампаниялар	
T, °C	Диффузия коэффициенті	T, °C	Диффузия коэффициенті
300	$1,35 \cdot 10^{-13}$	300	$3,0 \cdot 10^{-9}$
500	$1,59 \cdot 10^{-10}$	500	$1,28 \cdot 10^{-7}$
700	$1,02 \cdot 10^{-8}$	700	$1,17 \cdot 10^{-6}$

Енді реакторлық тәжірибе барысында тұрақты температурада тритийдің диффузия коэффициентінің өзгеру сипаттамасын жартылай

бағалауға болады (литийдің жануы). 500°C температурада бұндай байланысты бірінші жақындауда эмпирикалық формуламен өрнектеледі:

$$D(t_r) = 1,59 \cdot 10^{-10} + 1,28 \cdot 10^{-7} [1 - \exp(-0,018 \cdot t_r)], \quad (14)$$

мұндағы  $t_r$  – литий керамикасының сәулелену уақыты.

Бұл функцияның графигі  $D(t_r)$  - суретте көрсетілген. Алдыңғы байланыстан тритийдің диффузия коэффициенті тек алдыңғы он ай белсенді ұлғайып диффузияның эффективті диффузия коэффициенті  $1,3 \cdot 10^{-7}$  см<sup>2</sup>/с мәнінде тұрақтанып өзгермейді немесе аз өзгереді. Диффузия коэффициентінің шектік мәнге жетуі екі қарама - қарсы фактордың әсерінен болады: кристалл торлар түйіндеріндегі литий иондарының жоғалуына әкелу арқылы диффузиялық үрдісті жеңілдететін литийдің жануы; Диффундирлейтін тритийді қақпанға түсіріп ізінше,

диффузиялық үрдісті қиындататын жылдам нейтронның және сыртқы гамма сәулелендіру әсерінен пайда болатын радиациялық ақау.

#### Тритийді ұстау уақыты мен газбөліну үлесі

Бридер материалы ретінде тритийлі керамиканың жарамдылығын бағалағанда негізгі шама 0 – 1- ге дейінгі грануладан шығатын тритийдің ағынының газбөліну үлесі. 1-ден грануладан тритийдің ағынының тұрақталғаны делінді.

$G(t)$  [атом]  $t$  уақыттағы шеңберде қалған газдың мөлшері:

$$G(t) = 4\pi \int_0^{r_0} C(r, t) r^2 dr - \frac{4\pi}{3} r_0^3 C_{(0)} = \frac{8}{\pi} r_0^3 C_{(0)} \left[ \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp \left\{ - \left( \frac{n\pi}{r_0} \right)^2 Dt \right\} \right], \quad (15)$$

Немесе өлшемсіз түрде

$$g(t) = \frac{G(t)}{G_0} = \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp \left\{ - \frac{n^2 \pi^2 Dt}{r_0^2} \right\}, \quad (16)$$

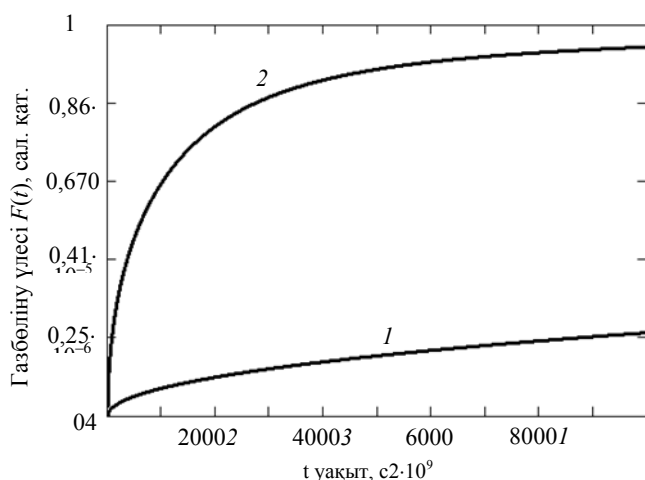
мұндағы  $G_0$  – уақыттың бастапқы кезіндегі үлгідегі газ мөлшері.

Шеңберден  $t$  уақыт аралығында бөлінген газ:

$$M(t) = \frac{4}{3} \pi r_0^3 C_{(0)} \left[ 1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp \left( - \frac{n^2 \pi^2 Dt}{r_0^2} \right) \right]. \quad (17)$$

Газбөлінуінің өлшемсіз үлесі:

$$F = \frac{M_t}{M_0} = 1 - \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left\{-\frac{n^2 \pi^2 D t}{r_0^2}\right\}. \quad (18)$$



**8-сурет.** 700 °С температурада бөлінген тритий үлесінің сәулелену уақытымен байланысы: 1 – сәулеленудің алғашқы кезеңі; 2 – сәулеленудің соңғы кезеңі  $1 \cdot 10^{10}$

диффузия коэффициентінің шамасына (яғни материал құрылымы және үлгі температурасы), гранула радиусіне және литий керамикасында тритийдің бастапқы пайда болуына кеткен уақытқа байланысты.

8 - суретте мысал ретінде реакторлық тәжірибенің бастапқы және соңғы сатыларына арналған (тұрақты мәннен үлес бойынша) 700 °С температурасындағы тритийдің бөліну үлесінің уақытқа байланыстылығы көрсетілген. Тритийдің пайда болуымен тритий ағыны уақыттың өсуімен тұрақты мәнге талпынады. Температура мен диффузия коэффициенті жоғарылағанда грануладан шыққан тритийдің

Тритийдің шеңбердегі орташа концентрациясы:

$$\langle C \rangle = C_{(0)} \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 D t}{r_0^2}\right); \quad (19)$$

$$F(t) = 1 - \frac{6r_0^8}{\pi^4 D t} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^4} (1 - \exp\left(-\frac{n^2 \pi^2 D \cdot t}{r_0^2}\right)) \quad (20)$$

ағыны тұрақты мәнге тезірек ұмтылады. Сәулелендірудің соңғы сатысында ағын тұрақтылығы алдыңғы сатыларға қарағанда тезірек орнады.

700 °С температурадағы сәулеленудің алғашқы сатысында тритийдің диффузия коэффициенті  $1,02 \cdot 10^{-8} \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $t = 1$  сағат уақытта газбөліну үлесі (тұрақты күйден пайызы) 13,1%, соңғы сатыдағы дәл осы температурадағы диффузия коэффициенті  $1,168 \cdot 10^{-6}$  және  $t = 1$  сағатта бөліну үлесі 84,4%. Сонымен біздің реакторлық тәжірибеде, 500 °С-тан жоғары тритийдің литийлі керамика грануласынан тұрақты бөлінуі басталғаннан кейін бірнеше сағаттан бірнеше сағаттан кейін тұрақтанды.

Материалды бридер материалы ретінде қолдану тритийді керамикада ұстау уақыты  $\tau$ -ға негізделген. Пайда болған тритий грануладан қаншалықты аз уақыт болса осы температурада, осы уақытта оны шығару дәрежесі жоғары болады және керамиканың бридер материалы ретінде құрылымы да жақсырақ. Ұстау уақытын келесі формуламен есептейді:

$$\tau(T) = \frac{r_0^2}{15 \cdot D(T) \cdot 3600 \cdot 24} (\text{сут}). \quad (21)$$

Мысал ретінде 2-кестеде ұстау уақытының кейбір мәндері келтірілген.

**2-кесте** –  $\tau$ [күн] әр түрлі температурада әр сатыдағы титанат литийдегі литий - 6 жануындағы тритийді ұстау уақыты

Температура, °С	Жағу сатысы	
	бастапқы	соңғы
300	$5,7 \cdot 10^4$	2,6
500	48,7	0,06
700	0,76	$6,6 \cdot 10^{-3}$

2 - кестеден біздің тәжірибе жағдайында 1 мм титанат литий грануласында 57 мың сағаттан 300 °С температурада және жанудың алғашқы 10 минутында 700 °С температурада литий-6 жануы 20%. Жоғары температурада тритийді ұстаудың аз уақыты басқарылатын термоядролық синтезді аспаптарда метатитанат литий негізгі бридер материалы ретінде қолданылу тиімділігін куәландырады.

### Баспадан шығарылған мәндермен алынған өлшеу нәтижелерін салыстыру

Литий-6 мен жоғары дәрежеде байытылған метатитанат литиймен жүргізілген тәжірибелердің ішінде тритий ағынының тіркелуімен жүргізілетін реакторлық тәжірибе осы уақытқа дейін жасалынбаған. Сондықтан да біздің алған өлшеу нәтижелерімізді басқа жұмыстармен тікелей салыстыру мүмкін емес. Бірақ титанат литийден тритийдің бөліну үрдісіне үлкен көңіл бөлінгендіктен кейбір паралельдерді жүргізуге болады.

Біздің зерттеулерге кішкене жақын болып келетін [5] жұмыс. Бұнда реакторда алдын ала жылы нейтрондармен  $4 \cdot 10^{18}$  н/см<sup>2</sup> үлесіне дейін сәулеленген әртүрлі мөлшердегі титанат литийінің монокристалдарынан (1–2 мм) изотермиялық тритийдің бөлінуі қарастырылған. 250–1100 °С температура аралығындағы газбөліну тритийдің көлемдік диффузиясымен бақыланады. Диффузия коэффициентінің температура шамасымен байланысы:  $D_0 = 0,1$  см<sup>2</sup>/сек и  $E_D = 104$  кДж/моль. Біздің үлеске қатысты есептеген мәндеріміз [5] жұмыс мәндерімен өте жақсы сәйкес келеді.

[6] жұмыста үлгіні сызықты қыздыру кезінде <sup>6</sup>Li және <sup>7</sup>Li табиғи изотоптары бар титанат литийден тритийдің бөліну үрдісі термодесорбциялық спектроскопия әдісімен қарастырылған. 20–24 сағат бойы гранулаларды вакуумдалған ампулада нейтрондар ағынымен  $(2-3,4)10^{13}$  н·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> сәулелендірді. Сәулелендіргеннен кейін үлгілерді термодесорбциялық спектроскоптауға және иондауға арналған камераларға ауыстырып 1, 2,5 немесе 5 °С /мин жылдамдықпен сызықты қыздыру жағдайындағы тритий ағынының уақытпен байланысын өлшеу нәтижелерін [7] жұмыстағы авторлармен жазылған математикалық апаратты қолданып өңдедік. Тритийдің интенсивті термодесорбциясы 100-250 °С – тан басталады 370–450 °С

температурада максимумға жетеді де тритийдің ағыны ақырындап төмендейді газбөліну тек 600 °С температурада тоқтайды. Үлгіден шыққан ағын 90% болғанда сутегі ( $\text{T}_2$  және НТ молекула), жоғары температурада үлгіден шыққан ағын су молекулалар (НТО молекуласы) түрінде бөлінеді. [6] жұмыс авторларының ойынша олардың алған нәтижелері титанат литийден тритийдің бөлінуі литий керамикасы бетіндегі титанат литийден молизация үрдісімен лимиттенеді. Десорбция моделі аясындағы қисықтардың анализі 2-ші ретті химиялық кинетикаға бағынатын 92 кДж/моль десорбцияның активтілігінің орта энергиясын береді. Литий-6-ның әр кезеңде жануы кезінде өлшенген тритийдің көлемдік диффузиясының белсенділік энергиясының мәні бір интервал аралығында болады:  $69 < E_D < 130$  кДж/моль. [8] жұмыста өлшенген десорбцияның жеке көбейткіші,  $k_0 = 3 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>. Бұл диффузия коэффициентімен есептегенде (метатитанат литий торының тұрақтылығын ескергенде 0,415 нм)  $D_0 = 5,2$  см<sup>2</sup>/с шаманы береді де осы жұмыстағы сәулеленудің алдыңғы кезеңіндегі мәні  $D_0 = 0,1$ , сәулелендірудің соңғы кезеңінде  $D_0 = 0,006$  см<sup>2</sup>/с.  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$  монокристалынан тритийдің реакторлық сәулеленуден кейінгі тритийдің бөлінуін [5] жұмыспен салыстыруға болады. Бұл жұмыста көрсетілгендей тритийдің белсенділік энергиясы тұрақты шама болады да температура ұлғайғанда ұлғаяды (493–533 К температурада 92 кДж/моль-ден 543–583 К температурада 139 кДж/моль-ге дейінгі аралықта болады). Авторлардың ойынша газбөліну термобелсенділігінің кинетикасына жауап беретін үрдіс ретінде тритийді аулау орталығы болып табылатын радиациялық ақаулардан тритийдің бөлінуі жүреді. Тритиймен сәулеленген литийлі керамикадан тритийдің бөліну динамикасына радиациялық ақауларды күйдіру айтарлықтай әсер етеді. [5] жұмыста  $\text{Li}_2\text{TiO}_3$ , үлгісінің сынғыштығымен байланысты ештеме байқалмады.

[8] жұмыста сатылы қыздыру әдісімен  $\text{LiAlO}_2$ -дегі тритий диффузиясының белсенділік энергиясы 141,5 кДж/моль болды,  $D_0 = 0,13$  см<sup>2</sup>/с, ал  $\text{Li}_2\text{O}$  - де температура өсу кезінде тритийді ұстау уақыты 56 кДж/моль белсенділік энергиясымен төмендейді [9]. Айта кетер жағдай, бұл жұмыста алынған  $D_0$  мәні біздің литий титанатты сатылы суыту кезіндегі мәнге өте жақын келеді.

Литийлі керамиканың әр түрлі құрылымдарында тритийдің жағдайы көптеген жұмыстарда қарастырылған, мысалы [10, 11] жұмыстарда. Кристалл торларда тритий әр түрлі диффузия коэффициентімен сипатталатын үш түрде бола алатыны көрсетілді:  $T^+$ ,  $T^0$  және  $H$ . Тритий литий торында иондармен ауысу қабілетіне ие, ол түйінарасынан өте алатын болса да литийлі вакансияда орналасады. Литийлі вакансияға түскендегі  $T^+$ - дан  $T^0$  қайтақұрылу эффектісі маңызды. Макроақауларда тритийдің микротесік және дислокациясында молекула формасында болатын сияқты. Тритийдің бөлінуі  $HT$  және  $T_2$  молекуласы түрінде жоғары температурада жүреді –  $HTO$  түрінде.

Өкінішке орай, осы уақытқа дейін литийлі керамикада тритийдің көлемдік диффузиясына нейтронды сәулеленудің әсері туралы түсінік анық емес. Баспадан шығарылған мәндер әзірше керамиканы жылдам нейтрондармен және гамма сәулелендірумен әсеріне қатысты сұрақтарға толығымен жауап бере алмайды

[12]. Беатрис II бөліктік тәжірибеде литийдің 5% жануына дейін  $Li_2O$  айтарлықтай өзгерістер болмайды. Осы уақытқа дейін ішкі сәулеленудің литийлі керамикада диффузия коэффициентіне әсерінің механизмі ұсынылмаған.

Бұл жұмыста титанат литий керамикасымен жұтылған жылдам нейтрондардың үлесін есептеуге және сәулелендіру жылы нейтрондармен реакторда жүргізілгеннен жылдам нейтрондардың көлемдік диффузияға әсері есептелмеген. Жылдам нейтрондармен сәулелендіру тритийдің химиялық формасының ( $T^+$ ,  $T^0$  немесе  $T$ ) және тритийдің кристалл торында орналасуында газбөлінуді термобелсендірлену өзгеруінде тритий диффузиясымен тікелей байланысы жоқ басқа үрдістерге әсер етуі мүмкін. Бұл жұмыста ядролық реакция салдарынан туындаған гелийдің литий керамикасындағы тритийдің диффузиялық шамаларына әсері қарастырылмады. Бұл жеке зерттеу нысаны болып табылады.

#### References

- 1 Tazhibayeva I., Kenzhin E., Chakrov P., Arinkin F., Gizatulin Sh., Becmuhambetov E., Shestakov V., Chihrai E., Kulsartov T., Kuikabaeva A., Kawamura H., Tsuchiya K. Ispolzovanie reactor WWRK dlya dlitelnih radiatsionnih ispitaniil tievoi keramiki  $Li_2TiO_3$  dlya blanketa TYAR. – VANT.CER. Termoyadernicintez, 2007, vyp. 2, c. 3–10.
- 2 Tazhibayeva I., Shestakov V., Kenzhin E., Chihrai E., Kulsartov T., Kuikabaeva A., Bekman I., Chakrov P., Gizatulin Sh., Kawamura H., Tsuchiya K. Narabotkatritia v litievoi keramike  $Li_2TiO_3$  dlya blanketa termoyadernogo reactor – VANT.CER. Termoyadernicintez, 2007, 2008, вып.2, c. 3–12.
- 3 Tazhibayeva I., Chikhray Y., Shestakov V., Kulsartov T., Kykabaeva A., Kawamura H. Measurement System for In-pile Tritium Monitoring from  $Li_2TiO_3$  Ceramics at WWRK. – J. Nucl. Mater., 2007, part 2., vol. 367–370, p.1028–1032.
- 4 Tazhibayeva I., Kulsartov T., Kenzhin E., Makcimkin O., Doronina T.A., Osipov I., Cilnyagina N., Turubarova L., Say K, Zheltov D., Kashirski V., Chihray E., Shestakov V., Kuikabaeva A., Kawamura H., Tsuchiya K. Struktura, sostav isvoitstva obluchennoi v reactore WWRK litievoi keramiki  $Li_2TiO_3$  +5% mol.  $TiO_2$  dlya tverdogo keramicheskogo blanketa Termo yadernogo reaktora. – VANT. Ser. Termoyadernicintez, 2008, vyp. 1, c. 3–12.
- 5 Botter F., Mouglin J., Rasneur B., Tistchenko S., Kopasz J. Mechanism of tritium release from lithium ceramics irradiated with neutrons. – In: 16th Symp. on Fusion Technology. Chile, 1990, c. 23–27.
- 6 Oyaidzu M., Morimoto Y., Sasaki M., Kimura H., Munakata K., Nishikawa M., Kawamoto K., Okada M., Okuno K. ESR study on annihilation process of radiation defects induced in solid tritium. – Breeding Materials by Neutron Irradiation, 2004, vol. 108, p. 42–45.
- 7 Abdou M.A., Wittenberg L.J., Maynard C.W. A fusion design study of nonmobile blankets with low lithium and tritium inventories. – Nucl. Techn., 1975, vol. 26, p. 400–419.
- 8 Raffray A.R., Cho S., Abdou M.A. Modeling of tritium transport in ceramic breeder single crystal. – J. Nucl. Mater., 1994, vol. 210, p. 212–220.
- 9 Badawi A., Raffray A.R. Analysis of tritium release from  $LiAlO_2$  in the TEQUILA experiment, using the MISTRAL code. – Fus. Eng. Des., 1991, vol. 17, p. 73–78.
- 10 Kawamura H., Tsuchiya K., Nakamichi M., Fujita J., Sagawa H., Nagao Y., Gohar Y., Ikeajima Y., Saito T., Sakurai S., Hisa I., Kumahara H., Nemoto N. Tritium release behavior from lithium titanate pebbles at low irradiation temperature. – In: Proc. of the 20th Symp. on Fusion Technology. – France, 1998, p. 1289–1292.
- 11 Tanufuji T., Yamak I.D., Jitsukawa S. Tritium release from neutron-irradiated  $Li_2O$  sintered pellets: isothermal annealing of tritium traps. – J. Nucl. Mater., 2004, vol., p. 1266–1269.
- 12 Stagle O., Kurasawa T., Verrall R., Hollenberg G.W. In-situ tritium recovery from  $Li_2O$  and  $Li_2ZrO_3$  irradiated in a fast neutron flux: BEATRIX-II, Phase I and II. – In: Ceramic breeder blanket interactions workshop. 1994, p. 1896–1906.

УДК 52(15):001.12/.18

\*М.Р. Нургужин, А.Н. Амирова

АО «НК «Қазақстан Ғарыш Сапары», Қазақстан, г. Алматы

\*E-mail: m.nurguzhin@gharysh.kz,

### Компетенция персонала как основа стратегического развития компании

В данной статье рассмотрены проблема и пути решения отбора и подготовки компетентного квалифицированного персонала технического профиля для реализации проектов космической отрасли Республики Казахстан. Показано, что в реализации задач, поставленных в рамках миссии и видения АО «НК «Қазақстан Ғарыш Сапары» исключительная роль отводится подготовке профессионально подготовленных инженерно-технических специалистов и менеджеров высокого уровня. Актуальность подготовки высококвалифицированных специалистов в области разработки, проектирования и создания космической техники продиктована реализацией ряда крупных инвестиционных проектов и мероприятий, нацеленных на создание базовых объектов космической отрасли Республики Казахстан. Особое внимание уделяется реализации пилотного проекта АО «НК «ҚҒС», это даст единую методологию и инструменты для определения компетенции и оценки персонала по его вкладу в реализацию стратегии развития АО «НК «ҚҒС», большой импульс для развития персонала и его мотивации нацеленной на конкретный результат. Внедрение процесса оценки компетенций персонала позволит усовершенствовать систему кадровой политики в АО «НК «ҚҒС», а также работу с кадровым резервом, что даст возможность удовлетворить их потребность в специалистах, обладающих сформированным нами в рамках исследования перечнем компетенций, необходимых для высококвалифицированного персонала в современных условиях. В результате исследования выявлено, что формирование качественного компетентного персонала на основе результатов оценки компетенций и последующее целенаправленное развитие персонала поспособствует повышению эффективности деятельности как компании, так и космической отрасли в целом.

**Ключевые слова:** космическая отрасль, стратегия развития, инновационные проекты, космические технологии, компетенция, персонал, обучение и повышение квалификации, стратегические партнеры, Национальный космический центр.

М.Р. Нургужин, А.Н. Амирова

#### Қызметкерлер құрамының құзыреті – компаниядағы стратегиялық даму негізі

Бұл мақалада Қазақстан Республикасының ғарыш саласының жобаларын іске асыру үшін техникалық бейінді білікті қызметкерлер құрамын іріктеу және даярлау проблемасы мен оны шешу жолдары қарастырылды. «Қазақстан Ғарыш Сапары»ҰК» АҚ миссиясы мен пайымдауы шеңберінде қойылған міндеттерді іске асыруда кәсіби даярланған инженерлік-техникалық мамандарды және жоғары деңгейдегі менеджерлерді даярлауға ерекше рөл берілетіні көрсетілген. Ғарыш техникасын әзірлеу, жобалау және жасау саласында біліктілігі жоғары мамандарды даярлау өзектілігі Қазақстан Республикасының ғарыш саласының негізгі нысандарын құруға бағытталған бірқатар ірі инвестициялық жобалар мен іс-шараларды іске асырумен байланысты. «ҚҒС»ҰК» АҚ ілкі жобасын іске асыруға ерекше назар аударылады, бұл «ҚҒС»ҰК» АҚ даму стратегиясын іске асыруға қызметкерлер құрамының үлесі бойынша құзыреті мен бағасын айқындау үшін бірыңғай әдіснама мен құралдар береді, бұл қызметкерлер құрамының дамуына және нақты нәтижеге бағытталған оның уәждемесіне зор түрткі болады. Қызметкерлер құрамының құзыретін бағалау үдерісін енгізу «ҚҒС»ҰК» АҚ кадр саясаты жүйесін жетілдіруге, сондай-ақ кадр резервімен жұмысты жетілдіруге мүмкіндік береді, бұл қазіргі жағдайларда біліктілігі жоғары қызметкерлер құрамы үшін қажет, біз қалыптастырған зерттеулер шеңберіндегі құзыреттер тізбесі бар мамандарға қажеттілікті қанағаттандыруға мүмкіндік береді. Зерттеу нәтижесінде, құзыретті бағалау нәтижелерінің негізінде сапалы білікті қызметкерлер құрамын қалыптастыру және қызметкерлер құрамының одан арғы мақсатты дамуы компания қызметі сияқты, сондай-ақ тұтас ғарыш саласының тиімділігін арттыруға ықпал ететіні айқындалды.

**Түйін сөздер:** ғарыш саласы, сала, даму стратегиясы, инновациялық жобалар, ғарыш технологиялары, құзырет, қызметкерлер құрамы, оқыту және біліктілігін арттыру, стратегиялық әрпітестер, Ұлттық ғарыш орталығы.

M.R. Nurguzhin, A.N. Amirova

### Competence of personnel is a base of strategic development of company

The problems and ways of solutions on selection and training of competent fit technical personnel to implement of space projects of the Republic of Kazakhstan are considered in this article. It is shown that fulfillment of tasks in the frame of mission and position of the JSC «NC «Kazakhstan Gharysh Sapary» is special role for training of professionally trained engineering and technical specialists and high level managers. Relevance of the training of high qualified specialists in the field of development, designing and creation of space-system engineering is dictated by the implementation of number huge investment projects and activities aimed on creation of basic space objects of the Republic of Kazakhstan. Special consideration is given to implementation of pilot project of the JSC «NC «Kazakhstan Gharysh Sapary» and it will give the uniform methodology and instruments to determine the personnel competence and evaluation under its contribution into the implementation of development strategy of the JSC «NC «Kazakhstan Gharysh Sapary», great impulse for personnel development and its motivation aimed on specific result. Introduction process of evaluation of personnel competence allows to improve the system of staff policy in the JSC «NC «Kazakhstan Gharysh Sapary» and also activities with candidate pool which gives the opportunity to meet their demand in specialists with the competence in the frame of research specified in our list required for high qualified personnel under current conditions. In the result of research it is detected that the formation of competent staff on the base of competence evaluation results and further purposeful development of personnel will assist the business improvement of Company and space industry as well.

**Key words:** space industry. Development strategy, innovational projects, space-system engineering, competence, personnel, training and raising of qualification, strategic partners, National Space Center.

#### Введение

Ключевым направлением индустриализации экономики Республики Казахстан является создание наукоемкой высокотехнологичной космической отрасли с мощным интеллектуальным кадровым потенциалом.

Инновационный и наукоемный характер космических технологий и техники, высокие стандарты, предъявляемые к качеству современной космической продукции, требуют кардинального пересмотра требований к топ-менеджменту, руководителям среднего звена, ИТР и техническому персоналу отрасли в целом.

В этих условиях крайне значимыми критериями для оценки персонала становятся уровень профессионализма, личные, деловые и моральные качества работника.

Именно этим обусловлена актуальность рассматриваемого вопроса. В настоящее время эффективность деятельности любой организации, в том числе, функционирующей в такой наукоемкой высокотехнологичной отрасли как Казкосмос, определяется компетенциями персонала, поскольку они влияют на формирование конкурентных преимуществ предприятия и стратегию его развития. Конкурентоспособность предприятия достигается за счет наличия у него организационных компетенций, в состав

которых входят и компетенции работников. В современных условиях требуется новый подход к методам стратегического управления, среди которых развитие компетенций персонала рассматривается как приоритетное направление в совершенствовании системы управления человеческими ресурсами.

Такая постановка задачи продиктована следующим.

#### Основная часть

В Государственной программе по форсированному индустриально-инновационному развитию Республики Казахстан на 2010-2014 годы (ГП ФИИР), утвержденной Указом Президента Республики Казахстан от 19 марта 2010 года № 958, сформулирована главная задача космической отрасли в среднесрочной перспективе – завершить к 2015 году создание первого этапа полноценной космической отрасли Казахстана, как наукоемкого и высокотехнологичного сектора экономики, способствующего ускорению индустриально-инновационного развития республики, укреплению национальной безопасности и обороны, развитию науки и высоких технологий [1].

Учитывая стратегическое значение космической отрасли для Республики Казахстан, Главой

государства Н.А. Назарбаевым перед правительством поставлена следующая задача:

«К 2030 году Казахстан должен расширить свою нишу на мировом рынке космических услуг и довести до логического завершения ряд начатых проектов. Я имею в виду сборочно-испытательный комплекс космических аппаратов в Астане, космическую систему дистанционного зондирования Земли, национальную систему космического мониторинга и наземной инфраструктуры, систему высокоточной спутниковой навигации» [2].

В целях достижения поставленной цели компания в настоящее время реализует – в весьма жестких условиях развития мировой экономики – ряд крупных инвестиционных космических проектов, направленных на создание основы космической индустрии Республики Казахстан.

Президентом Республики Казахстан Н.А. Назарбаевым в статье "Социальная модернизация Казахстана: двадцать шагов к обществу всеобщего труда" поставлена конкретная задача по созданию национальной системы квалификаций. Президент страны подчеркнул, что необходимо придать импульс всей работе по созданию национальной системы квалификаций, которая, по сути, является "дорожной картой", профессиональным лифтом для каждой профессии. Данная задача актуализируется в процессе вхождения Казахстана в число 50-ти наиболее конкурентоспособных стран мира. В условиях решения этой стратегически важной для страны задачи главными профессиональными качествами работника является его квалификация, чтобы в конечном итоге, когда человек приходил на предприятие, обладая необходимым сертификатом, работодатель понимал, что перед ним действительно компетентный специалист, готовый выполнять те трудовые функции, которые присутствуют в технологическом процессе [3].

Учитывая потребность экономики страны в создании эффективного механизма между сферой труда и образования в Трудовой кодекс республики внесена дополнительно глава «Национальная система квалификаций», в которой предусматривается определение соответствия компетенции специалиста на основе подтверждения соответствия квалификации, осуществляемого аккредитованными организациями в порядке, установленном законодательством республики.

Таким образом, результаты от реализации Плана поэтапной разработки национальной системы квалификаций позволят обеспечить выработку единых требований к содержанию профессиональной деятельности работников, отвечающих современным потребностям рынка труда, решить широкий круг задач в области управления персоналом (разработки систем мотивации и стимулирования работников, должностных инструкций, планирования карьеры), обеспечить внедрение механизма качества – оценка профессиональной подготовленности и подтверждения соответствия квалификации специалистов, что позволит:

- работодателям выбирать квалифицированных работников на рынке труда, улучшить экономические и управленческие характеристики, повысить качество работ, конкурентоспособность;

- работникам объективно оценивать и подтверждать свой профессиональный уровень, повысить востребованность на рынке труда, обеспечить социальную устойчивость [4].

В сложившейся ситуации стратегический подход к управлению человеческими ресурсами в подведомственных организациях космической отрасли становится ключевым фактором, что требует принципиально нового подхода к методам стратегического управления ресурсами, в т.ч. персоналом.

Управление персоналом в АО «НК «ҚҒС» тесно связано – в долгосрочном плане – со стратегическими целями и задачами компании, в среднесрочной перспективе – со спецификой его ключевых проектов.

Управление персоналом компании сформировано и утверждено в виде стандарта организации «Кадровая политика АО «НК «Қазақстан Ғарыш Сапары» [5].

В рамках данного стандарта установлены ключевые принципы и основные направления кадровой политики в области управления человеческими ресурсами АО «НК «ҚҒС», а также требования по ее реализации, мониторингу и контролю.

Для решения поставленной Главой государства задачи в АО «НК «ҚҒС» также внедряется новый пилотный проект «Разработка и внедрение системы управления компетентностью персонала Проектного офиса», формализованный

в стандартах компании: Стандарт организации «Требования к системе компетенции, оценки, развития и мотивации персонала Проектного офиса», а также Правила «Оценка деятельности персонала Проектного офиса», которые направлены на реализацию стратегии развития компании, достижение эффективного управления человеческим капиталом, сокращение расхождения между требуемой и существующей компетентностью персонала и обеспечение качества управления проектами. Поскольку АО «НК «ҚҒС» является проектно-ориентированной компанией, пилотный проект можно охарактеризовать как уверенную попытку сформировать систему компетенций, оценки и развития персонала, включающую все необходимые для результата компоненты. Система направлена на реализацию стратегии развития компании, достижение эффективного управления человеческим капиталом, сокращение расхождения между требуемой и существующей компетентностью персонала и обеспечение качества управления проектами. Оптимальной для результативного управления и выполнения проектов АО «НК «ҚҒС» является система, в которой персонал, участвующий в проекте, компетентен в осуществлении своей деятельности, мотивирован на развитие по результатам постоянной оценки и несет персональную ответственность. Система использует принципы кадровой политики компании [6].

В космической отрасли имеются хорошие возможности приобретения казахстанскими специалистами практического опыта и навыков создания космических аппаратов и трансфера космических технологий в рамках стратегического партнерства с зарубежными странами.

Одним из важных аспектов кадровой политики АО «НК «ҚҒС» является постоянное повышение квалификации персонала, а также создание условий для развития научно-технического потенциала персонала предприятия.

Повышение уровня квалификации работников позволяет создавать все более качественный и наукоемкий продукт, активно разрабатывать и внедрять новые технологии, а значит повышать конкурентоспособность продукции АО «НК «ҚҒС» как на казахстанском, так и международном рынках.

## Результаты и обсуждение

В настоящее время повышение квалификации персонала осуществляется по следующим направлениям:

1. Обучение казахстанских специалистов в рамках проектов «Создание сборочно-испытательного комплекса космических аппаратов (СБИК КА)» и «Создание космической системы дистанционного зондирования Земли РК (КС ДЗЗ РК) на производственных площадках Стратегического партнера EADS Astrium (г. Тулуза, Франция) и SSTL (г. Гилфорд, Великобритания).

2. Обучение специалистов специального конструкторско-технологического бюро космической техники по проекту «KazSat-3» в Красноярске (Российская Федерация).

3. Обучение специалистов на различных тематических семинарах по направлениям менеджмента:

- по системе менеджмента качества
- по управлению проектами (IPMA)
- по управлению рисками
- по вопросам стандартизации
- по управлению персоналом и другие.

4. Языковая подготовка специалистов.

В рамках данного направления только за первое полугодие 2013 года прошли обучение и повышение квалификации 43 работника АО «НК «ҚҒС».

По итогам деятельности компании за 1-го полугодия 2013 года из общего числа работников высшее образование имеют 265 работников. В настоящее время инженерно-техническими специалистами являются 183 работника или 69%, имеют академическую степень магистра 33 работника или 12,9% и бакалавра 79 работников или 30,6%.

Ученую степень доктора наук имеют 2 работника, доктора PhD – 2 работника, кандидата наук – 17 работников.

Приведенные данные свидетельствуют, что в настоящее время в компании стало формироваться высококвалифицированное ядро научно-технического персонала по проектированию и созданию космических технологий и техники инновационного характера.

Дополнительно помочь в развитии научно-технического потенциала компании призвано стратегическое сотрудничество с известными в мире брендами как EADS Astrium, IABG (Германия), SSTL (Великобритания), Leica Geosystems

(Швейцария) и др., через которых осуществляются трансферт инновационных технологий и современных знаний в отрасль, качественно повышая технико-технологический и инновационный потенциал персонала.

В этом плане активная плодотворная работа проводится по линии международного сотрудничества компании: ведущие специалисты компании постоянно участвуют в работе авиакосмических салонов, международных конференций по космической тематике, в компании проводится активная работа по развитию сотрудничества с ведущими космическими корпорациями зарубежных стран – EADS Astrium (Франция), IABG, SSTL (Великобритания), Rapid Eye (Германия), Nippon Electronic Corporation, Sumitomo Corporation, Hokkaido Intellectual Tank (Япония) КБ «Южный», Украина, Zenit (Россия).

Данные работы направлены на формирование высокоинтеллектуального и инновационно активного «ядра» персонала компании путем приобретения передовых опыта и знаний, сотрудничества со специалистами мирового уровня и ознакомления с современными разработками последнего поколения и основными тенденциями развития космических технологий и техники в мире.

При этом, одной из актуальных проблем в деятельности компании остается обеспечение структурных подразделений профессионально подготовленными специалистами, имеющими профильное базовое образование и практические навыки по проектированию, созданию и эксплуатации космических систем и комплексов.

В целях дальнейшего обеспечения космической отрасли высоко-квалифицированными специалистами прорабатываются вопросы целевой подготовки специалистов в ряде зарубежных вузов аэрокосмического профиля, учебных заведений в рамках Международной президентской программы «Болашак». Также предусмотрено стажировка специалистов на производственных площадках стратегического партнера в процессе реализации основных проектов.

Отдельно необходимо отметить высокий профессиональный уровень топ-менеджмента АО «НК «ҚҒС», что можно назвать сильной стороной компании. Высокий научно-технический потенциал руководства компании, опыт работы в производственной и научной сфере, в т.ч. космической деятельности, обеспечивает высокий

профессионализм и компетентность управленцев [4].

В соответствии с современным определением человеческого капитала, помимо обучения специалистов, компании необходимо создать условия для их эффективной работы.

Решение данной задачи предусмотрено в рамках реализации ряда ключевых инвестиционных проектов, в т.ч. проекта по созданию Национального космического центра (НКЦ). Целью проекта является создание обеспечивающей и социальной инфраструктуры для работников организаций космической отрасли Республики Казахстан, создание и развитие научно-образовательных и культурно-имиджевых объектов космической отрасли.

В результате завершения проектов организации космической отрасли Казахстана будут иметь административно-жилые здания, а также объекты социального, научно-образовательного и культурного назначения. Будут созданы соответствующие условия для высокоэффективного функционирования и развития Национального космического центра, подготовки, обучения и повышения квалификации кадров, обеспечения социально-бытовых условий для привлечения и закрепления высококвалифицированных специалистов в отрасли.

### **Выводы**

Для выживания в динамично изменяющейся социально-экономической обстановке компания должна обладать способностью к постоянным переменам.

Практика стратегического управления персоналом показывает, что в условиях перемен стратегические цели руководства компании определяют перспективы работы с персоналом, при этом значительную роль играет управление ключевыми компетенциями.

Решая задачу развития компетенции в системе управления персоналом в рамках стратегического подхода, представляется необходимым создание условий для развития компетенций, то есть необходимо учитывать влияние внешних, внутренних и внутриличностных факторов на управление компетенциями. Необходима система развития компетенций, как инструмента управления человеческими ресурсами, включающая функциональные, организационные и независимые факторы. При этом функциональ-

ные факторы влияют на результативность труда, организационные – на фактор мотивации, независимые – на эффективность работы всей компании.

Таким образом, экономически нестабильные времена могут пережить только те компании, которые состоят из сильных, эффективных и профессиональных людей. Определить такой

персонал компании и выявить дорогостоящий «балласт» поможет профессиональная оценка персонала на основе компетенций. Такой метод оценки является одним из важнейших инструментов для организации эффективной системы управления человеческими ресурсами, которая дает компании неоспоримые конкурентные преимущества в современных условиях рынка.

#### References

- 1 Gosudarstvennaya programma po forsirovannomu industrial'no-innovatsionnomu razvitiyu Respubliki Kazakhstan na 2010-2014 gody (GP FIIR), utverzhdennoy Ukazom Prezidenta Respubliki Kazakhstan ot 19 marta 2010 goda № 958
- 2 Poslaniye Prezidenta Respubliki Kazakhstan N.A. Nazarbayeva narodu Kazakhstana: Strategiya «Kazakhstan-2050»
- 3 Postanovleniye Pravitel'stva Respubliki Kazakhstan ot 18 iyunya 2013 goda № 616 «Ob utverzhdenii Plana po etapnoy razrabotki natsional'noy sistemy kvalifikatsiy
- 4 Strategicheskiy plan razvitiya Natsional'nogo kosmicheskogo agentstva Respubliki Kazakhstan na 2010-2014 gody, utverzhdennyy Postanovleniye Pravitel'stva Respubliki ot 3 marta 2010 goda № 170
- 5 ST KGS 00-305-10 Standart organizatsii. Kadrovaya politika AO «NK «Kazakstan Ġarysh Sapary»
- 6 ST KGS 00-305-10 Standart organizatsii. Trebovaniya k sisteme kompetentsii, otsenke, razvitiya i motivatsii personala Proyektnogo ofisa.

**МАЗМҰНЫ – СОДЕРЖАНИЕ**

<b>1-бөлім</b> <b>Плазма физикасы</b>	<b>Раздел 1</b> <b>Физика плазмы</b>	<b>Section 1</b> <b>Physics of plasma</b>
<i>М.Т. Габдуллин, Т.С. Рамазанов, Г.Б. Ахтанова, Р. Редмер</i>		
Состав плазмы бериллия .....		3
<i>Ж.А. Молдабеков, Т.С. Рамазанов</i>		
Исследование коллективных колебаний в двухмерной неидеальной плазме методом молекулярной динамики .....		9
<i>Н.Х. Бастыкова, С.К. Коданова, Т.С. Рамазанов</i>		
Моделирование параметров пылевой плазмы в смеси газов Ar-H <sub>2</sub> .....		13
<i>А.И. Кенжебекова, С.К. Коданова, Н. Бастыкова</i>		
Разработка математической модели диэлектрического барьерного разряда .....		21
<b>2-бөлім</b> <b>Конденсирленген күй физикасы және материалтану проблемалары</b>	<b>Раздел 2</b> <b>Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения</b>	<b>Section 2</b> <b>Condensed Matter Physics and Materials Science Problems</b>
<i>И.К. Бейсембетов, К.Х. Нусупов, Н.Б. Бейсенханов, С.К. Жариков, Б.К. Кенжалиев, Т.К. Ахметов, Б.Ж. Сеитов</i>		
Ионный синтез и свойства пленок карбида кремния и углерода .....		27
<i>I. Zharekeshev</i>		
Technology of photovoltaic modules: physical principles of functioning of solar cells .....		37
<i>К.С. Секербаев, В.Ю. Тимошенко, Т.И. Таурбаев</i>		
Влияние анизотропии формы кремниевых наноструктур на их оптические свойства .....		43
<i>Б.З. Мансуров, Б.С. Медянова, М.Е. Мансурова, Б.А. Алиев</i>		
Расчет технологических параметров процесса напыления углеродных пленок на буферном слое меди .....		49
<b>3-бөлім</b> <b>Жылу физикасы</b>	<b>Раздел 3</b> <b>Теплофизика</b>	<b>Section 3</b> <b>Thermal Physics</b>
<i>С.И. Исатаев, Г. Толеуов, М.С. Исатаев, Э.М. Зильбухарова</i>		
Тепловые и динамические характеристики ближнего поля течения трехмерной струи при наличии воздействия .....		58
<b>4-бөлім</b> <b>Ядролық физика. Ғарыш зерттеулері</b>	<b>Раздел 4</b> <b>Ядерная физика. Космические исследования</b>	<b>Section 4</b> <b>Nuclear Physics. Space Research</b>
<i>А.А. Құйкабаева, И.Н. Бекман, И.М. Бунцева, И.Л. Тажипбаева</i>		
ВВР-К реакторындағы нейтрондармен сәулелендіру процесінде Li <sub>2</sub> TiO <sub>3</sub> метатитанат литийден туындайтын тритийдің диффузиясы .....		62
<i>М.Р. Нургужин, А.Н. Амирова</i>		
Компетенция персонала как основа стратегического развития компании .....		72