ISSN 1563-0315 Индекс 75877; 25877

ӘЛ-ФАРАБИ атындағы ҚАЗАҚ ҰЛТТЫҚ УНИВЕРСИТЕТІ

ХАБАРШЫ

Физика сериясы

КАЗАХСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени АЛЬ-ФАРАБИ

ВЕСТНИК

Серия физическая

AL-FARABI KAZAKH NATIONAL UNIVERSITY

RECENT CONTRIBUTIONS TO PHYSICS

№3 (66)

Алматы «Қазақ университеті» 2018



ХАБАРШЫ

ФИЗИКА СЕРИЯСЫ №3 (66)



3(6)

ISSN 1563-0315 Индекс 75877; 25877

25.11.1999 ж. Казақстан Республикасының Мәдениет, ақпарат және қоғамдық келісім министрлігінде тіркелген

Куәлік №956-Ж.

Журнал жылына 4 рет жарыққа шығады

ЖАУАПТЫ ХАТШЫ Иманбаева А.К., ф.м.ғ.к. *(Қазақстан)* Телефон: +7(727) 377-33-46 E-mail: akmaral@physics.kz

РЕДАКЦИЯ АЛҚАСЫ:

Давлетов А.Е., ф.м.ғ.д., профессор – ғылыми редактор (Қазақстан) Лаврищев О.А., ф.м.ғ.к. – ғылыми редактордың орынбасары (Қазақстан) Әбишев М.Е., ф.м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Аскарова Ә.С., ф.м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Буртебаев Н., ф.м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Дробышев А.С., ф.м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Жаңабаев З.Ж., ф.м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Косов В.Н., ф.м.ғ.д., профессор (Қазақстан) Буфенди Лайфа, профессор (Франция) Иващук В.Д., ф.м.ғ.д., профессор (Ресей) Ишицука Эцуо, доктор (Жапония) Лунарска Элина, профессор (Польша) Сафарик П., доктор (Чехия) Тимошенко В.Ю., ф.м.ғ.д., профессор (Ресей) Кеведо Эрнандо, профессор (Мексика)

ТЕХНИКАЛЫҚ ХАТШЫ Дьячков В.В., ф.м.ғ.к. (Қазақстан)

Физика сериясы – физика саласындағы іргелі және қолданбалы зерттеулер бойынша бірегей ғылыми және шолу мақалаларды жариялайтын ғылыми басылым.



Ғылыми басылымдар бөлімінің басшысы *Гульмира Шаккозова* Телефон: +77017242911 E-mail: Gulmira.Shakkozova@kaznu.kz

Компьютерде беттеген Айгүл Алдашева

Жазылу мен таратуды үйлестіруші Керімқұл Айдана Телефон: +7(727)377-34-11 E-mail: Aidana.Kerimkul@kaznu.kz

ИБ № 12258

Басуға 20.09.2018 жылы қол қойылды. Пішімі 60х84 ¹/₈. Көлемі 9.8 б.т. Офсетті қағаз. Сандық басылыс. Тапсырыс № 5610. Таралымы 500 дана. Бағасы келісімді. Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университетінің «Қазақ университеті» баспа үйі. 050040, Алматы қаласы, әл-Фараби даңғылы, 71. «Қазақ университеті» баспа үйінің баспаханасында басылды.

© Әл-Фараби атындағы ҚазҰУ, 2018

1-бөлім

ТЕОРИЯЛЫҚ ФИЗИКА. ЯДРО ЖӘНЕ ЭЛЕМЕНТАР БӨЛШЕКТЕР ФИЗИКАСЫ. АСТРОФИЗИКА

Section 1

THEORETICAL PHYSICS. NUCLEAR AND ELEMENTARY PARTICLE PHYSICS. ASTROPHYSICS

Раздел 1

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА. ФИЗИКА ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ. АСТРОФИЗИКА IRSTI 29.01.07; 29.17.01; 29.05.03

Abishev M.*, Toktarbay S., Khassanov M., Abylayeva A.

Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty,*e-mail: abishevme@mail.ru

PROPAGATION OF A ELECTROMAGNETIC RADIATION IN THE STRONG MAGNETIC QUADRUPOLE AND GRAVITATIONAL FIELD

In the work, the nonlinear effect of the magnetic quadrupole field on the propagation of electromagnetic waves in the eikonal approximation of the parametrized post-Maxwell electrodynamics of the vacuum is calculated. Equations of motion **for** electromagnetic pulses transmitted in a strong magnetic field by two normal modes with mutually orthogonal polarization are constructed. The difference in propagation times of normal waves from the common source of electromagnetic radiation to the receiver is calculated. It is shown that the front and back parts of any hard radiation pulse due to the nonlinear electromagnetic influence of the magnetic quadrupole field turn out to be linearly polarized in mutually perpendicular planes, and the remaining part of the pulse must have elliptical polarization.

Key words: magnetic field, nonlinear electrodynamics, general relativity, polarization, quadrupole, electromagnetic radiation.

Әбішев М.*, Тоқтарбай С., Хасанов М., Абылаева А. Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: abishevme@mail.ru

Күшті магниттік квадруполь және гравиталиялық өрістердегі электромагниттік сәуленің таралуы

Жұмыста вакуумдағы бейсызық параметрленген постмаксвеллдық электродинамикасының эйконалды жуықтауындағы электромагниттік толқындардың таралуына квадрупольді магнит өрісінің әсері есептелген. Күшті магнит өрісінде өзара ортогоналды поляризациясы бар екі нормалды модалармен берілген электромагниттік импульстердің қозғалыс теңдеулері тұрғызылды. Электромагниттік сәулеленудің жалпы көзінен қабылдағышқа дейінгі қалыпты толқындардың таралу уақытының айырмашылығы есептелді. Кез келген қатаң сәуле импульсінің алдыңғы және артқы бөліктері магниттік квадрупольдің сызықты емес электромагниттік әсерінен өзара перпендикулярлы жазықтықтарда сызықты түрде поляризацияланған, ал импульстің қалған бөлігі эллипстік поляризацияға ие болатыны көрсетілген.

Түйін сөздер: магнит өрісі, сызықты емес электродинамика, жалпы салыстырмалық теориясы, поляризация, квадруполь, электромагниттік сәулелену.

Абишев М.*, Токтарбай С., Хасанов М., Абылаева А. Казахский национальный университет имени аль-Фараби,

Казахстан, г. Алматы, *e-mail: abishevme@gmail.com

Распространение электромагнитного излучения в сильном магнитном квадрупольном и гравитационном полях

В работе рассчитан нелинейный эффект магнитного квадрупольного поля на распространение электромагнитных волн в эйкональном приближении параметризованной постмаксвелловской электродинамики вакуума. Построены уравнения движения электромагнитных импульсов, передаваемых в сильном магнитном поле двумя нормальными модами с взаимно ортогональной поляризацией. Рассчитана разность времени распространения нормальных волн от общего источника электромагнитного излучения до приемника. Показано, что передние и задние части любого жесткого импульса излучения из-за нелинейного электромагнитного воздействия магнитного квадрупольного поля оказываются линейно поляризованными во взаимно перпендикулярных плоскостях, а оставшаяся часть импульса должна иметь эллиптическую поляризацию.

Ключевые слова: магнитное поле, нелинейная электродинамика, общая теория относительности, поляризация, квадруполь, электромагнитное излучение.

1. Introduction

According to the ideas of modern theoretical astrophysics [1-2], neutron stars have magnetic dipole fields, which on their surface reach values comparable with quantum electrodynamic induction $B_q = 4.41 \cdot 10^{13}$ Gs. In such fields, the nonlinearity of electrodynamics in a vacuum must appear, leading to the appearance of various physical effects [3-8]. Theoretical studies of such nonlinear electrodynamic processes use the post-Maxwellian approximation [9]. In this approximation, the Lagrangian of the nonlinear electrodynamics of vacuum is written in the parametrized form:

$$L = \frac{1}{32\pi} \Big\{ 2J_2 + \xi \Big[\big(\eta_1 - 2\eta_2 \big) J_2^2 + 4\eta_2 J_4 \Big] \Big\} - \frac{1}{c} j^m A_m ,$$

where $J_2 = F_{nk}F^{kn}$ and $J_4 = F_{nk}F^{km}F_{mi}F^{in}$ are invariants of the electromagnetic field tensor F_{kn} , $\xi = 1/B_q^2$, $\eta_{1,2}$ are postmaxwellian parameters whose magnitude is different in different theoretical models of nonlinear electrodynamics of vacuum.

2. The equations of the electromagnetic field

In the Heisenberg-Euler theory, which is a consequence of quantum electrodynamics, the numerical values **for** the parameters η_1 and η_2 differ $\eta_1 = e^2/(45\pi\hbar c) = 5.1 \cdot 10^{-5}$, $\eta_2 = 7 e^2/(180\pi\hbar c) = 9.0 \cdot 10^{-5}$, while in the nonlinear Born-Infeld electrodynamics they are equal to each other.

The equations of the electromagnetic **field with** have the form:

$$\frac{\partial}{\partial x^n} \left\{ [1 + \xi(\eta_1 - 2\eta_2)J_2]F^{mn} + 4\xi\eta_2 F^{mk}F_{kp}F^{pn} \right\}$$
$$\mathbf{h} = -\frac{4\pi}{c}j^m. \tag{1}$$

The second pair of equations of the electromagnetic field coincides with the corresponding equations of Maxwell's theory:

$$\frac{\partial F_{\mathrm{kn}}}{\partial x^m} + \frac{\partial F_{\mathrm{nm}}}{\partial x^k} + \frac{\partial F_{\mathrm{mk}}}{\partial x^n} = 0.$$

When studying the laws of propagation for weak electromagnetic waves in a strong external field F_{ik} the eikonal equation was used. Calculations have the propagation of a weak shown that electromagnetic wave according to the laws of nonlinear electrodynamics (1) in space-time with a metric tensor g_{nk} and in the presence of an external electromagnetic field occurs by geodesic of some effective pseudo-Riemannian space-time. The metric tensor of this space-time G_{nk} depends on the metric tensor g_{nk} , the quadratic combination of the electromagnetic field tensor $F_{ni}g^{im}F_{mk}$ and at $\eta_1 \neq$ η_2 it is different for waves of different polarization (nonlinear electrodynamic birefringence). While for the first normal wave the tensor G_{nk} has the form

$$G_{\rm nk}^{(1)} = g_{\rm nk} - 4\eta_1 \xi F_{\rm ni} g^{\rm im} F_{\rm mk}, \qquad (2)$$

for the second normal wave, having orthogonal polarization to the polarization of the first wave, the tensor differs by the second term coefficient:

$$G_{nk}^{(2)} = g_{nk} - 4\eta_2 \xi F_{ni} g^{im} F_{mk}.$$
 (3)

According to the Lagrange-Charpy theorem, this means that in order to find the trajectories along which the momentum of a weak electromagnetic wave propagates in the external field and determine the laws of its motion along these trajectories, we need to solve the equations of isotropic geodesic motion in the effective space-time with the metric tensor $G_{nk}^{(1,2)}$:

$$\frac{dK^{i}}{d\Sigma} + \Gamma^{i}_{mn}K^{m}K^{p} = 0, G^{(1,2)}_{nm}K^{n}K^{m} = 0, \quad (4)$$

where Γ_{mn}^{i} are Christoffel symbols of the space-time with a metric tensor $G_{nk}^{(1)}$ or $G_{nk}^{(2)}$, depending on the mode being studied, Σ is affine parameter, $K^{i} = dx^{i}/d\Sigma$ is a four-vector tangent to the corresponding isotropic geodesic.

3. Quadrupolar magnetic field components

We place the beginning of the Cartesian coordinate system at the point where the magnetic

quadrupole is located. Then, the components of the magnetic induction vector **B** of this quadrupole in a spherical coordinate system r, θ, ϕ will have the form:

$$B_{r} = -\frac{BR^{4}}{r^{4}} \left\{ \left[\frac{1}{2} \sqrt{\frac{5}{2}} \left(1 + 3\cos 2\theta \right) \right] \cos \chi_{1} - \left[3 \sqrt{\frac{5}{6}} \sin 2\theta \cos \phi \right] \sin \chi_{1} \cos \chi_{2} + \left[3 \sqrt{\frac{5}{6}} \sin^{2}\theta \cos 2\phi \right] \sin \chi_{1} \sin \chi_{2} \right\} \right\}$$

$$B_{\theta} = -\frac{BR^{4}}{r^{4}} \left\{ \left[\sqrt{\frac{5}{2}} \sin 2\theta \right] \cos \chi_{1} + \left[10 \sqrt{\frac{1}{30}} \cos 2\theta \cos \phi \right] \sin \chi_{1} \cos \chi_{2} - \left[\sqrt{\frac{5}{6}} \sin 2\theta \cos 2\phi \right] \sin \chi_{1} \sin \chi_{2} \right\}$$

$$B_{\phi} = \frac{BR^{4}}{r^{4}} \left\{ 5 \sqrt{\frac{2}{15}} \cos \theta \sin \phi \sin \chi_{1} \cos \chi_{2} - \sqrt{\frac{10}{3}} \sin \theta \sin 2\phi \sin \chi_{1} \sin \chi_{2} \right\},$$

where *R* is the neutron star radius, *B* is the magnetic field at the stellar surface, $\chi_1[0,\pi]$ and $\chi_2[0,2\pi]$ are two angles specifying the particular geometry of the quadrupole magnetic field.

However, for further calculations it is more convenient for us to use a rectangular Cartesian coordinate system. Re-designating the constants *B*, χ_1 and χ_2 in accordance with relations

$$B_0 = B\sqrt{1 + 2\cos^2\chi_1},$$
$$\cos\xi = \frac{\sqrt{3}\cos\chi_1}{\sqrt{1 + 2\cos^2\chi_1}},$$
$$\sin\xi = \frac{\sin\chi_1}{\sqrt{1 + 2\cos^2\chi_1}},$$

we obtain:

$$B_{x} = \sqrt{\frac{5}{6}} \frac{B_{0}R^{4}}{r^{7}} \{x[r^{2} - 5z^{2}]f_{1} + 2z[5x^{2} - r^{2}]f_{2} + x[5z^{2} - 3r^{2} + 10y^{2}]f_{3}\}$$
$$B_{y} = \sqrt{\frac{5}{6}} \frac{B_{0}R^{4}y}{r^{7}} \{[r^{2} - 5z^{2}]f_{1} + 10xzf_{2} + [3r^{2} - 10x^{2} - 5z^{2}]f_{3}\},$$
$$B_{z} = \sqrt{\frac{5}{6}} \frac{B_{0}R^{4}}{r^{7}} \{z[3r^{2} - 5z^{2}]f_{1} + 2x[5z^{2} - r^{2}]f_{2} - 5z[x^{2} - y^{2}]f_{3}\},$$

where to abbreviate the notation: $f_1 = \cos\xi, f_2 = \sin\xi \cos\chi_2, f_3 = \sin\xi \sin\chi_2$, at that $f_1^2 + f_2^2 + f_3^2 = 1$.

Suppose that an electromagnetic pulse is emitted from a certain point $\mathbf{r} = \mathbf{r}_s = \{x_{s,y_s,z_s}\}$ at time $t = t_s$. We assume that at the point $\mathbf{r} = \mathbf{r}_d = \{x_{d,y_d,z_d}\}$ there is an electromagnetic radiation detector. We orient the axes of the Cartesian coordinate system so that the source and the electromagnetic radiation detector lie in the *XOZ* plane, and the *Z* axis is directed so that the following conditions are fulfilled: $x_s = x_d$, $y_s = y_d = 0$. Then $\mathbf{r}_s = \{x_s, 0, z_s\}$, and $\mathbf{r}_d = \{x_s, 0, z_d\}$. As in [19], we will consider the propagation of pulses of only X-ray and gamma frequencies, for which the influence of the magnetosphere of a pulsar and a magnetar can be neglected.

Let us find out by which rays the electromagnetic pulses will propagate from the point \mathbf{r}_s to the point \mathbf{r}_d , and also determine the laws of motion of electromagnetic pulses along these rays.

We find the components of metric tensors $G_{nk}^{(1,2)}$ of the effective pseudo-Riemannian space-time (3) -(4) for the problem under consideration:

$$\begin{split} G_{00}^{(1,2)} &= 1 , G_{\alpha\beta}^{(1,2)} = \\ &= -\delta_{\alpha\beta} \big[1 + 4\eta_{1,2} \, \xi B^2(r) \big] + 4\eta_{1,2} \xi B_\alpha(r) B_\beta(r). \end{split}$$

The vector **B** of the magnetic quadrupole entering into these expressions must be taken with the Maxwellian accuracy.

The equations of geodesics in space-time (2) -(3), can be written by differentiating not with respect to the parameter Σ , but in the coordinate z in accordance with expression $d/d\Sigma = K^3 d/dz$.

4. Calculation of the delay time

Our equations are nonlinear, for which the usual methods of integration are not applicable. However, they contain a small parameter ξB_0^2 . Therefore, we represent expressions $x = x_{1,2}(z), y = y_{1,2}(z)$ and $t = t_{1,2}(z)$ in the form of expansions with respect to this small parameter:

$$t_{1,2}(z) = t_0(z) + \eta_{1,2}\xi B_0^2[t(z) - t(z_s)],$$

$$x_{1,2}(z) = x_0(z) + \eta_{1,2}\xi B_0^2 \left[X(z) - X(z_s) + \frac{(z - z_s) \left[X(z_s) - X(z_d) \right]}{(z_d - z_s)} \right],$$

$$y_{1,2}(z) = y_0(z) + \eta_{1,2}\xi B_0^2 \left[Y(z) - Y(z_s) + \frac{(z - z_s) \left[Y(z_s) - Y(z_d) \right]}{(z_d - z_s)} \right]$$

. . . .

Since the electromagnetic pulse at time $t = t_s$ was at the point $\mathbf{r} = \mathbf{r}_s$, and the ray must pass through the points $\mathbf{r} = \mathbf{r}_s \mathbf{\mu} \mathbf{r} = \mathbf{r}_d$, we obtain:

$$x_0(z_s) = x_0(z_d) = x_s, y_0(z_s) =$$
$$= y_0(z_d) = 0, t_0(z_s) = t_s.$$

Then in the Maxwellian approximation we will have:

$$c\frac{d^2t_0(z)}{dz^2} = \frac{d^2x_0(z)}{dz^2} = \frac{d^2y_0(z)}{dz^2} = 0,$$

$$c^{2} \left(\frac{\mathrm{dt}_{0}(z)}{\mathrm{d}z}\right)^{2} - \left(\frac{\mathrm{dx}_{0}(z)}{\mathrm{d}z}\right)^{2} - \left(\frac{\mathrm{dy}_{0}(z)}{\mathrm{d}z}\right)^{2} = 1.$$

From these equations it follows that:

$$t_0(z) = t_s + \frac{z - z_s}{c}, x_0(z) = x_s, y_0(z) = 0$$

e have:

We

$$\begin{aligned} \frac{\mathrm{dt}(z)}{\mathrm{dz}} &= \frac{2}{c} \left\{ B_x^2 + B_y^2 \right\} = \frac{5R^8}{3c} \left\{ \frac{25x_s^5}{r^{14}} \left[4z f_2(f_1 - f_3) + x_s(1 - 2f_1f_3 - 5f_2^2) \right] + \right. \\ &+ \frac{20x_s^3}{r^{12}} \left[z f_2(3f_3 - 5f_1) + x_s(f_3^2 + 9f_2^2 + 3f_1f_3 - 2) \right] + \frac{4f_2^2}{r^8} + \\ &+ \frac{4x_s}{r^{10}} \left[2z f_2(2f_1 - f_3) + x_s(4 - 4f_1f_3 - 15f_2^2 - 3f_3^2) \right] \right\}, \end{aligned}$$

where in the approximation under consideration $r = \sqrt{z^2 + x_s^2}.$

Integrating this equation, we find the dependence of t(z):

$$t(z) = \frac{5R^8}{6c} \left\{ \frac{50x_s^5}{3r^{12}} f_2(f_3 - f_1) - \frac{8f_2^2z}{7r^8} + \frac{4x_s^3}{r^{10}} f_2(5f_1 - 3f_3) + \frac{x_s}{r^8} f_2(2f_3 - 4f_1) + \frac{25x_s^4z}{6r^{12}} (1 - 5f_2^2 - 2f_1f_3) - \frac{x_s^2z}{12r^{10}} (41 - 48f_3^2 - 157f_2^2 - 34f_1f_3) + \frac{5}{512x_s^7} \left[a \tan\left(\frac{z}{x_s}\right) + \frac{zx_s}{r^2} + \frac{2zx_s^3}{3r^4} + \frac{8zx_s^5}{15r^6} + \frac{16zx_s^7}{35r^8} \right] \left[35 - 182f_1f_3 + 193f_2^2 + 336f_3^2 \right] \right\}$$
(13)

For the functions X(z) and Y(z) we obtain the following equations:

Integrating these equations, we find:

$$\begin{split} X(z) &= \frac{25R^8}{3072x_s^8} \{z(1274f_1f_3 - 1596f_2^2 - 245f_1^2 - 2597f_3^2) - \\ &+ \frac{5R^8x_s^2}{72r^{10}} \{16z(13f_1 - 7f_3)f_2 + x_s(83f_1^2 - 118f_1f_3 - 284f_2^2 + 35f_3^2)\} + \\ &+ -64x_s(f_1 + 13f_3)f_2\}atan\left(\frac{z}{x_s}\right) + \frac{125R^8x_s^4}{36r^{12}} \{4z(f_3 - f_1)f_2 - \\ &+ \frac{5R^8}{576r^8} \{x_s(145f_3^2 + 524f_2^2 + 46f_1f_3 - 287f_1^2) - 192z(f_1 + 2f_3)f_2\} + \\ &+ \frac{5R^8}{1152x_s^2r^6} \{x_s(35f_1^2 + 228f_2^2 - 182f_1f_3 + 371f_3^2) - 64z(f_1 + 13f_3)f_2\} + \\ &+ \frac{25R^8}{4608x_s^4r^4} \{x_s(245f_1^2 - 1274f_1f_3 + 1596f_2^2 + 2597f_3^2) - 320z(f_1 + 13f_3)f_2\} + \\ &+ \frac{25R^8}{9216x_s^6r^2} \{x_s(245f_1^2 - 1274f_1f_3 + 1596f_2^2 + 2597f_3^2) - 192z(f_1 + 13f_3)f_2\} + \\ &+ \frac{25R^8}{9216x_s^6r^2} \{x_s(245f_1^2 - 1274f_1f_3 + 1596f_2^2 + 2597f_3^2) - 192z(f_1 + 13f_3)f_2\}, \\ &Y(z) = 0. \end{split}$$

Let us consider the effects of the nonlinear electrodynamic action of the magnetic quadrupole field on the electromagnetic wave.

Estimates show that when $B_0 \sim 10^{13}$ G the angle β can reach several angular seconds. However, because of the large distance between pulsars and the Earth, compared with the radii of pulsars, the angles of non-linear electrodynamic curvature of rays from the solar system can not be measured.

Further, for $\eta_1 \neq \eta_2$ because of the nonlinearelectrodynamic birefringence, each electromagnetic pulse emitted at the point $\mathbf{r}_0 = \{q, 0, z_0\}$, splits into two pulses, one of which is carried by the first normal wave and the other by the second normal wave having orthogonal polarization. These pulses move to the receiver along different beams, spending on this way different time.

We calculate the delay time of the electromagnetic pulse carried by the first normal wave, in comparison with the propagation of the momentum carried by the second normal wave.

$$\Delta t = \frac{25\pi(\eta_1 - \eta_2)\,\xi B_0^2 R^8}{3072 x_s^7 c} \times [35 - 182f_1 f_3 + 193f_2^2 + 336f_3^2]$$

The presence of a non-zero value of Δt leads to the appearance of unusual polarization properties for an electromagnetic pulse. These properties are a consequence of the different magnitude of the propagation velocity of two modes in an external magnetic field. Indeed, suppose that a pulse of an arbitrarily polarized hard radiation of finite duration T. Because of the birefringence of the vacuum, it splits into two modes, polarized in mutually perpendicular planes, with the leading edges of these modes coinciding at the initial instant of time. The leading edge of the faster mode will arrive at the hard radiation detector earlier than the leading edge of the slow mode, which for some time is equal to Δt . Therefore, during the time Δt , only the faster normal pulse mode will pass through the detector and the detector will detect the linear polarization of this part of the momentum.

After the time Δt , the front of the momentum transferred by another normal mode, the phase of which differs from the phase of the faster mode on

 $\omega \Delta t$, where ω is the frequency of the wave. The addition of these orthogonally polarized normal modes in the subsequent time will create in the detector radiation with elliptical polarization that will pass through the detector for a time $T - \Delta t$.

Quite analogously, the trailing edge of the faster momentum mode will leave the detector before the trailing edge of the slow mode. Therefore, at the back of the hard radiation momentum duration Δt , the polarization will also be linear, but orthogonal to the linear polarization of the front of the momentum.

Thus, the detection of the above-mentioned polarization properties of hard pulses coming from pulsars makes it possible not only to assert the manifestation of nonlinear electrodynamics of vacuum, but also to estimate the magnitude of the induction of the magnetic field on the surface of the pulsar from the value of Δt .

5. Conclusion

The calculation showed that, according to the equations of nonlinear electrodynamics of vacuum, the magnetic quadrupole field bends the rays of electromagnetic waves and the magnitude of the angle of this curvature depends on the orientation of the quadrupole moment with respect to the direction of propagation of the electromagnetic wave.

The propagation velocities of electromagnetic pulses at $\eta_1 \neq \eta_2$ depend on the polarization of the electromagnetic wave. If a short pulse is emitted from the electromagnetic radiation source, then in the general case it will propagate in the magnetic quadrupole field in the form of two normal waves having mutually perpendicular polarization.

In the receiver of electromagnetic radiation, these pulses will arrive along different beams and at different instants, as a result of which the recorded total pulse will have an unusual polarization: the front and back parts of each pulse of length $c\Delta t$ will be linearly polarized in mutually perpendicular planes, and the part momentum will be elliptically polarized. A simple analysis shows that at $x_s \sim R \sim$ 10 km and $B_0 \sim 10^{13}$ G the value Δt with a favorable orientation of the quadrupole relative to the z axis of the Cartesian coordinate system chosen by us, can reach several tens of nanoseconds.

References

1 Abishev M., Aimuratov Y., Aldabergenov Y., Beissen N., Zhami B., Takibayeva M. Some astrophysical effects of nonlinear vacuum electrodynamics in the magnetosphere of a pulsar // Astroparticle Physics. – 2016. – Vol.73. – P. 8-13.

2 Kaspi V.M., Lackey J.R., Mattox J., Manchester R.N., Bailes M. and Pace R. High-energy gamma-ray observations of two young, energetic radio pulsars // Astrophysical Journal. – 2000. – Vol. 528. – P.445.

3 Caniulef D.G., Zane S., Taverna R., Turolla R., Wu K. // MNRAS. - 2016. - Vol. 459. - P.3585.

4 Denisov V.I., Sokolov V.A. Analysis of regularizing properties of nonlinear electrodynamics in the Einstein-Born-Infeld theory // Journal of Experimental and Theoretical Physics. – 2011. – Vol. 113. – P. 926-933.

5 Denisov V.I., Sokolov V.A., Svertilov S.I. Vacuum non-linear electrodynamic polarization effects in hard emission of pulsars and magnetars // JCAP. – 2017. – Vol.09. – P.004

6 Epstein R., Shapiro I.I. Post-post-Newtonian deflection of light by the Sun // Phys. Rev. D. – 1980. – Vol. 22. – P.2947; Heisenberg W., Euler H. // Z. Phys. – 1936. – Vol. 26. – P.714.

7 Kim J.Y. // JCAP. – 2011. – Vol.11. – P.056; Landau L.D., Lifshitz E.M. The Classical Theory of Fields. Pergamon Press, Oxford Manchester R.N., Taylor J.H., 1977, Pulsars. 1971.

8 Denisov V.I., Sokolov V.A., Vasili'ev M.I. Nonlinear vacuum electrodynamics birefringence effect in a pulsar's strong magnetic field // Phys. Rev. D. – 2014. – Vol. 90. – P.023011.

9 Denisov V.I., Denisova I.P., Pimenov A.B., Sokolov V. Rapidly rotating pulsar radiation in vacuum nonlinear electrodynamics // Eur. Phys. J. C. - 2016a. - Vol.76. - P. 612.

10 Freeman W.H. San Francisco Manchester R.N., Hobbs G. B., Teoh A., Hobbs M., 2005, AJ, 129, 1993

11 Mathews L.D., Walker R.L. Mathematical Methods of Physics. - New York, W.A. Benjamin, 1970.

12 Benjamin W.A., New York Mignani R. P., Testa V., Caniulef D. G., Taverna R., Turolla R., Zane S., Wu K. // MNRAS. – 2017. – Vol. 465. – P.492.

13 Olausen S.A., Kaspi V.M. The McGILL magnetar catalog // ApJS. - 2014. - Vol.212. - P.1-22; P'etri J. // MNRAS. - 2013. - Vol. 433. - P.986.

14 Denisov V.I., Shvilkin B.N., Sokolov V.A., Vasili'ev M.I. Pulsar radiation in post-Maxwellian vacuum nonlinear electrodynamics // Phys. Rev. D. – 2016. – Vol. 94. – P.045021.

15 Denisov V. I., Dolgaya E.E., Sokolov V.A. Nonperturbative QED vacuum birefringence // JHEP. - 2017. - Vol.105. - P.1.

16 P'etri J. Multipolar electromagnetic fields around neutron stars: exact vacuum solutions and related properties // MNRAS. – 2015. – Vol.450. – P.714-742.

17 Soffitta P. et al. XIPE: the X-ray imaging polarimetry explorer // Exp. Astron. - 2013. - Vol.36. - P.523-567.

18 Taverna R., Muleri F., Turolla R., Soffitta P., Fabiani S., Nobili L. Probing magnetar magnetosphere through X-ray polarization measurements // MNRAS. – 2014. – Vol.438. – P.1686-1697.

19 Vasili'ev M.I., Denisov V.I., Kozar' A.V., Tomasi-Vshivtseva P.A. The Effects of Vacuum Nonlinear Electrodynamics in a Electric Dipole Field // Moscow University Physics Bulletin. – 2017. – Vol.72. – P.513-517.

20 Weisskopf M. C. et al., 2016, in Jan-Willem den Herder A., Tadayuki T., Marshall B., eds. // Proc. SPIE Conf. Ser. 9905, Ultraviolet to Gamma Ray. SPIE, Bellingham, 990517

21 Zhukovsky K.V. Solving evolutionary-type differential equations and physical problems using the operator method // Theoretical and Mathematical Physics. -2017. -Vol.190. -P.52-68.

22 Zhukovsky K.V. Operational solution for some types of second order differential equations and for relevant physical problems // J. Math. Anal. Appl. –2017. – Vol.446. – P.628-647.

References

1 M. Abishev, Y. Aimuratov Y. Aldabergenov, N. Beissen, B. Zhami, M. Takibayeva, Astroparticle Physics, 73, 8-13 (2016).

2 V.M. Kaspi, J.R. Lackey, J. Mattox, R.N. Manchester, M. Bailes and R. Pace, Astrophysical Journal 528, 445 (2000)

3 D.G. Caniulef, S. Zane, R. Taverna, R. Turolla, K. Wu, MNRAS, 459, 3585 (2016).

4 V.I. Denisov, V.A. Sokolov, Journal of Experimental and Theoretical Physics, 113, 926 (2011).

5 V.I. Denisov, V.A. Sokolov, S.I. Svertilov, JCAP, 09, 004 (2017).

6 R. Epstein, I.I. Shapiro, Phys. Rev. D 22, 2947 1980; W. Heisenberg, H. Euler, Z. Phys., 26, 714 (1936).

7 J.Y.Kim, JCAP, 11, 056 (2011); L.D. Landau, E.M. Lifshitz, The Classical Theory of Fields. (Pergamon Press, Oxford Manchester R.N., Taylor J.H., 1977, Pulsars).

8 V.I. Denisov, V.A. Sokolov, M.I. Vasili'ev, Phys. Rev. D 90, 023011 (2014).

- 9 V.I. Denisov, I.P. Denisova, A.B. Pimenov, and V. Sokolov, Eur. Phys. J. C76, 612 (2016).
- 10 W.H. Freeman, San Francisco Manchester R.N., Hobbs G.B., Teoh A., Hobbs M., 2005, AJ, 129, 1993

11 L.D. Mathews, R.L. Walker Mathematical Methods of Physics, (New York, W.A. Benjamin, 1970).

12 W.A. Benjamin, New York Mignani R. P., Testa V., Caniulef D. G., Taverna R., Turolla R., Zane S., Wu K., MNRAS, 465, 492 (2017).

13 S.A. Olausen and V.M. Kaspi, ApJS, 212, 1-22 (2014); J. P'etri, MNRAS, 433, 986 (2013).

14 V.I. Denisov, B.N. Shvilkin, V.A. Sokolov, and M.I. Vasili'ev, Phys. Rev. D, 94, 045021 (2016).

15 V.I. Denisov, E.E. Dolgaya, and V.A. Sokolov, JHEP, 105, 1 (2017).

18 R. Taverna, F. Muleri, R. Turolla, P. Soffitta, S. Fabiani, and L. Nobili, MNRAS, 438, 1686-1697 (2014).

19 M.I. Vasili'ev, V.I. Denisov, A.V. Kozar', and P.A. Tomasi-Vshivtseva, Moscow University Physics Bulletin, 72, 513-517 (2017).

20 M.C. Weisskopf et al., in Jan-Willem den Herder A., Tadayuki T., Marshall B., eds., Proc. SPIE Conf. Ser. 9905, Ultraviolet to Gamma Ray. SPIE, Bellingham, 990517 (2016).

- 21 K.V. Zhukovsky, Theoretical and Mathematical Physics, 190, 52-68 (2017).
- 22 K.V. Zhukovsky, Math. Anal. Appl., 446, 628-647 (2017).

¹⁶ J. P'etri, MNRAS, 450, 714-742 (2015).

¹⁷ P. Soffitta et al., Exp. Astron., 36, 523-567, (2013).

МРНТИ 29.05.41

Джунушалиев В.Д.¹, Ким С.В.², Нуртаева Г.К.^{1*}, Проценко Н.А.¹, Идрисов А.¹

¹Казахский национальный университет имени аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы ²Ewha Womans University, Корея, г. Сеул, ^{*}e-mail: nurtayevagalyia2017@gmail.com

ТНІСК BRANE РЕШЕНИЯ В МОДИФИЦИРОВАННЫХ ТЕОРИЯХ ГРАВИТАЦИИ

В современной теоретической физике активно развивается целый ряд направлений, предлагающих описание космологической эволюции в рамках расширенных теорий гравитации. В настоящее время общее состояние исследований таково, что на данный момент трудно выделить предпочтительные направления, а конкретные подходы имеют разные степени разработанности и успеха. Одним из обширных направлений в современной теоретической физике является выястся выяснение того, как можно описать гравитацию в рамках модифицированной теории так, чтобы не войти в противоречие с имеющимися экспериментальными данными, и предложить лучшее описание широкого круга явлений в космологии. Подобную программу можно проводить в жизнь и с точки зрения проблем квантования теории гравитационного взаимодействия.

В этой работе рассматривается модель thick brane в 5-мерных модифицированных $f(R) \sim R^n$ гравитациях. Регулярные асимптотически анти-де Sitter'овские решения содержатся в некотором диапазоне значения параметра n. Главная особенность этой модели заключается в существовании особой точки в фазовом пространстве, где начинаются все решения, в которой находится брана. Существование особой точки позволяет избегать тонкой подстройки модельных параметров для получения исследуемых решений.

Ключевые слова: модифицированные теории гравитации, thick brane.

Dzhunushaliev V.¹, Kim Sung-Won², Nurtayeva G.K.^{1*}, Protsenko N.A.¹, Idrissov A.¹

¹IETP, Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty ²Ewha Womans University, Korea, Seoul, *e-mail: nurtayevagalyia2017@gmail.com

Thick brane solutions in modified theories of gravity

In modern theoretical physics, a number of trends are actively developing, offering a description of cosmological evolution within the framework of extended theories of gravity. Currently, the general state of research is such that it is currently difficult to identify globally preferred areas, and specific approaches have different degrees of development and success. One of their vast areas of modern theoretical physics is the study of modified theories of gravity. Its goal is to find out how gravity can be described within the framework of a modified theory so as not to contradict existing experimental data and offer a better description of a wide range of phenomena in cosmology. Such a program can be implemented from the point of view of problems of quantization of the theory of gravitational interaction.

In this article, the thick brane model is considered in the 5-dimensional modified $f(R) \sim R^n$ gravity. It is present regular asymptotically anti-de Sitter solutions contain in some range of value of the parameter n. The main feature of this model consists in existence of a fixed point in phase space where all solutions start and in which is place the brane. Existence of the fixed point allows to avoid thin fine tuning of model parameters for obtaining the studied decisions.

Key words: modified theories of gravity, thick brane.

Джүнүшалиев В.Д.¹, Ким С.В.², Нұртаева Ғ.К.^{1*}, Проценко Н.А.¹, Идрисов А.¹

¹Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ, Қазақстан, Алматы қ. ³Ewha Womans University, Корея, Сеул қ., *e-mail: nurtayevagalyia2017@gmail.com

Модификацияланған гравитациялық теориялардағы брандық шешімдер

Заманауи теориялық физика саласында гравитациялық өзара әрекеттесу теориясы шеңберінде космостық эволюцияны сипаттайтын әртүрлі бағыттар қарқынды дамуда. Қазіргі уақытта әлемге әйгілі бір ғана бағытты ерекшелеу қиындау, керісінше қандайда бір тәсілдер әртүрлі даму деңгейіне және табысқа жетуде. Қазіргі заманауи теориялық физиканың кең аумақты бағыттарының бірі – модификацияланған гравитация теориясын зерттеу. Оның мақсаты – гравитацияны модификацияланған теория шеңберінде, қолданыстағы тәжірибелік деректерге қайшы келмейтіндей сипаттау және космологиядағы кең ауқымды құбылыстардың сипаттамасын ұсыну. Мұндай бағдарламаны гравитациялық өзара әрекеттесуді кванттау теориясы тұрғысынан жүзеге асыруға болады.

Бұл жұмыста 5-өлшемді модификацияланған $f(R) \sim R^n$ гравитациясындағы қалың бран моделі қарастырылады. Тұрақты асимптотикалық анти-де Sitter шешімдері n параметрінің белгілі бір мәндерінің диапазонын қамтиды. Бұл модельдің негізгі ерекшелігі, барлық шешімдер басталатын фазалық кеңістікте ерекше бір нүктенің бар болуында, осы аралықта брана да болады. Ерекше нүктенің бар болуы зерттелінетін шешімдерді алу үшін модельдік параметрлерді аздап ыңғайлаудан құтылуға мүмкіндік береді.

Түйін сөздер: модификацияланған гравитация теориясы, қалын брана.

Введение

Использование общей теории относительности Эйнштейна в космологических масштабах позволяет, с одной стороны, получить работающую стандартную космологическую модель, но с другой стороны мы вынуждены вводить загадочные тёмные сектора в теорию – тёмную материю, тёмную энергию, а также изучать феноменологические модели инфляции без понимания фундаментальной природы инфлатона.

Для последовательного описания настоящей Вселенной требуется создание унифицированной теории элементарных частиц и космологии. В настоящее время одним из актуальных исследований является рассмотрение модели Вселенной в многомерной теории, в которой наш мир представляет собой брану в искривленном 5-ти мерном пространстве – времени. При этом одна координата является временной, а четыре пространственными. Впервые способ объединения общей теории относительности и теории электромагнитного поля Максвелла на основе гипотезы о многомерности нашего мира был предложен в работах Калуцы и Клейна в 1920 годах [1,2]. Спустя некоторое время, подобные идеи были использованы в унифицированных описаниях в четырех известных фундаментальных взаимодействиях в рамках теории суперструн с несколькими дополнительными размерами пространства. В теории суперструн, как и в случае теории Калуцы и Клейна, предполагается

что наше четырехмерное пространство-время появляется после спонтанной компактификации многомерного пространства. В то же время, модели Вселенной с некомпактными (и даже бесконечными) дополнительными размерностями были рассмотрены в работах [3-6]. Согласно этой теории предполагается, что мы живем на тонкой бране, которая встроена в некоторое многомерное пространствах и материя так или иначе локализована на бране [4]. Существование дополнительных измерений позволяют разрешить некоторые проблемы в физике высокой энергии, такие проблемы как стабильность протона, иерархия массы и др.

Браны могут быть разделены на тонкие и толстые браны. Тонкие браны имеют дельта-подобную локализацию материи на бране [3,4]. С реалистической точки зрения, брана должна иметь некоторую толщину. Понятие "толщина" браны дает новые возможности и новые проблемы [7]. Такая брана должна удовлетворять двум главным требованиям: 1) решения должны быть регулярными и асимптотически плоскими, или de Sitter (анти – de Sitter); 2) обычная материя должна быть локализована к бране.

Большинство моделей тонких бран используют скалярные поля в рамках теории гравитации Эйнштейна [7]. Однако, можно было бы ожидать существование брано-подобных решений также для некоторых видов модифицированных теорий гравитаций, называемых теориями гравитаций с высшими производными. В таких теориях действие гравитационного лагранжиана Эйнштейна — Хилберта дополняется дополнительными членами, которые являются инвариантами кривизны [8]. Такие модификации основаны на эффекте взаимодействия полей квантовой материи с классическим гравитационным полем. Это позволяет избежать начальной космологической особенности и построить регулярные космологические модели ранней Вселенной [9-11]. Позже было показано, что в такого рода моделях может существовать эпоха инфляции [13].

В настоящее время эта возможность широко используется для описания настоящего ускоренного расширения Вселенной. Это ускорение можно объяснить наличием некоторого антигравитационного вещества так называемой темной энергии. Описание темной энергии также может быть реализовано в рамках теории f(R), где f(R) – некоторая произвольная функция скалярной кривизны R. Выбирая $f(R) \sim R^n$, можно показать, что такие модели находятся в хорошем согласии с наблюдательными данными [14-16, 23-26]. С другой стороны, такие теории могут быть успешно использованы для описания темной материи [27]. В настоящее время также рассматриваются теории гравитации с более сложными комбинациями инвариантов кривизны. В частности, в низкоэнергетическом пределе М-теории появляется инвариант Гаусса-Боннэ, который может быть использован в лагранжиане теории гравитации

$$G = R^2 - 4R_{\mu\nu}R^{\mu\nu} + R_{\mu\nu\rho\sigma}R^{\mu\nu\rho\sigma}$$

где *R* – скалярная кривизна; *R*_{µν} – тензор Риччи; *R*_{иνρσ} – тензор кривизны Римана. Это показывает, что такие модели с одной стороны не противоречат наблюдениям в солнечной системе и с другой стороны успешно описывают присутствующее ускоренное расширение Вселенной [28,29]. Эти модели могут быть использованы в описании эффективных уравнений состояний как для эффективной космологической постоянной так, И ДЛЯ динамического случая (quintessence, фантом черной энергии), а также описания перехода с одного для типа (quintessence) темной энергии в другой вид (фантомные поля). Также существуют теории, которые используют обе теории f(R) и инвариант Гаусса-Боннэ для описания темной энергии [30].

Другое использование модифицированной теории гравитации содержит рассмотрение космологических и астрофизических моделей. В частности, в статье [31] описывается теория, которая описывает бранные материи и модели черной дыры

$$\begin{split} S &= \int d^d x \sqrt{-g} \left[a R^2 + b R_{\mu\nu} R^{\mu\nu} + c R_{\mu\nu\rho\sigma} R^{\mu\nu\rho\sigma} \right. \\ &+ \frac{1}{k^2} R - \Lambda + L_m \bigg], \end{split}$$

где L_m – лагранжиан материи; a, b, c – произвольные константы. Полученные результаты позволяют оценить свойства моделей в рамках модифицированной теории гравитации с высшими производными. Более того, некоторые результаты описывают применение теории гравитации с высшими производными для создания модели браны мира [32-35]. В частности, в статье [36] была рассмотрена модель браны в теории $f(R) = R + \alpha R^2$. Используя конформную эквивалентность такой модели гравитации и гравитацию Эйнштейна-Хилберта со скалярным источником поля, авторы переписали f(R) уравнения в форму уравнений Эйнштейна с некоторыми источниками скалярного поля. Они показали, что в таких моделях содержатся браноподобные решения. Здесь необходимо обратить внимание на то, что использование конформного преобразования, т.е. переход от системы Джордана к системе Эйнштейна не всегда возможно. Например, если там содержатся любые другие поля материи, то структурные преобразования в теории со скалярными полями могут привести к неоднозначности [37]. Следовательно, мы предпочитаем изучать модели толстых бран без использования этих преобразований. В работах M.Parry [36] рассмотрены тонкие браны, в этой статье мы изучаем толстые браны в таких f(R) теориях, чтобы увидеть, приводит ли это к новым и физически более приемлемым результатам.

Уравнения и решения в $f(R) \sim R^n$ теории

Мы будем работать в 5-ти мерном пространстве-времени. Соответствующее гравитационное действие может быть представлено в следующей форме

$$S = \int d^5x \sqrt{-G} \left[-\frac{R}{2} + f(R) \right], \qquad (1)$$

где f(R) произвольная функция скалярной кривизны R. Вариация действия по метрике тензора G_{AB} приводит к гравитационному уравнению:

$$R_A^B - \frac{1}{2}\delta_A^B R = T_A^B, \qquad (2)$$

где А, В, = 0,1,2,3,5 и

$$T_A^B = -\left\{ \left(\frac{\partial f}{\partial R}\right) R_A^B - \frac{1}{2} \delta_A^B f + \left(\delta_A^B g^{LM} - \delta_A^L g^{BM}\right) \left(\frac{\partial f}{\partial R}\right)_{;L;M} \right\}, \quad (3)$$

определяет эффективный геометрический источник материи с нетривиальной зависимостью от кривизны. Уравнение (2) имеет структуру, которая совпадает со стандартными уравнениями общей теории относительности, где источником гравитационного поля является эффективный тензор энергии – импульса (3). Можно проверить, что закон сохранения момента энергии удовлетворяет условиям в работах [9-12].

Мы будем рассматривать f(R) в специальной форме

$$f(R) = -\alpha R^n, (4)$$

где $\alpha > 0$ и n – постоянные. В [14-16] было показано что, можно получить современное ускоренное расширение Вселенной, не противоречащее наблюдаемым космологическим данным с n в некотором диапазоне. Следовательно, в этой статье мы можем рассмотреть некоторые значения n для модели браны.

Рассмотрим плоскую модель браны с метрикой

$$ds^{2} = e^{2y(z)} \eta_{\alpha\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta} - dz^{2}, \qquad (5)$$

где $\alpha, \beta = 0, 1, 2, 3$; функция y(z) зависит только от пятой координаты z и метрика Минковского $\eta_{\alpha\beta} = \{1, -1, -1, -1\}$. Подставляя эту метрику в уравнения (2) и (3) получаем уравнения модифицированной теории гравитации

$$p\frac{d^{2}p}{dy^{2}} + \left(\frac{dp}{dy}\right)^{2} + 5p\frac{dp}{dy} =$$
$$= \frac{1}{32p^{2}f_{RR}} \Big[4p\left(\frac{dp}{dy} + p\right)f_{R} - \frac{1}{2}f - 6p^{2} \Big], \quad (6)$$

где вводится новая функция $p = \frac{dy}{dz}$, индекс *R* обозначает производную по отношению к скалярной кривизне *R*. Уравнение (6) это дифференциальное уравнение третьего порядка по отношению к метрике функции *y*, а остальные

компоненты уравнении четвертого порядка. Используя выражение для f(R) из (4) можно записать уравнение для у в форме

$$y^{\prime\prime\prime} - \frac{1}{n} \frac{y^{\prime\prime2}}{y^{\prime}} + \left[5 - \frac{\frac{7n}{2} - 5}{n(n-1)} \right] y^{\prime} y^{\prime\prime} - \frac{5}{2} \frac{n - \frac{5}{2}}{n(n-1)} y^{\prime3} = \frac{12y^{\prime}}{\alpha 8^n n(n-1)} \left(y^{\prime\prime} + \frac{5}{2} y^{\prime 2} \right)^{2-n}, \quad (7)$$

где штрих обозначает производную по *z*. Заметим, что введение новых переменных $\bar{z} = \bar{\alpha} z$ и $\bar{\alpha} = \alpha^{\frac{1}{2(1-n)}}$, приводит к тому, что уравнение (7) становится независимым от α . Все другие решения получены путем масштабирования.

Можно также увидеть из уравнения (7), что первая производная y' может быть нулевой только, если одновременно в этой же точке y'' = 0. Как будет показано ниже, существует особая точка в фазовой плоскости, где одновременно y' и y'' равны 0.

Из-за нелинейности уравнения (7) мы не можем найти аналитическое решение этого уравнения, поэтому мы будем искать численные решения уравнения (7). Но прежде всего мы исследуем качественное поведение решений уравнения (7). Для этой цели, мы перепишем уравнение (7) как дифференциальное уравнение третьего порядка

$$y^{\prime\prime\prime} = \frac{1}{n} \frac{y^{\prime\prime2}}{y^{\prime}} - \left[5 - \frac{\frac{7n}{2} - 5}{n(n-1)} \right] y^{\prime} y^{\prime\prime} + \frac{5}{2} \frac{n - \frac{5}{2}}{n(n-1)} y^{\prime3} + \frac{12y^{\prime}}{\alpha 8^n n(n-1)} \left(y^{\prime\prime} + \frac{5}{2} y^{\prime 2} \right)^{2-n}.$$
 (8)

Особая точка это точка, в которой

$$y' = 0, y'' = 0, y''' = 0.$$
 (9)

Для анализа поведения решений в особой точке, мы будем искать решение особой точки в следующем виде

$$y = y_{fp} + \gamma \left(z - z_{fp} \right)^{\beta}, \qquad (10)$$

где β , γ некоторые константы и место положения особой точки обозначим $z = z_{fp}$. В дальнейшем мы положим $z_{fp} = 0$. Чтобы обеспечить конечность всех этих выражений мы должны взять $\beta > 3$. Подставляя эти выражения в третье уравнение из (8), мы находим

$$\gamma\beta(\beta-1)(\beta-2) = \frac{1}{n}\gamma\beta(\beta-1)^2 - \left[5 - \frac{\frac{7n}{2} - 5}{n(n-1)}\right]\gamma^2\beta^2(\beta-1)(z-z_{fp})^{\beta} + \frac{5}{2}\frac{n-\frac{5}{2}}{n(n-1)}\gamma^3\beta^3(z-z_{fp})^{2\beta} + \frac{12}{\alpha 8^n n(n-1)}(\gamma\beta)^{3-n}(\beta-1)^{2-n}(z-z_{fp})^{\beta(2-n)+2(n-1)}.$$
(11)

Так как β положительное, тогда второй и третий члены с правой стороны стремятся к 0 при $z \to z_{fp}$. Четвертый член будет стремится к 0 если

$$\beta(2-n) + 2(n-1) > 0.$$
(12)

Если эти условия будут выполнены, тогда пренебрегая членами пропорциональности со степенями $(z - z_{fp})$, мы получим из (11)

$$\beta - 2 = \frac{1}{n}(\beta - 1),$$

Откуда

$$\beta = \frac{2n-1}{n-1}.\tag{13}$$

Используя эти выражения, мы имеем из (12) что n должно быть положительное. Согласно условию $\beta > 3$, мы получаем из последнего выражения что

$$1 < n < 2.$$
 (14)

Таким образом, уравнение (8) имеет регулярные решения только при наличии особой точки A (9), в которой уравнение (8) имеет особенность типа $\frac{0}{0}$. Эти решения существуют только при выполнении условий (13) и (14).

Численно решая уравнение (8), можно получить фазовый портрет уравнения (8) для модели с n = 7/4 (рисунок 1).



Рисунок 1 – Фазовый портрет при n = 7/4, $\alpha = 1$.

Асимптотическая форма решения для произвольного *n* дается выражением

$$y_{\infty} = k_n |z|, k_n = \left[\frac{12}{\alpha \left(1 - \frac{2n}{5}\right) 20^n}\right]^{\frac{1}{2(n-1)}}.$$
 (15)

Можно видеть, что существует верхняя граница для параметра n, n < 7/4, когда это асимптотическое решение является действительным.

Существование особой точки позволяет расположить брану непосредственно на этой точке. На самом деле, когда ищется модель толстой браны значение метрической функции у обычно выбирается 0 на бране. Такой выбор производной позволяет найти симметричные решения Z_2 [39]. В нашем случае, первая производная равна 0 только для особой точки в диапазоне параметра *n* упомянутый выше в (14). Однако, решения Z_2 не будут симметричными. Это можно увидеть из поведения решений вблизи особой точки, которые даются выражением (10). Поскольку уравнение (7) не зависит от координат *z*, тогда всегда возможен сдвиг позиции особой точки (рассматриваемой на бране) в точке $z_{fp} = 0$ при соответствующем преобразовании координаты *z*.

Таким образом, как видно из (10) значения функции у и ее производных будут зависеть от того, где мы находимся, справа или слева от особой точки браны. Произвольная постоянная у в (10) определяет поведение около особой точки и определяет граничные условия особой точки для уравнения (7). Поскольку мы ищем регулярные решения, то для этого необходимо сделать соответствующий выбор γ для β , определяемое из уравнения (14). Если β четное число, то решение будет симметричным по отношение к z = 0 (Z_2 – симметричное). В этом случае у должно быть положительное с обеих сторон браны которое дает регулярное решение. С другой стороны, если β нечетное число, то γ должна иметь различные значения с левой и с правой стороны браны (плюс при z > 0 и минус при z < 0). Делая только такой выбор знаков, решения должны быть регулярные с обеих сторон браны. В этом случае очевидно то, что решения Z₂ уже не будут симметричными. Таким образом, имеется 2 различных пространства с обеих сторон браны, склеенных на бране в особой точке. Но, в противоположность тонкой бране, где имеет место разрыв, в нашем случае, при рассматриваемой толстой бране, метрика и ее производная остаются гладкой функцией (рисунок 2, 3).



Рисунок 2 – Решения при n = 7/4, $\alpha = 1$.



Заключение

Мы рассмотрели модель 5-мерной толстой браны в $f(R) \sim R^n$ теории. Наше внимание было обращено на регулярные решения особой точки A (уравнение 9). Это следует из аналитического анализа поведения решений в окрестности этой точки, так как, такая точка существует только при определенных значениях параметра n из (14) т. е 1 < n < 2. В этом случае первые три производные метрической функции y равны 0, что позволяет поместить брану непосредственно на особой точке $z = z_{fp}$.

Интересной особенностью этой модели является то, что существование особой точки обеспечивает наличие обеих Z_2 – симметричных и несимметричных решений. Это зависит от значений параметров n. В рассматриваемом случае, все решения начинаются с окрестности отталкивающей особой точки A и стремятся к асимптотическому значению. Это позволяет не налагать никакие особые условия на параметры модели (условия тонкой настройки), которые обычно необходимы для других моделей браны [39].

Уравнение (7) допускает регулярные решения для случая, когда *п* лежит вне диапазона 1 < n < 2. В частности, такие регулярные решения без особой точки существуют в случае n = 2. Этот случай в рамках f(R) теории тонкой использовался для браны. В окрестности браны (расположенной в точке z =аналогичное 0) найдено поведение метрической функции $y(z) \sim z^3$ (по сравнению с (10) при $\beta = 3$), однако, встречается при некотором конечном значении z. Таким образом, модель тонкой браны сильно отличается от модели толстой браны, рассматриваемой в этой статье. Дальнейшим интересным исследованием было бы рассмотрение вопроса о существовании толстой браны в пространстве – времени анти-де Ситтера с черной дырой. В работах [40,41] была рассмотрена модель тонкой браны на фоне AdS черной дыры в рамках 5-ти мерной Гаусса-Боннэ гравитации. Модель тонкой браны, рассмотренная в работе [42], описывается лагранжианом с высшими производными, содержащим слагаемые

$$L \sim aR^2 + bR_{\mu\nu}R^{\mu\nu} - \Lambda$$

где Λ – космологическая постоянная. Соответствующие уравнения имеют точные решения AdS с черной дырой. В случае b = 0 это может соответствовать AdS пространству – времени с черной дырой без браны в R^2 гравитации плюс Λ – слагаемое. Вставка толстой браны в это пространство-время и изменение R^2 на R^n должно приводить к системе уравнений с частными производными в случае космологии на бране. Полученное решение толстой браны может стать интересной моделью для космологических исследований.

Литература

1 Kaluza. T. Zum Unitätsproblem in der Physik.// Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss.- Berlin. - 1921. - P. 966-972.

- 2 Klein. O. Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie. Zeitschrift für Physik. A. Vol 37. (12). 1926. P. 895–906.
- 3 Randall L. and Sundrum R. A Large mass hierarchy from a small extra dimension // Phys. Rev. Lett. 1999. V 83. P. 3370.

4 Randall L. and Sundrum R. An alternative to compactification Phys. // Rev. Lett. - 1999. - Vol. 83. - P. 4690.

5 Rubakov V.A. Large and infinite extra dimensions: an introduction // Phys. Usp. - 2001. - Vol. 44. - P. 871.

6 Barvinsky A.O. Cosmological Branes and Macroscopic Extra Dimensions // Phys. Usp. - 2005. Vol. 48. - P. 545 // Usp. Fiz. Nauk - 2005. - Vol. 175. - P. 569.

7 Dzhunushaliev V., Folomeev V. and M. Minamitsuji. Thick brane solutions // arXiv: 0904.1775.

8 Sakharov A. D. Vacuum quantum fluctuations in curved space and the theory of gravitation // Sov. Phys. Dokl. - 12. - 1968. P.-1040 // Dokl. Akad. Nauk. - Ser. Fiz. - 1967. - Vol. 177. - P. 70.

9 Ruzmaikina T. V. and A. A. Ruzmaikin. Quadratic corrections to the Lagrangian density of the gravitational field and the singularity // JETP. - 1970. - Vol. 30. - No. 2. - P. 372.

10 Gurovich V.T. The nonlinear correction in the Lagrangian density of the gravitational field and cosmological solutions with no singularity // Dokl. Akad. Nauk SSSR. - 195. - 1970. - 1300 // Sov. Phys. Dokl. - 1971. - Vol. 15. - P. 1105.

11 Nariai H. On the removal of initial singularity in a Big-Bang Universe in terms of a renormalized theory of gravitation. Examination of the present status and a new approach // Prog. Theor. Phys. – 1971. – Vol. 46. – P. 433.

12 Gurovich V.T. and Starobinsky A.A. Quantum effects and regular cosmological models // Sov. Phys. JETP. - 1979. - Vol. 50. - P.844.

13 Starobinsky A.A. A new type of isotropic cosmological models without singularity // Phys. Lett. - 1980. - B 91. - P. 99.

14 Capozziello S. Curvature Quintessence // Int. Journ. Mod. Phys. - 2002. - D 11. - P.483.

15 Capozziello S., Carloni S. and Troisi A. Quintessence without scalar fields // Recent Res. Devel. Astron. Astrophysics. - 2003. - Vol. 1.- P. 625.

16 Folomeev V., Gurovich V. and Tokareva I. Geometric model of Quintessence // Grav. Cosmol. - 2006. - Vol. 12. - P. 163.

17 Allemandi G., Borowiec A. and Francaviglia. M. Accelerated cosmological models in first-order non-linear gravity // Phys. Rev. - 2004. - D 70. - P. 043524.

18 Carroll S. M., Duvvuri V., Trodden M. and Turner M.S. Is cosmic speed-up due to new gravitational physics // Phys. Rev. Lett. -2004. - D 70. - P. 043528.

19 Carroll S. M., Duvvuri V., Trodden M. and Turner M.S. The cosmology of generalized modified gravity models // Phys. Rev. Lett. - 2005. - D 71. - P. 063513.

20 Vollick D. N. 1/R curvature corrections as the source of the cosmological acceleration // Phys. Rev. - 2003. - D 68. - P. 063510.

21 Flanagan E.E. Palatini form of 1/R gravity // Phys. Rev. Lett. – 2004. – Vol. 92. – P.071101.

22 Flanagan E.E. Higher order gravity theories and scalar tensor theories // Class. Quantum. Grav. – 2003. – Vol. 21. – P. 417. 23 Nojiri S. and Odintsov S. Where new gravitational physics comes from: M-theory // Phys. Lett. – 2003. – B 576. – P.5.

24 Nojiri S. and Odintsov S.D. The minimal curvature of the universe in modified gravity and conformal anomaly resolution of the instabilities // Mod. Phys. Lett. – 2004. – A 19. – P.627.

25 Nojiri S. and Odintsov S.D. Modified gravity with negative and positive powers of the curvature: unification of the inflation and of the cosmic acceleration // Phys.Rev. – 2003. – D 68. – P. 123512.

26 Nojiri S. and Odintsov S.D. Introduction to modified gravity and gravitational alternative for dark energy // ECONF – 2006. – C 0602061.

27 Capozziello S., Cardone V.F. and Troisi A. Dark energy and dark matter as curvature effects // JCAP. - 2006. - Vol. 08. - P. 001.

28 Nojiri S. and Odintsov S.D. Modified Gauss – Bonett theory as gravitational alternative for dark energy // Phys. Lett. – 2005. – B 631. – p.1.

29 Nojiri S., Odintsov S.D. and Sasaki M. Gauss - Bonett dark energy // Phys. Rev. - 2005. - D 71. - P.123509.

30. Nojiri S., Odintsov S.D. and Tretyakov P.V. Dark energy from modified F(R) – scalar – Gauss-Bonnet gravity // Phys. Lett. – 2007. – B 651. – P.224.

31 Nojiri S., Odintsov S.D. and Ogushi S. Cosmological and black hole brane world universe in higher derivative gravity // Phys. Rev. - 2002. - D 65. - P. 023521.

32 Nojiri S., Odintsov S.D. Brane-world cosmology in higher derivative gravity or warped compactification in the next-toleading order of AdS/CFT correspondence // JHEP. – 2000. –Vol.07.- P.049.

33 Neupane I.P. Consistency of higher derivative gravity in the brane background // JHEP. - 2000. - Vol. 09. - P. 040.

34 Meissner K.A. and Olechowski M. Brane localization of gravity in higher derivative theory // Phys. Rev. – 2002. – D 65. – P. 064017.

35 Nojiri S., Odintsov S.D. and Ogushi S. Cosmological and black hole brane world universe in higher derivative gravity. Phys. Rev. – 2002. – D 65. P. 023521.

36 Parry M., Pichler S. and Deeg D. Higher derivative gravity in brane world models // JCAP. - 2005. Vol.04.-P. 014.

37 Barvinsky A.O., Kamenshchik A.Y. and Starobinsky A.A. Inflation scenario via the standard model Higgs boson and LHC // JCAP. - 2008.- Vol.11.- P.021.

38 Reissig R., Sansone G. and Conti R. Qualitative Theorie Nichtlinearer Differential gleichungen, Edizioni Cremonese, Roma. Italy. – 1963.

39 Abdyrakhmanov S.T., Bronnikov K.A. and Meierovich B.E. Uniqueness of RS2 type thick branes supported by a scalar field // Grav. Cosmol. -2005. -Vol.11. -P.82.

40 Nojiri S. and Odintsov S.D. AdS/CFT and quantum-corrected brane entropy // Class. Quant. Grav. - 2001. - Vol.18. - P. 5227.

41 Cvetic M., Nojiri S. and Odintsov S.D. Black hole thermodynamics and negative entropy in deSitter and anti-deSitter Einshtein-Gauss-Bonnet gravity. Nucl. Phys.-2002. - B 628. - P.295.

42 Nojiri S., Odintsov S.D. and Ogushi S. Holographic entropy and brane FRW dynamics from AdS black hole in d5 higher derivative gravity // Int. J. Mod. Phys. – 2001. – Vol. A 16. – P.5085.

References

- 1 T. Kaluza, Sitzungsber. Preuss. Akad. Wiss, Berlin. (Math. Phys.), 966–972 (1921)
- 2 O. Klein, Zeitschrift für Physik A, 37 (12), 895–906 (1926) doi:10.1007/BF01397481.
- 3 L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. 83, 3370 (1999).
- 4 L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. 83, 4690 (1999) ...
- 5 V.A. Rubakov, Phys. Usp. 44, 871 (2001). doi 10.1070/PU2001v044n09ABEH001000.
- 6 A.O. Barvinsky, Phys. Usp., 48 (2005) 545 (2005) Usp. Fiz. Nauk 175, 569 (2005). (in Russ)
- 7 V. Dzhunushaliev and V. Folomeev and M. Minamitsuji, Thick brane solutions. arXiv: 0904.1775.
- 8 A.D. Sakharov, Sov. Phys. Dokl., 12 (1968) 1040 Dokl. Akad. Nauk Ser. Fiz., 177. 70. (1967). (in Russ)

9 T.V. Ruzmaikina and A. A. Ruzmaikin, JETP 30, 372 (1970).

- 10 V.T. Gurovich, Dokl. Akad. Nauk SSSR 195 (1970) 1300, Sov. Phys. Dokl. 15. 1105 (1971). (in Russ)
- 11 H. Nariai, Prog. Theor. Phys. (Kyoto) 46, 433 (1971).
- 12 V.T. Gurovich and A.A. Starobinsky, Sov.Phys. JETP 50, 844 (1979). (in Russ)
- 13 A.A .Starobinsky, Phys.Lett. B 91, 99 (1980).
- 14 S. Capozziello, Int. Journ. Mod. Phys. D 11. 483 (2002). doi: 10.1142/S0218271802002025.
- 15 S. Capozziello, S. Carloni and A. Troisi, Recent Res. Devel. Astron. Astrophysics 1, 625 (2003).
- 16 V. Folomeev, V. Gurovich and I.Tokareva, Grav. Cosmol. 12.163 (2006).
- 17 G. Allemandi, A. Borowiec and M. Francaviglia, Phys. Rev. D 70, 043524 (2004).
- 18 S.M. Carroll, V. Duvvuri, M. Trodden and M.S. Turner, Phys. Rev. Lett. D 70, 043528 (2004).
- 19 S.M. Carroll, V. Duvvuri, M. Trodden and M.S. Turner, Phys. Rev. Lett. D 71, 063513 (2005).
- 20 D.N. Vollick, Phys. Rev. D 68, 063510 (2003).
- 21 E. Flanagan, Phys. Rev. Lett. 92, 071101 (2004).
- 22 E.E. Flanagan, Class. Quantum Grav. 21, 417 (2003).
- 23 S. Nojiri and S. Odintsov, Phys. Lett. B 576, 5 (2003).
- 24 S. Nojiri and S.D.Odintsov, Mod. Phys. Lett. A 19, 627 (2004).
- 25 S. Nojiri and S. Odintsov, Phys.Rev. D 68 123512 (2003).
- 26 S. Nojiri and S.D.Odintsov, ECONF C 0602061 (2006).
- 27 S. Capozziello, V.F. Cardone and A. Troisi, JCAP 08. 001 (2006).
- 28 S. Nojiri and S.D. Odintsov, Phys. Lett. B 631, 1 (2005).
- 29 S. Nojiri, S.D. Odintsov and M. Sasaki, Phys. Rev. D 71, 123509 (2005).

30 S. Nojiri, S.D. Odintsov and P.V. Tretyakov, Phys. Lett. B 651, 224 (2007).

31 S. Nojiri, S.D. Odintsov and S. Ogushi, Phys. Rev. D 65, 023521 (2002).

32 S.Nojiri and S.D.Odintsov, JHEP 07. 049 (2000).

33 I.P. Neupane, JHEP 09, 040 (2000).

34 K.A. Meissner and M.Olechowski, Phys. Rev. D 65, 064017 (2002).

35 S. Nojiri, S. D.Odintsov and S. Ogushi, Phys. Rev. D 65, 023521 (2002).

36 M. Parry, S. Pichler and D. Deeg, JCAP 04, 014 (2005).

37 A.O. Barvinsky, A.Y. Kamenshchik and A.A. Starobinsky, JCAP 11, 021 (2008).

38 R. Reissig, G. Sansone, and R. Conti, Qualitative Theorie Nichtlinearer Differential gleichungen, Edizioni Cremonese, Roma. Italy (1963).

39 S.T. Abdyrakhmanov, K.A. Bronnikov and B.E. Meierovich, Grav. Cosmol. 11, 82 (2005).

40 S. Nojiri and S.D. Odintsov, Class. Quant. Grav.18, 5227 (2001). doi: 10.1016/S0550-3213(02)00075-5. hep-th/0103078.

41 M. Cvetic, S. Nojiri and S.D. Odintsov, Nucl. Phys. B 628, 295 (2002). doi: 10.1016/S0550-3213(02)00075-5

42 S. Nojiri, S.D. Odintsov and S. Ogushi, Int. J. Mod.Phys. A 16, 5085 (2001). doi.org/10.1142/S0217751X01005584.

МРНТИ 29.05.29

Федосимова А.И.

Физико-технический институт, Университет Сатпаева, Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы, e-mail: ananastasia@list.ru

ФЛУКТУАЦИИ НАЧАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ Ядро-ядерного взаимодействия и их влияние на распределение вторичных частиц

Динамика процессов взаимодействия ядер определяется не только энергией и массами взаимодействующих ядер, но и геометрией столкновения ядер. Учет влияния флуктуаций начальных условий в отдельных взаимодействиях позволяет исследовать истинные динамические корреляции конечных состояний во взаимодействиях, возбужденных адронных систем. Начальное состояние, о котором обычно очень мало прямой экспериментальной информации, приводит к существенным особенностям в распределении фрагментов и множественности ливневых частиц, исследование которых позволяет дать физическую интерпретацию результатов на основе различий в начальных условиях соударений. Исследование особенностей в распределениях вторичных частиц и фрагментов в соударениях тяжелых ионов с ядрами фотоэмульсии в зависимости от степени центральности и степени асимметрии взаимодействующих ядер проводилось на основе экспериментальных данных, включающих взаимодействия ¹⁹⁷Au 10.7 АГЭВ с ядрами фотоэмульсии Ет. Представлены параметры фрагментации взаимодействующих ядер для центральных и периферических событий различной степени центральности (периферичности). В качестве экспериментальных критериев для отделения событий с динамическими флуктуациями, характеризующие особенности процесса взаимодействия, и событий с флуктуациями, связанными с флуктуациями начальных условий и зависящих от степени центральности (периферичности) взаимодействия были использованы параметры корреляционной зависимости множественности ливневых частиц и числа фрагментов ядра мишени. При этом также необходимо учитывать количество многозарядных фрагментов ядра-снаряда и распределение суммарного заряда фрагментов налетающего ядра, характеризующего число провзаимодействовавших протонов ядра-снаряда.

Ключевые слова: кварк-глюонная плазма, геометрия столкновения ядер, метод фотоэммульсии, фрагментация ядра.

Fedosimova A.I. Institute of Physics and Technology, Satbaev University Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty, e-mail: ananastasia@list.ru

Fluctuations of the initial conditions of the nucleus-nucleus interaction and their influence on the distribution of secondary particles

The dynamics of processes nucleus-nucleus interaction is determined not only by the energy and masses of the interacting nuclei, but also by the geometry of the nucleus-nucleus collision. Therefore, investigation of true dynamic correlations of the final states in the interactions of excited hadronic systems is impossible without an analysis of fluctuations of the initial states in individual interactions. The initial state, which is usually very little direct experimental information, leads to significant changes in the distribution of fragments and multiplicity of shower particles. A study of distribution of secondary particles and fragments allows us to give a physical interpretation of the results on the basis of differences

in the initial conditions of collisions. A study of the features in the distributions of secondary particles and fragments in collisions of heavy ions with emulsion nuclei, depending on the degree of centrality and the degree of asymmetry of the interacting nuclei, was carried out on the basis of experimental data including the interactions of ¹⁹⁷Au 10.7 AGeV with emulsion nuclei Em. Parameters of fragmentation of interacting nuclei for central and peripheral events of different degrees of centrality (periphery) are presented. Parameters of the correlation dependence of the multiplicity of shower particles and the number of fragments of the target nucleus were used as experimental criteria for separating events with dynamic fluctuations, characterizing the features of the interaction process, and events with fluctuations associated with fluctuations in the initial conditions and depending on the degree of centrality (periphery) of the interaction. It is also necessary to take into account the number of multicharged fragments of the projectile nucleus and the distribution of the total charge of the fragments of the incident nucleus, which characterizes the number of interacted protons of the projectile nucleus.

Key words: quark-gluon plasma, geometry of nucleus-nucleus collision, photoemulsion method, fragmentation of nuclei.

Федосимова А.И.

Физика-техникалық институты, Сәтбаев университеті, Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., e-mail: ananastasia@list.ru

Ядро-ядролық әрекеттестіктің бастапқы шарттарының флуктуациялары және екінші реттік бөлшектердің үлестіріліміне олардың әсері

Ядролық әрекеттестіктердің процестерінің динамикасы тек әрекеттесетін ядролардың энергиясы мен массасы ғана емес, сонымен қатар ядролардың соқтығысу геометриясымен анықталады. Жеке әрекеттестіктерде бастапқы шарттардың флуктуациясының ықпалын ескеру қозған адрондық жүйелердің әрекеттестігінде түпкі күйлердің шынайы динамикалық корреляциясын зерттеуге мүмкіндік береді. Тікелей тәжірибелік ақпараты өте төмен балатын бастанқы күйі франменттердің үлестірімінде және нөсер бөлшектердің көптігінде елеулі ерекшеліктергеәкеледі, оларды зерттеу соқтығысудың бастапқы шарттарының айырмашылығының негізінде нәтижелердің физикалық мағынасын түсіндіруге мүмкіндік береді. Ауыр иондардың фотоэмульсияның ядроларымен соқтығыстарында екінші реттік бөлшектердің үлістеріміндегі ерекшеліктерді әрекеттесетін ядролардың орталықтық дәрежесіне және ассиметрия дәрежесіне тәуелділікті зерттеу бастапқы энергиясы 10.7 АГЭВ ¹⁹⁷Аи ядросының фотоэмульсия ядросымен әрекеттестігі кіретін тәжірибелік деректердің негізінде жүргізілді. Орталық (перифериялық) дәрежесі әртүрлі орталық және перифериялық оқиғфлар үшін әрекеттесетін ядролардың фрагменттену параметрлері берілді. Әрекеттесу процесінің ерекшелегін сипаттайын динамикалық флуктуациясы бар оқиғаларды және бастапқы шарттардың флуктуация мен байланысты және әрекеттестіктің орталықтық дәрежесіне тәуелдіоқиғаларды бөліп алу үшін нөсер бөлшектердің көптігінің нысана ядросының фрагменттерінің санына корреляциялық тәуелділік параметлері қолданылды. Мұнда, сонымен қатар, ядро-снарядтың көп зарядты фрагменттерінің мөлшерін және ядроөснарядтың әрекеттескен протондарының санын сипаттайтын бастапқы ядроның фрагменттерінің қосынды зарядының үлістірілімін ескеру қажет.

Түйін сөздер: кварк-глюондық плазма, ядролардың соқтығысу геометриясы, фотоэмульсия әдісі, ядроның фрагменттеуі.

Введение

Динамика процессов взаимодействия ядер определяется не только энергией и массами взаимодействующих ядер, но и геометрией столкновения ядер. Учет влияния флуктуаций начальных условий в отдельных взаимодействиях позволяет исследовать истинные динамические корреляции конечных состояний во взаимодействиях возбужденных адронных систем [1-4].

При центральном столкновении число образующихся вторичных частиц максимально. Если столкновение нецентральное, то перекрытие ядер получается неполным и кварк-глюонную плазму порождают только часть протонов и нейтронов из каждого ядра. Поэтому образующийся файрбол расширяется во все стороны несимметрично [5-9].

В сплющенном направлении этот перепад давления больше, чем в вытянутом, поэтому возникает несимметричный поток в кварк-глюонной плазме — эллиптический поток разлетающихся частиц из области столкновения тяжелых ядер [10-15].

Начальное состояние, о котором обычно очень мало прямой экспериментальной инфор-

мации, так как до уровня наблюдения происходит достаточно большое количество взаимодействий, приводит к существенным особенностям в распределении фрагментов и множественности ливневых частиц, исследование которых позволяет дать физическую интерпретацию результатов на основе различий в начальных условиях соударений [16-20].

Параметры оценки степени центральности взаимодействия

Исследование особенностей в распределениях вторичных частиц и фрагментов в соударениях тяжелых ионов с ядрами фотоэмульсии в зависимости от степени центральности и степени асимметрии взаимодействующих ядер проводилось на основе экспериментальных данных, включающих взаимодействия ¹⁹⁷Au 10,7 А·ГэВ с ядрами фотоэмульсии *Em* [21-25].

На рисунке 1 представлено схематическое представление взаимодействия ядер различной степени центральности и асимметричности. Более темным цветом обозначены нуклоны области взаимодействия (исходя из геометрических представлений). Светлыми представлены нуклоны, образующие фрагменты ядра снаряда и ядра мишени. При этом из сравнения рисунков 1а и 16 следует, что, исходя из геометрических представлений, вероятность появления событий с одним фрагментом ядра снаряда ниже для сильно центральных взаимодействий (1б) и выше для слабо центральных (1а). В периферических взаимодействиях (1в) также более вероятным является появление событий с одним многозарядным фрагментом.



Из сравнения рисунков 1г и 16 следует, что для более асимметричных взаимодействий (1г), то есть когда налетающее ядро существенно больше ядра мишени суммарный заряд фрагментов налетающего ядра должен быть больше, по сравнению с менее асимметричным взаимодействием (1б). Вероятность появления событий полного разрушения ядра снаряда (то есть когда отсутствуют многозарядные фрагменты) также выше для событий 16 типа, по сравнению с другими типами, представленными на рисунке 1. Анализ фрагментации ядра снаряда позволяет оценить степень центральности взаимодействия. При этом, результаты оценки должны учитывать параметры асимметрии взаимодействующих ядер.

Одним из наиболее оптимальных параметров для оценки степени центральности взаимодействия и отделения событий с легкими и тяжелыми ядрами фотоэмульсии является зависимость числа фрагментов ядра-мишени и множественности *n*_sчастиц. Эта корреляционная зависимость представлена на рисунке 2.

Как следует из рисунка 2, события взаимодействия с легкими (*CNO*)и тяжелыми (*AgBr*) ядрами фотоэмульсии довольно хорошо отделяются.

При этом взаимодействия с легкими ядрами фотоэмульсии в данном случае ограничены двумя условиями. Во-первых, максимальное число фрагментов ядра мишени не может превышать 8, что соответствует заряду самого большого из легких ядер фотоэмульсии – ядра кислорода. Во-вторых, максимальная множественность *n*_s во взаимодействиях с легкими ядрами фотоэмульсии значительно ниже по сравнению с взаимодействиями с тяжелыми ядрами фотоэмульсии. Использование этого факта позволяет отделять Au+AgBr события с большими множественностями и числом фрагментов ядра мишени меньше 8, от Au+CNO событий.

Для анализа периферичности столкновения средние значения корреляционной зависимости N_h от n_s на рисунке 2 для группы взаимодействий с тяжелыми и легкими ядрами фотоэмульсии по описанным выше критериям представлены отдельно.

Среднее распределение для Au+AgBr событий демонстрирует рост до уровня $n_s = 110$. Этот уровень отделяет периферические и центральные взаимодействия. Чем более периферичным является взаимодействие, тем меньше частиц ядра мишени участвует во взаимодействии и, следовательно, тем больше количество фрагментов мишени. При сильно центральном столкновении число образующихся ливневых частиц максимально, а количество фрагментов ядра мишени минимально.



Рисунок 2 – Корреляционная зависимость суммарного числа фрагментов ядра мишени (N_b=n_b+n_g) и числа ливневых частиц n_s для взаимодействия тяжелых ядер золота ¹⁹⁷Au с энергией 10,7 A·ГэВ с тяжелыми (AgBr) и легкими (CNO) ядрами фотоэмульсии

Поведение среднего распределение для *Au+CNO* подобно среднему распределению для *Au+AgB* взаимодействий, но сдвинуто в область малых значений n_s . Уровень раздела периферических и центральных событий соответствует $n_s = 55$.

Анализ фрагментов налетающего ядра

Для событий различных классов по выделенным характерным параметрам фрагментации ядра снаряда был осуществлен поиск различий в распределении фрагментов налетающего ядра.

На рисунке 3 представлено распределения по величине суммарного заряда фрагментов ядра-снаряда Q для событий с различным числом многозарядных фрагментов N_f для Au+AgBr взаимодействий с учетом разделения на периферические и центральные взаимодействия по уровню $n_s = 110$.

Как видно из рисунка 3 распределение для событий, в которых отсутствуют многозарядные фрагменты ядра снаряда N_f =0, сконцентрировано в области малых значений **Q. Среднее значе**ние Q=15.9±7.0. Такие события соответствует центральным взаимодействиям с большим числом провзаимодействовавших нуклонов налета-

ющего ядра. При этом практически все события имеют высокую множественность $n_{c} \ge 110$.

В событиях с одним многозарядным фрагментом $N_f = 1$ полное распределение имеет четкое разделение на два класса событий по представленному критерию n_c =110. Первый класс событий представляет собой взаимодействия с $n_{s} < 110$, в которых большинство событий находятся в области больших значений Q, близкому к полному заряду ядра золота (Q=79). Средние значение суммарного заряда фрагментов налетающего ядра Q=68.3±10.3. Такие события соответствует периферическим взаимодействиям с небольшим количеством провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда. Второй класс событий представляет собой взаимодействия с $n_{2} \ge$ 110 со средним значением Q=31.3±8.8. Такие события относятся к центральным взаимодействиям низкой степени центральности, представленные на рисунке 1а.



Рисунок 3 – Распределение суммарного заряда фрагментов ядра снаряда в зависимости от множественности n_s для взаимодействия Au+AgBr в событиях с различным числом многозарядных фрагментов N_c

События с $N_f > 1$ занимают промежуточную позицию со средним значением $Q = 53.4 \pm 12.9$. Такие события относятся к центральным вза-имодействиям низкой степени центральности, представленные на рисунках 1б и 1г. Таким образом, результаты анализа Q-распределения подтверждают доводы, основанные на геометрических представлениях взаимодействия с учетом корреляционной зависимости суммарного числа фрагментов ядра мишени N_h и множественности ливневых частиц ns.

Заключение

Представлены параметры фрагментации взаимодействующих ядер для центральных и периферических событий различной степени центральности (периферичности). Результаты анализа О-распределения подтверждают доводы, основанные на геометрических представлениях взаимодействия. В качестве экспериментальных критериев для отделения событий с динамическими флуктуациями, характеризующие особенности процесса взаимодействия, и событий с флуктуациями, связанными с флуктуациями начальных условий и зависящих от степени центральности (периферичности) взаимодействия могут быть использованы параметры корреляционной зависимости множественности ливневых частиц и числа фрагментов ядра мишени. При этом также необходимо учитывать количество многозарядных фрагментов ядра-снаряда и распределение суммарного заряда фрагментов налетающего ядра, характеризующего число провзаимодействовавших протонов ядра-снаряда.

Литература

1 Stefanek G. et al. Recent results from the search for the critical point of strongly interacting matter at the CERN SPS // Nucl. Part.Phys. Proc. – 2016. – Vol. 273-275. – P.2596-2598.

2 Kumar L. (for the STAR Collaboration) STAR Results from the RHIC Beam Energy Scan-I // Nuclear Physics A. – 2013. – Vol. 904–905. – P.256–263.

3 Melkumov G.L. (for the NA49 and NA61 Collaborations) Exploration of the Phase Diagram of Strongly Interacting Matter at CERN SPS // Nuclear Physics B (Proc. Suppl.). – 2013. – Vol.245.– P. 283–290.

4 Luzum M., Petersen H. Initial state fluctuations and final state correlations in relativistic heavy-ion collisions // J.Phys.G: Nucl.Part.Phys. - 2014. - Vol.41, N6. - P. 063102.

5 Adare, A., Luzum, M., Petersen, H. Initial state fluctuations and final state correlations: Status and open questions // Physica Scripta. - 2013. - Vol.87 (4). - P. 048001.

6 Csernai L.P., Skålvik A., Wang D.J., Strottman D., Anderlik C., Cheng Y., Yan Y.L., Sa B.H. Directed flow from global symmetry and initial state Fluctuations // Central Eur.J.Phys. – 2012. – Vol. 10, N 6. –P. 1271-1273.

7 Kim D.J. for the ALICE Collaboration News on collectivity in Pb-Pb collisions from the ALICE experiment // EPJ Web of Conf. -2017. - Vol. 141. - P.01001.

8 Esumi S. Collective flow measurements at RHIC energies // EPJ Web of Conf. – 2017. – Vol.141. – P.05001.

9 Song H., Zhou Y., Gajdosova K. Collective flow and hydrodynamics in large and small systems at the LHC // Nucl. Sci. and Tech. – 2017. – Vol.28, Iss.7. – P.99.

10 Pasechnik R., Sumbera M. Phenomenological Review on Quark–Gluon Plasma: Concepts vs. Observations // Universe. – 2017. – Vol.3(1), Iss.7. – P.1-61.

11 Plumari S., Guardo G.L., Scardina F., Greco V. Initial-state fluctuations from midperipheral to ultracentral collisions in an event-by-event transport approach // Phys. Rev. C. -2015. -Vol.92, Iss.5. -P.054902.

12 Dusling K. From initial-state fluctuations to final-state observables // Nucl. Phys. A. - 2013. - Vol. 904-905. - P. 59-66.

13 Jia J., Mohapatra S. A method for studying initial geometry fluctuations via event plane correlations in heavy ion collisions // Eur.Phys.J. C. -2013. - Vol.73, N 7. - P. 1-17.

14 Schenke B., Tribedy P., Venugopalan R. Initial-state geometry and fluctuations in Au+Au, Cu+Au, and U+U collisions at energies available at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider // Phys.Rev.C – Nucl.Phys. 2014. – Vol. 89, N 6. – P. 064908.

15 Jia J., Teaney D. Study on initial geometry fluctuations via participant plane correlations in heavy ion collisions // Eur. Phys. J. C. -2013. – Vol. 73, N 10. – P. 1-7.

16 Voloshin S.A. Collective phenomena in ultra-relativistic nuclear collisions: anisotropic flow and more // Proc. of Nuclear Physics Conf. "From Quarks and Gluons to Hadrons and Nuclei", Erice-Sicily, September, 2011.

17 Shuryak E. Strongly coupled quark-gluon plasma in heavy ion collisions // Reviews of Mod. Phys. - 2017. - Vol.89. - P.035001.

18 Nouicer R. New state of nuclear matter: Nearly perfect fluid of quarks and gluons in heavy-ion collisions at RHIC energies // Eur.Phys.J Plus. – 2016. – Vol. 131, Iss.3. – P.70.

19 Braun-Munzinger P., Koch V., Schäfer T., Stachel J. Properties of hot and dense mater from relativistic heavy ion collisions // Phys. Reports. – 2016. – Vol.621. – P. 76-126. 20 Mohapatra S. Experimental overview on flow observables in heavy ion collisions // Nucl.Phys. A. - 2016. - Vol. 956. - P.59-66.

21 Giacalone G., Noronha-Hostler J., Ollitrault J.Y. Relative flow fluctuations as a probe of initial state fluctuations // Phys. Rev. C. - 2017. - Vol.95. - P.054910.

22 Sarkar S., Mali P., and Mukhopadhyay A. Simulation study of elliptic flow of charged hadrons produced in Au + Au collisions at energies available at the Facility for Antiproton and Ion Research // Phys. Rev. C. – 2017. – Vol.95. – P.014908.

23 Bhoumik G., Bhattacharyya S., Deb A., Ghosh D. Event-by-Event pseudorapidity fluctuation analysis: An outlook to multiplicity and phase space dependence // Eur. Phys. J. A. - 2016. - Vol.52. - P.196.

24 Jena S. On behalf of the ALICE Collaboration Recent results on event-by-event fluctuations in ALICE at the LHC // J.Phys. Conf. Ser. – 2015. – Vol.612. – P.012047.

25 Ahmad S., Chandra A., Kumar A., Chaturvedi O., Ahmad A., Zafar M., Irfan M., Singh B.K. Event-by-event analysis of high-multiplicity events produced in 158 A GeV/c 208Pb-208Pb collisions // Europhys. Lett. – 2015. – Vol.112, N4. – P.42001.

References

1 G. Stefanek et al., Nucl.Part.Phys. Proc., 273-275, 2596-2598 (2016). Doi: 10.1016/j.nuclphysbps.2015.10.001

2 L. Kumar, Nuclear Physics A, 904–905, 256–263 (2013).

3 G.L. Melkumov, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.), 245, 283–290 (2013).

4 M. Luzum and H. Petersen, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 06310, 41, 6 (2014). Doi: 10.1088/0954-3899/41/6/063102

5 A. Adare, M. Luzum, and H. Petersen, Physica Scripta, 048001, 87 (4) (2013). Doi: 10.1088/0031-8949/87/04/048001

6 L.P. Csernai, A. Skålvik, D.J. Wang, D. Strottman, C. Anderlik, Y. Cheng, Y.L. Yan, and B.H. Sa, Central Eur. J. Phys., 10 (6), 1271-1273 (2012). Doi: 10.2478/s11534-012-0146-4

7 D.J. Kim, EPJ Web of Conf., 141, 01001 (2017).

8 S. Esumi, EPJ Web of Conf., 141, 05001 (2017).

9 H. Song, Y. Zhou, and K. Gajdosova, Nucl. Sci. and Tech., 7, 28, 99 (2017).

10 R. Pasechnik, and M. Sumbera, 3(1), 7, 1-61 (2017). Doi: 10.3390/universe3010007

11 S. Plumari, G.L. Guardo, F. Scardina, V. Greco, Phys. Rev. C, 92 (5), 054902 (2015).

12 K. Dusling, Nucl. Phys. A, 904-905, 59-66 (2013).

13 J. Jia and S.Mohapatra, Eur. Phys. J. C, 73 (7), 1-17 (2017). Doi: 10.1140/epjc/s10052-013-2510-y

14 B. Schenke, P. Tribedy, and R. Venugopalan, Phys.Rev.C, Nucl.Phys., 89 (6), 064908 (2014). Doi: 10.1103/Phys-RevC.89.064908

15 J. Jia and D. Teaney, Eur. Phys. J., 73 (10), 1-7 (2013).

16 S.A. Voloshin, Proc. of Nuclear Physics Conf.: "From Quarks and Gluons to Hadrons and Nuclei", Erice-Sicily, September, 2011.

17 E. Shuryak, Reviews of Mod. Phys., 89, 035001 (2017). Doi: 10.1103/ RevModPhys.89.035001

18 R. Nouicer, Eur. Phys. J Plus, 131 (3), 70 (2016). Doi: 10.1140/epjp/i2016-16070-2

19 P. Braun-Munzinger, V. Koch, T. Schäfer, and J. Stachel, Phys. Reports, 621, 76-126 (2016).

20 S. Mohapatra, Nucl. Phys., 956, 59-66 (2016). Doi: 10.1016/j.nuclphysa.2016.06.003

21 G. Giacalone, J. Noronha-Hostler, and J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. 95, 054910 (2017). Doi: 10.1103/PhysRevC.95.054910

22 S. Sarkar, P. Mali, and A. Mukhopadhyay, Phys. Rev. 95, 014908 (2017). Doi: 10.1103/PhysRevC.95.014908

23 G. Bhoumik, S. Bhattacharyya, A. Deb and D. Ghosh, Eur. Phys. J. A, 52, 196 (2016). Doi: 10.1140/epja/i2016-16196-8

24 S. Jena, J. Phys. Conf. Ser., 612, 012047 (2015).

25 S. Ahmad, A. Chandra, A. Kumar, O. Chaturvedi, A. Ahmad, M. Zafar, M. Irfan and B.K. Singh, Europhys. Lett. 112 (4), 42001 (2015). doi: 10.1209/0295-5075/112/42001

2-бөлім **ПЛАЗМА ФИЗИКАСЫ**

Section 2 PLASMA PHYSICS

Раздел 2 **ФИЗИКА ПЛАЗМЫ** МРНТИ 29.27.47

Курбанов Ф., Давлетов А.Е., *Мухаметкаримов Е.С.

Казахский национальный университет имени аль-Фараби, НИИЭТФ, Казахстан, г. Алматы, *e-mail: yerzhan.mukhametkarimov@kaznu.kz

ХИМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ТРЕХКОМПОНЕНТНОЙ ПЫЛЕВОЙ ПЛАЗМЫ

В работе развивается химическая модель трехкомпонентной пылевой плазмы, состоящей из электронов, протонов и пылевых частиц. Концентрация протонов считается фиксированной, а поглошение электронов пылинками рассматривается как связанные состояния, определяемые работой выхода электронов. Получено выражение для свободной энергии системы, которая включает в себя идеальную и неидеальную части. Вклад взаимодействий между частицами рассматривается в рамках обобщенного интегро-дифференциального уравнения Больцмана -Пуассона, полученного из цепочки уравнений Боголюбова для равновесных функций распределения в приближении парных корреляций. Данное уравнение легко решается и трансформируется в систему алгебраических уравнений при переходе в Фурье-пространство и использования свойств дельта функции. Для проведения численных расчетов были выбраны потенциал Кулона в качестве взаимодействия электронов и протонов между собой в отсутствии плазменной среды, и идентичный потенциал с поправкой на конечность размеров для взаимодействия пылевых частиц. Численный расчет показывает, что свободная энергия трехкомпонентной пылевой плазмы является функцией единственного параметра и имеет ярко выраженный минимум, что может быть использовано для определения электрического заряда пылинок, находящихся в буферной плазме.

Ключевые слова: пылевая плазма, самосогласованная химическая модель, свободная энергия.

Kurbanov F., Davletov A.E., *Mukhametkarimov Ye.S. Al-Faraby Kazakh National University, Institute of Experimental and Theoretical Physics, Kazakhstan, Almaty, *e-mail: yerzhan.mukhametkarimov@kaznu.kz

A chemical model of a three-component dusty plasma

A chemical model of a three-component dusty plasma consisting of electrons, protons, and dust particles is developed. The number density of protons is assumed to be fixed, and the absorption of electrons by dust particles is considered as bound states, determined by the work function of the electrons. An expression is obtained for the free energy of the system, which includes the ideal and excess parts. The contribution of interactions between particles is considered in the framework of the generalized Poisson-Boltzmann integro-differential equation obtained from the Bogolyubov chain of equations for the equilibrium distribution functions in the pair correlation approximation. This equation is easily solved and transformed into a system of algebraic equations by using Fourier transformation and delta function properties. For perform numerical calculations, the Coulomb potential was chosen as the interaction of electrons and protons with each other in the absence of a plasma medium, and an identical potential for the interaction of dust particles, corrected for finite size. Numerical calculation show that the free energy of a three-component dusty plasma is a function of a single parameter and has a pronounced minimum, which can be used to evaluate the electric charge of dust particles immersed into a buffer plasma.

Key words: dusty plasma, self-consistent chemical model, free energy.

Кұрбанов Ф., Давлетов А.Е., ^{*}Мұхаметкаримов Е.С. Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, ЭТФҒЗИ,

Казақстан, Алматы қ., *e-mail: yerzhan.mukhametkarimov@kaznu.kz

Үш компонентті тозаңды плазманың химиялық моделі

Электрондар, протондар және тозаң бөлшектерінен тұратын үш компонентті плазманың химиялық моделі дамытылуда. Протондардың концентрациясы белгіленген, ал электрондардың тозаң бөлшектерімен жұтылуы электрондардың шығу жұмысымен анықталатын байланысқан күй ретінде қарастырылады. Идеал және идеал емес құраушылардан тұратын жүйенің бос энергиясының өрнегі алынды. Бөлшектердің әсерлесуінің әсері, жұптық әсерлесу жуықтауында тепе-теңді таралу функциясы үшін Боголюбов теңдеулер жүйелерінен шыққан жалпыланған Больцман - Пуассон интегро-дифференциалдық теңдеулері көмегімен ескерілді. Бұл теңдеу фурье-кеңістігіне көшіп, дельта функциясының қасиеттерін пайдаланса оңай шешіліп, алгебралық теңдеулер жүйесіне ауысады. Сандық есептеулер жүргізу үшін плазмалық орта жоқ кездегі электрондар мен протондардың арасындағы әсерлесу ретінде Кулон потенциалы, және тозаң бөлшектерінің әсерлесуінде шектік өлшемді ескеретін ұқсас потенциал таңдалынды. Сандық есептеу үш компонентті тозаңды плазманың бос энергиясы бір параметрдің функциясы мен минимумы бар екенін және буферлік плазмадағы тозаң бөлшектерінің электр зарядтарын анықтау үшін пайдаланылуы мүмкін болтынын көрсетеді.

Түйін сөздер: тозаңды плазма, өзара келісілген химиялық модель, бос энергия.

Введение

На сегодняшний день большой научный интерес исследователей вызывает нелинейная и многокомпонентная среда – плазма с пылевыми частицами твердого тела [1]. Такая среда встречается в различных плазменных установках [2], а также в космическом пространстве [3]. Наиболее значимыми являются исследования пылевых частиц в установках термоядерного синтеза с магнитным удержанием, которые возникают за счет взаимодействия плазменного разряда со стенками [4] и существенно влияют на работу термоядерного реактора.

Известно, что частицы твердого тела (пылевые частицы), помещенные в область плазменного разряда, приобретают большой электрический заряд, связанный с поглощением заряженных частиц плазмы: электронов и ионов [5,6]. Поскольку электроны легче и подвижнее чем ионы, заряд пылевых частиц в обычных условиях отрицательный и достигает десятков тысяч в единицах заряда электрона. Это в свою очередь ведет к возникновению сильного электростатического взаимодействия между частицами твердого тела и к изменению свойств плазмы вблизи их поверхности [5-7]. Поэтому многие современные работы сфокусированы на нахождении электрического заряда или плавающего потенциала (равновесный потенциал) пылинок в плазме. Под «плавающим» понимается потенциал, при котором уравновешены потоки электронов и ионов на поверхность частицы [8].

Для определения заряда и плавающего потенциала пылевой частицы в плазме необходимо детально исследовать поток электронов и ионов на поверхность пылинки в неоднородном поле вокруг частицы. Область действия приповерхностного поля называют плазменным слоем. В большинстве случаев предполагается, что ширина этого слоя вблизи пылевой частицы меньше, чем длина свободного пробега электроннонейтрального или ионн-нейтрального взаимодействия. Это позволяет заключить, что перенос заряженных частиц является бесстолкновительным. Если пренебречь эффектом отдельных кулоновских столкновений по сравнению с коллективными явлениями, то задача сводится к решению самосогласованного кинетического уравнения Власова для заряженных частиц [9, 10, 11,12.], которое может быть решено как феноменологически [13], так и с использованием компьютерного моделирования с помощью метода частиц в ячейке [14, 16]. Для этого в рамках кинетического описания область вблизи поверхности частицы разделяется на несколько слоев. В плазменном слое электроны и ионы, налетающие на поверхность пылевой частицы, не взаимодействуют между собой, а вне оболочки рассматривается невозмущенная плазма с Максвелловской функцией распределения.

На сегодняшний день проделано много попыток нахождения заряда пылевых частиц в плазме [17-30]. Поскольку процесс зарядки пылевой частицы схож с зарядкой диагностического зонда, помещенного в разряд, исторически первой работой принято считать труды Мотта-Смита и Ленгмюра [17]. Позднее были предложены различные модели, описывающие накопление заряда пылевой частицей. Например, модель монодисперсных ионов [18], теория ограниченного орбитального движения [19-21] и модель холодных ионов [22].

Стандартным и довольно простым подходом аналитического описания заряда принято считать теорию ограниченного орбитального движения, основанного на законах сохранения энергии и момента импульса [23]. В простейшем случае она учитывает потоки электронов и ионов на пылевую частицу, которые не являются единственным механизмом зарядки пылевых частиц. В процесс зарядки пылевых частиц могут повлиять эффекты, связанные с эмиссией вторичных электронов, фотоэлектронов и термоэлектронов [24-25]. Эмиссия электронов от поверхности пылинки может привести к уменьшению отрицательного заряда, изменяя заряд вплодь до положительных значений [26,27]. В работе [28] рассмотрена термоионная эмиссия с максимумом в потенциальной энергии.

Расчет, основанный на классическом подходе ограниченного орбитального движения, дает максимально возможное значение заряда пылевой частицы. В реальных экспериментах измеренный заряд значительно ниже, что связано с некоторыми особенностями процесса зарядки пылевой частицы и ограничениями самого метода. Дело в том, что теория ограниченного орбитального движения применима лишь для случая, когда размеры частиц меньше электронной дебаевской длины экранирования [29]. Кроме этого предполагается, что пылевая частица изолирована в том смысле, что другие пылевые частицы не влияют на движения налетающих электронов и ионов, что для плотной плазмы естественным образом нарушается. Если учесть, что пылевые частицы в плазме могут образовать плазменный кристалл с определенной плотностью упаковки, то становиться что заряд пылевых частиц будет ясно, несколько меньше, чем для уединенной частицы [30-31].

При высоких давлениях плазмы длина свободного пробега электронов и ионов становиться меньше чем характерный размер пылевых частиц, и растет вероятность рассеяния ионов на нейтральных атомах. Это приводит к увеличению ионного потока на пылевую частицу и, следовательно, к уменьшению его заряда [32, 33]. С другой стороны, в модели ограниченного орбитального движения не рассматривается плазменный слой вблизи поверхности отрицательно заряженной пылевой частицы, который активно поглощает низкоэнергичные ионы. В литературе этот слой называют поглощающим слоем и описывают наличием максимума на кривой эффективной потенциальной энергии взаимодействия пылевой частицы с заряженными ионами [34]. Из сказанного следует, что не все ионы могут долететь до поверхности пылевой частицы, что повлияет на процесс зарядки пылевой частицы.

Таким образом, ясно, что описание процесса зарядки пылевой частицы в рамках теории ограниченного орбитального движение является не простой задачей и существует множество работ, в которых учитываются и другие эффекты. Например, для нахождения потенциала больших пылевых частиц построены модифицированные модели пылевых частиц в тлеющем разряде, а при расчетах предполагалось, что электроны имеют немаксвелловскую функцию распределения, например, функцию распределения Дрювестейна [35].

В данной работе были произведены теоретические расчеты термодинамического состояния пылевой плазмы на основе самосогласованной химической модели, которая часто используется для описания свойств частично ионизованной плазмы [36]. В рамках предлагаемой модели рассматривается полностью ионизованная водородная плазма с пылевыми отрицательно заряженными частицами [37].

Безразмерные параметры

В дальнейшем предполагается, что пылевая плазма содержит три сорта частиц: электронов с концентрацией n_e , массой m_e и электрическим зарядом -e; протонов с концентрацией n_p , массой m_p и зарядом e, а также пылевых частиц с концентрацией n_d , массой m_d и зарядом Ze. Существенно, что в целом плазма предполагается локально квазинейтральной так, что выполняется условие:

$$n_e = n_p + Z n_d \,, \tag{1}$$

или в безразмерном виде

$$\alpha = 1 + Z\gamma , \qquad (2)$$

где $\alpha = n_e / n_p$ и $\gamma = n_d / n_p$.

Для описания состояния буферной плазмы удобно ввести параметр связи, который выражает степень ее неидеальности и представляет собой отношение средней энергии кулоновского взаимодействия протонов к их энергии теплового движения:

$$\Gamma = \frac{e^2}{a_p k_b T}.$$
(3)

где k_b – постоянная Больцмана, T – температура среды, $a_p = \sqrt[3]{3/4\pi n_p}$ – среднее расстояние между протонами.

Число протонов в единице объема характеризуется безразмерным параметром плотности

$$r_s = \frac{a_p}{a_B},\tag{4}$$

где $a_B = \hbar^2 / m_e e^2$ – первый боровский радиус, а \hbar – постоянная Планка.

Пылевая компонента для простоты предполагается монодисперсной, то есть все пылевые частицы представляются твердыми сферами радиусом R, а материал характеризуется некоторой работой выхода электронов W. Конечность размеров пылевых частиц определяется параметром

$$d = \frac{a_d}{R},\tag{5}$$

 $a_d = \sqrt[3]{3/4\pi n_d}$ – среднее расстояние между пылинками в плазме.

Идеальная часть свободной энергии

Из курса статистической физики систем, состоянщих из многих частиц, известно, что в приближении идеального газа выражение для свободной энергии трехкомпонентной пылевой плазмы имеет вид:

$$F_{id} = -n_e V k_B T \ln\left(\frac{2e}{n_e \lambda_e^3}\right) - n_p V k_B T \ln\left(\frac{e}{n_p \lambda_p^3}\right) - n_d V k_B T \ln\left(\frac{e\Sigma_d}{n_d \lambda_d^3}\right).$$
(6)

где *V* – объем системы, $\lambda_a = (2\pi\hbar^2 / m_a k_B T)^{1/2}$ – тепловая длина волны де Бройля частиц сорта *a*, а статистическа сумма Σ_d описывает связанные состояния пылинки и электронов.

Для определения Σ_d используется представление о том, что пылинка представляет собой потенциальную яму для электронов, глубина которой определяется работой выхода. Пусть пылинка поглотила Z электронов, тогда их энергия связи будет равна ZA, где A – работа выхода. Кроме этого, поглощенные электроны будут создавать в окружающем пространстве электрическое поле, энергия которого легко вычисляется и равна $Z^2e^2/2R$, а значит статистическая сумма примет следующий вид:

$$\Sigma_d = \exp\left(\frac{ZA}{k_B T} - \frac{Z^2 e^2}{2Rk_B T}\right).$$
 (7)

В нашей модели пылевая частица может, как поглощать, так и испускать электроны вследствие электронной эмиссии, но формула (7) при этом сохраняет свой вид.

Неидеальная часть свободной энергии

Выражение для свободной энергии (6) справедливо при полном пренебрежении взаимодействием в системе, что не всегда справедливо, так как заряд пылевых частиц может достигать значительных величин. Для учета корреляций воспользуемся разработанной ранее самосогласованной химической моделью, которая успешно описывает ионизационное равновесие в частично ионизованной водородной плазме. Неидеальная часть свободной энергии в случае трехкомпонентной пылевой плазмы, состоящей из электронов, протонов и пылинок принимает вид:

$$F_{exc} = \frac{V}{2} \sum_{a,b} n_a n_b \tilde{\varphi}_{ab}(0) + \frac{VT}{16\pi^3 k_B} \sum_{a,b} n_a n_b \int d\mathbf{k} \tilde{\varphi}_{ab}(k) \int dT \frac{\tilde{\Phi}_{ab}(k)}{T^3}.$$
(8)

В формуле (8) фурье-образы микропотенциалов взаимодействия между компонентами пылевой плазмы определяются с помощью выражений

$$\tilde{\varphi}_{ee}(k) = \tilde{\varphi}_{pp}(k) = -\tilde{\varphi}_{ep}(k) = \frac{4\pi e^2}{k^2}$$
(9)

$$\tilde{\varphi}_{ed}(k) = -\tilde{\varphi}_{pd}(k) = \frac{4\pi Z e^2}{k^2} - \frac{4\pi Z e^2 R}{k} \bigg[\operatorname{Ci}(kR) \sin(kR) + \frac{1}{2} \cos(kR) (\pi - 2\operatorname{Si}(kR)) \bigg], \quad (10)$$

$$\tilde{\varphi}_{dd}(k) = \frac{4\pi Z^2 e^2}{k^2} - \frac{8\pi Z^2 e^2 R}{k} \bigg[\operatorname{Ci}(2kR) \sin(2kR) + \frac{1}{2} \cos(2kR)(\pi - 2\operatorname{Si}(2kR)) \bigg], \tag{11}$$

где $\operatorname{Ci}(x) = -\int_{x}^{\infty} \frac{\cos t}{t} dt$ и $\operatorname{Si}(x) = \int_{0}^{x} \frac{\sin t}{t} dt$ –

Фурье-образы макропотенциалов взаимодействия определяются из решения цепочки уравнений Боголюбова в приближении парных корреляций и имеют вид

интегральный косинус и синус соответственно.

$$\tilde{\Phi}_{ab}(k) = \frac{1}{\Delta} \Biggl(\tilde{\varphi}_{ab}(k) + \sum_{c=e,i,n} A_c \Bigl[\tilde{\varphi}_{cc}(k) \tilde{\varphi}_{ab}(k) - \tilde{\varphi}_{ac}(k) \tilde{\varphi}_{bc}(k) \Bigr] + \\ + \delta_{ab} \sum_{c,d=e,i,n} A_c A_d \Biggl[\tilde{\varphi}_{ac}(k) \tilde{\varphi}_{ad}(k) \tilde{\varphi}_{cd}(k) + \frac{\tilde{\varphi}_{aa}(k) \tilde{\varphi}_{cc}(k) \tilde{\varphi}_{dd}(k)}{2} - \\ - \frac{\tilde{\varphi}_{aa}(k) \tilde{\varphi}_{cd}(k)^2 + \tilde{\varphi}_{cc}(k) \tilde{\varphi}_{ad}(k)^2 + \tilde{\varphi}_{dd}(k) \tilde{\varphi}_{ac}(k)^2}{2} \Biggr] \Biggr],$$
(12)

$$\Delta = 1 + \sum_{a=e,i,n} A_a \tilde{\varphi}_{aa}(k) + \sum_{a,b} A_a A_b \left[\tilde{\varphi}_{aa}(k) \tilde{\varphi}_{bb}(k) - \tilde{\varphi}_{ab}(k)^2 \right] + A_a A_b A_c \times$$

$$\left[\frac{\tilde{\varphi}_{ab}(k)\tilde{\varphi}_{bc}(k)\tilde{\varphi}_{ac}(k)}{3} + \frac{\tilde{\varphi}_{aa}(k)\tilde{\varphi}_{bb}(k)\tilde{\varphi}_{cc}(k)}{6} - \frac{\tilde{\varphi}_{aa}(k)\tilde{\varphi}_{bc}(k)^{2} + \tilde{\varphi}_{bb}(k)\tilde{\varphi}_{ac}(k)^{2} + \tilde{\varphi}_{cc}(k)\tilde{\varphi}_{ab}(k)^{2}}{6}\right] (13)$$

Здесь $A_c = n_c / k_B T$, а δ_{ab} – символ Кронекера.

Результаты и обсуждения

Свободная энергия всей пылевой плазмы представляет собой сумму идеальной (6) и неидеальной (8) частей

$$F = F_{id} + F_{exc} , \qquad (14)$$

которая, при фиксированной концентрации пылевых частиц, протонов и температуре, зависит от единственного параметра, например, от числа электронов в плазме или заряда пылевых частиц.

На рисунках 1 и 2 представлены графики зависимости свободной энергии трехкомпонентной пылевой плазмы от параметра α . Как видно из кривых, свободная энергия рассматриваемой системы имеет локальный минимум, соответсвующий устойчивому термодинами-

ческому равновесию для ансамбля, и может принимать как отрицательные, так и положительные значения. С увеличением концентрации острота минимума снижается, так как при этом падает заряд пылевых частиц и, соответственно, уменьшается их вклад в свободную энергию всей системы. Вполне аналогичная картина наблюдается с ростом параметра размера d, увеличение которого фактически приводит к уменьшению концентрации пылевых частиц в плазме.



Рисунок 1 – Зависимость свободной энергии F/N_pk_BT , где N_p – полное число протонов в системе, от параметра α при r_s = 3000, Γ = 0.01, d = 50, W = 3 эВ. Сплошная линия – γ = 0.0001; пунктирная линия – γ = 0.0003, точечная линяя – γ = 0.0005.



Рисунок 2 – Зависимость свободной энергии F/N_pk_BT , где N_p – полное число протонов в системе, от параметра α при $r_s = 3000$, $\Gamma = 0.01$, W = 3 эВ, $\gamma = 0.0001$. Сплошная линия – d = 25; пунктирная – d = 50; точечная линия – d = 75

На рисунквх 3 и 4 представлено сравнение идеальной и полной свободной энергии трехкомпонентной пылевой плазмы при различных значениях безразмерных параметров. Из рисунка заметно, что вклад межчастичных взаимодействий в свободную энергию практически не заметен при $\alpha \approx 1$, так как в соответствии с (2) пылевые частицы оказываются практически не заряженными. Наоборот, при существенном отклонении параметра α от единицы, пылевые частицы приобретают существенный электрический заряд, что приводит к сильному отклонению величины полной свободной энергии от идеальной.

Из анализа кривых также можно сделать вывод о том, что при больших значениях параметра связи Г, корреляционные эффекты менее значительно влияют на положения минимума свободной энергии. С физической точки зрения это связано с тем, что с увеличением параметра связи уменьшается температура системы, а это приводит к снижению термоэлектронной эмиссии от пылевых частиц в плазму и снижению их заряда.



Рисунок 3 – Зависимость свободной энергии F/N_pk_BT , где N_p – полное число протонов в системе, от параметра α при $r_s = 3000$, $\Gamma = 0.0001$, d = 50, W = 3 эВ, $\gamma = 0.0001$. Сплошная линия – полная свободная энергия с учетом взаимодействия; пунктирная линия – идеальная часть свободной энергии



Рисунок 4 – Зависимость свободной энергии F/N_pk_BT , где N_p – полное число протонов в системе, от параметра α при $r_s = 3000$, $\Gamma = 0.01$, d = 50, W = 3 эВ, $\gamma = 0.0001$. Сплошная линия – полная свободная энергия с учетом взаимодействия; пунктирная линия – идеальная часть свободной энергии

Заключение

В данной работе на основе самосогласованной химической модели проанализирована зависимость свободной энергии от различных параметров трехкомпонентной пылевой плазмы. Поглощение или испускание электронов пылевой частицей рассматривается как ее связанные состояния, что позволило определить внутреннюю статистическую сумму заряженной пылинки, которая также включает в себя энергию создаваемого кулоновского поля.

Свободная энергия пылевой плазмы вычисляется как сумма идеальной и неидеальной частей. В последней корректно учтены взаимодействия между компонентами пылевой плазмы без предположения о их независимом вкладе, что особенно просто осуществимо в рамках решения обобщенного уравнения БольцманаПуассона, полученного из цепочки уравнений Боголюбова в приближении парных корреляций.

Численные расчеты показали, что взаимодействие между частицами существенно влияет на термодинамическое равновесие при маленьких значениях параметра связи Г, когда эмиссия электронов с поверхности пылевых частиц резко возрастает и увеличивается их заряд. Это в свою очередь сильно меняет вклад межчастичных взаимодействий в свободную энергию трехкомпонентной пылевой плазмы.

Следует отметить, что существование локального минимума свободной энергии дает возможность определить стационарный заряд пылевых частиц путем ее минимизации при постоянной концентрации протонов.

Работа выполнена по программе грантового финансирования Комитета Науки МОН РК, ИРН проекта AP05132677

Литература

1 Fortov V.E., Ivlev A.V., Khrapak S.A., Khrapak A.G., Morfill G.E. Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives // Physics Reports. - 2005. - Vol. 421 (1-2). - P.1-103.

2 Smirnov R.D., Pigarov A.Yu., Rosenberg M., Krasheninnikov S.I. and Mendis D.A.. Modelling of dynamics and transport of carbon dust particles in tokamaks // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2007. – Vol.49. – P.347-371.

3 Popel S.I., Golub' A.P., Zakharov A.V., and Zelenyi L.M. Dusty Plasma near the Surface of Phobos // JETP Letters. – 2017. – Vol. 106(8). – P.485–490.

4 Krasheninnikov S.I., Smirnov R.D. and Rudakov D.L. Dust in magnetic fusion devices // Plasma Phys. Control. Fusion. – 2011. – Vol. 53(083001). – 54 p.

5 Morfill G.E., Thomas H.M., Konopka U., and Zuzic M. The plasma condensation: Liquid and crystalline plasmas // Phys. Plasmas. 1999. –Vol.6 (5). – P.1769-1780.

6 Fortov V.E. and Morfill G.E. (ed) Complex and Dusty Plasmas. – Boca Raton, FL: CRC Press, 2010.

7 Ikezi H. Coulomb solid of small particles in plasmas // Phys.Fluids. 1986. –Vol.29(6). –P.1764-1765.

8 Allen J.E. Probe theory - the orbital motion approach // Phys. Scr. 1992. – Vol.45. – P.497-503.

9 Bellan P.M. A model for the condensation of a dusty plasma // Physics of Plasmas. 2004. -Vol.11. - No.7. -P.3368-3379.

10 Zagorodny A.G., Schram P.P.J.M., Trigger S.A. Stationary Velocity and Charge Distributions of Grains in Dusty Plasmas // PRL. 2000. – Vol.84. No.16. – P.3694-3597.

11 Schram P.P.J.M., Sitenko A.G., Trigger S.A. and Zagorodny A.G. Statistical theory of dusty plasmas: Microscopic equations and Bogolyubov-Born-Green-Kirkwood-Yvon hierarchy // Phys.Rev.E. – 2000. – Vol.63. – P.016403(1-17).

12 Kenneth M. Watson. Use of the Boltzmann Equation for the Study of Ionized Gases of Low Density. I // Phys.Rev. 1956. – Vol. 102. – No.1 – P.12-19.

13 Vishnyakov V.I. Charging of dust in thermal collisional plasmas. Phys. Rev. E. 2012. - Vol. 85. - P.026402 (1-6).

14 Trunec D., Bonaventura Z., Zikan P. and Jansky J. PIC/MCC Simulation of Electron and Ion Currents to Spherical Langmuir Probe // Contrib. Plasma Phys. 2015. –Vol.55, No.6. –P.481–493.

15 Matyash K., Schneider R., Taccogna F., Hatayama A., Longo S., Capitelli M., Tskhakaya D., and Bronold F.X. Particle in Cell Simulation of Low Temperature Laboratory Plasmas // Contrib. Plasma Phys. 2007. – Vol.47, No. 8-9. – P.595–634.

16 Delzanno G.L. and Tang X.-Z.. Comparison of dust charging between orbital-motion-limited theory and particle-in-cell simulations // Phys.Plasmas. 2015. –Vol.22. –P. 113703-1-113703-6.

Mott-Smith H.M. and Langmuir I. The Theory of Collectors in Gaseous Discharges // Phys. Rev. 1926. – Vol.28. – P.727.
 Bohm D., Burhop E.H.S., and Massey H.S.W. The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields. Edited by

A. Guthrie and R. K. Wakerling. Ch. 2 – McGraw-Hill, New York, 1949.

19 Al'pert Ya.L., Gurevich A.V., and Pitaevskii L.P. Space Physics with Artificial Satellites. – Plenum Press, New York, 1965.

20 Ira B. Bernstein and Irving N. Rabinowitz. Theory of Electrostatic Probes in a Low \Box Density Plasma // The Physics of Fluids. – 1959. – Vol. 2. – P.112.

21 Laframboise J. Theory of Spherical and Cylindrical Langmuir Probes in a Collisionless, Maxwellian Plasma at Rest // Ph.D. thesis, University of Toronto. – 1966.

22 Allen J.E., Boyd R.L.F., and Reynolds P.. // Proc. Phys. Soc. - 1957. Vol.70. - P.297.
23 Kennedy R.V. and Allen J.E. The floating potential of spherical probes and dust grains. II: Orbital motion theory // J. Plasma Physics. – 2003. – Vol. 69(6). – P.485–506.

24 Khrapak S.A. and Morfill G. Waves in two component electron-dust plasma // Phys. Plasmas. 2001. - Vol.8, No. 6. - P.2629-2634.

25 Delzanno G.L., Bruno A., Sorasio G., Lapenta G. Exact orbital motion theory of the shielding potential around an emitting, spherical body // Phys.Plasmas. - 2005. - Vol.12. - P.062102-1 - 062102-17.

26 Samarian A.A., Vaulina O.S., Nefedov A.P., Fortov V.E., James B.W. and Petrov O.F. Positively charged particles in dusty plasmas // Phys.Rev.E. 2001. – Vol.64. – P.056407- 1 – 056407- 8.

27 Delzanno G.L. and Tang X.-Z. Charging and Heat Collection by a Positively Charged Dust Grain in a Plasma // PRL. – 2014. - Vol.113. – P. 035002-1-035002-5.

28 Autricque A., Khrapak S.A., Couedel L., Fedorczak N., Arnas C., Layet J.-M., and Grisolia C. Electron collection and thermionic emission from a spherical dust grain in the spacecharge limited regime // Phys.Plasmas. – 2018. - Vol.25. – P.063701-1 – 063701-9.

29 Goree J. Charging of particles in a plasma // Plasma Sources Sci. Technol. - 1994. - Vol. 3. - P. 400-406.

30 Khrapak S.A., Ratynskaia S.V. etc. Particle charge in the bulk of gas discharges // Phys.Rev.E. - 2005. -Vol.72. - P.016406-1-016406-10.

31 Barkan A., D'Angelo N., and Merlino R.L. Charging of Dust Grains in a Plasma // PRL. – 1994. –Vol.73. No.23. –P.3093-3096.

32 Zobnin A.V., Nefedov A.P., Sinel'shchikov V.A., Fortov V.E. On the charge of dust particles in a low-pressure gas discharge plasma // JETP. – 2000. – Vol.91, No.3. –P.483-487.

33 Lampe M., Gavrishchaka V., Ganduli G., Joyce G. Effect of trapped ions on shielding of a charged spherical object in a plasma // PRL. – 2001. –Vol.86, No.23. – P.5278-5281.

34 Tang X.-Z. and Delzanno G.L. Orbital-motion-limited theory of dust charging and plasma response // Phys.Plasmas. – 2014.– Vol.21. – P. 123708-1-123708-6.

Matsoukas T. and Russell M. Particle charging in low pressure plasmas // J. Appl. Phys. 1995. – Vol.77(9). – P.4285-4292.
 Davletov A.E., Arkhipov Yu.V., and Tkachenko I.M. Electric Charge of Dust Particles in a Plasma // Contrib. Plasma

Phys. – 2016. –Vol.56. No. 3-4. –P.308 – 320.

37 Davletov A.E., Yerimbetova L.T., Mukhametkarimov Y.S., Ospanova A.K. Finite size effects in the static structure factor of dusty plasmas // Phys.Plasmas. – 2014. – Vol.21 (7). – P.073704.

References

1 V.E. Fortov, A.V. Ivlev, S.A. Khrapak, A.G. Khrapak and G.E. Morfill, Physics Reports 421, 1-103 (2005) https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.08.007.

2 R.D. Smirnov, A. Yu. Pigarov, M. Rosenberg, S. I. Krasheninnikov and D. A. Mendis, Plasma Phys. Control. Fusion 49, 347-371 (2007) https://doi.org/10.1088/0741-3335/49/4/001.

3 S.I. Popel, A. P. Golub', A.V. Zakharov, and L.M. Zelenyi, JETP Letters 106(8), 485–490 (2017) https://doi.org/10.1134/S0021364017200115.

4 S.I. Krasheninnikov, R.D. Smirnov and D.L. Rudakov, Plasma Phys. Control. Fusion, 53, 083001 (2011). https://doi.org/10.1088/0741-3335/53/8/083001.

5 G.E. Morfill, H.M. Thomas, U. Konopka, and M. Zuzic, Phys. Plasmas 6(5), 1769-1780, (1999) https://doi.org/10.1063/1.873435.

6 V.E. Fortov and G.E. Morfill (ed) Complex and Dusty Plasmas (Boca Raton, FL: CRC Press, 2010), 440 p.

7 H. Ikezi, Phys.Fluids 29(6), 1764-1765, (1986).

8 J.E. Allen, Phys. Scr 45, 497-503, (1992).

9 P.M. Bellan, Physics of Plasmas 11(7), 3368-3379, (2004).

10 A.G. Zagorodny, P.P.J.M. Schram and S.A. Trigger, PRL 84(16), 3694-3597, (2000) https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.3594.

11 P.P.J.M. Schram, A.G. Sitenko, S.A. Trigger and A.G. Zagorodny, Phys.Rev.E. 63, 016403, (2000) https://doi.org/10.1007/s11232-009-0103-6.

12 Kenneth M. Watson, Phys.Rev 102(1), 12-19, (1956).

13 Vladimir I. Vishnyakov, Phys. Rev. E. 85, 026402 (1-6), (2012) https://doi.org/10.1103/PhysRevE.85.026402.

14 D. Trunec, Z. Bonaventura, P. Zikan and J. Jansky, Contrib. Plasma Phys. 55(6), 481-493, (2015) https://doi.org/10.1002/ctpp.201400046.

15 K. Matyash, R. Schneider, F. Taccogna, A. Hatayama, S. Longo, M. Capitelli, D. Tskhakaya and F.X. Bronold, Contrib. Plasma Phys 47, 595–634, (2007) https://doi.org/10.1002/ctpp.200710073.

16 Gian Luca Delzanno and Xian-Zhu Tang, Physics of Plasmas 22, 113703, (2015) https://doi.org/10.1063/1.4935697.

17 H. M. Mott-Smith and Irving Langmuir, Phys. Rev. 28, 727, (1926).

18 D. Bohm, E. H. S. Burhop, and H. S. W. Massey, *The Characteristics of Electrical Discharges in Magnetic Fields* (Edited by A. Guthrie and R. K. Wakerling) (McGraw-Hill, New York 1949), ch. 2.

19 Ya.L. Al'pert, A.V. Gurevich, and L.P. Pitaevskii, Space Physics with Artificial Satellites (Plenum Press, New York, 1965).

20 Ira B. Bernstein and Irving N. Rabinowitz, The Physics of Fluids 2, 112, (1959).

21 J. Laframboise, *Theory of Spherical and Cylindrical Langmuir Probes in a Collisionless*, (Maxwellian Plasma at Rest. Ph.D. thesis, University of Toronto, 1966).

22 J.E. Allen, R.L.F. Boyd and P. Reynolds, Proc. Phys. Soc. 70, 297, (1957).

23 R.V. Kennedy and J.E. Allen J. Plasma Physics 69(6), 485-506, (2003) https://doi.org/10.1017/S0022377803002265.

24 S.A. Khrapak and G. Morfill, Phys. Plasmas. 8(6), 2629-2634, (2001) https://doi.org/10.1063/1.1370061.

25 G.L. Delzanno, A. Bruno, G. Sorasio and G. Lapenta, Physics of Plasmas. 12, 062102, (2005) https://doi.org/10.1063/1.1914546.

26 A.A. Samarian, O.S. Vaulina, A.P. Nefedov, V.E. Fortov, B.W. James and O.F. Petrov, Phys.Rev.E. 64, 056407-1 – 056407-8 (2001) https://doi.org/10.1103/PhysRevE.64.056407.

27 Gian Luca Delzanno and Xian-Zhu Tang, PRL 113, 035002, (2014) https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.035002.

28 A. Autricque, S.A. Khrapak, L. Couedel, N. Fedorczak, C. Arnas, J.-M. Layet, and C. Grisolia, Physics of Plasmas 25, 063701, (2018) https://doi.org/10.1063/1.5032153.

29 J Goree, Plasma Sources Sci. Technol. 3, 400-406, (1994) https://doi.org/10.1088/0963-0252/3/3/025.

30 S.A. Khrapak, S.V. Ratynskaia, A.V. Zobnin, A.D. Usachev, V.V. Yaroshenko, M.H. Thoma, M. Kretschmer, H. Höfner, G.E. Morfill, O.F. Petrov, and V.E. Fortov, Phys. Rev. E. 72, 016406-1-016406-10, (2005) https://doi.org/10.1103/PhysRevE.72.016406.

31 A. Barkan, N. D'Angelo, and R.L. Merlino, P.R.L. 73(23), 3093-3096, (1994) https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.73.3093.

32 A.V. Zobnin, A.P. Nefedov, V.A. Sinel'shchikov, V.E. Fortov, JETP 91(3), 483-487 (2000).

33 M. Lampe, V. Gavrishchaka, G. Ganduli and G.Joyce, P.R.L. 86(23), 5278-5281, (2001) https://doi.org/10.1109/PPPS.2001.960714.

34 Xian-Zhu Tang and Gian Luca Delzanno, Physics of Plasmas 21, 123708 (2014), https://doi.org/10.1063/1.4904404.

35 Themis Matsoukas and Marc Russell, J. Appl. Phys. 77 (9). 4285-4292, (1995) https://doi.org/10.1063/1.359451.

36 A.E. Davletov, Yu.V. Arkhipov, and I.M. Tkachenko, Contrib. Plasma Phys. 56 (3-4), 308 - 320 (2016) https://doi.org/10.1002/ctpp.201500111.

37 A.E. Davletov, L.T. Yerimbetova, Y.S. Mukhametkarimov and A.K. Ospanova, Physics of Plasmas 21 (7), 073704, (2014) https://doi.org/10.1063/1.4887009.

IRSTI 29.27.07

Turekhanova K.M.*, Kaliyeva D.S.

Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty, *e-mail: kunduz@physics.kz

COLLISION FREQUENCY AND FREE LENGTH PATH OF ELECTRONS OF SEMICLASSICAL DENSE PLASMA

Nowadays the study of collision processes of dense semiclassical plasma is of considerable interest in many experimental facilities. The paper studies the collision processes of dense semiclassical plasma taking into account the quantum mechanical effects of diffraction and symmetry at small distances and the effects of screening of charge's field at large distances. The collision characteristics of dense semiclassical plasma are obtained numerically such as the dependences of the electron collision frequency on the parameter of nonideality and the free length path of electrons on the parameter of nonideality are determined. It has shown that taking into account the screening effect and quantummechanical effects of diffraction and symmetry in dense semiclassical plasma leads to a maximum on the electron collision frequency's curve at certain values of the nonideality parameter. The free length path of electrons has a minimum in some values of the nonideality parameter.

Key words: dense plasma, semiclassical plasma, collision processes, collision frequency of electrons, free length path of electrons.

Туреханова К.М.*, Калиева Д.С.

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

*e-mail: kunduz@physics.kz

Частота столкновений и длина свободного пробега электронов плотной квазиклассической плазмы

В настоящее время исследование столкновительных процессов плотной квазиклассической плазмы, реализующиеся во многих устройствах, представляет значительный интерес. В работе исследованы столкновительные процессы плотной квазиклассической плазмы с учетом квантовомеханических эффектов дифракции и симметрии на малых расстояниях и эффекты экранировки поля зарядов на больших расстояниях. Столкновительные характеристики плотной квазиклассической плазмы получены численно, например, определены зависимости частоты столкновений электронов от параметра неидеальности и длины свободного пробега электронов от параметра неидеальности и длины свободного пробега электронов и квантово-механических эффектов дифракции и симметрии в плотной квазиклассической плазме при определенных значениях параметра неидеальности приводит к появлению максимума на кривой частоты столкновений электронов. А длина свободного пробега электронов имеет минимум в некоторых значениях параметра неидеальности.

Ключевые слова: плотная плазма, квазиклассическая плазма, столкновительные процессы, частота столкновений электронов, длина свободного пробега электронов.

Туреханова К.М.*, Қалиева Д.С.

Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: kunduz@physics.kz

Тығыз квазиклассикалық плазмадағы электрондардың соқтығысу жиілігі мен еркін жүру жолы

Көптеген құрылғыларда пайда болатын тығыз квазиклассикалық плазманың соқтығысу құбылыстарын зерттеу бүгінгі таңда айтарлықтай қызығушылық танытады. Бұл жұмыста тығыз квазиклассикалық плазманың соқтығысу процестері шағын қашықтықтардағы квант-механикалық дифракция және симметрия құбылысы мен өріс зарядтарының үлкен қашықтықтардағы экрандалу құбылысы ескеріле отырып зерттелген. Квазиклассикалық тығыз плазмадағы соқтығысу құбылыстары бөлшектердің әсерлесуінің әффективті потенциалы негізінде сандық түрде есептелген, мысалы электрондардың соқтығысу жиілігінің идеал емес параметріне және еркін жүру жолының идеал емес параметріне тәуелділіктері алынған. Тығыз квазиклассикалық плазмадағы экрандалу және кванттық құбылыстарын ескеретін болсақ, идеал емес параметрдің кейбір мәндері үшін электрондардың соқтығысу жиілігінің қисығында максимумның туындауына әкелетіні көрсетілген. Ал электрондардың еркін жүру жолының ұзындығы идеал емес параметрдің кейбір мәнінде минимумға ие болады.

Түйін сөздер: тығыз плазма, квазиклассикалық плазма, соқтығысу процестері, электрондардың соқтығысу жиілігі, электрондардың еркін жүру жолы.

Introduction

Modern theoretical studies of plasma physics suggest comparing the results with a very highly developed experiment, this is true in relation to both laboratory and space plasma. Most of the simplest effects are known, so it is relevant to consider rather complex collision processes of dense semiclassical plasma [1-4]. To date, investigation of the collision processes such as the collision frequency and the free length path of electrons of dense semiclassical plasma are an actual problem, as such plasma is realized in many experimental devices: in the implementation of the idea of controlled thermonuclear fusion, in the collision with a rigid barrier of metal liners, in MHD generators, rocket movements with gaseous nuclear reactors, with a powerful electric discharge in liquid, with an electric explosion of conductors, with optical and microwave discharges in gas and etc [5-9]. For the collision frequency of electrons, the most notable feature is the non-monotonic nature of its dependence on the nonideality parameter of the plasma, which has a maximum in the case of dense plasma containing once charged ions under the nonideality parameter [10-19]. The calculation of the collision coefficients remains one of the most urgent problems of the physical kinetics of the semiclassical plasma. The great interest represents the research, allowed to obtain reliable information on the collisional properties of dense semiclassical plasma. When studying the physical properties of such the plasma located in an external electric field, it is necessary to take into account the effects of screening and quantum mechanical effects of diffraction and symmetry.

of the collision coefficients remains one of the most urgent problems of the physical kinetics of the semiclassical plasma. The great interest represents the research, allowed to obtain reliable information on the collisional properties of dense semiclassical plasma. When studying the physical properties of such the plasma located in an external electric field, it is necessary to take into account the effects of screening and quantum mechanical effects of diffraction and symmetry.

Calculation and discussion

The study used dimensionless parameters characterizing the system: nonideal parameter $\gamma = e^2 / (r_D k_B T)$; density parameter $r_S = r_D / a_B$, where r_D , a_B – the Debye radius and the radius of the Bor.

As the description of interaction of charged particles in a classical plasma is used the pseudopotential, which takes into account the correlation effects of higher order at large distances [20-21]:

$$\Phi(R) = \frac{\gamma}{R} e^{-R} \frac{1 + \gamma \frac{f(R)}{2}}{1 + c(\gamma)}, \qquad (1)$$

$$f(R) = (e^{-\sqrt{\gamma}R} - 1)(1 - e^{-2R}) / 5,$$

$$c(\gamma) = -0.008617 + 0.455861 \gamma - 0.108389 \gamma^2 + 0.009377 \gamma^3,$$

where $c(\gamma)$ – is the correction factor for different γ nonideal parameters obtained on the basis of cubic interpolation.

Also to describe the interaction of charged particles in semiclassical dense plasma used the effective potential that takes into account the effect of screening and quantum effects [22]:

$$\Phi_{\alpha\beta}(r) = \frac{Z_{\alpha}Z_{\beta}e^{2}}{\sqrt{1 - 4\lambda_{\alpha\beta}^{2} / r_{D}^{2}}} \left(\frac{e^{-Br}}{r} - \frac{e^{-Ar}}{r}\right), \quad (2)$$
$$A^{2} = \frac{1}{2\lambda^{2}} \left(1 + \sqrt{1 - \lambda_{\alpha\beta}^{2} / r_{D}^{2}}\right),$$
$$B^{2} = \frac{1}{2\lambda^{2}} \left(1 - \sqrt{1 - \lambda_{\alpha\beta}^{2} / r_{D}^{2}}\right),$$
$$r_{D} = \left(k_{B}T / \left(4\pi e^{2}\sum_{j} n_{j}Z_{j}^{2}\right)\right)^{1/2} - \text{the Debye}$$

radius, $Z_{\alpha}e, Z_{\beta}e$ – the electric charges of α and β particles, $\lambda_{\alpha\beta} = h / \sqrt{2\pi m_{\alpha\beta}k_BT}$ – the length of the de-Broglie, $m_{\alpha\beta} = m_{\alpha}m_{\beta} / (m_{\alpha} + m_{\beta})$ – the reduced mass of the α and β particles.

The free path length of electrons:

$$\lambda_e = \frac{m_e^2 \upsilon^4}{4\pi n e^4 \lambda(\Lambda)} \tag{3}$$

The electron collision frequency:

$$v_e = \frac{4\pi n e^4}{m_e^2 \upsilon^3} \lambda(\Lambda). \tag{4}$$

The collisions frequency of electrons and the free length path of electrons are computed using the Coulomb logarithm [23]:

$$\lambda(\Lambda) = \frac{1}{p_{\perp}^{2}} \int_{0}^{b_{\max}} \sin^{2}(\frac{\theta_{c}}{2}) \rho \, d\rho \,, \qquad (5)$$

where $p_{\perp} = \frac{ee_{\mu\nu}}{\mu\nu}^2$ is the impact parameter,

The integral (5) was solved numerically by Euler's method and Simpson. Solving the scattering angle of the particles, it is possible to obtain the collisional characteristics of dense plasma, such as scattering cross-section, the free length and frequency of the particles based on the effective pseudopotential models.

Figure 1 shows the dependence of the electron collision frequency on the parameter of the nonideality of dense semiclassical plasma on the basis of different pseudopotentials.

It is shown that the collision frequency curve based on the effective potential (2) is lower than in the case of pseudopotential (1). It is seen that the account of the screening effect and quantummechanical effects leads to a decrease in the frequency of electron collisions with an increase in the non-ideal parameter. Figure 2 shows the results of the electron collision frequency calculated using the Coulomb logarithm on the nonideality parameter based on the effective potential (2) of dense semiclassical plasma at different rs values. It is seen that as the density parameter increases, the frequency of electron collisions also increases [24, 25]. The results of the calculations are presented in figure 3 in dependence of the mean free length path of the electrons on the parameter of the nonideality of dense semiclassical plasma where it is seen that the mean free length path of electrons for the pseudopotential model (1) lies higher than the corresponding data for the effective potential, which taking into account quantum-mechanical effects of diffraction and the effect of screening (2). Figure 4 shows the dependence of the free length path of electrons at different values of the density parameter [26]. The mean free length path of the electrons obtained on the basis of the effective pseudopotential of the interaction of the particles increases with the increase of the density parameter when accounting for the effect of screening and quantum effects. This all effects may be due to the increasing role of quantum effects, which leads to a decrease in the scattering cross section of the particles.



Figure 1 – The dependence of the electron collision frequency on the nonideal parameter based on the (1) and (2) potentials of dense plasma.



Figure 3 – The dependence of the free length path of electrons on the nonideal parameter based on the (1) and (2) potentials of dense plasma.

Conclusion

The collision processes of dense semiclassical plasma are studied taking into account the quantummechanical effects of diffraction and symmetry and the screening effect. Thus, the dependences of the electron collision frequency and electron free path length on the nonideality parameter of dense semiclassical plasma are obtained on the basis of the



Figure 2 – The dependence of the electron collision frequency on the nonideal parameter based on the effective potential of dense semiclassical plasma.



Figure 4 – The dependence of the free length path of electrons on the nonideal parameter based on the effective potential of dense semiclassical plasma.

effective interaction potential of particles. When we take into account the screening effect and quantum effects of diffraction and symmetry, the collision frequency of electrons has a maximum in some values of the nonideality parameter and the free length path curve of electrons has a minimum at certain values of the nonideality parameter, which is associated with the formation of some ordered structures in dense semiclassical plasma.

References

1 Flanagan J.C., Sertoli M. Characterising dust in JET with the new ITER-like wall // Plasma physics and controlled fusion. -2015. - Vol. 57. - P.5.

2 Norman C.D. Models of the Atomic Nucleus. – Heidelberg: Springer, 2010. – P. 324.

3 Catto P.J. and Simakov A.N. A drift ordered short mean free path description for magnetized plasma allowing strong spatial anisotropy // Physics of Plasmas. -2004. - Vol. 11. - No 1. - P. 311.

4 Franklin R.N. and Snell J. The plasma-sheath transition with a constant mean free path model and the applicability of the Bohm criterion // Physics of Plasmas. -2001. - Vol. 8. - N = 2. - P. 48.

5 Баранов Н.Н., Исаенков Ю.И. Побережский Л.П. Вопросы электрофизики МГД-преобразования энергии. – М.: Наука, 1989. – С. 160.

6 Кривицкий Е.В. Динамика электровзрыва в жидкости. – Киев: Наука, 1986. – С. 145.

7 Лебедев С.В., Савватимский А.И. Металлы в процессе быстрого нагревания электрическим током большой плотности // УФН. – 1984. – Т. 144. – № 2. – С. 215-249.

8 Воробьев В.С., Рахель А.Д. К теории быстрых режимов электрического взрыва проводников // Препринт ИВТАН. – 1990. – Т.290. – № 2. – С. 167.

9 Буфетов П.А., Прохоров А.М., Федоров В.Б., Фомин В.К. Медленное горение лазерной плазмы и стационарный оптический разряд в воздухе // Тр. ИОФАН. – 1988. – Т. 10. – С. 3-74.

10 Фортов В.Е., Храпак А.Г., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. – М.: Физматлит, 2004. – С. 528.

11 Месяц Г.А. Эктоны в вакуумном разряде: пробой, искра, дуга. – М.: "Наука", 2000. – С. 424.

12 Krainov V., Sofronov A.V. Recombination processes in laser produced dense cluster plasma // CCP. – 2007. – V. 47. – P. 234.

13 Крайнов В.П., Софронов А.В. Процессы рекомбинации в атомарных кластерах при облучении сверхсильным фемтосекундным лазерным импульсом // ЖЭТФ. – 2006. – Т. 130. – №1. – С. 43-47.

14 Морозов И.В., Норман Г.Э. Столкновения и плазменные волны в неидеальной плазме // ЖЭТФ. – 2005. – Т. 127. – № 2. – С. 412.

15 Эбелинг В., Крефт В., Кремп Д. Теория связанных состояний и ионизационного равновесия в плазме и твердом теле. – М.: Мир, 1979. – С.262.

16 Ланкин А.В. Столкновительная рекомбинация в неидеальной плазме // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. – 2008. – Т. 7. – С. 2.

17 Гуревич А.В., Питаевский Л.П. Коэффициент рекомбинации в плотной низкотемпературной плазме // ЖЭТФ. – 1964. – Т. 46. – С. 1281.

18 Латышев А.В., Юшканов А.А. Продольная электрическая проводимость в квантовой плазме с переменной частотой столкновений в рамках подхода Мермина // ТМФ. – 2014. – Т. 178. – № 1. – С. 147–160.

19 Климонтович Ю., Силин В.П. ЖЭТФ. – 1952. – Т. 23. – С.151-160.

20 Baimbetov F.B., Ramazanov T.S., Nurekhenov Kh.T. Pseudopotential theory of classical non-ideal plasma // Phys.Lett.A.-1995. – Vol.-202.-P.211.

21 Туреханова К.М. Исследование явления убегания электронов в неидеальной плазме. – Алматы, 2006. – С. 55.

22 Ramazanov T.S., Dzhumagulova K.N. Effective screened potentials of strongly coupled semiclassical plasma // Phys. Plasmas. - 2002. - Vol. 9. - P. 3758.

23 Ramazanov T.S., Kodanova S.K. Coulomb logarithm of a non-ideal plasma // Phys. Plasmas. – 2001. – Vol. 8. – P. 5049.

24 Туреханова К.М., Қалиева Д.С. Тығыз идеалды емес плазмадағы соқтығысу процестерін зерттеу // Вестник КазНПУ. Серия «Физ.-мат. науки». – 2017. – № 4(60). – С.174.

25 Turekhanova K., Kaliyeva D. Investigation of collisional processes in dense semiclassical plasma // Proc. of the XXXIII International Conference on Phenomena in Ionized Gases. – Estoril, Portugal, 2017. – P.251.

26 Туреханова К.М., Калиева Д.С. Исследование кинетических процессов плотной плазмы с учетом эффекта экранировки и квантово-механических эффектов дифракции // Вестник КазНУ. Серия физическая. – 2018. – №1(64). – С.98.

References

- 1 J.C. Flanagan, M. Sertoli. Plasma physics and controlled fusion. 57, 5 (2015).
- 2 D.C. Norman. (H.: Springer, 2010), p.324.
- 3 P.J. Catto, A.N. Simakov. Physics of Plasmas. 11, 311 (2004).
- 4 R.N. Franklin, J. Snell. Physics of Plasmas. 8, 48 (2001).
- 5 N.N Baranov, Y.I. Isaenkov, L.P. Poberejski. (M.: Nauka, 1989), p.160. (in Russ).
- 6 E.V. Krivitski. (K.: Nauka, 1986), p.145. (in Russ).
- 7 S.V. Lebedev, A.I. Savatimski. UFN. 144, 215-249 (1984). (in Russ).
- 8 V.S. Vorobev, A.D. Rahel. Preprint. IVTAN. 290, 167 (1990). (in Russ).
- 9 P.A. Bufetov, A.M. Prohorov. V.B. Federov. Tr. IOFAN. 10, 3-74 (1988). (in Russ).
- 10 V.E. Fortov, A.G. Hryapak, I.T. Yakubov. (M.: Physmatlit, 2004), p.528. (in Russ).
- 11 G.A. Mesyac. (M.: Nauka, 2000), p. 424. (in Russ).
- 12 V.P. Krainov, A.V. Sofronov. CCP. 47, 234 (2007).
- 13 V.P. Krainov, A.V. Sofronov. JETPh. 130, 43-47 (2006). (in Russ).
- 14 I.V. Morozov and G.E. Norman. JETPh. 127, 412 (2005). (in Russ).
- 15 V. Ebeling, V. Kreft, D. Kremp. (M.: Mir, 1979), p.262.

- 16 A.V. Lankin. Phys-chem.kin.gas dyn. 7, 2 (2008). (in Russ).
- 17 A.V. Gurevich and L.P. Pitaevskyi, JETPh, 46, 1281 (1964). (in Russ).
- 18 A.V. Latyshev, A.A. Yushkanov. TMPh. 178, 147–160 (2014). (in Russ).
- 19 Yu. Klimontovich, V.P. Silin. JETPh. 23, 151-160 (1952).
- 20 F.B. Baimbetov, T.S. Ramazanov, Kh.T. Nurekhenov. Phys.Lett.A. 202, 211 (1995).
- 21 K.M. Turekhanova. (disser. Almaty, 2006), p. 55. (in Russ).
- 22 T.S. Ramazanov and K.N. Dzhumagulova, Phys. Plasmas. 9, 3758 (2002).
- 23 T.S. Ramazanov and S.K. Kodanova, Phys. Plasmas, 8, 5049 (2001).
- 24 K.M. Turekhanova, D.S. Kaliyeva. Rec.Contr.Phys. 4(60), 174 (2017). (in Kaz).
- 25 K.M. Turekhanova, D.S. Kaliyeva. Proc. of the XXXIII ICPIG. 251 (2017).
- 26 K.M. Turekhanova, D.S. Kaliyeva. Rec.Contr.Phys. 1(64), 98 (2018). (in Russ).

3-бөлім

КОНДЕНСИРЛЕНГЕН КҮЙ ФИЗИКАСЫ ЖӘНЕ МАТЕРИАЛТАНУ ПРОБЛЕМАЛАРЫ. НАНОҒЫЛЫМ

Section 3

CONDENSED MATTER PHYSICS AND MATERIALS SCIENCE PROBLEMS. NANOSCIENCE

Раздел 3

ФИЗИКА КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ И ПРОБЛЕМЫ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ. НАНОНАУКА

МРНТИ 29.19.31

Абрамкин Д.С.*, Бакаров А.К., Петрушков М.О., Емельянов Е.А., Путято М.А., Преображенский В.В., Семягин Б.Р., Есин М.Ю., Кожухов А.С., Гутаковский А.К., Шамирзаев Т.С.

Институт физики полупроводников СО РАН им. А.В. Ржанова, Россия, г. Новосибирск, *e-mail: dalamber.07@mail.ru

НОВЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ НИЗКОРАЗМЕРНЫЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ: ФОРМИРОВАНИЕ, КРИСТАЛЛИЧЕСКОЕ СТРОЕНИЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР

В работе обсуждаются полупроводниковые низкоразмерные A3-B5 гетероструктуры с энергетическим спектром нового типа – первого рода с непрямой запрещённой зоной. Разделение носителей заряда в пространстве квазиимпульсов в таких структурах ведёт к увеличению времени жизни локализованных экситонов вплоть до сотен микросекунд. Это делает возможным исследование процессов, изучение которых в прямозонных системах с малым временем жизни (~ 1 нс) затруднено, например спиновой релаксации экситонов в квантовых точках (КТ). Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Кристаллическое строение гетероструктур исследовано с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии. Энергетическое строение структур изучено при помощи спектроскопии стационарной и время разрешённой фотолюминесценции. Экспериментальные данные дополнены расчётами. В результате было показано, энергетический спектр первого рода и непрямой запрещённой зоной реализуется в структурах с GaAs/GaP и GaSb/GaP KT, механические напряжений в которых полностью релаксировали, а также с псевдоморфно напряжёнными III-Sb/AIAs квантовыми ямами.

Ключевые слова: квантовые точки, квантовые ямы, энергетическое строение первого рода, непрямая запрещённая зона, экситон, спиновая релаксация, длительное время жизни.

Abramkin D.S.*, Bakarov A.K., Petrushkov M.O., Emelyanov E.A., Putyato M.A., Preobrazhensky V.V., Semyagin B.R., Yesin M.Yu., Kozhukhov A.S., Gutakovskii A.K., Shamirzaev T.S. A.V. Rzhanov Institute of semiconductor physics of Siberian Branch of Russian Academy of Science, Russia, Novosibirsk, *e-mail: dalamber.07@mail.ru

Novel semiconductor low-dimensional heterostructures: formation, crystal structure and energy spectrum

Semiconductor low-dimensional III-V heterostructures with novel energy spectrum of type-I and indirect bandgap are discussed in the paper. Charge carriers separation in reciprocal space for these structures results in localized exciton lifetime rising up to hundreds of microseconds. This is allow to investigate processes which are hard to study in direct bandgap systems with fast lifetime (~ 1 ns), for example ecxiton spin relaxation in quantum dots (QDs). The heterostructures were grown by molecular-beam epitaxy technique. Crystal structure was investigated by transmission electron microscopy. Energy spectrum was studied by steady-state and time-resolved photoluminescence spectroscopy. The experimental data supplied by calculations. It was shown, that energy spectrum of type-I and indirect bandgap forms in structures with fully relaxed GaAs/GaP and GaSb/GaP QDs and with pseudomorphically strained III-Sb/AIAs quantum wells.

Key words: quantum dots, quantum wells, band alignment of type-I, indirect bandgap, exciton, spin relaxation, long lifetime.

Абрамкин Д.С.*, Бакаров А.К., Петрушков М.О., Емельянов Е.А., Путято М.А., Преображенский В.В., Семягин Б.Р., Есин М.Ю., Кожухов А.С., Гутаковский А.К., Шамирзаев Т.С. РҒА СБ А.В. Ржанов атындағы Жартылай өткізгіш физика институты, Новосибирск, Ресей, *e-mail: dalamber.07@mail.ru

Жаңа жартылай өткізгіш гетероструктуралар: қалыптастыру, кристалдық құрылым және энергетикалық спектр

Мақалада бірінші түрлі жанама тыйым салынған жолағы бар жана типті энергетикалық спектрге ие жартылай өткізгішті АЗ-В5 гетероструктурасы талқыланған. Мұндай құрылымдарда квазиимпульстар кеңістігінде заряд тасымалдаушылардың бөлінуі локализацияланған экситондардың жүздеген микросекундқа дейінгі өмір сүру мерзімінің ұзартылуына әкеледі. Бұл қысқа мерзімде (~ 1 нс) туразондық жүйелерді игеруін қиын болатын үрдістерді зерттеуге мүмкіндік береді, мысалы, кванттық нүктелердегі (КН) экситондардың спин релаксациясын. Гетероструктурлар молекулярлық сәуленің эпитаксиі арқылы өсірілді. Гетероқұрылымдардың кристалдық түрі трансмиссиялық электронды микроскопия әдісімен зерттелді. Құрылымдардың энергетикалық құрылымы стационарлық спектроскопия және уақыт уәкілетті фотолюминесценция әдістерімен зерттелді. Эксперименттік деректер есептеулермен толықтырылды. Нәтижесінде, бірінші реттік энергетикалық спектрі және жанама тыйым салынған топ GaAs/GaP және GaSb/GaP КН құрылымдарында, оларда механикалық кернеулер толығымен өшетін, сондай-ақ псевдоморфты түрде III-Sb/AIAs кванттық ұңғымалары бар жүзеге асырылғанын көрсеттілді.

Түйін сөздер: кванттық нүктелер, кванттық құдықтар, бірінші түрдегі энергетикалық құрылым, жанама тыйым салынған жолақ, экситон, спин релаксациясы, ұзақ өмір.

Введение

В настоящее время прогресс микроэлектроники определяется исследованием и внедрением новых полупроводниковых низкоразмерных гетероструктур. Появление низкоразмерных полупроводниковых гетероструктур не только открыло возможности для создания новых полупроводниковых приборов, но и позволило проводить исследования новых физических явлений фундаментального характера [1,2]. Благодаря эффектам размерного квантования энергетический спектр носителей заряда в низкоразмерных гетероструктурах – квантовых ямах (КЯ) и квантовых точках (КТ), существенно модифицируется по сравнению со спектром носителей заряда в объёмном полупроводнике.

По типу энергетического спектра полупроводниковые гетероструктуры можно подразделить на структуры первого рода, в которых носители заряда обоих знаков локализованы в одной области пространства (рис. 1 (а)), и на структуры второго рода, в которых носители заряда одного типа локализованы внутри гетероструктуры, а другого – в матрице вблизи структуры (рис. 1 (b)). Кроме того, электроны в А^{тп}В^V гетероструктурах, могу лежать как в центральной Г долине зоны Брюллиэна, так и в боковых X или L долинах, в то время как дырки всегда локализованы в центре зоны Брюллиэна [1] (рис. 1 (с)). Соответственно, гетероструктуры, в которых носители заряда обоих знаков принадлежат центральной Г долине зоны Брюллиэна называют прямозонными, а структуры с разделением носителей заряда в пространстве квазиимпульсов – непрямозонными. Таким образом, можно выделить всего 4 типа полупроводниковых низкоразмерных гетероструктур: первого/второго рода и прямозонные/непрямозонные.

В данный момент, наиболее исследованными гетероструктурами являются прямозонные GaAs/ AlGaAs KЯ [3] и (In,Ga)As/GaAs KT [4] первого рода, прямозонные GaSb/GaAs КЯ и КТ второго рода [5,6], а так же непрямозонные GaAs/AlAs КЯ [3,7] и Ge(Si)/Si KT [8] второго рода. В то же время, гетероструктуры с энергетическим строением первого рода и непрямой запрещённой зоной остаются значительно менее изученным классом полупроводниковых систем. Между тем, разделение носителей заряда в пространстве квазиимпульсов налагает значительные ограничения на процесс излучательной рекомбинации экситонов из-за необходимости выполнения закона сохранения квазиимпульса. Это приводит к существенному увеличению времени жизни экситона до сотен микросекунд [9], что почти на 5 порядков величины больше, чем в прямозонных системах (~1 нс [10]). Сочетание длительного времени жизни экситона и сильной локализации носителей заряда в системах с энергетическим спектром первого рода делает такие гетероструктуры перспективными объектами для исследования физических процессов, изучение которых в других объектах затруднено, в частности спиновой релаксации локализованных экситонов [11-13]. Кроме того, теоретически предсказанное в работах [14] и экспериментально продемонстрированное [11] длительное время спиновой релаксации экситона, локализованного в КТ с энергетическим строением первого рода и непрямой запрещённой зоной, делает подобные структуры перспективными с точки зрения создания ячеек для проведения вычислений с использованием спиновой степени свободы.



Рисунок 1 – Схематическое изображение зонных диаграмм гетероструктур с энергетическим спектром (а) первого и (b) второго рода. (c) Схематическое изображение зоны Брюллиэна GaAs.

Синими точками обозначены электроны принадлежащие (слева на право) X, Г и L долинам зоны проводимости. Красной точкой обозначена дырка в Г долине валентной зоны

Пожалуй, самой хорошо изученной парой материалов, для которых реализуются гетероструктуры первого рода с непрямой запрещённой зоной, является InAs/AlAs [9, 15,16]. Теоретические расчёты [17,18], выполненные с учётом влияния упругих деформаций на положения краёв энергетических зон, указывают на других потенциальных представителей этого нового класса полупроводниковых систем: (1) AlAs, InAs, GaSb и InSb в матрице AlP; (2) InAs, GaAs, AlSb, GaSb и InSb в матрице GaP; (3) InSb, GaSb и AlSb в матрице AlAs и (4) InSb в матрицах GaAs, InP и AlSb. К сожалению, данные расчёты не принимают во внимание таких факторов, как частичная либо полная пластическая релаксация упругих деформаций за счёт введения сетки дислокаций несоответствия, и формирование гетероструктур из тройных и/или четверных твёрдых растворов вследствие перемешивания материалов. Кроме того, имеет место заметная неопределённость некоторых параметров материалов, таких как величина разрыва валентных зон на гетерогранице [19] и значения ширины запрещённой зоны для непрямых долин [16]. Всё это указывает на необходимость экспериментальных исследований процессов формирования, кристаллического строения и энергетического спектра данных гетероструктур.

В своей работе мы сосредоточились на гетероструктурах, формируемых в широкозонных матрицах AlAs и GaP на подложках ориентации (100). В литературе встречаются упоминания лишь о получении и исследовании InAs/GaP структур с КТ [20,21], в то время как остальные гетеропары оставались практически не исследованными. Стоит отметить, что получение этих гетеросистем осложнено такими факторами как значительное рассогласование по параметру решётки (начиная от 3.5% для GaAs/GaP и кончая 15.9% для InSb/GaP [22]) и существенными отличиями в оптимальных условиях роста узкозонных и широкозонных материалов (например, плёнки AlAs и GaP наилучшего кристаллического совершенства формируются при температуре подложки около 600-620°С [23], в то время как для роста InSb плёнок оптимальной является температура 350-400°С [24]).

Методы формирования и исследования гетероструктур

Гетероструктуры выращивались методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложках GaAs и GaP ориентации (100). На буферном слое GaAs (GaP) выращивался слой AlAs (GaP) толщиной 50-100 нм при температуре

подложки 600-620°С. Затем рост прекращался и температура подложки снижалась до необходимой для формирования гетероструктур (420 – 600°С в зависимости от гетеросистемы). Формирование КТ/КЯ проводилось путём осаждения 1-3 монослоёв (MC) GaAs, GaSb, InSb, и AlSb как в режиме атомно-слоевого осаждения (поочерёдное осаждение материалов III и V групп), так и в традиционном МЛЭ режиме одновременного осаждения материалов. После формирования слой КТ/КЯ заращивался 50 нм AlAs (GaP) при температуре роста КТ/КЯ. Слой AlAs защищался от окисления слоем GaAs толщиной 20 нм. Подробности процесса формирования гетероструктур можно найти в наших работах [19,25-33].

Кристаллическое строение полученных гетероструктур исследовалось с помощью метода просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ). Анализ планарных изображений и изображений поперечных срезов гетероструктур позволяет получить информацию о форме и размерах КТ/КЯ. Полная или частичная релаксация механических напряжений в КТ определялась по наличию микроскопического муара на полученных методом ПЭМ изображениях гетероструктур. Анализ периода муара позволяет определить степень релаксации механических напряжений [26,34,35]. Химическое картирование гетероструктур проводилось с помощью метода энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (EDX).

Энергетическое строение гетероструктур было исследовано методом спектроскопии стационарной и время-разрешённой фотолюминесценции (ФЛ). Для определения типа энергетического строения (первого/второго рода) нами была разработана методика, основанная на измерении зависимости интегральной интенсивности и положения максимума полосы стационарной ФЛ от плотности мощности возбуждения (Рех) [32]. В рамках методики смещение максимума полосы ФЛ исследуемой гетероструктуры описывается выражением $U \cdot \ln(P_{ex}) + b \cdot P_{ex}^{-1/3}$ в диапазоне линейной зависимости интегральной интенсивности $\Phi Л$ от P_{ex} . В этом выражении смещение, ~ $P_{ex}^{1/3}$ связано с эффектом искривления энергетических зон и вызванного им смещения уровней размерного квантования в системах с энергетическим строением второго рода [5,6], а смещение, описываемое логарифмическим членом, обусловлено заполнением «хвостов» плотности электронных состояний и не зависит от рода энергетического спектра гетероструктуры. Разделение носителей заряда в пространстве квазиимпульсов определялось по наличию длительной (вплоть до 100 мкс) динамики затухания ФЛ гетероструктур. Как уже упоминалось выше, такая длительная динамика рекомбинации обусловлена ограничением, налагаемым законом сохранения квазиимпульса на излучательную рекомбинацию в непрямозонных структурах [9].

Данные ФЛ были дополнены теоретическими расчётами энергетического спектра исследуемых гетероструктур. При расчётах учитывалось влияние перемешивания материалов и упругих деформаций на положение энергетических зон. Расчёты распределения упругих деформаций проведены в приближении сплошной среды [36]. Положение уровней размерного квантования в гетероструктурах рассчитывалось в однозонном приближении. Детали расчётов подробно описаны в работах [15,18,29].

Полученные результаты

GaAs/GaP гетероструктуры

Данная гетеросистема характеризуется рассогласованием параметров решётки 3.7% [22], что оказывается сравнимым с рассогласованием для хорошо изученной гетеропары Ge/Si. Проведённые исследования [19,25] показали, что в зависимости от температуры подложки при осаждении 3-х монослоёв GaAs возможно формирование: (1) псевдоморфно напряжённой GaAs/GaP КЯ при 420°С; (2) КТ GaAs/GaP, механические напряжения в которых полностью релаксировали, при 550°С и (3) псевдоморфно напряжённых GaAsP/GaP КТ при 600°С. Изменения в кристаллическом строении гетероструктур обусловлены зависимостью длины диффузии адатомов по ростовой поверхности от температуры подложки. Поскольку количество адатомов, формирующих критический зародыш КТ в заданном месте ростовой поверхности, пропорционально длине поверхностной диффузии, при низкой (420°С) температуре малая длина диффузии не обеспечивает формирование КТ и идёт рост GaAs/GaP КЯ. Увеличение температуры до 550°С, а с ней и длины диффузии, приводит к формированию GaAs KT. Уровень механических напряжений в КТ превосходит критический и происходит их пластическая релаксация путём введения сетки ломеровских дислокаций в гетерограницу КТ/ матрица. Отдельно стоит отметить, что введение дислокаций в гетероструктуру не приводит к падению интенсивности ФЛ за счёт увеличения темпа безызлучательной рекомбинации, потому

что ядро ломеровской дислокации не содержит оборванных атомных связей [37]. Дальнейшее увеличение температуры до 600°С приводит к активации процесса перемешивания материалов поэтому идёт формирования КТ из твёрдого раствора GaAsP. Вызванное перемешиванием снижение рассогласования параметров решётки материала КТ и GaP матрицы предотвращает пластическую релаксацию напряжений и способствует формированию напряжённых КТ. Исследования методом комбинационного рассеяния показали, что содержание GaP в твёрдом растворе составляет около 32%.

Исследования энергетического строения полученных GaAs/GaP гетероструктур показали, что GaAs/GaP КЯ имеют энергетический спектр второго рода с основным электронным состоянием, принадлежащим непрямой Х долине зоны проводимости GaP. Полностью релаксированные GaAs/GaP КТ характеризуются энергетическим строением первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим непрямой L долине зоны проводимости GaAs. В случае напряжённых GaAsP/GaP КТ реализуется энергетическое строение второго рода с основным электронным состоянием, принадлежащим X₇ подзоне зоны проводимости GaP. Расщепление зоны проводимости GaP на X_z и X_{xy} вблизи КТ вызвано неоднородным распределением упругих деформаций.

GaSb/GaP гетероструктуры

Для данной гетеросистемы характерно существенное рассогласование параметров решётки 10.5% [22], что создало значительные проблемы при формировании гетероструктур. Исследования, результаты которых представлены в работах [26,28,29], показали, что осаждение уже 1 монослоя GaSb на поверхность GaP в диапазоне температур 420-470°С ведёт к формированию массива псевдоморфно напряжённых КТ, расположенных на ультра-тонкой КЯ, называемой смачивающем слоем (СС). Перемешивание материалов и формирование КТ и СС из твёрдого раствора GaSbP предотвращает пластическую релаксацию механических напряжений и способствует росту напряжённых КТ. Сопоставление данных ФЛ и расчётов энергетического строения КТ и КЯ позволили оценить состав твёрдого раствора GaSbP из которого состоят КТ и СС: в зависимости от температуры осаждения GaSb доля Р в твёрдом растворе может изменяться от 0.5 до 0.9. Были проведены дополнительные исследования [26,29], в ходе которых изучалось формирование КТ на GaP поверхности с развитым рельефом, которая затрудняет поверхностную диффузию адатомов Р. Развитый рельеф поверхности создавался за счёт роста GaP слоя на рассогласованной GaAs подложке [29]. Обнаружено, что, действительно, блокировка поверхностной диффузии адатомов Р ведёт к формированию КТ из чистого GaSb. Гигантское рассогласование параметров решётки материалов приводит к полной пластической релаксации механических напряжений. Как и в случае с GaAs/GaP КТ, релаксация проходит за счёт введения сетки ломеровских дислокаций, залегающих в плоскости гетерограницы КТ/матрица и не пересекающих объём КТ. Как и для GaAs/GaP КТ релаксация не увеличивает темп безызлучательной рекомбинации носителей заряда в КТ.

Исследования энергетического строения КТ и СС показали, что независимо от состава твёрдого раствора псевдоморфно напряжённая GaSbP/GaP КЯ и КТ имеют энергетическое строение первого и второго рода, соответственно. Основное электронное состояние КЯ принадлежит непрямой X_{XY} подзоне зоны проводимости GaSbP, а КТ – Х_z подзоне зоны проводимости GaP. Расщепление зоны проводимости GaP на X₇ и Х_{уу} вблизи КТ вызвано неоднородным распределением упругих деформаций. В случае GaSb/ GaP КТ с полной релаксацией механических напряжений реализуется энергетическое строение первого рода с основным электронным состоянием, принадлежащим непрямой L долине зоны проводимости GaSb.

III-Sb/AlAs гетероструктуры

Гетеропары антимонидов In, Ga и Al c AlAs характеризуются значительным рассогласованием параметров решёток 12.6%, 7.0% и 7.6%, соответственно. Результаты исследования процессов формирования, кристаллического строения и энергетического спектра таких гетероструктур представлены в работах [27,30-33]. Большой атомный радиус Sb и значительно более слабые межатомные связи In-Sb, Ga-Sb и Al-Sb по сравнению с In-As, Ga-As и Al-As [38] приводит к сильной сегрегации Sb при заращивании сформированных гетероструктур AlAs. В целях подавления сегрегации была применена методика помонослойного осаждения материала (атомно-слоевая эпитаксия) при температурах 450-500°С. В результате произошло образование крупных дефектных кластеров, окружённых массивом напряжённых III-Sb/ AlAs KT [31], расположенных на СС. Спектроскопические исследования показали, что основной сигнал ФЛ таких гетероструктур связан именно с СС, а ФЛ от КТ наблюдать не удаётся. Поэтому мы перешли на рост в традиционном режиме одновременного осаждения материалов. Показано, что при осаждении 1 монослоя III-Sb при температурах 450-500°С происходит формирование псевдоморфно напряжённых КЯ, состоящих из твёрдых растворов IIIAlSbAs. Сегрегация Sb и In приводит к сильному размытию гетерограниц КЯ. В дальнейшем планируется исследование формирования III-Sb/AlAs гетероструктур при более низких температурах (300-370°С) [39], целью которых будет получение структур с III-Sb КТ.

Исследования энергетического строения полученных III-Sb/AlAs гетероструктур с КЯ показали, что в зависимости от состава твёрдого раствора, из которого состоят КЯ, они могут иметь энергетический спектр как первого, так и второго рода [27,30]. Основное электронное состояние таких КЯ принадлежит Х долине зоны проводимости твёрдого раствора, либо AlAs матрицы (в зависимости от рода энергетического спектра КЯ). Показано, что размытие гетерограницы вследствие сегрегации материалов приводит к формированию протяжённых «хвостов» плотности локализованных электронных состояний. Появление этих «хвостов» вызвано флуктуациями размера и состава КЯ [40]. В гетероструктурах с InAlSbAs/AlAs КЯ обнаружено явление спинодального распада твёрдого раствора, заключающееся в распаде КЯ на сегменты с латеральными размерами 5-7 нм, характеризующиеся различным составом твёрдого раствора [33]. Люминесцентные исследования показали, что такой распад приводит к сосуществованию энергетических спектров первого и второго рода, причём основное электронное состояние в подсистеме первого рода принадлежит X_{XY} подзоне зоны проводимости InAlSbAs, а в подсистеме второго рода – X_Z подзоне зоны проводимости AlAs.

Заключение

В результате проведённых исследований было показано, что помимо хорошо изученных InAs/AlAs KT и KЯ, энергетическое строение первого рода с непрямой запрещённой зоной может быть реализовано в GaAs/GaP и GaSb/GaP KT с полной релаксацией механических напряжений, а также в псевдоморфно напряжённых III-Sb/AlAs KЯ. В дальнейшем планируются работы по получению и исследованию III-Sb/AlAs гетероструктур с KT.

Благодарности. Работы выполнены при поддержке проектов РФФИ № 16-32-60015 и № 16-02-00242.

Литература

1 Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N. N. Quantum dot heterostructures. – Toronto: John Wiley & Sons, 2001. – 328 p.

2 Matsumoto Y., Takagahara T. Semiconductor Quantum Dots. Physics, Spectroscopy and Applications. – Berlin: Springer, 2002. – 486 p.

3 Tsu R. Superlattice to Nanoelectronics. – Amsterdam: Elsevier, 2005. – 325 p.

4 Grundmann M., Stier O., Bimberg D. InAs/GaAs pyramidal quantum dots: Strain distribution, optical phonons, and electronic structure // Phys. Rev. B – 1995. – Vol.52. – P.11969.

5 Ledentsov N. N., Bohrer J., Beer M., Heinrichsdorff F., Grundmann M., Bimberg D., Ivanov S. V., Meltser B.Y., Shaposhnikov S.V., Yassievich I.N., Faleev N.N., Kop'ev P.S. and Alferov Z. I. Radiative states in type-II GaSb/GaAs quantum wells // Phys. Rev. B – 1995. – Vol.52. – P.14058.

6 Hatami F., Ledentsov N.N, Grundmann M., Bohrer J., Heinrichsdorff F., Beer M., Bimberg D., Ruvimov S.S., Werner P., Gosele U., Heydenreich J., Richter U., Ivanov S.V., Meltser B. Ya., Kop'ev P.S. and Alferov Z.I. Radiative recombination in type-II GaSb/GaAs quantum dots // Appl. Phys. Lett – 1995. – Vol.67. – P.656.

7 van Kesteren H. W., Cosman E. C., Dawson P., Moore K. J. and Foxon C. T. Order of the X conduction-band valleys in type-II GaAs/AlAs quantum wells // Phys. Rev. B – 1989. – Vol. 39. – P. 13426.

8 Vailionis A., Cho B., Glass G., Desjardins P., Cahill David G. and Greene J.E. Pathway for the Strain-Driven Two-Dimensional to Three-Dimensional Transition during Growth of Ge on Si(001) // Phys. Rev. Lett. – 2000. – Vol.85. – P.3672.

9 Shamirzaev T. S., Debus J., Abramkin D. S., Dunker D., Yakovlev D. R., Dmitriev D. V., Gutakovskii A. K., Braginsky L. S., Zhuravlev K. S., and Bayer M. Exciton recombination dynamics in an ensemble of (In,Al)As/AlAs quantum dots with indirect band-gap and type-I band alignment // Phys. Rev. B – 2011. – Vol.84. – P.155318.

10 Tomm J. W., Elsaesser T., Mazur Yu. I., Kissel H., Tarasov G. G., Zhuchenko Z. Ya. and Masselink W. T. Transient luminescence of dense InAs/GaAs quantum dot arrays // Phys. Rev. B – 2003. – Vol.67. – P.045326.

11 Dunker D., Shamirzaev T. S., Debus J., Yakovlev D. R., Zhuravlev K. S. and Bayer M. Spin relaxation of negatively charged excitons in (In,Al)As/AlAs quantum dots with indirect band gap and type-I band alignment // Appl. Phys. Lett. – 2012. – Vol.101. – P.142108.

12 Shamirzaev T. S., Rautert J., Yakovlev D. R., Debus J., Gornov A. Yu., Glazov M. M., Ivchenko E. L. and Bayer M. Spin dynamics and magnetic field induced polarization of excitons in ultrathin GaAs/AlAs quantum wells with indirect band gap and type-II band alignment // Phys. Rev. B - 2017. – Vol.96. – P.035302.

13 Debus J., Shamirzaev T. S., Dunker D., Sapega V. F., Ivchenko E. L., Yakovlev D. R., Toropov A. I. and Bayer M. Spin-flip Raman scattering of the Γ -X mixed exciton in indirect band gap (In,Al)As/AlAs quantum dots // Phys. Rev. B – 2014. – Vol. 90. – P.125431.

14 Khaetskii A.V. and Nazarov Yu.V. Spin relaxation in semiconductor quantum dots // Phys. Rev. B - 2000. - Vol.61. - P.12639.

15 Shamirzaev T.S., Gilinsky A. M., Kalagin A. K., Nenashev A. V. and Zhuravlev K. S. Energy spectrum and structure of thin pseudomorphic InAs quantum wells in an AlAs matrix: Photoluminescence spectra and band-structure calculations // Phys. Rev. B -2007. – Vol. 76. – P. 155309.

16 Shamirzaev T. S., Nenashev A. V., Gutakovskii A. K., Kalagin A. K., Zhuravlev K. S., Larsson M. and Holtz P. O. Atomic and energy structure of InAs/AlAs quantum dots // Phys. Rev. B – 2008. – Vol. 78. – P.085323.

17 Pistol M.-E., Pryor C. E. Band structure of segmented semiconductor nanowires // Phys. Rev. B - 2009. - Vol. 80. - P.035316.

18 Шамирзаев Т.С. Полупроводниковые гетероструктуры первого рода с непрямой зоной проводимости // ФТП – 2011. – Т.45. – С. 97.

19 Abramkin D. S., Putyato M. A., Budennyy S. A., Gutakovskii A. K., Semyagin B. R., Preobrazhenskii V.V., Kolomys O. F., Strelchuk V. V. and Shamirzaev T. S. Atomic structure and energy spectrum of Ga(As,P)/GaP heterostructures // J. Appl. Phys. – 2012. –Vol. 112. – P.083713.

20 Stracke G., Sala E. M., Selve S., Niermann T., Schliwa A., Strittmatter A. and Bimberg D. Indirect and direct optical transitions in In0.5Ga0.5As/GaP quantum dots // Appl. Phys. Lett. – 2014. – Vol.104. – P.123107.

21 Heidemann M., Hofling S. and Kamp M. (In,Ga)As/GaP electrical injection quantum dot laser // Appl. Phys. Lett. – 2014. – Vol. 104. – P. 011113.

22 Vurgaftman I., Meyer J. R., Ram-Mohan L. R. Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys // J. Appl. Phys. – 2001. – Vol. 89. – P. 5815.

23 Petroff P. M., Gossard A.C. and Wiegmann W. Structure of AlAs-GaAs interfaces grown on (100) vicinal surfaces by molecular beam epitaxy // Appl. Phys. Lett. - 1984. - Vol.45. - P.620.

24 Michel E., Singh G., Slivken S., Besikci C., Bove P., Ferguson I. and Razegh M. Molecular beam epitaxial growth of high quality InSb // Appl. Phys. Lett. –1994. –Vol.65.–P.3338.

25 Shamirzaev T. S., Abramkin D. S., Gutakovskii A. K., Putyato M. A. High quality relaxed GaAs quantum dots in GaP matrix // Appl. Phys. Lett. - 2010. - Vol. 97. - P.023108.

26 Абрамкин Д.С., Путято М. А., Гутаковский А. К., Семягин Б. Р., Преображенский В. В. и Шамирзаев Т. С. Новая система самоорганизованных квантовых точек GaSb/GaP // ФТП. – 2012. – Т.46. – С. 1571.

27 Shamirzaev T.S., Abramkin D.S., Gutakovskii A.K. and Putyato M.A. Novel self-assembled quantum dots in the GaSb/AlAs heterosystem // Pis'ma v Zhetf – 2012. –Vol.95.–P.601.

28 Abramkin D.S., Shamirzaev V.T., Putyato M.A., Gutakovskii A.K. and Shamirzaev T.S. Coexistence of type-I and type-II band alignment in Ga(Sb,P)/GaP heterostructures with pseudomorphic self-assembled quantum dots // Pis'ma v Zhetf – 2014. – Vol.99. – P.81.

29 Абрамкин Д.С., Емельянов Е.А., Путято М.А., Гутаковский А.К., Кожухов А.С., Семягин Б.Р., Преображенский В.В. и Шамирзаев Т.С. Формирование и кристаллическое строение GaSb/GaP квантовых точек // Изв. РАН. Серия физическая – 2016. – Т.80. – С. 22.

30 Абрамкин Д.С., Румынин К.М., Бакаров А.К., Колотовкина Д.А., Гутаковский А.К. и Шамирзаев Т.С. Квантовые точки, сформированные в гетеросистемах InSb/AlAs и AlSb/AlAs // Письма в ЖЭТФ. – 2016. – Т.103. – С. 785.

31 Абрамкин Д.С., Бакаров А.К., Путято М.А., Емельянов Е.А., Колотовкина Д.А., Гутаковский А.К. и Шамирзаев Т.С. Формирование низкоразмерных структур в гетеросистеме InSb/AlAs // ФТП – 2017. – Т.51. – С.1282.

32 Abramkin D.S., Gutakovskii A.K. and Shamirzaev T.S. Heterostructures with diffused interfaces: Luminescent technique for ascertainment of band alignment type // J. Appl. Phys. – 2018. – Vol.123. – P.115701.

33 Абрамкин Д.С., Бакаров А. К., Гутаковский А. К. и

Шамирзаев Т. С. Спинодальный распад в InSb/AlAs-гетероструктурах // ФТП – 2018. – Т.52. – С.1280.

34 Хирш П., Хови А., Николсон Р., Пэшли Д. и Уэлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов, Мир, 1968 (пер. с англ). С. 574.

35 Ван дер Мерве Дж. Х. Несоответствие кристаллических решеток и силы связи на поверхности раздела между ориентированными пленками и подложками, В кн.: Монокристаллические пленки. – М.: Мир,1966, 172-201 с.

36 Van de Walle C. G. Band lineups and deformation potentials in the model-solid theory // Phys. Rev. B – 1989. – Vol. 39. – P. 1871.

37 Stirman J.N., Crozier P.A., Smith D.J., Phillipp F., Brill G. and Sivananthan S. Atomic-scale imaging of asymmetric Lomer dislocation cores at the Ge/Si(001) heterointerface // Appl. Phys. Lett. – 2004. – Vol.84. – P. 2530.

38 Harrison W.A. Electronic Structure and Properties of Solids. - SanFrancisco: W.H. Freeman, 1980. - 838 p.

39 Thainoi S., Kiravittaya S., Poempool T., Zon, Sopitpan S., Kanjanachuchai S., Ratanathammaphan S. and Panyakeow S., Growth of truncated pyramidal InSb nanostructures on GaAs substrate // J. of Crystal Growth. – 2017. – Vol. 468. – P.737.

40 Klochikhin A., Reznitsky A., Permogorov S., Breitkopf T., Grun M., Hetterich M., Klingshirn C., Lyssenko V., Langbein W. and Hvam J. M. Luminescence spectra and kinetics of disordered solid solutions // Phys. Rev. B. – 1999. – Vol. 59. – P.12947.

References

1 D. Bimberg, M. Grundmann, N.N. Ledentsov, Quantum dot heterostructures, (John Wiley & Sons, Toronto, 2001), 328 p.

2 Y. Matsumoto, T. Takagahara, Semiconductor Quantum Dots. Physics, Spectroscopy and Applications, (Springer, Berlin, 2002), 486 p.

3 R. Tsu, Superlattice to Nanoelectronics, (Elsevier, Amsterdam, 2005), 325 p.

4 M. Grundmann, O. Stier and D. Bimberg, Phys. Rev. B, 52, 11969 (1995). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.52.11969

5 N. N. Ledentsov, J. Bohrer, M. Beer, F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, D. Bimberg, S. V. Ivanov, B.Y. Meltser, S.V. Shaposhnikov, I.N. Yassievich, N.N. Faleev, P.S. Kop'ev and Z. I. Alferov, Phys. Rev. B 52, 14058 (1995). https://doi.org/10.1103/ PhysRevB.52.14058

6 F. Hatami, N.N Ledentsov, M. Grundmann, J. Bohrer, F. Heinrichsdorff, M. Beer, D. Bimberg, S.S. Ruvimov, P. Werner, U. Gosele, J. Heydenreich, U. Richter, S.V. Ivanov, B. Ya. Meltser, P.S.Kop'ev and Z.I. Alferov, Appl. Phys. Lett. 67, 656 (1995). https://doi.org/10.1063/1.115193

7 H. W. van Kesteren, E. C. Cosman, P. Dawson, K. J. Moore, C. T. Foxon, Phys. Rev. B, 39, 13426 (1989). https://doi. org/10.1103/PhysRevB.39.13426

8 Vailionis, B. Cho, G. Glass, P. Desjardins, David G. Cahill, J.E. Greene, Phys. Rev. Lett. 85, 3672, (2000). https://doi. org/10.1103/PhysRevLett.85.3672

9 S. Shamirzaev, J. Debus, D. S. Abramkin, D. Dunker, D. R. Yakovlev, D. V. Dmitriev, A. K.Gutakovskii, L. S. Braginsky, K. S. Zhuravlev, and M. Bayer Phys. Rev. B 84, 155318 (2011). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.155318

10 W. Tomm, T. Elsaesser, Yu. I. Mazur, H. Kissel, G. G. Tarasov, Z. Ya. Zhuchenko, W. T. Masselink, Phys. Rev. B 67, 045326 (2003). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.045326

11 D. Dunker, T. S. Shamirzaev, J. Debus, D. R. Yakovlev, K. S. Zhuravlev, and M. Bayerless, Appl. Phys. Lett. 101, 142108 (2012). https://doi.org/10.1063/1.4754619

12 S. Shamirzaev, J. Rautert, D. R. Yakovlev, J. Debus, A. Yu. Gornov, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, and M. Bayer, Phys. Rev. B 96, 035302 (2017). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.035302

13 J. Debus, T. S. Shamirzaev, D. Dunker, V. F. Sapega, E. L. Ivchenko, D. R. Yakovlev, A. I. Toropov, and M. Bayer, Phys. Rev. B 90, 125431 (2014). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.125431

14 A.V. Khaetskii, Yu.V. Nazarov, Phys. Rev. B 61, 12639 (2000). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.61.12639

15 T.S. Shamirzaev, A. M. Gilinsky, A. K. Kalagin, A. V. Nenashev, and K. S. Zhuravlev, Phys. Rev. B, 76, 155309 (2007). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.155309

16 T. S. Shamirzaev, A. V. Nenashev, A. K. Gutakovskii, A. K. Kalagin, K. S. Zhuravlev, M. Larsson and P. O. Holtz, Phys. Rev. B 78, 085323 (2008). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.085323

17 M.-E. Pistol, C. E. Pryor, Phys. Rev. B 80,035316 (2009). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.035316

18 Shamirzaev. T.S. Type-I Semiconductor Heterostructures with an Indirect-Gap Conduction Band // Semiconductors – 2011, Vol. 45, P.96. DOI: 10.1134/S1063782611010180

19 D. S. Abramkin, M. A. Putyato, S. A. Budennyy, A. K. Gutakovskii, B. R. Semyagin, V.V. Preobrazhenskii, O. F. Kolomys, V. V. Strelchuk, T. S. Shamirzaev, J. Appl. Phys. 112, 083713 (2012). https://doi.org/10.1063/1.4759258

20 G. Stracke, E. M. Sala, S. Selve, T. Niermann, A. Schliwa, A. Strittmatter, and D. Bimberg, Appl. Phys. Lett. 104, 123107 (2014). https://doi.org/10.1063/1.4870087

21 M. Heidemann, S. Hofling, and M. Kamp, Appl. Phys. Lett. 104, 011113 (2014). https://doi.org/10.1063/1.4860982

22 I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan, J. Appl. Phys. 89, 5815 (2001). https://doi.org/10.1063/1.1368156

23 P. M. Petroff, A.C. Gossard, and W. Wiegmann, Appl. Phys. Lett. 45, 620 (1984). https://doi.org/10.1063/1.95332

24 E. Michel, G. Singh, S. Slivken, C. Besikci, P. Bove, I. Ferguson, and M. Razegh, Appl. Phys. Lett. 65, 3338 (1994). https://doi.org/10.1063/1.112384

25 Shamirzaev, D. S. Abramkin, A. K. Gutakovskii, M. A. Putyato, Appl. Phys. Lett. 97, 023108 (2010). https://doi. org/10.1063/1.3464561

26 D.S. Abramkin, M.A. Putyato, A.K. Gutakovskii, B.R. Semyagin, V.V. Preobrazhenskii, T.S. Shamirzaev, Semiconductors, 46, 1534 (2012). https://doi.org/10.1134/S1063782612120020

27 T.S. Shamirzaev, D.S. Abramkin, A.K. Gutakovskii and M.A. Putyato, JETP Lett. 95, 601 (2012). DOI: 10.1134/ S0021364012100104

28 D.S. Abramkin, V.T. Shamirzaev, M.A. Putyato, A.K. Gutakovskii, T.S. Shamirzaev, JETP Lett. 99, 76 (2014). DOI: 10.1134/S0021364014020027

29 D. S. Abramkin, E. A. Emelyanov, M. A. Putyato, A. K. Gutakovskii, A. S. Kozhukhov, B. R. Semyagin, V. V. Preobrazhanskii and T. S. Shamirzaev,

Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics, 80, 17 (2016). DOI: 10.3103/S1062873816010032

30 D.S Abramkin, K.M. Rumynin, A.K. Bakarov, D.A. Kolotovkina, A.K. Gutakovskii and T.S. Shamirzaev, JETP Lett. 103, 692 (2016). DOI: 10.1134/S0021364016110023

31 Abramkin D.S., Bakarov A.K., Putyato M.A., Emelyanov E.A., Kolotovkina D.A., Gutakovskii A.K. and Shamirzaev T.S. Semiconductors 51, 1233 (2017). DOI: 10.1134/S1063782617090020

32 D.S. Abramkin, A.K. Gutakovskii, T.S. Shamirzaev, J. Appl. Phys. 123, 115701 (2018). https://doi.org/10.1063/1.5019993

33 D.S. Abramkin, A. K. Bakarov, A. K. Gutakovskii,

T. S. Shamirzaev, Fizika i tehnika poluprovodnikov, 52, 1280 (2018). DOI: 10.21883/00000000

34 P. B. Hirsch, A. Howie, R. B. Nicholson, D. W. Pashley and M. J. Whelan, Electron microscopy of thin crystals, Krieger Pub Co, p. 574, (1968).

35 Van der Merve J. H., «Nesootvetstvie kristallicheskih reshetok I sily svyazi na poverhnosti razdela mezhdu orientirovannymi plenkami I podlozhkami», V kinge.: Monokristallicheskie plenki. M.: Mir, 1966, p.172-201.

36 C. G. Van de Walle, Phys. Rev. B 39, 1871 (1989). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.39.1871

37 J.N. Stirman, P.A. Crozier, D.J. Smith, F. Phillipp, G. Brill, S. Sivananthan. Appl. Phys. Lett., 84, 2530 (2004). https://doi. org/10.1063/1.1697625

38 W.A. Harrison, «Electronic Structure and Properties of Solids», W.H. Freeman, SanFrancisco, (1980), p.838.

39 S. Thainoi, S. Kiravittaya, T. Poempool, Zon, S. Sopitpan, S. Kanjanachuchai, S. Ratanathammaphan, S. Panyakeow, J. of Crystal Growth 468, 737 (2017). DOI: 10.1016/j.jcrysgro.2016.11.093

40 Klochikhin, A. Reznitsky, S. Permogorov, T. Breitkopf, M. Grun, M. Hetterich, C. Klingshirn, V. Lyssenko, W. Langbein and J. M. Hvam, Phys. Rev. B 59, 12947 (1999). https://doi.org/10.1103/PhysRevB.59.12947

МРНТИ 29.19.21

Купчишин А.И.*, Ниязов М.Н., Таипова Б.Г., Ходарина Н.Н., Шаханов К.Ш., Тронин Б.А.

Казахский национальный педагогический университет имени Абая, Казахстан, г. Алматы, *e-mail: ankupchishin@mail.ru

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ, СТАТИЧЕСКОЙ НАГРУЗКИ И ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ДЕФОРМАЦИЮ ЛИНЕЙНЫХ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК

Проведены экспериментальные исследования по влиянию температуры, статической нагрузки и электронного облучения на деформацию политетрафторэтилена. До 35 °С воздействие нагрузки и температуры приводит к резкому удлинению образцов, что вызвано выпрямлением закрученных комплексов макромолекул и жестко связанных цепей. Катастрофическое разрушение слабых цепей, в том числе связанных с наличием фазовых переходов, происходит при росте температуры до 45 °С. Кривая $\varepsilon(t)$ имеет тенденцию постепенного выхода на насыщение при t > 40 °С, что связано с разрывом жестких, более прочных цепей. Максимальная деформация 500 % достигается при t = 85 °С и σ = 13 МПа. Исследованы зависимости возвратной деформации от времени при различных значениях статической нагрузке и комнатной температуре. С ростом дозы облучения возвратная деформация уменьшается, а предел прочности полимера принимает значение равное 6 – 9 МПа. Электронное воздействие на политетрафторэтилен приводит к уменьшению пластичности и к существенному уменьшению возвратной деформации, что связано с деструкцией полимера. Удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетом показывают кривые, описывающиеся в рамках экспоненциальной модели.

Ключевые слова: температура, деформация, прочность, линейные полимеры, статическая нагрузка, облучение, поглощенная доза, математическая модель.

Kupchishin A.I.*, Niyazov M.N., Taipova B.G., Khodarina N.N., Shakhanov K.S., Tronin B.A. Abay Kazakh National Pedagogical University, Kazakhstan, Almaty, *e-mail: ankupchishin@mail.ru

The effect of temperature, static load, and electron irradiation on the deformation of linear polymeric films

Experimental studies on the effect of temperature, static load and electron irradiation on the deformation of polytetrafluoroethylene were carried out. Up to 35 °C the influence of load and temperature leads to a sharp elongation of the samples, which is caused by the rectification of swirling complexes of macromolecules and rigidly connected chains. A catastrophic failure of weak circuits, including those associated with the presence of phase transitions occurs with increasing temperature to 45 °C. Curve (t) has a trend of a gradual recovery in the saturation at t > 40 °C, which is associated with rupture of the hard, more durable chains. The maximum deformation of 500 % is achieved at t = 85 °C and σ = 13 MPa. Dependences of the return deformation on time at static load and room temperature are investigated. With increasing radiation dose, the return deformation decreases, and the strength limit of the polymer takes the value equal to 6 – 9 MPa. Electronic effects on literature the leads to a decrease in ductility and a significant decrease in recurrent strain that is associated with the destruction of the polymer. The curves described in the exponential model show satisfactory agreement of the experimental data with the calculation.

Key words: temperature, deformation, strength, linear polymers, static load, irradiation, absorbed dose, mathematical model.

Купчишин А.И.*, Ниязов М.Н., Таипова Б.Г., Ходарина Н.Н., Шаханов К.Ш., Тронин Б.А.

Абай атындағы Қазақ ұлттық педагогикалық университеті, Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: ankupchishin@mail.ru

Температураның, статикалық жүктеменің және электронды сәулеленудің сызықтық полимерлі пленкалардың деформациясына әсері

Политетрафторэтиленнің деформациясына температура, статикалық жүктеме және электронды сәулеленудің әсері бойынша эксперименттік зерттеулер жүргізілді. 35 градусқа дейінгі жүктеме мен температураның әсер етуі макромолекулалардың және қатаң байланыстырылған тізбектердің айналмалы комплекстерінің түзілуінен туындаған үлгілердің ұзаруына әкеледі. Әлсіз тізбектердің апаттық бұзылуы, соның ішінде фазалық өтулердің болуы, температураның 45 градусқа дейін көтерілуіне байланысты. (t) қисығы t > 40 °С болғанда, қатаң әрі күшті тізбектердің үзілуіне байланысты, бірте-бірте қанықтыра алады. Максималды деформация t = 85 °С және σ = 13 МПа болғанда, 500% жетеді. Қайталанатын деформацияның әр түрлі мәндерінде статистикалық жүктемесі мен бөлме температурасына тәуелділігі зерттелді. Сәулеленген дозаны жоғарылату кезінде қайталанатын деформация заяды, ал полимердің беріктілігі 6-9 МПа-ға тең болады. Политетрафторэтиленге электронды әсер пластиканың төмендеуіне және полимердің жойылуына байланысты кері деформацияның айтарлықтай төмендеуіне әкеледі. Эксперименттік деректерді есептеумен қанағаттанарлық келісім экспоненталық модельде сипатталған қисықтарды көрсетеді.

Түйін сөздер: температура, деформация, беріктік, сызықты полимерлер, статикалық жүктеме, сәулелену, сіңірілетін доза, математикалық модель.

Введение

Прогрессирующее применение полимерных материалов и композитов на их основе в различных отраслях науки и техники объясняется наличием у них определенного комплекса свойств, которыми не обладает значительная часть традиционных материалов [1-5]. Особенной характеристикой при этом является механическая прочность при внешних воздействиях [6, 7]. Отметим, что использование полимеров в промышленности способствует выявлению противоречий между ценой и свойствами, так как конкуренция по производству качественной продукции достаточно высокая [8-10]. После того, как механика композинтых материалов нашла широкое применение и начала бурное развитие, ее основной целью стала модификация материалов и улучшение их механических свойств [11-13]. Жесткие промышленные условия использования полимеров (одновременное изменение механической нагрузки и температуры) требует от них необходимого комплекса термомеханических характеристик [14, 15]. Политетрафторэтилен обладает довольно хорошими свойствами среди большого разнообразия материалов, например, высокую точку плавления, а плотно упакованные линейные цепи придают ему жесткость при повышенных температурах [16-20].

В работе проведены экспериментальные исследования по влиянию температуры, статической нагрузки и электронного облучения на деформацию политетрафторэтилена. Исследованы зависимости возвратной деформации от времени при статической нагрузке и комнатной температуре.

Экспериментальная часть

На рисунке 1 представлена схема разработанной экспериментальной установки для проведения экспериментов, состоящей из следующих блоков: стойка, основание, экспериментальная камера, держатели, зажимы, исследуемый образец, термоэлектронный нагреватель (ТЭН), датчик температуры, статистическая нагрузка, датчик измерения длины образца. Нагреватель – это У-образная трубка из нержавеющей стали с малой теплоемкостью, внутри которой расположена проволочная спираль с большим удельным сопротивлением. ТЭН отделен от каркаса теплоизолятором, а игольчатый электронный термометр предназначен для измерения температуры (t). Специальный датчик перемещения тела, разработанный фирмой Science Cube, использовался для измерения длины образца. Все эксперименты записывались на видеокамеру.

Исследуемый материал – это промышленный политетрафторэтилен толщиной 100 мкм. Пленочные образцы нарезались с помощью специального устройства. Рабочая длина образца составляла 5 см, ширина 0,5 см. Данная пленка подвергалась одноосному растяжению при постоянной статистической нагрузке.

С помощью специальных грузов предварительно определялась предельная разрывная нагрузка испытуемого полимера, которая составила 21 МПа для исследуемых образцов. Затем рассчитывалась статическая нагрузка в зависимости от предельного напряжения. Закрепленный образец со статической нагрузкой помещался в камеру и включался термоэлектронный нагреватель. Далее определялись все необходимые параметры. На рисунке 2 представлена зависимость t от времени (τ). Видно, что при $\tau > 5$ сек – эта зависимость практически линейная.



Стойка; 2 – Основание; 3 – Экспериментальная камера;
 4 – Держатели; 5 – Зажимы; 6 – Исследуемый образец;
 7 – Нагреватель; 8 – Датчик температуры;
 9 – Статистическая нагрузка;
 10 – Датчик измерения длины образца

Рисунок 1 – Экспериментальная установка

Облучение образцов проводились на линейном ускорителе электронов ЭЛУ-6 с энергией 2 МэВ в воздушной среде. Доза составляла 5 и 10 кГр. Пленочные образцы облучались в течение трех минут на расстоянии 40 см от выходного окна ускорителя. Высота закрепления образцов во время облучения совпадала с центром выходного окна и равнялась 30 см. В начальный момент при проведении работ температура образцов равнялась 23 0 C, а относительная влажность – 55 %.



Рисунок 2 – Температурнно-временная зависимость в экспериментальной камере

Результаты и обсуждение

Исследованы зависимости деформации от температуры при различных значениях напряжения: $\sigma_1 = 9$; $\sigma_2 = 11$ и $\sigma_3 = 13$ МПа при температурах в интервале 23 - 120 ⁰C.

Обнаружено, что фторопласт ведет себя поразному на разных этапах нагревания (Рисунок 3). При больших напряжениях происходят стадийные разрушающие процессы:

I. при T = 23 ⁰C – выпрямление под нагрузкой свободных полимерных цепей;

II. при $T = 23 - 35^{\circ}C$ – выпрямление связанных цепей;

III. при T = 35 - 45 ⁰C – катастрофическое разрушение;

IV. при T = 45 - 120 ⁰C – разрушение цепей с сильными связями.

При воздействии нагрузки и температуры происходит резкое удлинение исследуемых образцов, что вызвано выпрямлением макромолекул, которые представляют собой закрученные комплексы. При росте температуры до 35 °С также наблюдается небольшое увеличение относительного удлинения, связанного с выпрямлением жестко связанных цепей. При дальнейшем росте температуры до 45 °С происходит катастрофическое разрушение слабых цепей, в том числе связанных с наличием фазовых переходов. Кривая ε (*t*) имеет тенденцию постепенного выхода на насыщение при t > 40 °C, что обусловлено с разрывом жестких, более прочных цепей. Максимальная деформация 500 % достигается при t = $85 \ ^{\circ}$ C и σ = 13 МПа.



Рисунок 3 – Термомеханические кривые политетрафторэтилена при различных статических нагрузках

На рисунке 4 показана экспериментальная зависимость ε от σ для необлученного (кривая 1), облученного (кривая 2) фторопласта дозой 5 кГр и приведена расчетная кривая в рамках каскадно-вероятностной модели [14], найденная по формуле: $\varepsilon = \exp(\sigma/\sigma_0) - 1$. Для необлученного $\sigma_0 = 28$ МПа, а для облученного фторопласта $\sigma_0 = 20$ МПа. Видно, что с ростом напряжения деформация сначала медленно увеличивается до σ ~ 18 МПа, а затем резко растет по экспоненциальному закону. Облучение дозой 5 кГр приводит к уменьшению пластичности в 7 раз по сравнению с необлученным материалом, а прочность при этом не претерпевает значительных изменений. Зависимость деформации от температуры для политетрафторэтилена, облученного дозой 5 кГр, при различных статических нагрузках представлена на рисунке 5.

Видно, что при статической нагрузке 5 МПа характер зависимости є(t) линейный, при 7 МПа по-стадийный в 2 этапа: 1 – мгновенное удлинение при подвешивании нагрузки, а затем наблюдается монотонный линейный рост с увеличением температуры. Увеличение статической нагрузки облученного политетрафторэтилена приводит к росту относительного удлинения на 40% от исходного значения при температуре нагрева 53 °C.

При дозе 10 кГр образец разрушается без удлинения. Как следует из полученных результатов, электронное облучение значительно изменяет ε . Зависимость параметров ε_0 и t_0 от D приведена в таблице 1. С увеличением D ε_0 и t_0 убывает.



1 – неоолученный, левая и нижняя ось;
 2 –облученный, правая и верхняя ось

Рисунок 4 – Зависимость деформации от напряжения для политетрафторэтиленового материала



$$1 - \sigma = 5; 2 - \sigma = 7 \text{ M}\Pi a$$

Рисунок 5 – Деформационо-температурная зависимость облученного (D = 5 кГр) политетрафторэтилена при различных постоянных нагрузках

Таблица 1 – Зависимость параметров ε_0 и to от дозы облучения

D, кГр	0	5	10
εο, %	28	25	17
to, c	10	9	7

Далее проведены исследования зависимости возвратной деформации от времени для необлученного- и облученного материала (рисунки 6, 7).

Возвратной называется деформация, составляющая некоторую часть от относительного удлинения, которая появляется после прекращения воздействия силы и ведет к уменьшению длины образца. Данный вид деформации частично исчезает после прекращения воздействия. Она рассчитывается по формуле: $\varepsilon_{\rm B} = (\Delta l_{\rm B}/\Delta l) \cdot 100\%$, где $\Delta l_{\rm B}$ – возвратное удлинение. Из рисунка 6 следует, что с ростом дозы облучения возвратная деформация уменьшается, а предел прочности полимера принимает меньшое значение, равное 6 – 9 МПа. Удовлетворительное согласие экспериментальных данных с расчетом показывают кривые, полученные в рамках экспоненциальной модели.



1, 2, 3, 4 – расчеты при σ = 9, 11, 13, 15 МПа (точки – эксперимент)

Рисунок 6 – Зависимость возвратной деформации от времени для необлученного политетрафторэтилена при разных статических нагрузках

Образцы, облученные дозами 5 и 10 кГр существенно теряют пластичность и разрываются при меньших напряжениях, чем до облучения. Наблюдается уменьшение предела прочности в четыре раза по сравнению с необлученным материалом, что объясняется радиационной нестойкостью политетрафторэтилена. Тефлоновые пленки характеризуются определенной, частично обратимой упругостью, связанной с регулярно расположенными полярными группами, функцией которых является усиление межмолекулярных взаимодействий и формирование жесткости материала. Результаты экспериментальных исследований удовлетворительно описываются в рамках линейной и экспоненциальной моделей [15]. Уменьшение прочности материала и относительного удлинения говорит о существенном влиянии радиационных дефектов на структуру и механические свойства ПТФЭ.

Заключение

1. Проведены экспериментальные исследования по комплексному воздействию температуры, статической нагрузки и элек-



1 – D = 10; 2 – D = 5 кГр; 3 – необлученный образец; точки – эксперимент; сплошная – расчет



тронного облучения на деформацию политетрафторэтилена. Обнаружено, что фторопласт ведет себя по-разному на разных этапах нагревания.

2. Облучение дозой 5 кГр приводит к уменьшению пластичности, т.е. наблюдается уменьшение относительного удлинения в 7 раз по сравнению с необлученным материалом. При этом прочность не претерпевает значительных изменений.

 Исследование зависимости деформации от времени при различных значениях доз облучения (5, 10 кГр) и статического напряжения (σ1 = 9; 11; 13; 15 МПа) показало, что деформация материала сильно зависит от времени и статической нагрузки.

4. Получено, что электронное облучение образцов ПТФЭ приводит к существенному уменьшению возвратной деформации (более чем на 10 % по сравнению с необлученным материалом), что связано с деструкцией всех цепей полимера.

5. Экспериментальная зависимость є от t для необлученного и облученного материала удовлетворительно описываются в рамках экспоненциальной и линейной моделей.

Литература

1 Логинов Б.А. Удивительный мир фторполимеров. – М.: Дом печати «Вятка», 2009. – 128 с.

2 Баронин Г.С.и др. Переработка полимеров в твердой фазе: учеб. пособие. – Тамбов: Изд-во Тамб. гос. тех. ун-та, 2009. - 140 c.

3 Tlebaev K.B., Kupchishin A.A., Kupchishin A.I. Accumulation of free radicals in irradiated Polytetrafluoroethylene and study of its properties// Materials Science and Engineering 81 (2015) 012005. - P. 1-4. (81 011002).

4 Fox-Rabinovich G, Kovalev A., Aguirre M.H., Yamamoto K., Veldhuis S., Gershman I., RashkovskiyA., Endrino J.L., Beake B., Dosbaeva G., Wainstein D., JunifengYuan, Bunting J. W. Evolution of self-organization in nano-structured PVD coatings under extreme tribo-logical conditions// Appl. Surf. Sci. - 2014. - Vol. 297. - P. 22 - 32.

5 Veprek S. Recent search for new super hard materials: Go nano! // J. of Vacuum Sci. & Technology A. - 2013. - Vol. 31. – P. 050822.

6 Пугачёв Д.В., Бузник В.М., Столин А.М., Вопилов Ю.Е., Баронин Г.С. Влияние структурных факторов на кинетику уплотнения фторопластов различных марок// ISSN 0136-5835. Вестник ТГТУ. – 2011. – Т.17, № 2 Transactions TSTU. с сайта vestnik.tstu.ru

7 Ivchenko V.A. Atomic structure of cascades of atomic displacements in metals and alloys after different types of radiation// Materials Science and Engineering 110 012003. - 2016. - P.1 - 5.

8 Voronova N.A., Kupchishin A.I., Taipova B.G. «Nanoclusters and Electron Irradiation Effect on Mechanical Properties of Polyimide-Based Composite»// Key Engineering Materials. - 2018. - Vol. 769. - P. 72 - 77.

9 Voronova N.A., Kupchishin A.I., Niyazov M.N., Lisitsyn V.M. «Uniaxial Stress and Electron Irradiation Effects on Nanochains Straightening in Film Polymer Materials»// Key Engineering Materials. - 2018. - Vol. 769. - PP. 78 - 83.

10 Kupchishin A.I., Lisitsyn V.M., Niyazov M.N., Voronova N.A. Study of deformation dependence from time in polyethyleneterephthalate for different static loads and irradiation doses // Journal of Physics 012141 - 2017. - P. 1 - 4.

11 Kupchishin A.I., Taipova B.G., Lisitsyn V.M., Kupchishin A.A., Voronova N.A., Kirdiashkin V.I. Investigation of mechanical properties of polyimide-polyethyleneterephthalate system// 12th International Conference on Gas Discharge Plasmas and Their Applications. Journal of Physics. – 2015. – P. 1 – 4. 12 Surzhikov A.P., Galtseva O.V., Vasendina E.A., Vlasov V.A., Nikolaev E.V. Processing line for industrial radiation-

thermal synthesis of doped lithium ferrite powders// Materials Science and Engineering 110 012002. - 2016. - P. 1-4.

13 Вильдеман В.Э. Экспериментальные исследования свойств материалов при сложных термомеханических воздействиях. - М.: Физматлит, 2012. - 203 с.

14 Kupchishin A.I., Taipova B.G., Kupchishin A.A., Voronova N.A., Kirdyashkin V.I., Fursa T.V. Catastrophic models of materials destruction// Material Science and Engineering. 110 012037. - 2016. - P. 1 - 5.

15 Kupchishin A.I., Kupchishin A.A., Voronova N.A., Kirdyashkin V.I., Gyngazov V.A. Computer simulation radiation damages in condensed matters// Material Science and Engineering 110. 012039. - 2016. - P. 1-4.

16 Зуев В.В., Успенская М.В., Олехнович А.О. Физика и химия полимеров/Учеб. пособие. - СПб.: СПбГУ ИТМО, 2010. – 45 c.

17 Мухаметрахимов М.Х. Применение наноструктурных материалов для изготовления трехслойных композитов с различными структурами из листового титанового сплава BT₆// Фундаментальные проблемы современного материаловедения. - 2013. - Т. 10, № 1. - С. 82 - 86.

18 Машков Ю.К., Овчар З.Н., Суриков В.И., Калистратова Л.Ф. Композиционные материалы на основе политетрафторэтилена. - М.: Машиностроение, 2005. - 239 с.

19 Surface Engineering for Enhanced Performance against Wear/ by ed. M. Roy. Springer-Verlag Wien. - 2013. - 319 p.

20 Koltunowich T.N., Zhukowski P., Bondariev V., FedotivaJ.A., Fedotov A.K. Annealing of (CoFeZr)x(CaF2)ioo-Ananocomposites produced by the ion-beam sputtering in the Ar and O₂ ambient// Acta Physica Polonica A. - 2013. - Vol. 123, No 5. – P. 932 – 934.

References

1 B.A. Loginov The Wonderful world of fluoropolymers (M.: house of printing "Vyatka», 2009) 128 p. (in Russ).

2 G.S. Baronin at al, Processing of polymers in the solid phase: studies, Manual (Tambov: publ. state technical University, 2009), 140 p. (in Russ).

3 K.B. Tlebaev, A.A. Kupchishin, and Kupchishin A.I., Materials Science and Engineering 81 012005, 1-4. (81 011002) (2015).

4 G. Fox-Rabinovich, A. Kovalev, M.H. Aguirre, K. Yamamoto, S. Veldhuis, I. Gershman, A. Rashkovskiy, J.L. Endrino, B. Beake, G. Dosbaeva, D. Wainstein, JunifengYuan and Bunting J. W., Appl. Surf. Sci., 297. 22-32 (2014).

5 S. Veprek, J. of Vacuum Sci. & Technology A. 31, 050822 (2013).

6 D.V. Pugachev, V.M. Buznik, A.M. Stolin, J.E. Vopilov, and G.S. Baronin, Bulletin of TSTU, 17, 2 (2011). Transactions TSTU. с сайта vestnik.tstu.ru

7 V.A. Ivchenko, Materials Science and Engineering 110, 012003, 1-5 (2016) doi: 10.1088/1757-899X/110/1/012003.

8 N.A. Voronova, A.I. Kupchishin and B.G. Taipova, Key Engineering Materials, 769, 72-77 (2018)doi:10.4028/www.scientific.net/KEM.769.72.

9 N.A. Voronova, A.I. Kupchishin, Niyazov M.N. and Lisitsyn V.M., Key Engineering Materials, 769, 78-83 (2018) doi:10.4028/www.scientific.net/KEM.769.78.

10 A.I. Kupchishin, V.M. Lisitsyn, M.N. Niyazov and N.A. Voronova, Journal of Physics 012141, 1-4 (2017).

11 A.I. Kupchishin, B.G. Taipova, V.M. Lisitsyn, A.A. Kupchishin, N.A. Voronova and V.I. Kirdiashkin, 12th Intern. Conf. on Gas Discharge Plasmas and Their Applications (Journal of Physics, 2015), p. 1-4.

12 A.P. Surzhikov, O.V. Galtseva, E.A. Vasendina, V.A. Vlasov and E.V. Nikolaev, Materials Science and Engineering, 110 012002, 1-4 (2016).

13 V.E.Wildeman, Experimental studies of the properties of materials under complex thermomechanical effects (M.: Fizmatlit, 2012), 203 c. (in Russ).

14 A.I. Kupchishin, B.G. Taipova, A.A. Kupchishin, N.A. Voronova, V.I. Kirdyashkin and T.V. Fursa, Material Science and Engineering 110 012037, 1-5 (2016) doi: 10.1088/1757-899X/110/1/012037.

15 A.I. Kupchishin, A.A. Kupchishin, N.A. Voronova, V.I. Kirdyashkin, and V.A. Gyngazov, Material Science and Engineering 110 012039, 1-4 (2016) doi: 10.1088/1757-899X/110/1/012039.

16 V.V. Zuev, M.V. Uspenskaya and A.O. Olekhnovich Physics and chemistry of polymers: Studies. Allowance (St. Petersburg.: SPbSU ITMO, 2010), 45 p. (in Russ).

17 M.H. Mukhametrakhimov, Fundamental problems of modern materials science, 10, 1, 82-86 (2013).

18 Yu.K. Mashkov, Z.N. Ovchar, V.I. Surikov, and L.F. Kalistratova, Composite materials based on polytetrafluoroethylene (Moscow: Mashinostroenie, 2005), 239 c. (in Russ).

19 Surface Engineering for Enhanced Performance against Wear/ by ed. M. Roy. (Springer-Verlag Wien., 2013), 319 p.

20 T.N. Koltunowich, P. Zhukowski, V. Bondariev, J.A. Fedotiva, and A.K. Fedotov, Acta Physica Polonica A, 123, 5, 932-934 (2013).

IRSTI 47.09.48

Kenzhina I.E.^{1,2*}, Kozlovskiy A.L.^{1,2}, Petrov A.V.³, Kadyrzhanov K.K.¹

¹The Institute of Nuclear Physics of Republic of Kazakhstan, Kazakhstan, Astana ²L.N. Gumilyov Eurasian National University, Kazakhstan, Astana ³SSPA "Scientific-Practical Materials Research Centre of NAS of Belarus, Belarus, Minsk, *e-mail: kenzhina@physics.kz

SYNTHESIS OF CU/CUO NANOSTRUCTURES

Among the variety of synthesized nanostructures, a special place is occupied by Cu nanotubes, due to their physical-chemical and electrical properties, and also because of potential applications in microelectronics. In this paper, we present the results of studies of copper nanostructures synthesis in the form of hollow nanotubes obtained by electrochemical deposition in pores of template matrices based on polymer matrices at polyethylene terephthalate. Electrochemical synthesis in tracks of the template was carried out in potentiostatic mode at a voltage of 0.5 to 1.5 V. By controlling the deposition time, the difference in the applied potentials, the electrolyte temperature, we can change the geometric parameters of synthesized nanostructures. The electrolyte temperature was 25 - 50 °C. Morphology, crystal structure, element and phase composition of nanostructures were studied using the methods of scanning electron microscopy, energy dispersive and X-ray phase analysis. Dependences of the change in structural and conductive properties of synthesized nanostructures from the synthesis conditions are established. Optimal conditions for the synthesis of Cu/CuO nanostructures of various geometries (nanowires and nanotubes) that have potential applications in microelectronics are determined.

Key words: nanostructures, nanotubes, template synthesis, conductive properties, crystal structure.

Кенжина И.Е.^{1,2*}, Козловский А.Л.^{1,2}, Петров А.В.³, Кадыржанов К.К.²

¹Астанинский филиал Института ядерной физики, Казахстан, г. Астана ²Евразийский национальный университет им. Л.Н. Гумилева, Казахстан, г. Астана ³НПЦ НАН Беларуси по материаловедению, Беларусь, г. Минск, *e-mail: kenzhina@physics.kz

Синтез Cu/CuO наноструктур

Среди разнообразия синтезированных наноструктур особое место занимают нанотрубки Си из-за их физико-химических и электрических свойств, а также из-за потенциальных применений в микроэлектронике. В настоящей работе представлены результаты исследований синтеза медных наноструктур в виде полых нанотрубок, полученных электрохимическим осаждением в порах темплатных матриц на основе полимерных пленок из полиэтилентерефталата. Электрохимический синтез в треки темплатов проводился в потенциостатическом режиме при напряжении от 0,5 до 1,5 В. Контролируя время осаждения, разницу приложенных потенциалов, температуру электролита, мы можем изменить геометрические параметры синтезированных наноструктур. Морфология, кристаллическая структура, элементный и фазовый состав наноструктур были изучены с использованием методов сканирующей электронной микроскопии, энергодисперсионного и рентгенофазового анализа. Установлены зависимости изменения структурных и проводящих свойств синтезированных наноструктур от условий синтеза. Определены оптимальные условия для синтеза Сu/CuO наноструктур различной геометрии (нанопроволоки и нанотрубки), которые имеют потенциальные применения в микроэлектронике.

Ключевые слова: наноструктуры, нанотрубки, матричный синтез, электропроводящие свойства, кристаллическая структура.

Кенжина И.Е.^{1,2*}, Козловский А.Л.^{1,2}, Петров А.В.³, Қадыржанов Қ.К.²

¹Ядролық физика Институтының филиалы, Қазақстан, Астана қ. ²Гумилев атындағы Еуразия ұлттық университеті, Қазақстан, Астана қ. ³Белоруссияның Ұлттық ғылым академиясының материалтану бойынша ғылыми-Практикалық Орталығы, Беларусь, Минск қ., ^{*}e-mail: kenzhina@physics.kz

Си/СиО наноқұрылымдардың синтезі

Синтезделген наноқұрылымдардың алуан түрлерінің арасында физика-химиялық және электр қасиеттеріне, сондай-ақ микроэлектроникадағы әлеуетті қосымшаларға байланысты Си нанотүтікшелері ерекше орын алады. Осы мақалада біз полиэтилентерефталат жасалған полимерлік пленкалар негізінде матрицаларды үлгілеуде электрохимиялық тұндыру арқылы алынған қуыстық нанотүтікшелер түріндегі мыс наноқұрылымдарының синтезін зерттеу нәтижелерін ұсынамыз. Темплаттардың тректеріндегі электрохимиялық синтез потенциостатикалық режимде 0,5 - 1,5 В кернеуде жүргізілді. Тұндыру уақытын, қолданылатын потенциалдардағы айырмашылықты, электролиттің температурасын бақылау арқылы синтезделген наноқұрылымдардың геометриялық параметрлерін өзгерте аламыз. Наноқұрылымдардың морфологиясы, кристалды құрылымы, элементі және фазалық құрамы сканерден өтетін электронды микроскопия, энергодисперсті және рентгендік фазалық талдау арқылы зерттелген. Синтезделген наноқұрылымдардың құрылымдық және өткізгіш қасиеттеріндегі синтез жағдайында өзгерістердің тәуелділігі анықталды. Микроэлектроникадағы әлеуетті қосымшалары бар әртүрлі геометрияның (наносымдар және нанотүтікшелер) Си/СиО наноқұрылымдарын синтездеудің оңтайлы шарттары анықталды.

Түйінді сөздер: наноқұрылымдар, нанотүтікшелер, матрицалық синтез, электр өткізгіш қасиеттері, кристалды құрылым.

Introduction

synthesized the variety of Among nanostructures, a special place is occupied by Cu nanotubes, due to their physical-chemical and electrical properties, and also because of potential applications in microelectronics [1-5]. The method of electrochemical deposition for synthesizing nanostructures is distinguished. That makes it possible to control the morphology and structural properties of synthesized nanostructures. The use of porous matrices possesses high thermal and chemical stability enable to easily control the geometry of deposited nanostructures over large areas. Varying the synthesis conditions such as the electrolyte temperature or the potential difference leads to a change in the structural and conductive properties of nanostructures, this directly affects their potential application in the future [6-11].

In this paper, we present the results of studies of copper nanostructures synthesis in the form of hollow nanotubes obtained by electrochemical deposition in pores of template matrices based on polymer matrices at polyethylene terephthalate. Dependences of the influence of the difference between the deposition potentials and the temperature of the electrolyte solution on structural and conductive properties, the elemental composition, and the degree of crystallinity are presented.

Experimental

Track membranes were obtained of polyethylene terephthalate of «Hostaphan®» brand manufactured by Mitsubishi Polyester Film (Germany). The films were irradiated at DC-60 accelerator of heavy ions (Kazakhstan) with accelerated krypton ions with an energy of 1.75 MeV/nucleon and a fluence of 4×10^7 ion/cm². The membranes were etched according to the standard double-sided etching technique in a solution of 2.2 M NaOH at 85 ± 1 °C. The pore size according to gas porosimetry, and SEM was 380 ± 10 nm, the track length was 12 µm.

Electrochemical synthesis in tracks of the template was carried out in potentiostatic mode at a voltage of 0.5 to 1.5 V. The electrolyte temperature was 25 - 50 °C. The composition of the electrolyte solution: $CuSO_4 \cdot 5H_2O$ (238g/l), H_2SO_4 (21g/l). The yield of copper by current from the sulfuric acid solutions of electrolytes is 100%. The growth of monitored nanostructures was by the chronoamperometry method with the "Agilent 34410A" multimeter. Since the template PET matrices are dielectric, a layer of gold with a thickness of no more than 10 nm, which is further a working electrode (cathode) during electrochemical deposition, was deposited to create a conductive layer by magnetron sputtering in a vacuum. By controlling the deposition time, the difference in

the applied potentials, the electrolyte temperature, we can change the geometric parameters of synthesized nanostructures. All possible reactions associated with the synthesis process are listed below.

$$CuSO_4 \rightarrow Cu^{+2} + SO_4^{-2}$$
$$Cu^{+2} + 2e \rightarrow Cu(s) \downarrow$$

Copper sulfate dissociates into Cu^{+2} and SO_4^{-2} ions in the first stage of electrolysis. Then Cu^{+2} ions are reduced near the cathode to Cu(s), and a layer is formed behind the wall layer of the nanostructures in pores, repeating the template geometry. Because of the change in concentration of H⁺ ions during the synthesis, the pH of the solution can vary, which leads to uneven filling of the pores. To control pH of the solution, sulfuric acid H₂SO₄ was used, acting as a buffer to maintain the pH.

Investigation of structural characteristics and elemental composition of nanostructures obtained before and after irradiation was carried out using a scanning electron microscope "Hitachi TM3030" with a microanalysis system "Bruker XFlash MIN SVE" at an accelerating voltage of 15 kV. X-ray diffraction analysis (XRD) was performed on a D8 ADVANCE ECO diffractometer (Bruker, Germany) using CuKa radiation. The software BrukerAXSDIFFRAC.EVAv.4.2 and the international ICDD PDF-2 database were used to identify the phases and study the crystal structure.

Results and Discussion

Figure 1 shows SEM images of synthesized nanostructures under different synthesis conditions.

Analysis of electronic images of synthesized samples showed that the synthesized nanostructures are hollow nanotubes whose height coincides with the thickness of the template matrix of 12 μ m. The diameter of nanotubes corresponds to pore diameters of 380 ± 10 nm. It is seen that at a potential difference of 0.5 V, formation of continuous nanostructures in the form of nanowires is observed according to SEM images. In this case,

an increase in the temperature of the electrolyte leads to the formation of cavities and loose areas in nanostructures. This can be caused by a nonuniform deposition process. At potential differences of 1.0 and 1.5 V, the formation of hollow nanostructures in the form of nanotubes is observed. While an increase in the temperature of the electrolyte leads to a decrease in the wall thickness and growth height heterogeneity at an electrolyte temperature of 50 ° C for a potential difference of 1.0 V. For a potential difference of 1.5 V, increase of electrolyte temperature leads to the formation of loose hollow nanotubes consisting of large nanoparticles. As can be seen from SEM images presented, an important is the difference in the process of forming the wall thickness is the applied potential difference and the electrolyte temperature. They directly depend on the rate of formation of metal ions and the rate of their diffusion in solution. The change in the difference between the applied potentials and electrolyte temperature affects the growth rate of nanostructures. A decrease in the wall thickness is observed during the growth process for large potential differences and electrolyte temperatures. This may be due to the rapid formation of nuclei of crystallites, from which nanostructures are formed. However, this process is accompanied by negative factors. With increasing current density due to the increase in the potential difference at electrodes during the growth of nanostructures, adsorption of hydrogen impurities, anions of salts, and also hydroxides is observed. Some of them deposited on the surface of template matrix, but some of the precipitate formed is included in the crystal structure of nanostructures growing in pores.

X-ray phase and energy dispersive analysis methods were used to assess the effect of deposition conditions on the elemental composition and crystal structure. Table 1 presents the data of the elemental composition of synthesized samples. The reliability of the results was confirmed by taking spectra from five points along the surface of investigated sample, as well as obtaining the distribution maps of elements in the structure using the mapping method.



Figure 1 - SEM images of synthesized nanostructures under different synthesis conditions

Table 1 – Elemental analysis of synthesized samples

U,V T,°C	25	50
0.5		Cu ₉₂ O ₈
1.0	Cu ₁₀₀	Cu ₇₄ O ₂₆
1.5		Cu ₆₂ O ₃₈

As can be seen from the presented results at an electrolyte temperature of 25 °C, the synthesized

nanostructures are single-component structures consisting of copper without impurities of oxide compounds. An increase in the temperature of the electrolyte to 50 °C leads to the formation of copper structures with oxide impurities in the structure. The presence of oxide compounds in the structure of nanotubes can be due to the rapid release of oxygen and hydrogen during the synthesis, while the oxide compounds can lead to partial amorphization of nanostructures.



Figure 2 – XRD diffractograms of investigated samples of Cu nanostructures: 1) 0.5 V; 2) 1.0 V; 3) 1.5 V

Figure 2 shows X-ray diffraction patterns of investigated samples. The diffraction patterns of investigated samples are characteristic for X-ray diffraction on polycrystalline nanoscale structures (broadened low-intensity peaks). The deviation of investigated samples peaks of from the symmetrical shape is observed with a change in the synthesis conditions, which indicates the presence in the structure of microarrays and deformation arising during the synthesis. Analysis of samples diffractograms made it possible to establish that the Cu nanostructures studied possess a polycrystalline structure with a fcc phase.

The unit cell parameters for investigated samples were determined in processing the obtained X-ray diffractograms. The crystal lattice parameter was calculated using the Nelson-Taylor extrapolation function (4) [27]:

$$a = f \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\cos^2 \theta}{\sin \theta} + \frac{\cos^2 \theta}{\theta} \right) \right], \tag{4}$$

The value and error in determining *a* parameter are obtained by linear extrapolation of this function to the zero value of the argument ($\theta = 90^{\circ}$). The average size of crystallites was determined by the Scherer equation. The results of the change in the main characteristics of the crystal structure for investigated samples are shown in Table 2.

Table 2 – Data on changes in characteristics of the crystal structure

U,V	a,Å		Crysta	llinity, %	L, nm	
∕T,°C	25	50	25	50	25	50
0.5	3.6052	3.6178	89	78	15.7	25.6
1.0	3.6131	3.6215	84	67	18.3	29.4
1.5	3.6141	3.6314	81	54	19.6	41.5

The change in FWHM of the main diffraction line (111) on X-ray diffraction patterns indicates a change in the degree of crystallinity of synthesized samples. When the lines on the diffractogram were approximated by the necessary number of symmetric pseudo-Voigt functions, the width of the registered FWHM lines was determined. It made it possible to characterize the perfection of the crystal structure and to assess the degree of crystallinity.

The results of evaluation are presented in Table 2. As can be seen from the presented data, samples obtained at room temperature have the highest degree of crystallinity. When nanowires are formed, the crystallinity is the highest and is 89%. In turn, at a temperature of 50 °C and an increase in the potential difference from 1.0 to 1.5 V, a sharp decrease in the degree of crystallinity is observed, which is due to amorphous inclusions in the structure. In this case, the change in the intensity and shape of diffraction peaks can be caused by the imperfection of the crystal structure, as well as to the defects formed during the synthesis of nanotubes. The presence of first-order defects (point defects, dislocation loops, particles of a new phase) in the structure leads to a shift in the diffraction maxima, but they do not affect the broadening of the diffraction lines. Defects of the second kind (dislocations, accumulation of defects) cause broadening of the diffraction lines.

The change in the intensities of diffraction peaks can be due to the change in the texture planes and the reorientation of crystallites. The texture coefficients were calculated according to the Harris formula (1) [12]:

$$TC(hkl) = \frac{I(hkl)}{I_0(hkl)} / \frac{1}{n} \sum \frac{I(hkl)}{I_0(hkl)}, \quad (1)$$

where *I(hkl)* is the experimentally obtained relative intensity; $I_0(hkl)$ is the relative intensity corresponding to a given plane according to the JCPDS base; *n* is the number of planes. The results are shown in Table 3. The texture coefficients greater than one point to the predominant orientation of the array of nanotubes along the corresponding directions, which implies an increase in the number of grains along these directions. The number of reflections (n) corresponds to the maximum value of texture coefficients.

As can be seen from the presented data, a change in the deposition conditions results in a change in the texture coefficients and a reorientation of texture planes in nanostructures. In this case, an increase in the potential difference at an electrolyte temperature of 25 °C leads to the appearance of a distinguished texture direction in (111) plane. While at a temperature of 50 °C, an increase in the potential difference leads to a decrease in the texture coefficients and the absence of a specified texture direction.

hkl	TC(hkl)					
T,°C U,V	25			50		
	0.5	1.0	1.5	0.5	1.0	1.5
111	1.1351	1.6411	1.8965	1.6737	1.3622	0.9853
200	1.1211	1.0872	0.5517	0.8636	0.7639	0.5311
220	0.5414	0.4673	0.3131	0.4316	0.2415	0.1135
311	0.4341	0.3461	-	0.2351	-	-

Table 3 – Results of calculations of texture coefficients

Conclusion

As a result of the study, Cu/CuO nanostructures with a diameter of 380 nm were synthesized using the electrochemical synthesis method. The influence of the potential difference and the electrolyte temperature on the change in structural and conductive properties, phase and elemental composition was studied. Dependences of the change in structural and conductive properties of synthesized nanostructures on the synthesis conditions are established. Optimal conditions for the synthesis of Cu/CuO nanostructures of various geometries (nanowires and nanotubes) that have potential applications in microelectronics are determined.

References

1 Gutiérrez-Hernández J. M. et al. In vitro evaluation of osteoblastic cells on bacterial cellulose modified with multi-walled carbon nanotubes as scaffold for bone regeneration // Materials Science and Engineering: C. – 2017. – Vol. 75. – P. 445-453.

2 Ahmad N. et al. AC Potential-Dependent Concentration Variation and Domain Wall Pinning in Co 1-x Zn x (x=0.4-0.5)Nanorods // Journal of Superconductivity and Novel Magnetism. -2016. - Vol. 29. - No. 2. - P. 509-513.

3 Wen X., Long M., Tang A. Flake-like Cu2O on TiO2 nanotubes array as an efficient nonenzymatic H2O2 biosensor // Journal of Electroanalytical Chemistry. – 2017. – Vol. 785. – P. 33-39.

4 Yan Y. et al. Processing, characterisation and electromechanical behaviour of elastomeric multiwall carbon nanotubes-poly (glycerol sebacate) nanocomposites for piezoresistive sensors applications // Composites Science and Technology. – 2017. – Vol. 142. – P. 163-170.

5 Panchakarla L. S., Reshef T. Inorganic Nanotubes and Fullerene Like Nanoparticles at the Crossroad between Materials Science and Nanotechnology and Their Applications with Regard to Sustainability // Nanotechnology for Energy Sustainability. – 2017. – P. 745-80.

6 Yang H. et al. Electrochemical sensor for rutin detection based on Au nanoparticle-loaded helical carbon nanotubes // Journal of Nanoparticle Research. -2017. - Vol. 19. - N_{\odot} . 10. - P. 354.

7 Wu Y. et al. Localized surface plasmon resonance in graphene nanomesh with Au nanostructures // Applied Physics Letters. -2016. - Vol. 109. - No. 4. - P. 041106.

8 Kim T., Park D. Preparation and characterization of Ni nanostructures coated on the substrates for glycerol steam reforming // Journal of nanoscience and nanotechnology. -2017. - Vol. 17. - No. 4. - P. 2478-2481.

9 Bañobre-López M. et al. A colloidally stable water dispersion of Ni nanowires as an efficient T 2-MRI contrast agent // Journal of Materials Chemistry B. – 2017. – Vol. 5. – №. 18. – P. 3338-3347.

10 Medina J.L.T. et al. Large magnetic anisotropy enhancement in size controlled Ni nanowires electrodeposited into nanoporous alumina templates // Nanotechnology. – 2016. – Vol. 27. – №. 14. – P. 145702.

11 Seshadri I. et al. Microwave synthesis of branched silver nanowires and their use as fillers for high thermal conductivity polymer composites // Nanotechnology. -2016. - Vol. 27. - No. 17. - P. 175601.

12 Harris G.B.X. Quantitative measurement of preferred orientation in rolled uranium bars // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. – 1952. – Vol. 43. – №. 336. – P. 113-123.

References

1 G. Hernández, Materials Science and Engineering: C 75, 445-453 (2017). https://doi.org/10.1016/j.msec.2017.02.074

2 N. Ahmad, J. Supercond. Nov. Magn. 29, 509-13, (2016). DOI 10.1007/s10948-015-3274-4

3 X. Wen, Journal of Electroanalytical Chemistry. 785, 33-9, (2017). doi: 10.1016/j.jelechem.2016.12.018

4 Y. Yan, Composites Science and Technology 142, 163-70, (2017). http://dx.doi.org/10.1016/j.compscitech.2017.02.007

5 L. S. Panchakarla, T, Reshef, Nanotechnology for Energy Sustainability, 745-80, (2017). DOI: 10.1021/jacs.7b01652

6 H. Yang, Journal of Nanoparticle Research 19.10, 354, (2017). https://doi.org/10.1007/s11051-017-4046-9

7 Y. Wu, Applied Physics Letters 109.4, 041106, (2016). doi: 10.1063/1.4959833

8 T. Kim, P. Daeil, Journal of Nanoscience and Nanotechnology 17.4, 2478-2481, (2017). doi.org/10.1166/jnn.2017.13353

9 M. Bañobre-López, Journal of Materials Chemistry B 5.18, 3338-2247, (2017). DOI: 10.1039/C7TB00574A.

10 J. Medina, Nanotechnology 27.14, 145702, (2016). doi:10.1088/0957-4484/27/14/145702

11 I. Seshadri, Nanotechnology 27.17, 175601, (2016) doi:10.1088/0957-4484/27/17/175601.

12 G.B. Harris, Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science. 43, 113, (1952). https://doi.org/10.1080/14786440108520972.

МРНТИ 90.03.03

Аханова Н.Е.^{1,2}, Дарзнек С.А.³, Желкобаев Ж.Е.³, Габдуллин М.Т.^{1,2}, Ерланулы Е.^{1,2*}, Батрышев Д.Г.^{1,2}

¹Национальная нанотехнологическая лаборатория открытого типа, Казахский национальный университет имени аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы, ^{*}e-mail: yerlanuly@physics.kz
²AO «Казахстанско-Британский технический университет», Казахстан, г. Алматы
³AO «Научно-исследовательский центр по изучению свойств поверхности и вакуума», Россия. г. Москва

РАЗРАБОТКА СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ В НАНОДИАПАЗОНЕ

Работа посвящена измерению линейных смещений в нанодиапазоне, анализу особенностей такого рода работ, обеспечению единства измерений и стабильности измеряемой физической величины, достоверностирезультатов их привязки к Госэталонам. Рассмотрены критерии, которым должны соответствовать методы и средства прецизионных измерений в нанодиапазоне, а также методы и средства съема и представления обработки получаемой информации. Сделан анализ основных источников погрешностей. Результаты этих исследований представлены в работе [1]. Рассмотрены особенности построения измерительных комплексов, а также вопросы калибровки фазовых измерений в оптике. Рассмотрены вопросы прикладного характера: измерение реальных перемещений объектов в нанодиапазоне, определения их скорости и ускорения, а также вопросы внедрения разработанных методов в область практического применения. Приведены результаты, полученные при решении экспериментальных и прикладных задач с использованием метода и средств численного гетеродинирования. Разработанная измерительная система «интерферометрфазометр», позволяет исследовать, в реальном масштабе времени, сложные пъезокерамические структуры используемых в различных устройствах в качестве актюаторов.

Ключевые слова: лазер, линейное перемещение, нанодиапазон, интерферометр, угол фазового сдвига (УФС).

Akhanova N.E.^{1,2}, Darznek S.A.³, Zhelkobaev J.E.³, Gabdullin M.T.^{1,2}, Erlanuly E.^{1,2*}, Batryshev D.G.^{1,2} ¹National nanotechnology laboratory of open type, Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty, ^{*}e-mail: yerlanuly@physics.kz ²JSC "Kazakh-British Technical University", Kazakhstan, Almaty ³JSC "Research Center for the Study of Surface and Vacuum Properties", Russia, Moscow

Development of a nanoscale measurement system

The work is devoted to measuring linear displacements in the nanoscale, analyzing the features of this kind of work, ensuring the unity of measurements and stability of the measured physical quantity, the reliability of the results and their linkage to the State Standard. The criteria that must be met by methods and means of precision measurements in the nanoscale, as well as methods and means for acquiring and presenting the information obtained. The analysis of the main sources of errors is made and the results of these studies are presented in [1]. The features of the construction of measuring systems, as well as the problems of calibration of phase measurements in optics, are considered. The problems of an applied nature are considered: the measurement of real displacement of objects in the nanoscale, their speed and acceleration, as well as the introduction of the developed methods into the field of practical application.

The results obtained in solving experimental and applied problems using methods and means of numerical heterodyning are presented. The developed "interferometer-phase meter" measuring system allows online investigating of complex piezoceramic structures used in various devices as actuators. **Key words:** laser, linear displacement, nanoscale, interferometry, phase shift angle (PSA).

Аханова Н.Е.^{1,2}, Дарзнек С.А.³, Желкобаев Ж.Е.³, Габдуллин М.Т.^{1,2}, Ерланұлы Е.^{1,2*}, Батрышев Д.Г.^{1,2} ¹Ашық типті нанотехнологиялар зертханасы, әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., ^{*}e-mail: yerlanuly@physics.kz ²«Қазақстан-Британ техникалық университеті» АҚ, Қазақстан, Алматы қ. ³«Беттік және вакуумдық қасиеттерді зерттеудің ғылыми орталығы» АҚ, Ресей, Мәскеу қ.

Наномадиапазондағы өлшеу жүйесін әзірлеу

Жұмыс нанодиапазонда сызықтық орын ауыстыруларды өлшеуге арналған, осындай жұмыстар талдауларының ерекшеліктері өлшеу тұтастығы мен өлшенетін физикалық өлшем тұрақтылығы және нәтижелер нақтылығы мен олардың Мемлекеттік эталонға байланысын қамтамасыз ету. Нанодиапазонда прецизионды өлшемдер тәсілі мен әдістеріне, сондай-ақ орым тәсілі мен әдістеріне сәйкес болуы және алынатын ақпараттың өңделуіне ұсынылу шарттары қарастырылған. Негізгі қателік көздеріне талдау жасалынды. Бұл зерттеулер нәтижелері [1] жұмыста келтірілген. Өлшеулер кешендерінің құрылу ерекшеліктері, сонымен қатар оптикадағы фазалық өлшеулерді калибрлеу сұрақтары қарастырылды. Қолданбалы сипатының сұрақтары: нанодиапазонда нақты объектілердің орын ауыстыруын өлшеу, олардың жылдамдығы мен үдеуін анықтау, сонымен қоса практикалық қолданылу аймағында құрастырылған әдістерді енгізу мәселелеріқарастырылды. Сандық гетеродинирлау құралы мен әдісін қолдану арқылы тәжірибелік және қолданбалы есептерді шешу кезінде алынған нәтижелер келтірілген. Құрастырылған «интерферометрфазометр» жүйесі уақыттың нақты масштабында актюатор есебінде әртүрлі қондырғыларда пайдаланылатынкүрделі пъезокерамикалық құрылымын зерттеуге мүмкіндік береді.

Түйін сөздер: лазер, сызықтық орын ауыстыру, нанодиапазон, интерферометр, фазалық жылжу бұрышы (ФЖБ).

Введение

Развитие наукоемких технологий немыслимо без создания высокочувствительных методов и высокоточных средств измерений линейных размеров и контроля прецизионных перемещений объектов в нанодиапазоне. При этом должны быть достигнуты предельно возможные степени точности и обеспечен соответствующий метрологический уровень.

Прецизионное измерение сверхмалых перемещений необходимо для проведения фундаментальных работ, связанных с созданием нового поколения взаимосвязанных эталонов в области механических и акустических величин, при исследовании квантово-размерных эффектов, высокостабильных источников когерентного излучения, калибровки актюаторов микро и нанодиапазона и контроля техногенно – опасных объектов с целью обеспечения экологического баланса окружающей среды.

Оптимальным решением этих проблем, в долговременной перспективе, может стать внедрение в практику линейных измерений методов и средств оптической (лазерной) интерферометрии-фазометрии (нанометрии), опирающихся на фундаментальные константы и эталоны физических величин [1, 2, 3].

Фазовые (интерференционные) методы в оптике используются для измерений пространственно-временных изменений величины разности фаз – угла фазового сдвига (УФС) в интерференционном поле между измерительным и опорным пучками, обусловленных частотной, пространственной или поляризационной дисперсией излучения в фазовом объекте [3-8].

Оптическая (лазерная) интерферометрия – фазометрия (нанометрия), совместно с высокоразвитой техникой фазометрии радиодиапазона, дает возможность создать высокоточные измерительные системы и заложить основы для обеспечения единства линейных измерений в микрометровом и нанометровом диапазонах, а также в радио и оптическом диапазонах

Это дало возможность создать, новый класс измерительных средств и методов, отвечающих высоким метрологическим требованиям нанотехнологий и обладающих широкими возможностями для удовлетворения запросов науки и техники в области высокоточных измерений, т.е. соответствовать широкому спектру требований наукоемких технологий, в том числе нанотехнологий.

В данной работе разработана структура и функциональная схема фазоизмерительной системы в нанодиапазоне. Проведено измерение реальных перемещений объектов в нанодиапазоне и рассмотрены вопросы практического применения разработанных методов.

Экспериментальная установка

На основе анализа и обсуждении была разработана линейная система измерений ЛИС-01М. Данная система включает в себя:

 стабилизированный гелий-неоновый лазер;

 интерференционный оптический преобразователь;

фотоприёмное устройство (ФПУ);

– электронно-фазометрическую систему (ЭФС);

– блок высокочастотных генераторов (ВЧГБ);

- интерфейс связи;
- персональный компьютер;
- программное обеспечение.

ЛИС обеспечивает работу в режиме измерений перемещений ΔX в реальном масштабе времени путем счета фазовых циклов (ФЦ) и добавленного к ним так называемого угла фазового сдвига (УФС) $\Delta \varphi$:

$$\Delta X = \left(N + \frac{\Delta \varphi}{2\pi}\right) \cdot \frac{\lambda}{2n} \tag{1},$$

где *N*– фазовые циклы (*N*=0,1,2,3...,N), $\Delta \phi$ – угол фазового сдвига.

Оптическая система ЛИСпредставляет собой двулучевой модифицированный интерферометр Майкельсона. Функциональная схема ЛИС представлена на рисунке 1.



лазер ЛГН 302; 2, 3- АОМ; 4, 5 – зеркала; 6, 7 – светоделительные элементы;
 в – образец с нанесённым отражающим покрытием; 9 – осциллограф; 10 – фотоприёмник;
 11 – поглотитель нерабочего пучка; 12 – ЭФС; 13 – ПК и/или ноутбук

Рисунок 1 – Структурно-функциональная схема ЛИС-01М

ЛИС обладает диапазоном измерений линейных перемещений 10⁻⁹-10⁻²м, с дискретностью отсчёта 0,1 нм и быстродействием обусловленной выбранной разностной частотой. Диапазон абсолютной погрешности измерений, в зависимости от диапазона, укладывается в промежуток от 0,5 до 3 нм. Такие технические характеристики дают возможность решать широкий спектр задач.

Эксперимент и обсуждение

Оптический пучок, с частотой ω_0 (нулевой пучок), проходя через первый модулятор под углом Брэгга, дифрагирует на бегущей с частотой Ω_1 дифракционной решетке, разделяясь на два пучка с частотами ω_0 и $\omega_0 + \Omega_1$ (плюс первый пучок). Далее нулевой пучок проходит через второй модулятор с частотой Ω_2 под углом Брэгга и разделяется опять на два пучка с частотами ω_0 и $\omega_0 - \Omega_2$ (минус первый пучок) Таким образом,

на выходе АОМ мы получаем три пучка: нулевой, плюс первый и минус первый. Один из полученных пучков (например, плюс первый), падая на образец и отражаясь, получает информацию о перемещениях объекта в виде набега угла фазового сдвига $\Delta \varphi$ (информационный пучок); другой пучок проходит свой оптический путь, не соприкасаясь с образцом (опорный пучок). Нулевой пучок поглощается дополнительным устройством (см. рис. 2). Далее информационный и опорный пучки интерферируют, падая на фотоприемное устройство (ФПУ). Последующее выделение информационного сигнала происходит на разностной частоте $|\Omega_1 - \Omega_2|$ в ФПУ. Обработка полученной информации производится в специализированной электронно-фазометрической системе (ЭФС). ЭФС подключен к персональному компьютеру. Программное обеспечение позволяет в режиме диалога осуществлять сбор измерительных данных, их обработку и представление в виде, удобном для пользования.



Рисунок 2 – График смещения свободного конца пьезостолбика при подаче синусоидального колебания ($f \approx 1$ кГц; U= 6 B)


Рисунок 3 – График смещения свободного конца пъезостолбика при подаче напряжения шагом 10Вв диапазоне от 0 до 50В

Ниже приведены данные, полученные с использованием гетеродинного метода измерений смещений в нанодиапазоне. В частности, измерение колебательного смещения свободного конца пьезостолбика при подаче на него модулирующего сигнала различной частоты и формы.

Вывод

Таким образом, разработан лазерный цифровой фазометр, работающий в широком спектральном диапазоне, предназначенные для калибровки и аттестации лазерных измерителей линейных перемещений, а также для измерения амплитуд колебательного движения поверхности твердого тела и, обеспечивающие единство измерений в нанометровом диапазоне. Разработанная измерительная система «интерферометрфазометр», позволяет исследовать, в реальном масштабе времени, сложные пъезокерамические структуры используемых в различных устройствах в качестве актюаторов.

Благодарность. Данная работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан в рамках гранта AP05133211.

Литература

1 Дарзнек С.А., Желкобаев Ж., Календин В.В., Новиков Ю.А. Лазерный интерферометрический измеритель наноперемещений // Труды ИОФАН им. А.М. Прохорова, РАН. – 2006. – Том. 62. – С.14-35.

2 Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 856 с.

3 Карташев А.И., Эцин И.Ш. Методы измерения малых изменений разности фаз в интерференционных устройствах // УФН. – 1972. – Том. 106, Вып.4. – С. 687–721.

- 4 Галахова О.П., Колтик Е.Д., Кравченко С.А. Основы фазометрии. М.: Энергия, 1976. 250 с.
- 5 Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. Методы модуляции и сканирования света. М.: Наука, 1970. 295 с.
- 6 Мезон У. Физическая акустика. Том VII. М.: Мир, 1974. 432 с.
- 7 Корпел А. Акустооптика. М.: Мир, 1988. 240 с.
- 8 Магдич Л.Н., Молчанов В.Я. Акустооптические явления и их применение. М.: Советское радио, 1978. 112 с.

References

1 S.A. Darznek, ZH. Zhelkobayev, V.V. Kalendin, Yu.A. Novikov, Lazernyy interferometricheskiy izmeritel' nanoperemeshcheniy, Trudy IOFAN im. A.M. Prokhorova, RAN, 62, 15-35 (2006). (in Russ).

2 M. Born, E. Vol'f Osnovy optiki (Moskva, Nauka, 1970), 856s. (in Russ).

3 A.I. Kartashev, I.SH. Etsin, UFN, 106 (4), 687-721 (1972). (in Russ).

4 O.P. Galakhova, Ye.D. Koltik, S.A. Kravchenko Osnovy fazometrii (Moskva, Energiya, 1976), 250s. (in Russ).

5 Ye.R. Mustel', V.N. Parygin Metody modulyatsii i skanirovaniya sveta (Moskva, Nauka, 1970), 295s. (in Russ).

6 U. Mezon Fizicheskaya akustika. Tom VII (Moskva, Mir, 1974), 432s. (in Russ).

7 A. Korpel Akustooptika (Moskva, Mir, 1988), 240s. (in Russ).

8 L.N. Magdich, V.YA. Molchanov Akustoopticheskiye yavleniya i ikh primeneniye (Moskva. Sovetskoye radio, 1978), 112s. (in Russ).

4-бөлім БЕЙСЫЗЫҚ ФИЗИКА. РАДИОФИЗИКА

Section 4 NONLINEAR PHYSICS. RADIOPHYSICS

Раздел 4 **НЕЛИНЕЙНАЯ ФИЗИКА. РАДИОФИЗИКА** IRSTI 28.23.15

Kozhagulov Y.T.^{1,2}, Ibraimov M.K.², Zhexebay D.M.^{1,2*}, Sarmanbetov S.A.^{1,3}

 ¹«Kazakhstan Innovation Technologies Company» LLP, Kazakhstan, Almaty
 ²Al-Farabi Kazakh national university, Kazakhstan, Almaty
 ³Institute of Experimental and Theoretical Physics, Al-Farabi Kazakh National University, Kazakhstan, Almaty, ^{*}e-mail: zhexebay92@gmail.com

FACE DETECTION OF INTEGRAL IMAGE BY VIOLA-JONES METHOD

Research is devoted to investigate on human face detection by Viola-Jones method, the fastest and effective methods of face detection. two Haar like features have been used to determine the area of the eye, because it reduces the number of possible false positives in detecting these functions and increases the accuracy of face detection. One of them measures the difference in intensity between the eye and upper cheek area. The second function compares the intensity in the eye with intensity through the nose bridge. It is shown that these two functions can determine the facial features with different sizes pattern. **Key words:** Viola-Jones method, integral image, Haar cascade, face detection, MatLab.

Кожагулов Е.Т.^{1,2}, Ибраимов М.К.², Жексебай Д.М.^{1,2*}, Сарманбетов С.А.^{1,3} ¹ЖШС «Kazakhstan Innovation Technologies Company», Қазақстан, Алматы қ. ²Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ. ³Эксперименттік және теориялық физика ҒЗИ, әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: zhexebay92@gmail.com

Виола-Джонс әдісімен интегралды сурет арқылы бетті анықтау

Жұмыс бетті анықтаудың жылдам және тиімді әдістерінің бірі болып табылатын Виола-Джонс әдісі көмегімен адам бетін детектрлеу бойынша зерттеуге арналған. Көз аймағын анықтау үшін екі Хаар функциясы пайдаланылды, себебі детектрлеу кезхінде бұл функциялардың жалған іске қосылу саны азаяды және беттерді анықтау дәлдігі артады. Олардың біреуі көз аймағы мен беттің жоғарғы бөлігі арасындағы қарқындылықтың айырмашылығын өлшейді. Екінші функция көз аймағындағы қарқындылықты мұрын көпірі қарқындылығымен салыстырады. Көрсетілгендей, бұл екі функцияның көмегімен фигураның әртүрлі өлшемді суреттегі бет кескінін анықтауға болады.

Түйін сөздер: Виола-Джонс әдісі, интегралды сурет, Хаар каскады, бетті анықтау, MatLab.

Кожагулов Е.Т.^{1,2}, Ибраимов М.К.², Жексебай Д.М.^{1,2*}, Сарманбетов С.А.^{1,3}

¹TOO «Kazakhstan Innovation Technologies Company», Казахстан, г. Алматы ²Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы ³НИИ экспериментальной и теоретической физики, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы, *e-mail: zhexebay92@gmail.com

Интегральное изображение детектировании лиц методом Виолы-Джонса

Работа посвящена исследованию по детектированию человеческого лица с помощью метода Виолы-Джонса, который является одним из быстрых и эффективных методов обнаружения лиц. Были использованы две Хаар подобных функции для определения области глаз, так как уменьшается количество возможных ложных срабатывании этих функции при детектировании и увеличивается точность определения лиц. Одна из них измеряет разницу в интенсивности между областью глаз и верхней щеки. Вторая функция сравнивает интенсивности в области глаз с интенсивностью через мост носа. Показано, что с помощью этих двух функции можно определить черты лица с разными размерами рисунка.

Ключевые слова: метод Виолы-Джонса, интегральное изображение, Хаар каскад, обнаружение лиц, MatLab.

Introduction

Face detection and recognition is an important task of machine and computer vision. There are many face detection algorithms [1-5]. One of the fastest and effective methods of face detection is a Viola-Jones method [6, 7]. This method is most clearly different from previous approaches by its ability to detect faces very quickly. The Viola-Jones algorithm of a certain threshold value provides fast detection and high accuracy. Average detection accuracy is 97.41% as described in research [8]. A large number of persons present in the image does not affect the calculation time, as well as detection speed. Calculation time increases when the image has a big size and high density.

Viola-Jones method consists of three basic object detection algorithms. The first is a new image representation in the form of an integral image that allows to evaluate objects very quickly. This algorithm does not work directly with the intensity of the image compared with the research [9]. But like these authors a set of features are applied that are reminiscent of the Haar basic functions. The integral image can be calculated through applying the multiple operations per pixel. Thereafter, Haar like function can be calculated at any scale or location in real time.

The second algorithm – a method of constructing the classifier by selecting a small number of important features applying AdaBoost [10]. In any image subband total number of Haarlike objects is very large, much larger than the number of pixels. To provide fast classification, the learning process should exclude the vast majority of the available functions and focus on a small set of

critical functions. As a result each stage acceleration process that chooses a new class of weak, can be considered as feature selection process. AdaBoost learning algorithm provides an efficient and powerful assessment generalizations efficiency.

The third important algorithm is a method of combining successively more complex classifiers into the cascade structure that rapidly increases the speed detector, focusing on advanced areas of the image. The concept of the focus of attention is that often you can quickly determine where the object may occur in the image [11-13]. A more complex treatment is reserved only for these advanced areas.

Theoretical and experimental research backgrounds

Viola-Jones method applies Haar like features to identify the facial features. In order to reduce the calculation time of these functions the integral image representation is applied [6, 7, 14, 15]. Integral image representation – is the matrix, the same size of the original image. Each matrix element comprises sum of the intensities of all pixels located to the left of and above the element. For integral image matrix elements calculation the following formula is applied:

$$L(x, y) = \sum_{i=0, j=0}^{i \le x, j \le y} I(i, j)$$
(1)

where I(i, j) – the brightness of the source image pixel. Figure 1 shows matrix of the starting and integral image.

0	10	20	30	40	0	10	30	60	100
50	60	70	80	90	50	120	210	320	450
101	112	123	134	145	 151	333	546	790	1065
156	167	178	189	200	307	656	1047	1480	1955
211	222	233	244	255	518	1089	1713	2390	3120

Figure 1 – Integral image

By applying the integral images any rectangular amount can be calculated in four references to the array (Figure 2). It is clear that the difference between the two rectangular sums can be calculated in the eight references. Since the functions described above with two rectangles connected with adjacent rectangular sums, they can be calculated in six references to arrays.



Figure 2 – Calculation of field D total intensity

The field D total intensity is calculated by the following formula:

$$D = D' + A' - (B' + C')$$
(2)

According to this formula we will calculate a dark zone of integral image (Figure 3).

0	10		30	60	100	
50	120		210	320	450	
151	333		546	790	1065	
		А				В
307	656		1047	1480	1955	
518	1089		1713	2390	3120	
		С				D

Figure 3 – Calculation of the integral image total intensity

In this figure the area A consists of six (pixels), respectively equal to the sum of the intensity field 333 (A' = 333). Other areas are: B' = 1065. C' =

1089 and D' = 3120. The total intensity of the field D = D' + A - (B' + C') = 3120 + 333 - 1065 - 1089 = 1299. We check the correctness of the formula applying the original image (Figure 4):

0	10	20	30	40
50	60	70	80	90
101	112	123	134	145
156	167	178	189	200
211	222	233	244	255

Figure	4 –	Original	image
		- 0	

D = 178 + 189 + 200 + 233 + 244 + 255 = 1299that proves the correctness of the formula (2).

Face detection based Haar-like features (Figure 5). To find the location of a human face the eyes need to calculate the function shown in Figure 5 (B). This function measures the difference in intensity between the eyes and the through upper cheek area, because the eye area is often darker in comparison with the cheeks.



Figure 5 – Haar Features

Scan all Haar primitives for one picture can be time consuming. Therefore, through applying the AdaBoost classifier, you can select the needed primitives (Figure 6) [6, 7].



Figure 6 - The first and second functions are selected by applying AdaBoost

Classifiers cascade algorithm provides improved detection efficiency and significantly reduces the calculation time. The critical understanding is that they can be built smaller and therefore more effective, increasing classifiers rejecting many of the negative auxiliary window when it detects almost all positive specimens.

Simpler classifiers are applied to reject most of the sub-window, before more complex classifiers are designed to achieve low levels of false positives. The detection process general form is a process of degeneration of the decision tree, that called «cascading» (Figure 7). A first classifier positive result starts the evaluation of a second classifier that has also been adjusted to achieve very high detection rates. Second classifier positive result from the second classifier triggers the third classifier, etc. A negative result at any point leads to the immediate window rejection.



Figure 7 – Schematic drawing of the detection cascade

Research result

We applied two Haar like features to define facial features (Figure 8). Because the first function measures the difference in intensity between the area of the eyes and the upper cheek area, as the eye area is often darker in comparison with the cheeks. The second function compares the intensity of the eye areas with intensity through the bridge of the nose.

These two features can define the scope of the human eye. Applying one of them can not accurately

determine the area of the face. Therefore, to increase the accuracy of the two functions were applied.

Figure 9 shows the determination result of human face by applying Haar like functions.



Figure 8 – The first (a) and second (b) Haar like function to detect faces



Figure 9 – Human face detection

Хабаршы. Физика сериясы. №3 (66). 2018

The size and action threshold of these functions were the same for the three faces as shown in Figure 9. In this case, the resolution between the eyes were chosen identical. If the size of a human face is different (smaller or larger), the size of Haar like features to be changed. Here is an example of different sizes of the same human face (Figure 10). For the pattern of a size of 153×153 The first function was used to size 57×36 and the second function with the size 54×18 . Figures with the size 230×230 and 307×307 for the detection of persons using the first function to the size 85×54 and 113×72 respectively, and the second function of the size of 81×27 and 108×36 .



Figure 10 – Human faces detection in different Haar function sizes

Experimental results were obtained using MatLab software environment.

Conclusions

The obtained results prove that the Viola-Jones method provides face detection and the image processing to obtain high processing speed. By applying two Haar like functions human face area can be detected. The use of two or more Haar function increases the detection accuracy. By varying the size of the Haar function can detect faces of different sizes pattern. Integral image reduces the processing time upon detection of the face, because the size of Haar like features more than 2×2 .

References

1 Singh S.K., Chauhan D.S., Vatsa M., Singh R. A robust skin color based face detection algorithm // Tamkang Journal of Science and Engineering. – 2003. – Vol. 6(4). – P. 227-234.

2 Hjelmås E., Low B.K. Face detection: A survey // Computer vision and image understanding. – 2001. – Vol. 83(3). – P. 236-274.

3 Hsu R.L., Abdel-Mottaleb M., Jain A.K. Face detection in color images // IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence. – 2002. – Vol. 24(5). – P. 696-706.

4 Zhang L., Chu R., Xiang S., Liao S., Li S.Z. Face detection based on multi-block lbp representation // International conference on biometrics. – Springer, Berlin, Heidelberg, 2007. – P. 11-18.

5 Li J., Wang Y., Tan T., Jain A.K. Live face detection based on the analysis of fourier spectra // Biometric Technology for Human Identification. – International Society for Optics and Photonics, 2004. – Vol. 5404. – P. 296-304.

6 Viola P., Jones M. Rapid object detection using a boosted cascade of simple features // Proceedings of the 2001 IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition. – Kauai, Hawaii, USA, 2001. – Vol. 1. – P. 1-9.

7 Viola P., Jones M.J. Robust real-time face detection // International journal of computer vision. – 2004. – Vol. 57(2). – P. 137-154.

8 Soni L.N., Datar A., Datar S. Implementation of Viola-Jones Algorithm Based Approach for Human Face Detection // International Journal of Current Engineering and Technology. – 2017. – Vol. 7(5). – P. 1819-1823.

9 Papageorgiou C.P., Oren M., Poggio T. A general framework for object detection // Sixth International Conference on Computer Vision. – Bombay, India, 1998. – P. 555-562.

10 Freund Y., Schapire R.E. A decision-theoretic generalization of on-line learning and an application to boosting // Journal of computer and system sciences. – 1997. – Vol. 55(1). – P. 119-139.

11 Tsotsos J.K., Culhane S.M., Wai W.Y.K., Lai Y., Davis N., Nuflo F. Modeling visual attention via selective tuning // Artificial intelligence. – 1995. – Vol. 78(1-2). – P. 507-545.

12 Itti L., Koch C., Niebur E. A model of saliency-based visual attention for rapid scene analysis // IEEE Transactions on pattern analysis and machine intelligence. – 1998. – Vol. 20(11). – P. 1254-1259.

13 Amit Y., Geman D., Wilder K. Joint induction of shape features and tree classifiers // IEEE transactions on pattern analysis and machine intelligence. – 1997. – Vol. 19(11). – P. 1300-1305.

14 Wang Y.Q. An Analysis of the Viola-Jones face detection algorithm // Image Processing On Line. – 2014. – Vol. 4. – P. 128-148.

15 Deshpande N.T., Ravishankar S. Face Detection and Recognition using Viola-Jones algorithm and Fusion of PCA and ANN // Advances in Computational Sciences and Technology. – 2017. – Vol. 10(5). – P. 1173-1189.

References

1 S.K. Singh, D.S. Chauhan, M. Vatsa, and R. Singh, Tamkang J. of Science and Engineering, 6(4), 227-234 (2003).

2 E. Hjelmås and B.K. Low, Computer Vision and Image Understanding, 83(3), 236-274 (2001).

3 R.L. Hsu, M. Abdel-Mottaleb, and A.K. Jain, IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 24(5), 696-706 (2002).

4 L. Zhang, R. Chu, S. Xiang, S. Liao, S.Z. Li, Intern. Conf. on Biometrics, Springer, 11-18 (2007).

5 J. Li, Y. Wang, T. Tan, and A.K. Jain, Biometric Technology for Human Identification, Intern. Society for Optics and Photonics, 5404, 296-304 (2004).

6 P. Viola and M. Jones, Proceedings of the 2001 IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition, Kauai, 1, 1-9 (2001).

7 P. Viola and M.J. Jones, Intern. J. of Computer Vision, 57(2), 137-154 (2004).

8 L.N. Soni, A. Datar, and S. Datar, Intern. J. of Current Engineering and Technology, 7(5), 1819-1823 (2017).

9 C.P. Papageorgiou, M. Oren, and T. Poggio, Sixth Intern. Conf. on Computer Vision, Bombay, 555-562 (1998).

10 Y. Freund, and R.E. Schapire, J. of Computer and System Sciences, 55(1), 119-139 (1997).

11 J.K. Tsotsos, S.M. Culhane, W.Y.K. Wai, Y. Lai, N. Davis, and F. Nuflo, Artificial intelligence, 78(1-2), 507-545 (1995).

12 L. Itti, C. Koch, and E. Niebur, IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 20(11), 1254-1259 (1998).

13 Y. Amit, D. Geman, and K. Wilder, IEEE Transactions on Pattern Analysis and Machine Intelligence, 19(11), 1300-1305 (1997).

14 Y.Q. Wang, Image Processing On Line, 4, 128-148 (2014).

15 N.T. Deshpande, S. Ravishankar, Advances in Computational Sciences and Technology, 10(5), 1173-1189 (2017).

5-бөлім

ЖОҒАРЫ ОҚУ ОРНЫНДА ФИЗИКАНЫ ОҚЫТУ ӘДІСТЕМЕСІ

Section 5

METHODS OF TEACHING HIGH SCHOOL PHYSICS

Раздел 5

МЕТОДИКА ПРЕПОДАВАНИЯ ФИЗИКИ В ВЫСШЕЙ ШКОЛЕ

МРНТИ 29.05.03; 29.05.09; 29.05.41

Бошкаев К.А., Байсеитов К.*, Бришева Ж. Н., Тлемисов А.

ННЛОТ, Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Казахстан, г. Алматы, *e-mail: b.kasymkhan@mail.ru,

ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ПРОБНЫХ ЧАСТИЦ В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ АКСИАЛЬНО СИММЕТРИЧНОГО ЦЕНТРАЛЬНОГО ТЕЛА В КЛАССИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ

В статье рассматривается аксиально симметричное тело и исследуется его внутреннее и внешнее гравитационное поле в рамках классической теории тяготения. В качестве деформированного объекта используется сфероид Маклорена как пример объектов с однородной плотностью и твердотельным вращением, следовательно, аксиально симметричных тел. Гравитационный потенциал выводиться из уравнения Пуассона для внешнего и внутреннего поля, удовлетворяя граничным условиям в центре, на поверхности тела и на бесконечности. Уравнение Пуассона решается аналитически и точно, применяя функцию Грина и разложения на сферические гармоники (шаровые функции). Помимо этого, в качестве примера приводится сшивание решений на поверхности тела для малых деформаций. В дополнении рассматривается квадрупольный момент деформированного центрального объекта и исследуется его влияние на движение пробных тел (частиц) в поле данного объекта, т.е. решается квазикеплерова задача в численном виде в программе Wolfram Mathematica. Было показано, что численные расчёты соответствуют аналитическому решению квазикеплеровой задачи в экваториальной плоскости орбиты. Также были проанализированы смещения перигелиев планет солнечной системы.

Статья преследует научно-методические и академические цели и предназначена для широкой аудитории студентов, магистрантов и докторантов по специальностям физика, механика и астрономия.

Ключевые слова: гравитационный потенциал, уравнение Пуассона, сфероид Маклорена, квазикеплерова задача, квадрупольный момент, смещение перигелия.

Boshkayev K. A., Baiseitov K.*, Brisheva Zh. N., Tlemisov A. NNLOT, Al-Farabi Kazakh national university, Kazakhstan, Almaty, *e-mail: b.kasymkhan@mail.ru Investigation of the motion of test particles in the gravitational field

of axially symmetric central body in classical physics

The article deals with an axially symmetric body and examines its internal and external gravitational field within the framework of classical theory of gravity. The Maclaurin spheroid is used as a deformed body to represent objects with homogeneous density and rigid rotation, hence, axially symmetric bodies. The gravitational potential is derived from the Poisson equation for the external and internal fields, satisfying the boundary conditions at the center, on the surface of the body, and at infinity. The Poisson equation is solved analytically and exactly, applying the Green's function and the expansion into spherical harmonics (spherical functions). Moreover, the matching on the surface of the body for small deformations is shown as an example. In addition, the quadrupole moment of a deformed central object is investigated. The quasi-Kepler problem is solved numerically in the Wolfram Mathematica program. It was shown that numerical calculations correspond to the analytical solution of the quasi-Kepler problem

in the equatorial plane of the orbit. The perihelion shift of the planets of the solar system were also analyzed.

The article pursues scientific, methodological and academic goals and is intended for a wide audience of students, graduates and doctoral students in the specialties of physics, mechanics and astronomy.

Key words: Gravitational potential, Poisson equation, Maclaurin spheroid, quasicleple problem, quadrupole moment, perihelion displacement.

Бошкаев К. А., Байсеитов К.*, Бришева Ж. Н., Тлемисов А.

АТҰНЗ, Әл-Фараби ат. Қазақ ұлттық университеті, Қазақстан, Алматы қ., *e-mail: b.kasymkhan@mail.ru

Аксиальды симметриялы орталық дененің гравитациялық өрісіндегі сынақ бөлшектерінің қозғалысын классикалық физикада зерттеу

Мақалада аксиалды симметриялы дене қарастырылады, сонымен бірге оның ішкі және сыртқы гравитациялық өрісі классикалық физика шеңберінде зерттеледі. Деформацияланған объекті ретінде тығыздығы біртекті және қаттыденелік айналуы бар Маклорен сфероиды пайдаланылады, осылайша аксиалды симметриялы дене қарастырылады. Гравитациялық потенциал сыртқы және ішкі өрістер үшін Пуассон теңдеуінен шығарылады, сондай-ақ дененің центрінде, бетінде және шексіздіктегі шектік шарттар қанағаттандырады. Пуассон теңдеуі Грин функциясын және сфералық гармоникаларды (сфералық функцияларды) қолдану арқылы аналитикалық түрде дәл шешіледі. Сонымен қатар, мысал ретінде аз деформациялар үшін дененің бетінде ішкі және сыртқы шешімдер жымдастырылады. Бұдан басқа, деформацияланған орталық дененің квадрупольдық моменті қарастырылады және осы объектінің өрісіндегі сынақ бөлшектердің қозғалысына әсері зерттеледі, яғни квазикеплер есебі Wolfram Mathematica бағдарламасында сандық түрде шешіледі. Сандық есептеулер квазикеплер есебінің орбитаның экваторлық жазықтығындағы аналитикалық шешіміне сәйкес келетіндігі көрсетілді. Сондай-ақ, күн жүйесіндегі планеталардың перигелий ығысу өрнегіне сараптама жасалды.

Мақала ғылыми, әдістемелік және академиялық мақсаттарды көздейді және физика, механика және астрономия мамандықтары бойынша студенттер, магистранттар мен докторанттарға арналған.

Түйін сөздер: гравитациялық потенциал, Пуассон теңдеуі, Маклаурин сфероиды, Квазиклел мәселесі, квадруполь сәті, перигелийдің ауысуы.

Введение

Как нам известно, теория гравитации, сформулированная Ньютонам справедлива в случае слабовзаимодействующих гравитационных полей и малых, относительно скорости света, скоростей. Среди альтернативных теорий только для гравитации Ньютона ($n = 2, \frac{1}{r^n} = \frac{1}{r^2}$)

возможны движения такие, как простые круговые, эллиптические, параболические и гиперболические формы орбит для наблюдаемых небесных тел, решения для которых, в рамках данной теории, различается в начальных условиях, то есть в скоростях и координатах пробных тел. Можно упомянуть об еще одном значении (n = -1, r), которое соответствует закону Гука, что описывает изменения натяжение пружины. В случае n = 3 в системе отсутствует устойчивость: пробное тело или удаляется от центра на бесконечность, или просто, притягиваясь, падает в центр. Несмотря на это уже в XIX веке точность астрономических измерений увеличилась настолько, что обнаружилось, что классическая теория гравитации (КТГ) Ньютона всетаки не стыкуется с наблюдениями [1].

Для наглядного примера выберем Меркурий, ближайшую к Солнцу планету, которая движется эллиптической орбите со значительным эксцентриситетом, что можно заметить поворот оси достаточно легко. Видно из наблюдений, что перигелий орбиты Меркурия за одну сотню лет смещается (поворачивается) на 574 угловых секунд в ту же сторону, что и направление движения планеты. Поворот на 531 угловых секунды за столетие был доказан Лаверьем, что данное смещение является следствием возмущения (влияния) другими планетами, главным образом Земли, Венеры и Юпитера. Может показаться, что оставшиеся 43 угловые секунды в одну сотню лет это маленькая величина, но она не давала покоя астрономам. Считалось, что это разница вполне могла бы быть объяснена

предположением, что Солнце не есть сфера, а сфероид с аксиальной симметрией (эллипсоид вращения). Такой вывод следует из наблюдений за полярным и экваториальным вращением Солнца. Стало известно, что скорость вращения на полюсах медленнее, чем на экваторе, что и приводит к сплющенной форме Солнца, что и является причиной дополнительных составляющих в Ньютоновском потенциале [2]. Но, даже учёт деформации Солнца не смог полностью решить проблему 43 угловых секунд в столетие. Только с появлением новой теории гравитации было возможно объяснить наблюдательные аномалии в смещении перигелия Меркурия [3].

На сегодняшний день более общепринятой, надежной и одновременно экспериментально проверенной теорией гравитации является общая теория относительности (ОТО) Альберта Эйнштейна, которая была сформулирована в 1916 году. В литературе ОТО также известна как релятивистская теория гравитации (РТГ). По словам Ландау Л.Д. [4] «Она является, пожалуй, самой красивой из существующих физических теорий». Главные отличия теорий гравитации Ньютона и Эйнштейна состоят в следующем:

1. В КТГ трёхмерное пространство и одномерное время абсолютны, и они не зависят друг от друга, а в РТГ пространство и время образуют одно целое – четырёхмерный пространствовременной континуум.

2. В КТГ пространство и время вблизи массивных тел евклидовое, тогда как в РТГ пространство-время искривленное.

3. В КТГ взаимодействие передается мгновенно, т.е. скорость распространения бесконечна (так называемое дальнодействие), а в РТГ максимальная скорость взаимодействия не превышает скорости света в вакууме.

4. КТГ является предельным случаем РТГ для малых скоростей и слабых гравитационных полей, т.е. КТГ не может правильно описать движения тел, скорость которых близка к скорости света. Это исходит как следствие того факта, что уравнения движения Ньютона не инвариантны по отношению к преобразованиям Лоренца.

5. КТГ также не может правильно характеризовать сильные гравитационные поля компактных объектов, таких как нейтронные звезды, чёрные дыры и т.д. в следствии пунктов 2 и 4 [5].

6. В КТГ тела взаимодействуют посредством массы, а в РТГ посредством энергии, т.е. здесь

тождественность массы и энергии подразумеваются по умолчанию.

7. В РТГ гравитационное поле вращающего тела отличается от классического аналога, так как вращение генерирует дополнительное гравитационное поле за счёт энергии вращения. Данный эффект в литературе известен как эффект Лензе-Тирринга или эффект увлечение системы отчёта [6].

8. В КТГ отсутствует понятие замедления времени в силу пункта 1, т.е. время везде протекает одинаково, а в РТГ данный эффект проявляется не только между движущимся и статическим наблюдателем, но и в присутствии гравитационного поля.

9. Все классические эффекты ОТО, возникшие в результате обобщения КТГ: смещение перигелия Меркурия, отклонения луча света вблизи Солнца и гравитационное красное смещение (гравитационное замедление времени) были экспериментально подтверждены астрономами и астрофизиками.

Поэтому ОТО является наиболее полной теорией гравитации. В добавок следует отметить, что в ОТО существуют объекты как чёрные дыры, гравитационные волны и более экзотические объекты, аналогов которых нет в КТГ Ньютона [2, 12 глава, 7-9]. Тем не менее, для достижения цели статьи достаточно использовать КТГ Ньютона в виду сложности и нелинейности уравнений Эйнштейна [10, 11]. Поэтому все выкладки будут производиться в рамках КТГ.

Статья организована следующим образом: в первом разделе решается уравнение Пуассона деформированного тела и находится внутренний потенциал гравитационного тела, во втором разделе также решается уравнение Пуассона вне тела. В третьем разделе, в качестве примера приводится методика сшивания внутреннего и внешнего решений, в частном случае, когда учитывается только масса и квадрупольный момент тела, а моменты более высокого порядка малости пренебрегаются. В четвёртом разделе квазикеплерова задача рассматривается численно для произвольного пробного тела и результаты представляются графически. Численные расчёты сопоставляются с аналитической формулой. В пятом разделе производится анализ формулы смещения перигелия планет солнечной системы. В заключении приводятся основные результаты исследования и подводится итог.

Внутреннее решение уравнения гравитационного поля

Уравнение гравитационного поля (Пуассона) в КТГ задаётся в следующем виде [5]

$$\Delta \varphi = 4\pi G \rho \,, \tag{1}$$

где Δ – оператор Лапласа, $\varphi = \varphi(x, y, z)$ – гравитационный потенциал, G – гравитационная постоянная, $\rho = \rho(x, y, z)$ – плотность распределения масс. Следует заметить, что уравнение Пуассона является предельным случаем уравнений гравитационного поля Эйнштейна в ОТО для малых скоростей и слабых полей. Методика решения уравнений Эйнштейна требует глубокого знания в тензорных исчислениях и дифференциальной геометрии. Все известные точные решения уравнений поля перечислены в монографии Stephani et al [12] и в трудах [13-17].

Рассмотрим решение уравнения Пуассона для аксиально-симметричного тела. Известно, что в произвольной точке $\{x, y, z\}$ внутри однородного сфероида (эллипсоида), т.е. для $\rho = const$, гравитационный потенциал является квадратичной функцией координат и общее решение уравнения Пуассона можно искать в следующем виде [18-19]:

$$\varphi = -\pi G \rho (A_0 - A_1 x^2 - A_2 y^2 - A_3 z^2), \quad (2)$$

где постоянные A зависят только от формы эллипсоида, и $\sum_{i=1}^{3} A_i = 2$, который следует из уравнения (1).

Чтобы упростить сложные математические вычисления для уравнения (1) можно записать общее решение. Для этого введем систему координат с началом в произвольной точке внутри системы. Потенциал поля, создаваемого всеми телами в точке с радиус-вектором \vec{r} , равен:

$$\varphi = -G \sum \frac{m_a}{|\vec{r} - \vec{r}_a|},\tag{3}$$

где m_a, r_a – масса и радиус-вектор частицы с номерам *a* соответственно.

Можно заменить суммирование интегрированием по объему, если масса распределена непрерывно и ограничена в объеме V'

$$\varphi = -G\rho \int \frac{d^3 x'}{|\vec{r} - \vec{r'}|},\tag{4}$$

где переменная интегрирования $d^3x' = dV' = dx'dy'dz'$ есть элемент объема.

Интеграл в сферических координатах имеет вид:

$$\int \frac{d^3 x'}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \int_0^R \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{r'^2 dr' \sin \theta' d\theta' d\phi'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (5)$$

где $0 \le r' \le R, 0 \le \theta' \le \pi, 0 \le \phi' \le 2\pi$, в свою очередь $R = R(\theta')$ определяется через уравнения поверхности эллипсоида вращения (см. далее уравнение (10)) [5, 18].

Знаменатель предыдущего выражения раскладывается по ортогональным функциям как [20]:

$$\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r'}|} = \frac{1}{\sqrt{r^2 - 2rr'\cos\gamma + r'^2}} = \frac{1}{r\sqrt{1 - 2\left(\frac{r'}{r}\right)\cos\gamma + \left(\frac{r'}{r}\right)^2}} = \frac{1}{r}\sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{r'}{r}\right)^l P_l(\cos\gamma) =$$
$$= \frac{1}{r}\sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{r'}{r}\right)^l P_l(\cos\theta) P_l(\cos\theta') + 2\sum_{m=-l}^{l} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(\cos\theta) P_l^m(\cos\theta') \cos\left(m(\varphi - \varphi')\right), \qquad \left(\frac{r'}{r} < 1\right),$$

где все координаты (радиус вектора и углы) приведены на рисунке 1.



Рисунок 1 – Сферическая система координат

$$\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r'}|} = \frac{1}{\sqrt{r^2 - 2rr'\cos\gamma + r'^2}} = \frac{1}{r'\sqrt{1 - 2\left(\frac{r}{r'}\right)\cos\gamma + \left(\frac{r}{r'}\right)^2}} = \frac{1}{r'}\sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{r}{r'}\right)^l P_l(\cos\gamma) =$$
$$= \frac{1}{r'}\sum_{l=0}^{\infty} \left(\frac{r}{r'}\right)^l P_l(\cos\theta) P_l(\cos\theta') + 2\sum_{m=-l}^{l} \frac{(l-m)!}{(l+m)!} P_l^m(\cos\theta) P_l^m(\cos\theta') \cos(m(\varphi - \varphi')), \qquad \left(\frac{r'}{r} > 1\right)$$

где $P_l(\cos\theta)$ – полиномы Лежандра, а $P_l^m(\cos\theta)$ – присоединённые полиномы Лежандра [21, 22].

Поскольку нас интересуют только аксиально симметричные решения, то автоматически можно пренебречь членами, зависящими от угла ϕ . Тогда знаменатель (5) будет в виде [20]:

$$\frac{1}{|r-r'|} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{r^l}{r'^{l+1}} P_l(\cos\theta) P_l(\cos\theta'), \, \text{при} \, (r < r'),$$
(6)

$$\frac{1}{|r-r'|} = \sum_{l=0}^{\infty} \frac{r'^l}{r^{l+1}} P_l(\cos\theta) P_l(\cos\theta'), \, \text{при} \, (r > r').$$
(7)

Подставляя в уравнение (4) и используя сферические координаты, получаем:

$$\phi = -G\rho \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos\theta) \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi} P_l(\cos\theta') \left\{ \int_0^r \frac{r'^l}{r^{l+1}} dr' + \int_r^{R(\theta')} \frac{r^l}{r'^{l+1}} dr' \right\} r'^2 \sin\theta' d\theta'.$$
(8)

Следует заметить, что внутри тела $0 \le r, r' \le R(\theta')$, поэтому при интегрировании необходимо было разделить интеграл на две

части с пределами $0 \le r' \le r$ и $r \le r' \le R(\theta')$. Затем, проинтегрировав выражение по ϕ и умножив скобки на r'^2 , получим:

$$\varphi = -2\pi G \rho \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos\theta) \int_0^{\pi} P_l(\cos\theta') \left\{ \int_0^r \frac{r'^l}{r^{l+1}} dr' + \int_r^{R(\theta')} \frac{r^l}{r'^{l+1}} dr' \right\} r'^2 \sin\theta' d\theta'$$
(9)

Вестник. Серия физическая. №3 (66). 2018

Здесь следует учесть, что
$$1 \quad d^l$$
 (2 с t_{i})

$$P_l(\cos\theta) = \frac{1}{2^l l!} \frac{a}{d(\cos\theta)^l} (\cos^2\theta - 1)^l .$$

Заметим, что все члены с нечётным l выпадают, так как P_l является нечетной функцией $\cos \theta'$, в то время как $R(\theta')$ – чётная функция. Среди интегралов отличны от нуля только т.е., в которых l = 0 или l = 2. В этом можно убедиться, рассмотрев выражение для $R(\theta')$, которое находится из уравнения поверхности эллипсоида вращения [5]

$$\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 , \qquad (10)$$

где *а* и *с* большая и малая полуоси эллипсоида, которые показаны на рисунке 2 (а). С переходом в сферические координаты

$$\begin{cases} x = R(\theta')\sin\theta'\cos\phi, \\ y = R(\theta')\sin\theta'\sin\phi, \\ z = R(\theta')\cos\theta', \end{cases}$$
(11)

уравнение поверхности принимает следующий вид:

$$\frac{\sin^2 \theta'}{a^2} + \frac{\cos^2 \theta'}{c^2} = \frac{1}{R^2(\theta')} . \tag{12}$$



Рисунок 2 – (а) сплюснутый сфероид a > c, (б) продолговатый сфероид a < c

Соответственно из-за этой зависимости, т.е. из-за соотношения ортогональности, все члены в

сумме с $l \ge 4$ степени $\cos \theta'$ обращаются в нуль при интегрировании. Итак, мы имеем:

$$\boldsymbol{\phi} = -2\pi G \boldsymbol{\rho} \left[\int_0^{\pi} \sin \boldsymbol{\theta}' \left\{ \int_0^r \frac{r'^2}{r} dr' + \int_r^{R(\boldsymbol{\theta}')} r' dr' \right\} d\boldsymbol{\theta}' + \left(\frac{3\cos^2 \boldsymbol{\theta} - 1}{4} \right) \int_0^{\pi} (3\cos^2 \boldsymbol{\theta}' - 1) \left\{ \int_0^r \frac{r'^4}{r^3} dr' + \int_r^{R(\boldsymbol{\theta}')} \frac{r^2}{r'} dr' \right\} \sin \boldsymbol{\theta}' d\boldsymbol{\theta}' \right]$$
(13)

Интегрируя по *r*' получаем:

$$\phi = -2\pi G\rho \left\{ -\frac{r^2}{3} + \frac{1}{2} \int_{-1}^{1} \frac{dt}{\frac{1}{a^2} + \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{a^2}\right)t^2} + \frac{r^2}{20} (3\cos^2\theta - 1) \int_{-1}^{1} (3t^2 - 1) \left(1 + 5\ln\left[\frac{1}{r}\left(\frac{1}{a^2} + \left(\frac{1}{c^2} - \frac{1}{a^2}\right)\right)^{1/2} t^2\right] \right) dt \right\}$$
(14)

где $t = -\cos \theta'$. Тогда после некоторых несложных математических вычислений

интеграл примет окончательный вид в сферической системе координат [23]:

$$\varphi = -2\pi G \rho \left\{ -\frac{r^2}{3} + \frac{a^2 \sqrt{1 - e^2}}{e} \arcsin e + \frac{r^2}{6} (3\cos^2 \theta - 1) \left(\frac{3\sqrt{1 - e^2}}{e^3} \arcsin e - \frac{3 - e^2}{e^2} \right) \right\}$$
(15)

Далее, переходя к декартовой системе координат, заменяя для этого $\cos \theta = \frac{z}{r}$ и $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, и сравнивая с (2), находим коэффициенты [23]

$$A_{0} = \frac{2a^{2}\sqrt{1-e^{2}}}{e} \arcsin e ,$$

$$A_{1} = A_{2} = \frac{\sqrt{1-e^{2}}}{e^{3}} \arcsin e - \frac{1-e^{2}}{e^{2}} ,$$

$$A_3 = 2\frac{1}{e^2} - 2\frac{\sqrt{1-e^2}}{e^3} \arcsin e$$
,

где эксцентриситет эллипсоида вращения, по определению, равен:

$$e^2 = 1 - \frac{c^2}{a^2}$$
(16)

Подставляя коэффициенты в (2) получаем окончательный вид внутреннего потенциала в декартовой системе координат

$$\phi = -\pi G \rho \left[\frac{2a^2 \sqrt{1 - e^2}}{e} \arcsin e - \left(\frac{\sqrt{1 - e^2}}{e^3} \arcsin e - \frac{1 - e^2}{e^2} \right) (x^2 + y^2) - \frac{1}{e^2} - 2\left(\frac{1}{e^2} - \frac{\sqrt{1 - e^2}}{e^3} \arcsin e \right) z^2 \right], \quad (17)$$

Поведение коэффициентов A для малой деформации ~ e^2 :

$$A_{0} \approx 2a^{2} \left(1 - \frac{e^{2}}{3} \right);$$

$$A_{1} = A_{2} \approx \frac{2}{3} \left(1 - \frac{e^{2}}{5} \right);$$

$$A_{3} \approx \frac{2}{3} \left(1 + \frac{2e^{2}}{5} \right);$$
 (18)

Эти выражения будут необходимы в дальнейшем для проверки условия сшиваемости внутреннего потенциала с внешним потенциалом [23].

Внешнее решение уравнения гравитационного поля

Вычисление внешнего потенциала аналогично внутреннему потенциалу. Для этого нужно принять во внимание условие $0 \le r' \le R(\theta') \le r$, тогда интеграл (9) запишется как

$$\varphi = -2\pi G \rho \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos\theta) \int_0^{\pi} P_l(\cos\theta') \int_0^{R(\theta')} \frac{r'^{l+2}}{r^{l+1}} dr' \sin\theta' d\theta'$$
(19)

Очевидно, что интегрирование по r' не составит особого труда

$$\phi = -\frac{2\pi G\rho}{r} \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos\theta) \frac{1}{(l+3)r^l} \int_1^{-1} P_l(\cos\theta') R^{l+3}(\theta') d\cos\theta'$$
(20)

Однако интегрирование по $\cos \theta'$ не так тривиально и решение будет представлять собой сходящийся ряд

$$\varphi = \frac{4\pi G}{3r} \rho a^2 c \sum_{l=0}^{\infty} P_l(\cos\theta) \frac{3(-1)^{\frac{l}{2}+1}}{(l+1)(l+3)} \left(\frac{ae}{r}\right)^l (21)$$

где l теперь принимает только чётные числа. Следует подчеркнуть, что здесь, прежде чем проинтегрировать, сначала нужно открыть сумму хотя бы для первых десяти слагаемых, чтобы установить общую тенденцию (формулу). Только после этого необходимо проинтегрировать каждую слагаемую по отдельности и снова собрать в единую сумму.

Зная полную массу эллипсоида [5]

$$M = \frac{4\pi}{3} \rho a^2 c, \qquad (22)$$

и введя новую величину как [23]

$$J_{l} = \frac{3(-1)^{\frac{l}{2}+1}}{(l+1)(l+3)}e^{l} , \qquad (23)$$

внешний потенциал будет иметь следующий вид

$$\varphi = \frac{GM}{r} \sum_{l=0}^{\infty} J_l \left(\frac{a}{r}\right)^l P_l(\cos\theta) = -\frac{GM}{r} \left(1 - \sum_{l=2}^{\infty} J_l \left(\frac{a}{r}\right)^l P_l(\cos\theta)\right)$$
(24)

Покажем, что формула (24) эквивалентна формуле внешнего потенциала для деформированного тела из Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. [4] при l = 2. Тогда коэффициент J_2 и потенциал φ примут вид

$$J_2 = \frac{1}{5}e^2,$$

$$\varphi \approx -\frac{GM}{r} \left(1 - \frac{1}{5}e^2 \left(\frac{a}{r}\right)^2 P_2(\cos\theta)\right). \quad (25)$$

Запишем теперь приближённый потенциал из Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. (Том 2 §41 и §99) [4]

$$\boldsymbol{\phi} \approx -\frac{GM}{r} - \frac{GD}{2r^3} P_2(\cos \boldsymbol{\theta}) = \\ = -\frac{GM}{r} \left(1 + \frac{D}{2Mr^2} P_2(\cos \boldsymbol{\theta}) \right), \qquad (26)$$

где *D* – квадрупольный момент эллипсоида вращения, определенный

$$D = D_{zz} = -2D_{xx} = -2D_{yy} , \qquad (27)$$

как компонента тензора квадрупольного момента

$$D_{ik} = \int \rho(3x_i x_k - r^2 \delta_{ik}) dV , \qquad (28)$$

сумма диагональных элементов которого равна $D_{ii} = 0$, где i, k = 1, 2, 3. и $x_1 = x, x_2 = y, x_3 = z$. Следовательно

$$D = D_{zz} = \int \rho (3z^2 - r^2) dV =$$

= $\rho \int (2z^2 - x^2 - y^2) dx dy dz$ (29)

Выбираем оси координат вдоль осей эллипсоида с началом в его центре. Преобразованием

$$x = x'a, \quad y = y'a, \quad z = z'c$$
 (30)

интегрирование по объему эллипсоида, где уравнение поверхности по-прежнему определяется через (10)

$$\frac{x^2 + y^2}{a^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1$$

сводится к интегрированию по объёму сферы радиуса 1

$$x'^{2} + y'^{2} + z'^{2} = 1$$
(31)

тогда

$$D = \rho a^{2} c \int_{-\sqrt{1-x'^{2}-y'^{2}}}^{\sqrt{1-x'^{2}-y'^{2}}} \int_{-\sqrt{1-x'^{2}-1}}^{\sqrt{1-x'^{2}-y'^{2}}} \int_{-\sqrt{1-x'^{2}-1}}^{1} (2c^{2}z'^{2} - a^{2}x'^{2} - a^{2}y'^{2}) dx' dy' dz'$$
(32)

Данный интеграл также можно легко вычислить в сферической системе координат. В любом случае получится одинаковый результат [4]

$$D = \frac{8\pi}{15} \rho a^2 c \left(c^2 - a^2 \right) =$$

= $-\frac{2}{5} M a^2 e^2 = -2M a^2 J_2$ (33)

Отсюда видно, что для сплюснутого эллипсоида c < a, D < 0 и для продолговатого

эллипсоида c > a, D > 0. Подставив квадрупольный момент в уравнение (26), можно увидеть, что решения эквивалентны.

Сшивание внутреннего решения с внешним решением

Приближённое решение для внутреннего потенциала эллипсоида при малых *е* было показано в первом разделе. Эквивалентная запись в декартовой системе координат:

$$\phi \approx -\frac{3GM}{4a^2c} \left[2a^2 \left(1 - \frac{e^2}{3} \right) - \frac{2}{3} \left(1 - \frac{e^2}{5} \right) \left(x^2 + y^2 \right) - \frac{2}{3} \left(1 + \frac{2e^2}{5} \right) z^2 \right], \tag{34}$$

где по-прежнему $e^2 = 1 - \frac{c^2}{a^2}$.

Итак, зная приближенное решение внутреннего потенциала, его можно сшить (сравнить) с внешним решением в любой точке на поверхности сфероида. Для простоты рассмотрим точки, когда радиус-вектор принимает одно из следующих значений r(x, y, z) = r(a, 0, 0), r(x, y, z) = r(0, a, 0) или r(x, y, z) = r(0, 0, c). В общем случае можно выбрать любую произвольную точку на поверхности эллипсоида, заданной уравнением (10). Для наглядного примера выбираем последний вариант r(x, y, z) == r(0, 0, c) в этом случае внутренний потенциал

$$\phi \approx -\frac{3GM}{4a^2c} \left[a^2 \left(1 - \frac{e^2}{3} \right) - \frac{1}{3} \left(1 + \frac{2e^2}{5} \right) c^2 \right] \approx -\frac{GM}{c} \left(1 - \frac{e^2}{5} \right), \tag{35}$$

Соответственно приближенный внешний потенциал (25) в рассматриваемой точке с учётом $\cos \theta = \frac{z}{r} = 1$ будет равен

$$\boldsymbol{\phi} \approx -\frac{GM}{c} \left(1 - \frac{1}{5} e^2 \left(\frac{a}{c} \right)^2 \frac{1}{2} (3 \cos^2 \boldsymbol{\theta} - 1) \right) \approx$$

$$\boldsymbol{\approx} -\frac{GM}{c} \left(1 - \frac{e^2}{5} \right)$$
(36)

Отсюда следует, что внутренний и внешний потенциалы на поверхности эллипсоида сшиваются при малых *e*, т.е. приближённо. Это связано с тем, что решение для внутреннего потенциала записывается с помощью элементарных функций, тогда как для пустого пространства оно имеет вид сходящегося бесконечного ряда, точность которого определяется количеством последующих слагаемых в сумме, т.е. чем больше слагаемых, тем выше точность. К сожалению, внешний потенциал никак не выражается через элементарные функции. Поэтому при сшивании решений приходится задавать (требовать) определенное приближение.

Квазикеплерова задача

В этом разделе рассмотрим квазикеплерову задачу в КТГ. Если кеплерова задача (или задача Кеплера) – это задача движения пробного тела в гравитационном поле [24]

$$\varphi \approx -\frac{GM}{r} \tag{37}$$

то, квазикеплерова задача – это задача движения пробного тела в поле [24-25]

$$\varphi \approx -\frac{GM}{r} + \delta\varphi \tag{38}$$

причём $\delta \phi << \phi$ и

$$\delta \varphi \sim \frac{1}{r^3} \tag{39}$$

Кеплерова задача описывает движение отдельной планеты вокруг Солнца, и её решение является теоретическим обоснованиям известных законов Кеплера в астрономии. Следует заметить, что решение кеплеровой задачи приведено во многих учебниках включая Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. [24]. Поэтому здесь мы не будем рассматривать аналитический вывод решения. Касательно квазикеплеровой задачи в литературе совсем немного сведений, хотя вывод решений также имеется [24-26]. Следовательно, мы будем рассматривать квазикеплерову задачу численно и использовать окончательную аналитическую формулу для анализа результатов задачи.

Поскольку, по определению, поправка к потенциалу зависит только от модуля радиуса

вектора $\delta \varphi = \delta \varphi(r)$, то соответственно квазикеплерову задачу достаточно будет рассмотреть в двумерном пространстве, т.е. в плоскости орбиты пробного тела. Центральным телом будет Солнце. Для численных расчётов необходимо будет знать массу, радиус и квадрупольный момент Солнца. Пробным телом будет любой объект, размером и массой которого можно пренебречь. Соответственно орбитальные параметры (начальные координаты и скорости) пробного тела будут выбраны так, чтобы можно было продемонстрировать влияние квадрупольного момента Солнца на движения и смещение перигелия пробного тела. Обычно для исследования движения планет вместо квадрупольного момента используют квадрупольный параметр (см уравнение (33)), который непосредственно измеряется при проведении наблюдений

$$J_2 = -\frac{D}{2Ma^2} , \qquad (40)$$

где $M = M_{\Box}$ – масса и $a = R_{\Box}$ – радиус Солнца. Числовые значения квадрупольного параметра Солнца перечислены в таблице 1. Поскольку все J_2 почти одинаковые, то можно выбрать любое значение.

Таблица 1 – числовые значения параметра J₂ для Солнца

J2	Литература
(2.18±0.06)·10 ⁻⁷	Pijpers (1998) [27]
(1.6±0.04)·10 ⁻⁷	Godier and Rozelot (1999) [28]
(2.2±0.1)·10 ⁻⁷	Will (2014) [29]
(2.3±0.25)·10 ⁻⁷	Fienga et al. (2015) [30]
(2.25±0.09)·10 ⁻⁷	Park et al. (2017). [31]

Выберем плоскость орбиты xy. Значит необходимо положить $\theta = \frac{\pi}{2}$ формуле (26). Тогда потенциал поля для квазикеплеровой задачи будет иметь следующий вид:

$$\varphi = -\frac{GM}{r} + \frac{GD}{4r^3} \tag{41}$$

Второй член суммы, зависящий от третьей степени модуля радиус-вектора – есть поправка на квадрупольный момент источника поля. Для

простоты предположим, что центральное тело не движется и находится в начале координат.

Для численного анализа квазикеплеровой задачи запишем силу гравитационного поля как масса движущегося тела, умноженная на градиент потенциала

$$\vec{F}_G = -m \operatorname{grad} \varphi = -\frac{GMm}{r^3} \vec{r} + \frac{3}{4} \frac{GDm}{r^5} \vec{r} \quad , \quad (42)$$

где *т* – масса пробного тела. Далее, запишем 2закон Ньютона

$$\vec{F}_N = m\vec{\vec{r}} \tag{43}$$

Приравнивая силы, получим необходимые уравнения движения по компонентам

$$\begin{cases} \ddot{x}(t) = -\frac{GM}{\left(x^{2}(t) + y^{2}(t)\right)^{\frac{3}{2}}} x(t) + \frac{3}{4} \frac{GD}{\left(x^{2}(t) + y^{2}(t)\right)^{\frac{5}{2}}} x(t), \\ \ddot{y}(t) = -\frac{GM}{\left(x^{2}(t) + y^{2}(t)\right)^{\frac{3}{2}}} y(t) + \frac{3}{4} \frac{GD}{\left(x^{2}(t) + y^{2}(t)\right)^{\frac{5}{2}}} y(t). \end{cases}$$
(44)

Чтобы численно решить систему уравнений нужно, во-первых, задать числовые значения всех физических величин, включая массу Солнца, гравитационную постоянную, среднее расстояние между Солнцем и пробным телом. Для наглядности данное расстояние выберем как 15 радиусов Солнца. Период вращения пробного тела вокруг Солнца можно легко вычислить, приравнивая центробежную силу к силе притяжения. Таким же образом можно получить орбитальную скорость пробного тела. Везде мы будем делать расчеты в международной системе единиц SI. Во-вторых, необходимо ввести начальные условия, т.е. начальные координаты и начальные скорости пробного тела. Например,

$$x(0) = 15 \cdot 6.9551 \cdot 10^8,$$

$$y(0) = 0, \quad \dot{x}(0) = 0, \quad \dot{y}(0) = 45122.$$
(45)

Численное решение можно получить с помощью программы Wolfram Mathematica [32] и показать в виде траектории движения пробной частицы в плоскости *xy*. На рисунке 3 траектория движения была рассчитана на несколько оборотов вокруг Солнца. Как видно из рисунка, за это время траектория пробного тела практически не изменилась. Форма и плоскость орбиты остаются неизменными.

Для получения заметного эффекта нужно искусственно преувеличить значения квадрупольного момента. Простой анализ эксцентриситета $e = \sqrt{5J_2}$ приводит к значению ~ 10^{-3} для любых J_2 показанных в таблице 1, т.е. в этом случае можно считать, что Солнце почти идеальная сфера. Поэтому нет никакого существенного изменения в траектории движения пробного тела. Чтобы явно проиллюстрировать влияние квадрупольного момента можно в качестве примера выбрать соотношение полярного радиуса к экваториальному радиусу приблизительно

$$\frac{c}{a} \approx 0.9$$
, тогда эксцентриситет будет

 $e = \sqrt{1 - \frac{c^2}{a^2}} \approx 0.436$ и соответственно нужно

увеличить значение квадрупольного параметра J_2 (или момента D) почти в 170 000 раз! На рисунке 4 показано движение пробного тела вокруг искусственно сплюснутого Солнца с преувеличенным квадрупольным моментом.





Как видно из рисунка 4, траектория движения была рассчитана на несколько оборотов вокруг сплюснутого Солнца. За это время форма орбиты не изменилась. Однако плоскость орбиты поворачивается против часовой стрелки, т.е. в сторону направления начальной скорости. В отсутствие квадрупольного момента, вращения плоскости орбиты и, следовательно, смещение перигелия планет исчезает, о чём свидетельствует формула

$$\delta\psi = -\frac{3\pi D}{2MP^2} \tag{46}$$

где $\delta \psi$ — угол смещения перигелия и P — параметр орбиты пробного тела. Данная формула является аналитическим решением квазикеплеревой задачи и приведена в [24], и так же была воспроизведена другими методами [26]. Параметр орбиты выражается через орбитальный момент импульса L и массу пробного тела m

$$P = \frac{L^2}{Gm^2M} \tag{47}$$

где $L = m(x(t)\dot{y}(t) - y(t)\dot{x}(t)) = const$ coxpaняющаяся величина, которую можно найти через начальные условия [24]. Следовательно, используя начальные условия рисунка 4, можно посчитать, что угол смещения перигелия за один полный оборот будет $\delta \psi \approx 6.3 \cdot 10^{-2}$ радиан или в градусах 3.6°. Данный угол можно также посчитать численно. Для этого необходимо вычислить либо расстояния между двумя афелиями и до них от Солнца (фокуса эллипса), либо аналогично только для перигелия. Зная эти расстояния, угол можно найти через теорему косинусов. В результате численного анализа получилось $\delta \psi \approx 6.4 \cdot 10^{-2}$ радиан и в градусах 3.7°. Небольшое расхождение связано с нарушением условия $\delta \phi \ll \phi$ в непосредственной близости к Солнцу. Чем дальше находится перигелий орбиты, тем меньше разница между аналитической формулой и численным расчётом.

Интересно сравнить полученный результат с релятивистской формулой смещения перигелия планет, которую Эйнштейн рассчитал и применил для Меркурия [2-4, 7-11, 33-34]

$$\delta\psi = \frac{6\pi GM}{Pc^2} \tag{48}$$

где *с* – скорость света в вакууме. Тогда значение угла смещения для пробного тела в поле Солнца будет $\delta \psi = 1.67 \cdot 10^{-5}$ радиан за один оборот. Это значение на три порядка меньше, чем для квазикеплеровой задачи с искусственно сплюснутым Солнцем. Если Солнце считать сферой, то релятивистские поправки будут играть ключевую роль. Если Солнце считать эллипсоидом вращения, то нужно аккуратно посчитать угол смещения и сравнить с релятивистской формулой, только тогда будет ясно какой эффект доминирует.



Рисунок 4 – Траектория движения пробного тела вокруг Солнца. Размеры орбиты показаны в единицах радиуса Солнца. Начальные данные пробного тела заданы в (45). Преувеличенный квадрупольный параметр искусственно сплюснутого Солнца $J_2 = 3.825 \cdot 10^{-2}$

Анализ смещение перигелия планет

В этом разделе проведем анализ углов смещения перигелиев Меркурия, Венеры и Земли. Формула Эйнштейна (48) была также воспроизведена для аксиально-симметричного объекта с квадрупольным моментом [26].

$$\delta\psi = \frac{6\pi GM}{Pc^2} - \frac{3\pi D}{2MP^2} - \frac{15\pi GD}{4P^3c^2} (1 + \varepsilon^2) \quad (49)$$

где *є* – эксцентриситет орбиты планет, первый член – это эйнштейновская поправка за счёт искривления пространства-времени, второй член – это классическая поправка за счёт деформации тела и третий член – это совместный вклад релятивистских и классических эффектов. Для планет солнечной системы третьим членом можно пренебречь в силу ничтожной малости поправки. При $D \rightarrow 0$, получим классическую формулу Эйнштейна (48), а при $c \rightarrow \infty$, получим решение квазикеплеревой задачи (46). В таблице 2 приведены орбитальные параметры Меркурия, Венеры и Земли, а также вычислены каждые составляющие формулы (49) за 100 земных лет [3, 7].

Так, для Земли получим 0,0384" за один оборот, т. е. за год. Иначе говоря, 3,84" в столетие. Для Меркурия смещение перигелия за столетие получается значительно больше (а именно 43"), во-первых, потому, что он находится значительно ближе к Солнцу (радиус его орбиты составляет 0,39 радиуса орбиты Земли) и, во-вторых, потому, что он обращается быстрее (за столетие он успевает совершить около 415 обращений). Аналогичная ситуация с Венерой – за столетие она успевает совершить около 162 обращений вокруг Солнца. Как видно из таблицы 2, для планет солнечной системы эйнштейновская поправка превосходит в разы поправку с квадрупольным моментом Солнца [7].

Таблица 2 – Орбитальные параметры и углы смещения перигелиев Меркурия, Венеры и Земли за столетие [35-37]

Планеты	Меркурий	Венера	Земля	
Большая полуось орбиты А (км)	57909082	108208600	149597870	
Эксцентриситет орбиты є	0.2056	0.0068	0.0167	
Параметр орбиты $P = A(1 - \varepsilon^2)$	55460308	108203681	149556105	
Сидерический период обращения	87.968	224.695	365.242	
$\frac{6\pi GM}{Pc^2}$	43″	8.63″	3.84"	
$-\frac{3\pi D}{2MP^2}$	0.03"	0.003″	0.001"	
Наблюдения	(43.11±0.45)"	(8.4±4.8)"	(5.0±1.2)"	

В целом, при сравнении теории с опытом необходимо помнить, что движение перигелия происходит не только в силу эйнштейновского эффекта, но и в силу возмущающего влияния других планет, отклонения их формы от сферической и т. д. Как было упомянуто во введении статьи, эти поправки превышают эйнштейновскую во много раз. Кроме того, нужно иметь в виду, что положение перигелия наблюдать тем труднее, чем меньше эксцентриситет, т. е. чем ближе орбита к кругу; при $\mathcal{E} \to 0$ положение перигелия перестает быть определенным. Тем не менее, астрономические средства наблюдения настолько точны и вычислительные возможности небесной механики настолько велики, что, в случае Меркурия, необъясненный ньютоновой теорией остаток в движении перигелия определяется с точностью до секунды в столетие. Этот остаток составляет приблизительно 42,6", в прекрасном согласии с теорией. Для Земли остаток определяется с несколько меньшей точностью и составляет около 4", что также вполне согласуется с эйнштейновским значением [1, 7].

Заключение

В данной статье были показаны аналитические вычисления внутреннего и внешнего потенциалов гравитационного поля для аксиально-симметричных деформированных объектов в классической теории гравитации. Методика вывода была изложена во всех подробностях.

Продемонстрирована процедура сшивания внутреннего и внешнего решений уравнения Пуассона на поверхности эллипсоида вращения.

Было исследовано движение пробного тела в гравитационном поле деформированного объекта. Так же было показано влияние квадрупольного момента на траекторию движения и смещения перигелия пробного тела.

Формула Эйнштейна была проанализирована для внутренних планет солнечной системы. Было показано, что квадрупольный момент Солнца вносит незначительный вклад в движение планет. Все аналитические и численные расчёты были проведены в программе Wolfram Mathematica.

Было бы интересно проанализировать движения пробного тела по орбите отличающейся от экваториальной плоскости. Так-как указанная задача выходит за рамки предоставленной статьи, в планах рассмотреть ее в будущих работах.

Благодарность. Работа была выполнена при поддержке программы «Фундаментальные и прикладные исследования в смежных областях физики земных, околоземных и атмосферных процессов и их практическое применение», ИРН: BR05236494.

Литература

1 Roseveare N.T. Mercury's Perihelion from Le Verrier to Einstein. – Oxford University Press, 1982. – 208 p.

2 Misner C.W., Thorne K.S., Wheeler J.A. Gravitation. – San Francisco: W.H. Freeman Press 1973. – 1278 p.

3 Ohanian H.C. and Ruffini R. Gravitation and Spacetime, 3rd Edition. – Cambridge University Press, Cambridge, England, 2013. – 528 p.

- 4 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том II. Теория поля. 8-е изд. М.: Физматлит, 2006. 536 с.
- 5 Шапиро С., Тьюколски С. Черные дыры, белые карлики и нейтронные звезды. Монография. М.: Мир, 1985. 00 с

300 c.

6 Lense J., Thirring H. // Phys. Z. 19, 156 (1918).

7 Фок В.А. Теория пространства, времени и тяготения. – М.: Наука, 1961. – 569 с.

8 Wald R.M. General Relativity. – The University of Chicago Press, 1984. – 473 p.

9 Hobson M.P., Efstathio U G.P., Lazenby A.N. General Relativity, An Introduction for Physicists. – Cambridge University Press, 2006. – 592 p.

10 Ryder L. Introduction to General Relativity. – Cambridge University Press, 2009. – 460 p.

11 Schutz B.F. A First course in General Relativity. – Cambridge University Press. 2009. – 412 p.

12 Stephani H., Kramer D., MacCallum M.A H., Hoenselaers C., and Herlt E. Exact Solutions of Einstein's Field Equations. – Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2003.

13 Queverdo H., Mashhoon B. Exterior gravitational field of a rotating deformed mass // Physics Letters A. –1985. –Vol. 109 (1, 2). – P. 13-18.

14 Queverdo H., Mashhoon B. Exterior gravitational field of a charged rotating mass with arbitrary quadrupole moment // Physics Letters A. –1990. –Vol. 148. – P.149-153.

15 Pachon L.A., Rueda J.A., Sanabria-Gomez J.D. Realistic exact solution for the exterior field of a rotating neutron star // Phys.Rev.D - 2006. - Vol.73. - 104038.

16 Manko V.S., Sanabria-Gomez J.D., Manko O.V. Nine-parameter electrovac metric involving rational functions // Phys. Rev. D. – 2000. – Vol 62. – 044048.

17 Boshkayev K., Quevedo H., Ruffini R. Gravitational Field of Compact Objects in General Relativity // Physical Review D. - 2012. - Vol. 86. - 064043.

18 Chandrasekhar S. Ellipsoidal Figures of Equilibrium. - Yale University Press, New Haven, CT, 1967.

19 Meinel R., Ansorg M., Kleinwachter A., Neugebauer G., Petroff D. Relativistic Figures of Equilibrium. – Cambridge University Press, Cambridge, England, 2008.

20 Jackson J.D. Classical Electrodynamics (3rd ed.). – New York: John Wiley & Sons, 1999.

21 Тихонов А.Н., Самарский А.А.Уравнения математической физики. – М.: Наука, 1977. – 735 с.

22 Abramowitz M., Stegun I.A. Handbook of Mathematical Functions. – New York: Dover Publications, Inc., 1972. – 1044 p.

23 Poisson E., Will C.M. Gravity: Newtonian, Post-Newtonian, relativistic. - Cambridge: Cambridge University Press, 2014.

24 Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Том І. Механика. 5-е изд., – М.: Физматлит, 2012. – 224 с.

25 Абдильдин М.М. Проблема движения тел в общей теории относительности. – Алматы: Қазақ Университеті, 2006. – 132 с.

26 Бошқаев Қ.А., Қалымова Ж.А., Абдуалиева Н.С., Бришева Ж.Н., Таукенова А.С. Аксиалды-симметриялы гравитациялық өрістің экваторлық жазықтығында сынақ дененің қозғалысын адиабаттық теория арқылы зерттеу// ҚазҰУ Хабаршы. – 2018. – №1 (64). – Б. 67-80.

27 Pijpers F.P. Helioseismic determination of the solar gravitational quadrupole moment // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 1998. – Vol. 297. – L76–L80.

28 Godier S., Rozelot J. Quadrupole moment of the Sun. Gravitational and rotational potentials // Astron. Astrophys – 1999. – Vol. 350. – P.310–317.

29 Will C.M. The Confrontation between General Relativity and Experiment // Living Reviews in Relativity. -2014. - Vol.17:4. -117 p.

30 Fienga A., Manche H., Laskar J., Gastineau M. // Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy. – 2015. – Vol.123. – P.325.

31 Park R.S., Folkner W.M., Konopliv A.S., et al. // Astrophysical Journal. – 2017. – Vol.153, – P.121.

32 Программа Wolfram Mathematica: https://www.wolfram.com/mathematica/

33 Абдильдин М.М. Механика теории гравитации Эйнштейна. – Алма-Ата: Наука, 1988. – 200 с.

34 Брумберг В.А. Релятивистская небесная механика. – М.: Наука, 1972.

35 http://www.sai.msu.ru/neb/rw/natsat/plaorbw.htm Орбитальные параметры планет солнечной системы:

36 Will C.M. Theory and experiment in gravitational physics. Revised edition. – Cambridge University Press, 1993. – 396 p.

37 Will C.M. The Confrontation between General Relativity and Experiment // Living Reviews in Relativity. - 2006. - Vol. 9:3. - 100 p.

References

1 N.T. Roseveare, Mercury's Perihelion from Le Verrier to Einstein (Oxford University Press, 1982), 208 p.

2 C.W. Misner, K.S. Thorne, and J.A. Wheeler, Gravitation (San Francisco: W. H. Freeman Press, 1973), 1278 p.

3 H.C. Ohanian and R. Ruffini Gravitation and Spacetime, 3rd ed. (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2013),

528 p.

Исследование движения пробных частиц в гравитационном поле аксиально симметричного центрального тела ...

4 L.D. Landau and E.M. Lifshitz, Teoreticheskaja fizika, tom II. Teorija polja. 8th ed., (Moscow, Fizmatlit, 2006), 536 s. (in Russ)

5 S. Shapiro and S. T'jukolski Chernye dyry, belye karliki i nejtronnye zvezdy, (Moscow, Mir, 1985), 300 s. (in Russ).

6 J. Lense and H. Thirring, Phys. Z. 19, 156 (1918).

7 V.A. Fok, Teorija prostranstva, vremeni i tjagotenija (Moscow, Nauka, 1961), 569 s. (in Russ)

8 R.M. Wald, General Relativity, (The University of Chicago Press, 1984), 473 p.

9 M.P. Hobson, U G.P. Efstathio and A.N. Lazenby, General Relativity, An Introduction for Physicists, (Cambridge University Press, 2006), 592 p.

10 L. Ryder Introduction to General Relativity, (Cambridge University Press, 2009), 460 p.

11 B.F. Schutz, A First course in General Relativity, (Cambridge University Press, 2009), 412 p.

12 H. Stephani, D. Kramer, M.A H. MacCallum, C. Hoenselaers, and E. Herlt Exact Solutions of Einstein's Field Equations, (Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2003).

13 H. Queverdo and B. Mashhoon, Phys Letters A, 109 (1, 2), 13-18 (1985).

14 H. Queverdo and B. Mashhoon, Phys Letters A, 148, 149-153 (1990).

15 L.A. Pachon, J.A. Rueda and J.D. Sanabria-Gomez, Phys.Rev.D, 73, 104038 (2006).

16 V.S. Manko, J.D. Sanabria-Gomez and O.V. Manko, Phys. Rev. D, 62, 044048 (2000).

17 Boshkayev K., Quevedo H. and Ruffini R. Gravitational Field of Compact Objects in General Relativity, Phys. Rev. D, 2012, Vol. 86, 064043.

18 S. Chandrasekhar, Ellipsoidal Figures of Equilibrium, (Yale University Press, New Haven, CT, 1967).

19 R. Meinel, M. Ansorg, A. Kleinwachter, G. Neugebauer and D. Petroff, Relativistic Figures of Equilibrium, (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2008).

- 20 J.D. Jackson Classical Electrodynamics, 3rd ed., (New York: John Wiley & Sons, 1999).
- 21 A.N. Tihonov and A.A. Samarskij Uravnenija matematicheskoj fiziki, (Moscow: Nauka, 1977), 735 p. (in Russ).
- 22 M. Abramowitz and I.A. Stegun Handbook of Mathematical Functions, (Dover Publications, Inc. New York, NY, USA, 1974).

23 E. Poisson and C.M. Will Gravity: Newtonian, Post-Newtonian, relativistic, (Cambridge: Cambridge University Press, 2014).

24 L.D. Landau and E. M. Lifshitz, Teoreticheskaja fizika», tom I. Mehanika, 5th ed., (Moscow: Fizmatlit, 2012), 224 s. (in Russ)

25 M.M. Abdil'din, Problema dvizhenija tel v obshej teorii otnositel'nosti, (Almaty: Qazaq Universiteti, 2006), 132 s. (in Russ)

26 K.A. Boshkayev, Zh.A. Kalymova, N.S. Abdualiyeva, Zh.N. Brisheva and A.S. Taukenova, Rec.Contr.Phys., 1 (64), 67-80 (2018). (in Kaz).

- 27 F.P. Pijpers, Mon. Not. R. Astron. Soc. 297, L76–L80 (1998).
- 28 S. Godier and J. Rozelot, Astron. Astrophys., 350, 310–317 (1999).
- 29 C.M. Will, Living Reviews in Relativity 17, 4 (2014).
- 30 A. Fienga, H. Manche, J. Laskar and M. Gastineau, Celestial Mechanics and Dynamical Astronomy, 123, 325 (2015).
- 31 R.S. Park, W.M. Folkner and A.S. Konopliv, et al., Astrophysical Journal, 153, 121 (2017).
- 32 Wolfram Mathematica: https://www.wolfram.com/mathematica/
- 33 M.M. Abdil'din, Mehanika teorii gravitacii Ejnshtejna, (Alma-Ata: Nauka, 1988), 200 s. (in Russ)
- 34 V.A. Brumberg Reljativistskaja nebesnaja mehanika, (Moscow: Nauka, 1972). (in Russ)
- 35 Orbital parameters of planets of solar system: http://www.sai.msu.ru/neb/rw/natsat/plaorbw.htm
- 36 C.M. Will, Theory and experiment in gravitational physics, Revised edition, (Cambridge University Press, 1993), 396 p.
- 37 C.M. Will, Living Reviews in Relativity 9, 3 (2006).

МРНТИ 50.41.25

Дайнеко Е.А.^{1,2*}, Ипалакова М.Т.¹, Болатов Ж.Ж.¹, Цой Д.Д.¹, Жунис А.Б.¹

¹Международный университет информационных технологий, Казахстан, г. Алматы ²Институт прикладных наук и информационных технологий, Казахстан, г. Алматы, *e-mail: yevgeniyadaineko@gmail.com

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ НОВЫХ ТЕХНОЛОГИЙ В ПРЕПОДАВАНИИ ФИЗИКИ

В настоящее время в образовании все более популярно дистанционное образование. Однако в силу предметной особенности естественные науки относительно отстают в использовании новых информационных технологий и технологических подходов. Причина состоит в том, что данные дисциплины требуют выполнения лабораторных работ, которые необходимы для эффективного приобретения практических навыков при работе с оборудованием и умения получать и анализировать экспериментальные данные. Данные лабораторные работы необходимо выполнять в специально оборудованных лабораториях, которые не всегда полностью укомплектованы в средних учебных заведениях. На помощь приходят новые технологии в виде компьютерной графики, дополненной реальности, вычислительной динамики и виртуальных миров. В статье рассмотрено применение новых технологий в образовании. Дается анализ внедрения различных инновационных разработок во многих сферах современной жизни. Были рассмотрены преимущества и возможности применения различных обучающих программ в образовании и, в частности, для изучения физики. Представлены собственные программные продукты для изучения физики с использованием технологий дополненной и виртуальной реальностей. Данные технологии позволяют значительно обогатить пользовательский интерфейс. Виртуальная лаборатория состоит из физической лаборатории и практических задач. В качестве платформы разработки был выбран Microsoft XNA, Unity 3D Engine. Основной функционал был написан на С#(.NET). Графические модели создавались при помощи 3DX MAX. Рассмотрен функционал, пользовательский интерфейс и используемое программное обеспечение. Проведенный анализ рассмотренных программных продуктов позволили нам определить ряд преимуществ использования новых технологий в преподавании физики над традиционным преподаванием физики. Показано, что использование новых технологий в учебном процессе обладает универсальностью в применении к физике и предлагает огромные перспективы для широкого внедрения на разных этапах обучения в различных образовательных организациях. Такой подход также позволяет сделать образование более доступным, безопасным и интересным. Результатом проведенной работы является не только созданное программное обеспечение, но и приобретенный опыт, который будет использоваться для дальнейшего развития и исследований.

Ключевые слова: Дополненная реальность, виртуальная реальность, виртуальная физическая лаборатория, физика.

Daineko Ye.A.^{1,2} *, Ipalakova M.T.¹, Bolatov Zh.Zh.¹, Tsoy D.D.¹, Zhunis A.B.¹ ¹International University of Information Technologies, Kazakhstan, Almaty ²Institute of Applied Sciences and Information Technologies, Kazakhstan, Almaty *e-mail: yevgeniyadaineko@gmail.com

The use of new technologies in the teaching of physics

Currently, distance education is becoming more popular in education. However, due to the subjective feature, the natural sciences are lagging behind in the use of new information technologies and technological approaches. The reason is that these disciplines require the performance of laboratory work that is necessary to effectively acquire practical skills when working with equipment and the ability to obtain and analyze experimental data. These laboratory works must be performed in specially equipped laboratories, which are not always fully staffed in secondary schools. New technologies come to the rescue in the form of computer graphics, augmented reality, computational dynamics and virtual worlds. The article considers the application of new technologies in education. An analysis is given of the introduction of various innovative developments in many areas of modern life. The advantages and possibilities of using various training programs in education and, in particular, for studying physics were considered. The own software products for studying physics using the technology of augmented and virtual realities are presented in the paper. These technologies can significantly enrich the user interface. The virtual laboratory consists of a physical laboratory and practical tasks. As a development platforms, Microsoft XNA, Unity 3D Engine were chosen. The main functionality was written in C # (.NET). Graphic models were created using 3DX MAX and Blander. The functional, the user interface and the software used are considered. The analysis of the software products allowed us to determine a number of advantages of using new technologies in teaching physics over the traditional teaching of physics. It is shown that the use of new technologies in the educational process is universal in its application to physics and offers great prospects for widespread adoption at different stages of education in various educational organizations. This approach also makes education more accessible, safe and interesting. The result of this work is not only the created software, but also the acquired experience, which will be used for further development and research.

Key words: Augmented reality, virtual reality, virtual physical laboratory, physics.

Дайнеко Е.А.^{1,2*}, Ипалакова М.Т.¹, Болатов Ж.Ж.¹, Цой Д.Д.¹, Жүніс А.Б.¹ ¹Халықаралық ақпараттық технологиялар университеті, Қазақстан, Алматы қ. ²Қолданбалы ғылымдар және ақпараттық технологиялар институты, Қазақстан, Алматы қ. *e-mail: yevgeniyadaineko@gmail.com

Физиканы оқытуда жаңа технологияларды қолдану

Қазіргі таңда білім беру саласында қашықтықтан білім беру кең таралуда. Алайда пәндік ерекшеліктеріне орай, жаратылыстану ғылымдары жаңа ақпараттық технологиялар мен технологиялық тәсілдерді қолдану бойынша артта қалып келеді. Мұның себебі – аталған пәндер құрылғылармен жұмыс жасау барысында тәжірибелік дағдыларға тиімді қол жеткізу үшін және эксперименттік мәліметтерді алу мен талдай білу үшін қажетті зертханалық жұмыстарды орындауды талап етеді. Аталған зертханалық жұмыстарды арнайы жабдықталған зертханаларда жүзеге асыру қажет, алайда орта білім беру орындарында мұндай толықтай қамсыздандырылған зертханалар жеткіліксіз. Осы орайда компьютерлі графика, қосымша шындық, есептеуіш динамика мен виртуалды әлем секілді жаңа технологиялар көмекке келеді. Мақалада білім беруде жаңа технологиялардың қолданылуы қарастырылған. Заманауи өмірдің көптеген салаларына түрлі инновациялық өнімдерді енгізуге талдау жүргізілген. Білім беру саласында, атап айтқанда, физиканы оқытуда түрлі оқыту бағдарламаларын қолданудың артықшылықтары мен мүмкіндіктері қарастырылған. Қосымша және виртуалды шындықты қолдану арқылы физиканы оқыту үшін бірегей бағдарламалық өнімдер ұсынылған. Аталған технологиялар қолданушылық интерфейсті айтарлықтай байытуға мүмкіндік береді. Виртуалды зертхана физикалық зертхана мен тәжірибелік есептерден тұрады. Жаңа өнім платформасы ретінде Microsoft XNA, Unity 3Dengine таңдап алынған. Негізгі функционал С#(.NET) арқылы жазылған. Графикалық үлгілер 3DX MAX арқылы жасалынған. Жұмыста функционал, қолданылушы интерфейс пен бағдарламалық қамтамасыз ету қарастырылған. Аталған бағдарламалық өнімдерді талдау нәтижелері физиканы дәстүрлі оқытуға қарағанда жаңа технологияларды қолдану арқылы оқытудың артықшылықтарын анықтауға мүмкіндік береді. Зерттеу нәтижесіне сай, оқыту үрдісінде жаңа технологияларды қолдану физикаға қатысты бірегейлігімен ерекшеленді және түрлі білім беру ұйымдарында оқытудың әртүрлі деңгейлерінде кеңінен енгізудің перспективаларын ұсынады. Мұндай тәсіл білім беруді одан әрі қолжетімді, кауіпсіз және қызықты етуге мүмкіндік береді. Жүргізілген зерттеудің нәтижесі ретінде жасалған бағдарламалық қамтамасыз етуді ғана емес, сонымен қатар болашақтағы зерттеулерде қолдануға болатын жинақталған тәжірибені айтуға болады.

Түйін сөздер: толықтырылған шындық, виртуалды шындық, виртуалды физикалық зертхана, физика.

Введение

Внедрение новых технологий, наряду с компьютеризацией учебных заведений и инновационной деятельностью профессорско-преподавательского состава высших учебных заведений, являются основными направлениями комплексной модернизации образования, которым уделяется особое внимание не только в Казахстане, но и во всем мире [1, 2, 3, 4]. Примером тому является программа развития «Цифровой Казахстан», разработанной правительством республики. Одной из целью данной программы является повышение цифровой грамотности населения, в том числе в среднем, техническом и профессиональном, высшем образовании, подготовка и переподготовка кадров. Мировая тенденция - индустрия 4.0, массовое внедрение киберфизических систем, таких как искусственный интеллект, виртуальная и дополненная реальность, квантовые вычисления, 3D печать, автономные роботы в производство и повседневную жизнь, включая и образование.

В условиях современной системы образования традиционные формы обучения дополняются виртуальными обучающими средствами на базе новых современных технологий. Среди них стоит выделить технологии дополненной и виртуальной реальности. Такие технологии способны изменить характер обучающего процесса, мотивировать обучаемого, повысить качество образования, погрузить обучаемого в информационно-образовательную среду. Например, в [5] рассмотрено использование технологии мобильной дополненной реальности для обучения физики. Полученные результаты показали эффективность использования данной технологии преподавателями физики. Кроме того, это дало возможность развить навыки, необходимые для преподавания естественных наук в обществе современных цифровых технологий. В [6] авторы изучали такую проблему как слияние собственных устройств и технологии дополненной реальности при обучении. Показано, что, используя данную интеграцию при обучении школьников старших классов, студентов, детей в различных образовательных кружках, можно повысить качество преподавания на разных этапах обучения. В [7] рассмотрено использование технологии дополненной реальности при изучении математики, а именно при изучении вращения твердых тел. Решения о реализации концепции, основанной на видении динамической визуализации, поддерживаются идеей создания впечатления от погружения. Совершенно очевидно, что в будущем использование этой технологии будет только увеличиваться, предлагая положительные изменения для развития навыков пространственной визуализации. Авторы статьи убеждены в преимуществах, которые это представляет для обучения математики технология дополненной реальности и намерены использовать ее для понимания расчета объема твердых тел вращения и других задач.

Виртуальная реальность открывает новые возможности в образовании при изучении теории и практики. Например, с помощью приложения Chemistry_VR [8] любой пользователь может глубже изучить химию и провести химические эксперименты. А в изучении человеческого тела и строении микроорганизмов поможет приложение The Body VR [9].

Таким образом, ключевыми моментами в применении новых технологий в образовании является практичность, интерактивность, мотивация, безопасность.

Данная статья посвящена обзору собственных разработанных приложений с использованием технологий дополненной и виртуальной реальностей для изучения физики.

Виртуальная лаборатория по физике

Международный университет информационных технологий имеет опыт использования ИТ в учебном процессе. Например, по дисциплине «Физика» занятия ведутся с применением технологий дополненной и виртуальной реальностей. Такими выступают виртуальные лабораторные работы, 3D анимации, обучающие мобильные приложения, разработанные преподавателями и студентами университета.

Все большую популярность среди новых обучающих средств набирают виртуальные лаборатории [10, 11]. Это объясняется следующим. Во-первых, не всегда вузы в состоянии оборудовать реальные лаборатории для проведения учебных экспериментов по различным дисциплинам. Это связано с финансовыми вопросами, а также с вопросами безопасности учащихся. Кроме того, не все эксперименты возможно поставить на базе учебной лаборатории. В таких случаях применение виртуальных лабораторий являются отличным выходом из данной ситуации. Они позволяют ставить эксперименты множество раз с минимальными затратами и абсолютно безопасно для окружающих. А с развитием информационных технологий применение виртуальных лабораторий в образовательном процессе становится все более доступным. Во-вторых, подобные обучающие средства незаменимы в случаях невозможности доступа к реальным установкам, например, при дистанционном образовании, которое также с развитием ИКТ становится все более распространенным.

Разработанная на кафедре компьютерной инженерии и телекоммуникаций виртуальная лаборатория для изучения физики на трех языках (казахском, русском и английском) с элементами 3D компьютерного моделирования внедрена в учебный процесс.

Виртуальная лаборатория (рисунок 1) состоит из лабораторных работ по таким разделам, как механика, динамика, термодинамика, гидродинамика, электричество и магнетизм, оптика, атомная и квантовая физика.



Рисунок 1 – Главное меню виртуальной лаборатории по физике

ВЛ по физике содержит инструкции и методические указания к выполнению работ, построенных единообразно, по примерной форме:

- цель работы,
- теоретический материал,
- экспериментальная установка,
- порядок выполнения работы,
- отчет.

На рисунке 2 представлено мобильное приложение с использованием технологии дополненной реальности с набором практических задач и экспериментов по физике. Данная технология оказывает положительное влияние на мотивацию, внимание, концентрацию и дисциплину. Приложение позволяет менять параметры задачи, что позволяет наблюдать за изменением процесса при различных условиях. Такой подход делает пользователя активным участником задания, материал становится более доступным для понимания за счет наглядной демонстрации изучаемых процессов.

Разработанное приложение с использованием технологии виртуальной реальности (Рисунок 3) позволяет пользователям проводить эксперименты по физике в виртуальной лаборатории, как если бы они находились в настоящей лаборатории. Приложение работает с проводным датчиком движения Leap Motion, предназначенного для ручного отслеживания в виртуальной реальности.

Приложение содержит виртуальные лабораторные работы из разделов электричество и магнетизм, волновая и геометрическая оптика. Данная разработка является хорошим примером использования новых технологий в учебном процессе.



Рисунок 2 – Пример мобильного приложения с использованием технологии дополненной реальности



Рисунок 3 – Скриншот приложения с использованием технологии виртуальной реальности

Заключение

Таким образом, современные информационные технологии позволяют осуществлять любые формы образовательной деятельности, открывают широкие перспективы в создании оригинальных, а порой и принципиально новых обучающих программ. Полагаем, что разработанная нами виртуальная лаборатория по дисциплине «Физика» для студентов высших учебных заведений естественно-научных и технических специальностей, является современным инновационным воплощением компьютеризированных систем обучения нового поколения. В настоящее время авторами ведется постоянная работа по разработке новых виртуальных лабораторных работ и их интеграции в состав лаборатории.

Работа выполнена при финансовой поддержке КН МОН РК по программе грантового финансирования научных исследований на 2018-2020 гг, грант №АР05135692.

Литература

1 Mukhopadhyay M., Parhar M., ICT in Indian Higher Education Administration and Management. ICT in Education in Global Context Part of the series Lecture Notes in Educational Technology // ICT in Education in Global Context. – Berlin: Heidelberg, 2014. – P. 263-283.

2 Chee-Kit Looi, W. L. David Hung ICT-in-Education Policies and Implementation in Singapore and Other Asian Countries // Upon What Does the Turtle Stand? – Dordrecht: Springer, 2004. – P. 27-39.

3 Uchenna R. Efobi, Evans S. Osabuohien Technological Utilization in Africa: How Do Institutions Matter? // Technology and Innovation for Social Change . – New Delhi: Springer, 2014. – P. 67-84.

4 Samia Mohamed Nour Overview of the Use of ICT and the Digital Divide in Sudan. Information and Communication Technology in Sudan // Part of the series Contributions to Economics. – Cham: Springer. – 2014. – P. 127-266.

5 Crăciun Dana, Bunoiu Mădălin. Boosting physics education through mobile augmented reality // AIP Conference Proceedings. - 2017. - P. 050003-1-050003-6.

6 Sanchez-Garcia, J.M., Toledo-Morales, P., Purificacion Converging technologies for teaching: Augmented Reality, BYOD, Flipped Classroom // Red-Revista de Educacion a Distancia. – 2017. -Vol. 55. – P. 5-15.

7 Salinas, P., González-Mendívil, E. Augmented Reality and Solids of Revolution // International Journal of Interactive Design and Manufacturing. - 2017. - Vol. 11. - P. 829-837.

8 https://play.google.com/store/apps/details?id=com.arloopa.chemistryvr&hl=ru

9 https://www.youtube.com/watch?v=XKbwmTG8chQ

10 Daineko Ye., Dmitriyev V., Ipalakova M. Using Virtual Laboratories in Teaching Natural Sciences: An Example of Physics // Computer Applications in Engineering Education. – 2017. – P. 39-47.

11 Daineko Ye., Ipalakova M., Bolatov Zh. Employing information technologies based on .NET XNA framework for developing a virtual physical laboratory with elements of 3D computer modeling // Programming and Computer Software. – 2017. – Vol. 43. – P. 161-171.

References

1 M. Mukhopadhyay, M. Parhar, ICT in Indian Higher Education Administration and Management. ICT in Education in Global Context. Part of the series Lecture Notes in Educational Technology, (Berlin, Heidelberg, 2014), p. 263-283.

2 Chee-Kit Looi, W.L. David Hung, ICT-in-Education Policies and Implementation in Singapore and Other Asian Countries, (Dordrecht, Springer, 2004), p. 27-39.

3 Uchenna R. Efobi, Evans S. Osabuohien, Technology and Innovation for Social Change, 67-84 (2014).

4 Samia Mohamed Nour, Overview of the Use of ICT and the Digital Divide in Sudan. Information and Communication Technology in Sudan, Part of the series Contributions to Economics, 127-266 (2014).

5 Crăciun Dana, Bunoiu Mădăli, Boosting physics education through mobile augmented reality. Proc. Of the AIP Conference, p. 050003-1–050003-6, (2017).

6 J.M. Sanchez-Garcia, P. Toledo-Morales, Red-Revista de Educacion a Distancia, 55, 5-15 (2017).

7 P. Salinas, E. González-Mendívil, Int. journal of Interactive Design and Manufacturing, 11, 829-837 (2017).

8 https://play.google.com/store/apps/details?id=com.arloopa.chemistryvr&hl=ru]

9 https://www.youtube.com/watch?v=XKbwmTG8chQ

10 Ye. Daineko, V. Dmitriyev, M. Ipalakova, Computer Applications in Engineering Education, 1, 39-47 (2017).

11 Ye. Daineko, M. Ipalakova, Zh. Bolatov, Programming and Computer Software, 43, 161-171 (2017).

МРНТИ 14.35.07

Абельдина Ж.К.*, Молдумарова Ж.К., Молдумарова Ж.Е., Абельдина Р.К.

Казахский агротехнический университет имени С. Сейфуллина, Казахстан, г. Астана, *e-mail: abel-09@yandex.kz

ВИРТУАЛИЗАЦИЯ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО ПРОСТРАНСТВА КАК ОДИН ИЗ ПОДХОДОВ ИНТЕНСИФИКАЦИИ УЧЕБНОГО ПРОЦЕССА

Одним из приоритетных направлений развития мирового образовательного пространства, является, цифровая революция в обучении, определяющая использование цифровых технологий, как инструментов для расширения и преобразования образовательной среды, поэтому в настоящее время можно говорить о появлении феномена виртуализации образовательной среды. Контакт студента и преподавателя имеет большое значение при обучении, в особенности для усиления мотивации и углубления познавательного процесса. Подкрепленное виртуальной образовательной средой, такое взаимодействие может быть мощнейшим фактором повышения качества и эффективности обучения. Используемые при этом виртуальные инструменты и программные продукты — важнейшие интерактивные элементы электронного образовательного процесса, особенно при изучении естественнонаучных дисциплин. Объектом исследования в статье является динамичное взаимодействие участников учебной деятельности и сформированного виртуального образовательного пространства, представляющего собой быстроразвивающуюся, многоуровневую и многофункциональную систему, объединяющую методико-педагогические технологии, информационные ресурсы и современные программные средства. Был сделан вывод, что виртуальная среда позволяет индивидуализировать обучение не только по темпу изучения материала, но и по логике и типу восприятия учащихся. Виртуализация образовательного пространства предоставляет студентам возможность самостоятельного исследовательского поиска материалов, опубликованных в Internete, предоставляет помощь в поисках ответов на проблемные вопросы.

Ключевые слова: Информационно-коммуникационные технологии, виртуальная среда, электронное обучение, мультимедийная технология, интерактивное обучение.

Abeldina Zh.K.*, Moldoudarova Zh.K., Molmudarova Zh.E., Abeldina R.K. S. Seifullin Kazakh Agrotechnical University, Kazakhstan, Astana, *e-mail: abel-09@yandex.kz Virtualization of the educational space as one of the intensification approaches of the educational process

One of the priority directions of the development of the world educational space is the digital revolution in teaching, which determines the use of digital technologies as tools for expanding and transforming the educational environment, so now we can talk about the phenomenon of virtualization of the educational environment. The relationship between the student and teacher is of great importance in training, especially to strengthen the motivation and deepen the cognitive process. The interaction reinforced by the virtual educational environment can be a powerful factor in improving the quality and effectiveness of training. The virtual instruments and software used at the same time are the most important interactive elements of the electronic educational process, especially when studying natural science disciplines. The target of research in the article is the dynamic interaction of participants in educational activities and the formed virtual educational space, which is a rapidly developing, multilevel and mul-

tifunctional system that combines methodological and pedagogical technologies, information resources and modern software. It was found that the virtual environment makes it possible to individualize learning not only by the pace of studying the material, but also by the logic and type of perception of students. Virtualization of the educational space gives students the opportunity to independently research the materials published in the Internet, offers assistance in finding answers to problematic issues.

Key words: Information and communication technologies, virtual environment, e-learning, multimedia technology, interactive training.

> Әбільдина Ж.Қ.*, Молдумарова Ж.Қ., Молдумарова Ж.Е., Әбільдина Р.К. С.Сейфуллин атындағы Қазақ агротехникалық университеті, Казахстан, Астана қ., *e-mail: abel-09@yandex.kz Оқу процессін қарқындатудың бір тәсілі ретінде білім беру кеңістігін виртуалдандыру

Әлемдік білім беру кеңістігінің басым бағыттарының бірі- цифрлық оқыту революциясының дамуы болып табылады. Сандық революция оқытуды айқындайтын цифрлық технологияларды колданып, білім беру ортасындағы құралдарды кеңейтүге және түрлендіруге алып келеді. Сондықтан қазіргі уақытта білім беру ортасында виртуализация феномені пайда болғанын айтуға болады. Оқу үрдісінде білім алушы пен оқытушы арасындағы өзара байланыс маңызды, әсіресе таным сапасын тереңдетіп күшейту, ынталандыру үшін. Мықты виртуалды білім беру ортасымен бірлескен іс-әрекет оқу сапасы мен тиімділігін арттырудағы маңызды фактордың бірі. Бұл ретте пайдаланылатын виртуалды құралдар мен бағдарламалық өнімдер – электрондық білім берудегі маңызды интерактивті элементтер, әсіресе жаратылыстану ғылыми пәндерді оқытуда маңызды. Мақаладағы зерттеу нысаны білім алушылардың оқу қызметі мен қалыптастырылған виртуалды білім беру кеңістігінің динамикалық өзара байланысы, жылдам жетілдірілген, көпдеңгейлі оқу және көпфункционалды жүйені біріктіретін әдістемелік-педагогикалық технологиялар, ақпараттық ресурстар мен қазіргі заманғы бағдарламалық құралдар. Виртуалды орта білім алушының оқуда жеке материалды оқу, меңгеру қарқынын ғана емес материалды зерделеу және қабылдау типтерін дарландыруға мүмкіндік береді деген қорытынды жасалды. Білім беру кеңістігін виртуалдандыру білім алушылардың Internete желісінен зерттеу материалдарын өз бетінше іздеуге, проблемалық сұрақтарға жауап табуға көмекке жүгінуге мүмкіндік береді.

Түйін сөздер: Ақпараттық-коммуникациялық технологиялар, виртуалды орта, электрондық оқыту, мультимедиялық технология, интерактивті оқыту.

Введение

Одна из основных государственных задач - модернизация образования, с целью повышения эффективности обучения, широкого доступа к интерактивным развивающим технологиям, возможности совершенствования и самореализации. Современное информационное пространство, опутанное глобальной Интернет сетью, предоставляет различные коммуникационные возможности общения, обмена информацией и взаимодействия пространственно разобщенным участникам, позволяя оперативно реагировать и принимать решения [1]. Под виртуальной средой обучения обычно подразумевают совокупность учебных инструментов, которые позволяют организовать образовательный процесс с использованием компьютерных и сетевых технологий. Как правило, при этом имеется ввиду процесс в формате электронного обучения, воспроизводящий обычное классическое обучение с равноценным доступом ко всем компонентам

обучения, таким, как лекционные и лабораторно-практические занятия, учебно-методический контент, итоговый и промежуточный контроль и т.д., помещенное в автоматизированное информационное пространство. Даная виртуальная среда должна быть организована таким образом, чтобы была удобной, доступной, надежной и постоянно развиваться для удовлетворения потребностей своих пользователей [2].

Использование виртуальных лабораторий и интерактивных тренажеров являются отличными приемами для обучения студентов, такие подходы оказались полезными для понимания технических принципов во многих областях науки и техники. В работе [3] сконструировали виртуальную среду, которая имитировала реальные операции, реализуемые в лаборатории для получения энергии из биомассы. Отмечается эффективное повышение качества учебного процесса вследствие применения интуитивно понятных и привлекательных интерфейсов виртуальных комплексов.

Цель исследования [4] состояла в том, чтобы выявить изменения в восприятии, вызванных виртуализацией образовательных пространств и адаптацией испытуемых к цифровым учебным объектам, помещенных в виртуальную среду. Отправной точкой являлось культурное исследование, основанное на дедуктивном анализе образовательных явлений, с иллюстрацией процесса трансформации восприятия цифровых объектов в результате электронного обучения. Интернет позволяет значительно расширять границы виртуальной реальности, вовлекая глобальные проблемы в повседневную жизнь, что позволяет учиться проблематизации, стимулирующей изменения в пространственно-временной практике. Таким образом, виртуальное образование представляется как инструмент, который приносит студентам различные возможности, позволяющие повысить эффективность обучения [5].

Концепция облачных вычислений значительно изменила традиционный подход к доставке, управлению и интеграции приложений. Суть концепции облачных вычислений заключается в предоставлении конечным пользователям удаленного динамического доступа к услугам, вычислительным ресурсам и приложениям (включая операционные системы и инфраструктуру) через интернет. Главнейшим преимуществом применения облаков является отсутствие необходимости иметь мощную систему у конечного пользователя, что однозначно ведет к весомому снижению затрат для пользователя. Это, вероятно, окажет значительное влияние на образовательную среду в будущем [6]. Облачные вычисления являются отличной альтернативой для учебных заведений, которые при нехватке бюджета для эффективной работы своих информационных систем, могут сэкономить на обслуживании компьютеров и сетевых устройств, сочетая их с высоким уровнем доступности услуг. Предполагается, что в ближайшем будущем, технология облачных вычислений будет иметь значительное влияние на образовательную и учебную среду, создание условий для их собственных пользователей (то есть, обучающихся, преподавателей и администраторов), чтобы эффективно выполнять свои задачи с меньшими затратами за счет использования имеющихся облачных приложений, предлагаемых поставщиками облачных услуг [7].

Современное развитие информационных технологий и, в частности, технологий Internet/ Intranet, приводит к необходимости защиты информации, передаваемой в рамках распределенной корпоративной сети, использующей сети открытого доступа. Вопросы информационной безопасности систем и сетевой безопасности возникают при использовании специфических виртуальных инструментов, требуемых для адекватного обучения специалистов в лабораторных средах, в которых могут быть рассмотрены практические аспекты дисциплины [8]. При разработке online учебных платформ, обеспечивающих доступ и возможность дистанционно управлять набором аппаратных и программных ресурсов, необходимо предусмотреть удобные сервисы для конечного пользователя. С этой целью, в работе [9] были рассмотрены технические решения, дающие возможность студентам удаленно участвовать в лабораторной сессии. Эффективность таких занятий определяется уровнем коммуникации, виртуализации и степенью разработки баз данных.

Окружающая среда вокруг нас дает огромное количество информации. Почему бы не подвести ее практически к нашему экрану и взаимодействовать с ней? В рамках проекта [10] реальные сцены, созданные с помощью компьютерных программ, дают возможность просматривать виртуальную среду, позволяя управлять ею и получать практические навыки. Новые разработки в области информационных и коммуникационных технологий и непрерывные изменения образовательных и научно-исследовательских технологий вызвали новые способы взаимодействия между преподавателями и студентами, между исследователями и их проектами. Речь идет об интерференции (согласованности) между двумя типами связи, подготовки и обучения: традиционных, проводимых в реальном мире, в обычной академической сфере, и современных, перемещенных в виртуальную среду [11]. В статье предпринята попытка определить и описать, каким образом новые технологии в образовании, таких как электронное обучение, цифровое телевидение, виртуальный класс, видеоконференции, могут расширять узкий круг интересов знаний и коммуникаций, а также разрушать барьеры и сближать расстояния для того, чтобы инициировать и развивать отношения между различными культурами, учреждениями и людьми. Для того чтобы быть современным, высокопрофессиональным и привлекательным образовательным учреждением, для создания и распространения передовых идей, концепций и знаний, университет должен постоянно учиться реализовывать самые последние инновации в области информационно-коммуникационных технологий, сочетая как традиционные так и современные методы.

Все больше учебные заведения всех уровней (начальной, средней школы, колледжа, университета) начали оцифровывать содержимое своих лекций и курсов, подразумевая таким образом, что они «виртуализируют» их содержание или даже лучше, «виртуализируют» их образовательные сценарии [12]. Для этих целей они используют компьютерные платформы, как способ повышения качества преподавания и обучения. Необходимо находить методологические подходы к информационно-коммуникационным технологиям в образовании, основанные на собственных моделях поведения субъекта (коммуникации) в сети, признавая различие между использованием виртуальных инструментов в рамках и вне процесса обучения.

В работе [13] представлены образовательные мероприятия, разработанные в рамках различных инновационных проектов, проводимых в колледже инженерии Университета Альмерии (Испания) в течение последних пяти лет. Как следствие реализации проектов, совершен переход от традиционного лекционного подхода к среде обучения, ориентированной на личностно-ориентированный метод, с использованием частичной виртуализации субъектов и других информационно-коммуникационных технологий. Компьютер с доступом в Интернет и слайдпроектор доступны для всех сеансов в аудитории, позволяют комбинировать видео, слайд - презентации и информации с веб-страниц. Виртуализация значительно повышает образовательный ресурс, улучшая мобильность и активизируя процесс обучения при сравнительно небольших затратах [14]. Компьютеризация вместе с тем позволяет улучшить преподавание на различных курсах, в частности, в области информационных технологий, способствуя более легкому доступу к программным средствам, а также путем предоставления различных вычислительных сред с богатым набором функций, таким образом улучшая доставку курсов и расширяя охват университетских ресурсов. Виртуализация может также улучшить обучение путем предоставления инструкторов с дополнительными виртуальными инструментами, улучшая управление системой. Технология виртуализации позволяет нескольким операционным системам работать одновременно на одном компьютере. Каждая установленная операционная система может иметь удаленный доступ, разделяя, таким образом, общие ресурсы компьютера.

Постановка задачи и методы исследования

В последние годы произошли и происходят коренные преобразования в системе высшего образования Казахстана. Традиционная учебнодисциплинарная жесткая модель образования сменилась более свободной кредитной системой обучения, в рамках которой обучающийся может двигаться по своей собственной орбите, используя право выбора и равноправно сотрудничая с педагогом. В системе образования многих стран важной составляющей современного учебного процесса стало повсеместное использование инновационных подходов на основе компьютерных технологий [15].

Сами по себе компьютерные технологии – это инструмент, позволяющий расширить границы обучения, разнообразить формы и методы преподавания. Если когда-то преподаватель использовал только доску и мел, ставил проблему и разрешал ее в аудитории, мог показать опыт или продемонстрировать фрагменты кино и видео фильмов, то теперь он может воспользоваться интернетом, вести занятия в online режиме [16]. Более того, сейчас и студенты могут обучаться дистанционно, приступать к изучению дисциплин в удобное для себя время и удобной форме, получая задания и интерактивно общаясь с преподавателем.

Изучение естественнонаучных дисциплин является необходимой частью образовательной подготовки практически для всех направлений среднего и высшего образования в мире. Как одна из составляющих частей системы образования, высшая школа с некоторым запаздыванием по времени испытывает трудности, истоки которых заложены ещё в процессе обучения детей в средней школе.

В вузах сейчас практикуются несколько форм обучения: традиционная, с преподавателем и студентами, обучающимися стационарно по расписанию, дистанционная форма, с использованием интернет – технологий, а также смешанная с сессиями и консультациями преподавателей [17].

Одной из наиболее доступных для виртуализации средой образования является физика, компьютерные модели физических явлений и опытов органично встраиваются в современные технологии обучения. Тем более что далеко не каждый физический эксперимент можно провести полномасштабно, особенно в учебных целях. Эти ограничения определяются различными факторами [18].
Ограничения, возникающие из-за громадных размеров объектов – например, движение планет по солнечной системе, геологические и глобальные явления и т.д. В этом случае использование натурных экспериментов невозможно.

– Ограничения, возникающие из-за микроскопических размеров, например, атомы имеют размер порядка десятой доли нанометра. Поэтому, чтобы манипулировать небольшим количеством атомов, или даже отдельными атомами, необходимы приборы, различающие объекты размерами порядка нанометра, или даже долей нанометра. Такие приборы, работающие на квантовых эффектах, позволили решать совершенно новые технические задачи и объединяются под именем нанотехнологии. Первым прибором, который позволил приблизиться к нанометровому диапазону пространственных размеров, был сканирующий туннельный микроскоп [19].

- Энергетические факторы - высокоэнергетические характеристики могут сделать эксперимент практически неосуществимым. Например, необходимость разгона элементарных частиц до скоростей, близких к скорости света, требует создания гигантского ускорителя, наподобие большого адронного коллайдера (БАК), что могут себе позволить лишь объединения крупнейших государств. В строительстве и исследованиях БАКа участвовали и участвуют более 10 тысяч учёных и инженеров из более чем ста стран. Большой адронный коллайдер позволяет провести эксперименты, которые ранее были невозможны и, вероятно, подтвердят или опровергнут часть сформулированных физических моделей в области ядерных взаимодействий [20].

– Экологические ограничения – любые масштабные эксперименты со средой обитания следует считать опасными и нежелательными. В частности, отказ многих государств от проведения экспериментов по неуправляемому термоядерному синтезу обусловлен, в том числе, и этим фактором [21].

 – Финансовые ограничения – высокая стоимость может воспрепятствовать проведению эксперимента.

– Социальные (политические, религиозные, моральные, этические и т.п.) факторы также могут воспрепятствовать постановке реального эксперимента. Например, усилиями народного антиядерного движения были прекращены ядерные испытания на казахстанской земле [22].

Учебные эксперименты находятся в еще более жестких ограничительных рамках, поэтому компьютеризованные эксперименты и явления, дают несомненный положительный эффект. Следует подчеркнуть, что виртуальные работы не подменяют, а дополняют реальные эксперименты. Лабораторные занятия являются одним из видов практической самостоятельной работы студентов, на которых путем проведения опытов происходит углубление и закрепление теоретических знаний и практических навыков в интересах профессиональной подготовки обучаемых [23].

Результаты и обсуждение

Современная система образования при всех формах обучения предполагает соответствующий контент. Контент должен включать в себя учебно-методический комплекс специальности, содержащий типовой план специальности, рабочий учебный план на все годы обучения, рабочий план по всем семестрам, каталог элективных дисциплин, учебно-методический комплекс дисциплин, состоящий из типовых программ дисциплин, рабочих учебных программ – силлабусов, лекционного материала, лабораторного практикума, тем практических и семинарских занятий, заданий для самостоятельной работы, контрольно-измерительных средств и литературы. Весь материал создается преподавателем, ведущим обучение и предполагает элементарные навыки владения компьютером, как педагогом, так и обучающимся (рис. 1).

По дисциплине физика были разработаны электронные учебно-методические комплексы, включенные в контент, созданы справочники, позволяющие иметь доступ к лекциям преподавателя, компьютерные обучающие и контролирующие программы, позволяющие проводить тестирование самостоятельно студентам. Студенты, изучающие физику, использовали виртуальные физические лаборатории, позволяющие проделывать лабораторные работы по всем разделам дисциплины: механике, молекулярной физике и термодинамике, электромагнетизму, оптике, атомной физике [24]. «Виртуальная лаборатория по общей физике» представляет собой сборник компьютерных лабораторных работ тренажёров по физике (рис. 2).

Преподаватели, использующие виртуальную лабораторию в учебных целях, отмечают следующие особенности [25]. Виртуальные лаборатории реализуют учебные программы при обучении дистанционно, заочно, на дому и т.д. Для общения с преподавателями студенты могут использовать блог-платформу, где каждый преподаватель может создать определенные темы для обсуждения (рис. 3). Виртуализация образовательного пространства как один из подходов интенсификации учебного процесса



Рисунок 1 – Online занятие со студентами, обучающимися по дистанционной форме в КАТУ им. С. Сейфуллина



Рисунок 2 – Студенты на занятиях в виртуальной лаборатории по физике

Применение интерактивной доски предоставляет широкий спектр функциональных возможностей и программного обеспечения. Это возможность демонстрации точнейших схем, рисунков, опытов, причем в живом цвете, в звуковом сопровождении, с возможностью обратного хода, с целью исследования тончайших нюансов. Это возможность выхода в интернет, подключения к другим пользователям, возможность ведения занятий в он-лайн режиме. Нами были разработаны несколько лекций по разделам физики с помощью программного обеспечения интерактивной доски Interwrite[™] Board (пятая и седьмая версии).



Рисунок 3 – Обмен информацией в чате с использованием графической доски

Интерактивная доска Interwrite^{тм} Board совместно с мультимедийным проектором и компьютером предоставляет преподавателю широкие возможности для подготовки и проведения занятий. В частности:

 работа с «конспектом» занятия как на традиционной доске,

 запуск на компьютере различных приложений (программ) и полное управление ими с поверхности доски,

 работа с графическими и видео-материалами,

 выход в Интернет и просмотр интернетсайтов,

 нанесение комментариев поверх отображаемых на доске материалов (при этом все сделанные записи сохраняются в памяти компьютера, и существует возможность возвращаться к интересующему месту в конспекте столько раз, сколько это необходимо),

 предварительная подготовка необходимых для занятия материалов (вместо траты на занятии времени на стирание с доски предыдущего материала и написание нового),

 изменение и дополнение подготовленных материалов в процессе проведения занятия,

 протоколирование (сохранение в виде файла работ учащихся у доски),

 интерактивное взаимодействие с объектами, отображаемыми на доске,

- запись хода урока в видео файл.

Для работы с интерактивной доской используется специальное программное обеспечение, которое поставляется на диске вместе с доской и устанавливается на компьютер, к которому подключена доска (рис. 4). После установки программного обеспечения интерактивной доски на панели задач компьютера появляется значок Interwrite Диспетчер устройств 💼.

Диспетчер устройств позволяет не только управлять подключением устройств InterwriteTM (интерактивная доска, интерактивная панель, радио-планшет и система оперативного контроля знаний), но и запускать различные режимы работы. Работа с интерактивной доской возможна в двух режимах:

- интерактивный режим;
- режим Office.

Для того чтобы выполнить какое-нибудь действие (для управления устройствами или изменения режима работы), следует щелкнуть левой кнопкой мыши по значку . На экране появится меню диспетчера устройств InterwriteTM, щелкнув по нему левой кнопкой мыши, выбирают в появившемся меню интересующий пункт. Работа в режиме Office не представляет особой трудности в плане подготовки материала для демонстрации, так как позволяет использовать ресурсы графических программ и прежние навыки работы с подобными офисными программами.

Более основательная подготовка необходима для работы и подготовки методического и иллюстративного обеспечения работа в интерактивном режиме.

Однако, есть и минусы при использовании электронной доски, заключающейся в том, что плохо воспринимается текстовый материал, например, формулы, лучше использовать персональные дисплеи, которые установлены перед каждым студентом. Кроме того, перегрузка графическими объектами и формулами, что необходимо при изложении курса физики, вызывает длительную загрузку, что не всегда удобно на занятии при пользовании интерактивной доской.



Рисунок 4 – Использование электронной интерактивной доски на лекции по физике

Использование дополнительных источников информации (как интернет) это один из путей разрешения ситуации, когда подключаешь всю имеющуюся информацию по теме, стремясь дать новый сгусток сведений. Таким образом, студент участвует в совместном восстановлении того, что он знает по данной тематике. Это заставляет его анализировать собственные знания и начинать думать о той теме, которая будет предметом изучения. Знание становится прочным, если оно приобретается в контексте того, что человек уже знает и понимает. Еще чаще компьютерные технологии используются при контроле знаний, оценке навыков и умений, которые можно вместить в тестовую оболочку. Особенно эффективна такая форма контроля, если она облачена в игровую форму, вызывает интерес и заставляет студентов повышать уровень знаний, копаясь в литературе или в «кладовых» интернета. Однако, как правило, создавать такие программы под силу команде профессионалов, с привлечением специалистов по профилю изучаемых дисциплин и экспертов. Поэтому, обучающие программы, используемые в учебном процессе обычно «бедные» по содержанию и интерфейсу, позволяют тренировать небольшое количество навыков и умений, быстро надоедают студенту и малоэффективны.

На первых порах занятия с использованием компьютерных технологий вызывали интерес у студентов, однако если не было постоянного контроля и стимулов в виде промежуточной оценки результатов, учащиеся теряли интерес к обучению. Кроме того, разные студенты по-разному выбирают орбиту изучения, одни быстро схватывают суть и им неинтересны подробности, они стараются скорее достигнуть результата. Другие медленнее вникают в решение задачи, им необходимо несколько раз прокрутить алгоритм, прежде чем они поймут ход решения задачи. Применение технологии компьютерного обучения на практических занятиях показал, что такие программы нужно сочетать с обычными традиционными способами обучения, используя их скорее как тренажеры, для отработки некоторых навыков и приемов решения задач.

Программа, используемая для изучения электрических схем, представляет собой электронный конструктор, позволяющий имитировать на экране монитора процессы сборки электрических схем, исследовать особенности их работы, проводить измерения электрических величин так, как это делается в реальном физическом эксперименте. С помощью такого конструктора, можно ознакомиться с принципами проведения измерений тока и напряжения в электрических схемах. Применяя современные измерительные приборы (мультиметр, двухканальный осциллограф), можно наблюдать виды переменного тока на отдельных деталях, сдвиг фаз между током и напряжением в цепях переменного тока, исследовать явление резонанса в цепях с последовательным и параллельным колебательным контуром, исследовать принципы построения электрических фильтров для цепей переменного тока.

Виртуальные лаборатории позволяют максимально близко к реальности выполнять эксперименты, вместе с тем экономя расходный материал и реактивы, которые необходимы были бы в реальном опыте. Компьютерные лабораторные работы выглядят эстетично, не изнашиваются, всегда готовы к работе и не пачкают одежду учащихся. Внедрение виртуальной лаборатории по физике позволило завершить процесс подготовки по дистанционной форме обучения в нашем вузе, т.к. камнем преткновения до сих пор стоял вопрос о невозможности выполнения лабораторных работ дистанционно.

В целях изучения влияния виртуальной среды на обучающихся, на протяжении нескольких лет, в студенческих группах КАТУ им. С. Сейфуллина были проведены исследования [26], как влияет компьютеризация познавательной деятельности на формирование уровня усвоения изучаемой дисциплины обучаемыми. Эксперименты проводились в рамках учебно-исследовательских работ, во время выполнения лабораторно-практических занятий. Студенты делились на «контрольную группу», в которой работы выполнялись в традиционной лаборатории и «экспериментальную группу», или же «смешанную группу», в которой студенты часть работ выполняли традиционным образом, а часть погрузившись в виртуальную среду.

Мониторинг качества образования предполагает разработку критериев оценки знаний для любого этапа обучения. Одним из подходов к этой проблеме может быть расчет рейтинга успеваемости обучающихся. Оценить уровень выходных знаний с помощью рейтинга успеваемости студентов, можно с помощью электронного журнала, который функционирует в автоматизированной информационной системе (АИС), внедренной в вузе с 2009 года.

Заключение

По результатам исследования был сделан вывод, что виртуальная среда позволяет индивидуализировать обучение не только по темпу изучения материала, но и по логике и типу восприятия учащихся, разрешает организовывать дистанционное обучение и для студентов, пропускающих занятия по болезни или другой уважительной причине. Виртуализация образовательного пространства предоставляет студентам возможность самостоятельного исследовательского поиска материалов, опубликованных в Internete для подготовки докладов и рефератов, предоставляет помощь в поисках ответов на проблемные вопросы. Многократно повышаются скорость и точность сбора и обработки информации об успешности обучения, благодаря компьютерному тестированию и контролю знаний, можно ввести экстренную коррекцию собранного аналитического материала.

Литература

1 Mavengere N., Ruohonen M. Context and user needs in virtual learning in pursuit of qualities of learning // Education and Information Technologies. – 2018. – Vol. 23. – P. 1607-1620.

2 Kim S. at al. The Effect of Collaboration Styles and View Independence on Video-Mediated Remote Collaboration //16th ECSCW – The International Venue on Practice-Centred Computing and the Design of Cooperation Technologies. Nancy, 2018. – P. 569-607.

3 Redel-Macias M. D. et al. Virtual laboratory on biomass for energy generation // Journal of Cleaner Production. – 2016. – Vol. 112. P. 3842-3851.

4 Belli S., Marleni R. M., // Red-Revista de Educacion a Distancia. - 2015. - Vol. 47. - P.1-21.

5 Segedy J. R., Kinnebrew John S., Biswas G.// ETR&D-Educational Technology Research and Development. – 2013. – Vol. 61. – P. 1-89.

6 Tuncay, E. Effective use of cloud computing in educational institutions. //Innovation and Creativity in Education. Procedia Social and Behavioral Sciences. – 2010. – Vol. 2. – P. 938-942.

7 Alabbadi M. Cloud Computing for Education and Learning: Education and Learning as a Service //14th International Conference on Interactive Collaborative Learning /11th International Conference on Virtual-University Piestany, Slovakia, 2011. – P. 589-594.

8 Marsa-Maestre I. et al. Design and evaluation of a learning environment to rffectively provide network security skills // Computers & Education. – 2013. – Vol. 69. – P. 225-236.

9 Fernandez J., Crespo J., Barber R. et al. Design and implementation of software components for a remote laboratory // 7th International Technology, Education and Development Conference Valencia, Spain, 2013. – P. 6448-6458.

10 Luis P. S., Gonzalez G., Walkirio I. Three-Dimensional Interactive Virtualization of University Building and Spases // International Conference on Virtual and Augmented Reality in Education, Puerto de la Cruz, Spain, 2013. – P. 411-419.

11 Berechet L. D., Istrimschi A. Becoming a modern university. From real approaches to virtual challenges // 5th International Technology, Education and Development Conference, Valencia, Spain, 2011. – P. 4153-4162.

12 Galindo Cuesta J. A. Communicate and learn. Social networks vs learning manage systems // 5th International Technology, Education and Development Conference, Valencia, Spain, 2011. – P. 6445-6450.

13 Molina-Aiz F. D., Valera-Martinez D. L, Lopez-Martinez A. Analysis of the students' perception on teaching and learning in the process of change toward a student-centered learning, Environment at the college of engineering of the University of Almeria // 4th International Conference of Education, Research and Innovation, Madrid, Spain, 2011. – P. 1199-1205.

14 BouSaba C., Burton L., Fatehi F. Using virtualization technology to improve education // 2nd International Conference on Education and New Learning Technologies, Barcelona, Spain, 2010. – P. 201-206.

15 Roviraab A., Slatercb M. Reinforcement Learning as a tool to make people move to a specific location in Immersive Virtual Reality // International Journal of Human-Computer Studies. -2017. -Vol. 98, – P. 89-94.

16 Ibáñez M. B., García Rueda J. J., Maroto D, Kloos C. D. Collaborative learning in multi-user virtual environments. // Journal of Network and Computer Applications. -2017. – Vol. 36. – No 6. – P. 1566-1576.

17 Габдуллина Г.Л., Габдуллина А.Т., Хожаев Д.А., Муханова А.Қ. Использование интерактивных методов в обучении физики //Вестник КазНУ. Серия физическая 1, 106-111, (2018).

18 Kim V.S. Virtual experiments in teaching physics. Monograph: Ussuriisk, 2012. - 184 p.

19 Менский М.Б. Человек и квантовый мир. – Фрязино: Век 2, 2005.

20 Plavko A.V., Abeldina Zh.K, Baktybaev K.B., Kudryashov V., Lombard R., Escudé J. Inelastic-scattering of polarized protons and the structure of nuclei near the n = 50, n = 28 and in the sd-shell region // Izvestiya Akademii Nauk SSSR, seriya fiziches-kaya. – 1981. – Vol. 45. – P. 735-742. (in Russ)

21 Ратис Ю.Л. Управляемый «термояд» или холодный синтез? Samara. www.pdffactory.com. Ratis Yu. L. (2009).

22 Часников И. Я. Эхо ядерных взрывов. Алматы: Принт-С, 1998.

23 Толстик А.М. Некоторые методические вопросы применения компьютерного эксперимента в физическом образовании // Физическое образование в ВУЗах – 2006. – Т. 12. – С. 76-84

24 Abeldina Zh., Moldourova Zh., Abeldina R.K., Moldoudarova Zh.E., Makysh G. Experience in Education Environment Virtualization within the Automated Information System "Platonus" (Kazakhstan)"// IJESE- International Journal of Environmental and Science Education. -2016. -Vol. 11. – No 18 – P. 12512-12527.

25 Abeldina Zh., Moldumarova Zh., Abeldina R., Moldumarova Zh I., Imanzhanova K. Stimulating the Cognitive Activity of Students while Conducting Experimental Work // Mediterranean Journal of Social Sciences. -2015. -Vol. 6, No 3 – P. 420- 427.

26 Абельдина Ж.К., Нурбаева Э.А., Молдумарова Ж.К. Виртуализация образовательной среды в современной системе обучения // Хабаршы-Вестник ЕНУ им. Л.Н.Гумилева – 2015. – № 6 (109). – С. 6-12.

References

1 Mavengere N. and M. Ruohonen, Education and Information Technologies 23, 1607-1620 (2018). doi: 10.1007/s10639-017-9681-3.

2 S. Kim at al., 16th ECSCW – The International Venue on Practice-Centred Computing and the Design of Cooperation Technologies (Nancy, 4-8 Jun, 2018), p. 569-607. doi: 10.1007/s10606-018-9324-2.

3 M.D. Redel-Macias et al., Journal of Cleaner Production, 112, 3842-3851 (2016). doi:10.1016/j.jclepro.2015.07.075.

4 S. Belli and R. M. Marleni, Red-Revista de Educacion a Distancia 47, 1-21, (2015). doi:10.6018/red/47/4

5 J.R. Segedy, John S. Kinnebrew and G. Biswas, ETR&D-Educational Technology Research and Development 61, 71-89 (2013).

6 E. Tuncay, Innovation and Creativity in Education. Procedia Social and Behavioral Sciences 2, 938-942 (2010). doi:10.1016/j. sbspro.2010.03.130.

7 M. Alabbadi, 14th International Conference on Interactive Collaborative Learning /11th International Conference on Virtual-University (Piestany, Slovakia, 2011), p. 589-594.

8 I. Marsa-Maestre et al, Computers & Education 69, 225-236, (2013).

9 J. Fernandez, Crespo J., Barber R. et al., 7th International Technology, Education and Development Conference (Valencia, Spain, 2013), p. 6448-6458.

10 P.S. Luis, Gonzalez G., and Walkirio I., International Conference on Virtual and Augmented Reality in Education (Puerto de la Cruz, Spain, 2013), p. 411-419.

11 L.D. Berechet and Istrimschi A., 5th International Technology, Education and Development Conference (Valencia, Spain, 2011), p. 4153-4162.

12 J.A. Galindo Cuesta, 5th International Technology, Education and Development Conference (Valencia, Spain, 2011), p. 6445-6450.

13 F.D. Molina-Aiz, Valera-Martinez D. L and Lopez-Martinez A., 4th International Conference of Education, Research and Innovation (Madrid, Spain, 2011), p. 1199-1205.

14 C. BouSaba, Burton L. and Fatehi F. 2nd International Conference on Education and New Learning Technologies (Barcelona, Spain, 2010), p. 201-206.

15 A. Roviraab and Slatercb M., International Journal of Human-Computer Studies 98, 89-94, (2017).

16 M.B. Ibáñez, García Rueda J. J., Maroto D, and Kloos C. D., Journal of Network and Computer Applications 36, 1566-1576, (2017).

17 G.L. Gabdullina, A.T. Gabdullina, Hozhaev D.A. and A. Muhanova, Vestnik KazNU. Seriya fizicheskaya 1, 106-111, (2018). (in Russ).

18 V.S. Kim, Virtual experiments in teaching physics, (Monograph, Ussuriisk, 2012), 184 p.

19 M.B. Menskij, Chelovek i kvantovyy mir, (Fryazino: Vek 2, 2005). (in Russ).

20 A.V. Plavko, Zh.K. Abeldina, K.B. Baktybaev, V. Kudryashov, R. Lombard and J. Escudé, Izvestiya Akademii Nauk SSSR, seriya fizicheskaya 45, 735-742, (1981). (in Russ).

21 J.L. Ratis, Upravlyayemyy «termoyad» ili kholodnyy sintez? Samara. www.pdffactory.com. Ratis Yu. L. (2009). (in Russ).

22 I.Y. Chasnikov, Ekho yadernykh vzryvov, (Almaty: Print-C, 1998). (in Russ).

23 A.M. Tolstik, Fizicheskoye obrazovaniye v VUZakh, 12, 76-84, (2006). (in Russ).

24 Zh. Abeldina, Moldourova Zh., Abeldina R.K., Moldoudarova Zh.E. and G. Makysh., International Journal of Environmental and Science Education 11, 12512-12527, (2016).

25 Zh. Abeldina, Zh. Moldumarova, R. Abeldina, Zh. I. Moldumarova and K. Imanzhanova, Mediterranean Journal of Social Sciences 6, 420- 427 (2015). doi:10.5901/mjss.2015.v6n3s1p420.

26 Zh.K. Abeldina, Nurbaeva E.A. and Zh.K. Moldumarova, Habarshyi-Vestnik ENU im. L.N. Gumileva 6, 6-12, (2015). (in Russ).

МАЗМҰНЫ – СОДЕРЖАНИЕ

1-бөлім Теориялық физика. Ядро және элементар бөлшектер физикасы. Астрофизика	Раздел 1 Теоретическая физика. Физика ядра и элементарных частиц. Астрофизика
<i>Abishev M., Toktarbay S., Khassanov M., Abylayeva A.</i> Propagation of a electromagnetic radiation in the strong magnetic	quadrupole and gravitational field4
Джунушалиев В.Д., Ким С.В., Нуртаева Г.К., Проценко Н.А., П Thick brane решения в модифицированных теориях гравитаци	Идрисов А. и12
Федосимова А.И. Флуктуации начальных условий ядро-ядерного взаимодейств	ия и их влияние на распределение вторичных частиц21
2-бөлім Плазма физикасы Курбанов Ф., Давлетов А.Е., Мухаметкаримов Е.С. Химическая модель трехкомпонентной пылевой плазмы	Раздел 2 Физика плазмы 30
<i>Turekhanova K.M., Kaliyeva D.S.</i> Collision frequency and free length path of electrons of semiclassi	ical dense plasma
3-бөлім Конденсирленген күй физикасы және материалтану проблемалары. Наноғылым	Раздел 3 Физика конденсированного состояния и проблемы материаловедения. Нанонаука
Абрамкин Д.С., Бакаров А.К., Петрушков М.О., Емельянов Е.А Есин М.Ю., Кожухов А.С., Гутаковский А.К., Шамирзаев Т.С. Новые полупроводниковые низкоразмерные гетероструктуры энергетический спектр	1., Путято М.А., Преображенский В.В., Семягин Б.Р., формирование, кристаллическое строение и
Купчишин А.И., Ниязов М.Н., Таипова Б.Г., Ходарина Н.Н., Шо Влияние температуры, статической нагрузки и электронного с пленок	аханов К.Ш., Тронин Б.А. облучения на деформацию линейных полимерных
Kenzhina I.E., Kozlovskiy A.L., Petrov A.V., Kadyrzhanov K.K. Synthesis of Cu/CuO nanostructures	
Аханова Н.Е., Дарзнек С.А., Желкобаев Ж.Е., Габдуллин М.Т., Разработка системы измерения в нанодиапазоне	Ерланулы Е., Батрышев Д.Г.
4-бөлім Бейсызық физика. Радиофизика	Раздел 4 Нелинейная физика. Радиофизика
Kozhagulov Y.T., Ibraimov M.K., Zhexebay D.M., Sarmanbetov S Face detection of integral image by viola-jones method	A
5-бөлім Жоғары оқу орнында физиканы оқыту әдістемесі	Раздел 5 Методика преподавания физики в высшей школе
Бошкаев К А., Байсеитов К., Бришева Ж. Н., Тлемисов А. Исследование движения пробных частиц в гравитационном по в классической физике	оле аксиально симметричного центрального тела
Дайнеко Е.А., Ипалакова М.Т., Болатов Ж.Ж., Цой Д.Д., Жуніс Использование новых технологий в преподавании физики	с А.Б

Абельдина Ж.К., Молдумарова Ж.К., Молдумарова Ж.Е., Абельдина Р.К. Виртуализация образовательного пространства как один из подходов интенсификации учебного процесса......105

CONTENTS

Section 1 Theoretical Physics. Nuclear and Elementary Particle Physics. Astrophysics

<i>Abishev M., Toktarbay S., Khassanov M., Abylayeva A.</i> Propagation of a electromagnetic radiation in the strong magnetic quadrupole and gravitational field	4
Dzhunushaliev V., Kim Sung-Won, Nurtayeva G.K., Protsenko N.A., Idrissov A. Thick brane solutions in modified theories of gravity	
<i>Fedosimova A.I.</i> Fluctuations of the initial conditions of the nucleus-nucleus interaction and their influence on the distribution of secondary particles	
of secondary particles	

Section 2 Plasma Physics

Kurbanov F., Davletov A.E., Mukhametkarimov Ye.S.	
A chemical model of a three-component dusty plasma	30
Turekhanova K.M., Kaliyeva D.S.	
Collision frequency and free length path of electrons of semiclassical dense plasma	39

Section 3 Condensed Matter Physics and Materials Science Problems. Nanoscience

Abramkin D.S., Bakarov A.K., Petrushkov M.O., Emelyanov E.A., Putyato M.A., Preobrazhensky V.V., Semyagin B.R., Yesin M.Yu., Kozhukhov A.S., Gutakovskii A.K., Shamirzaev T.S. Novel semiconductor low-dimensional heterostructures: formation, crystal structure and energy spectrum	46
<i>Kupchishin A.I., Niyazov M.N., Taipova B.G., Khodarina N.N., Shakhanov K.S., Tronin B.A.</i> The effect of temperature, static load, and electron irradiation on the deformation of linear polymeric films	55
Kenzhina I.E., Kozlovskiy A.L., Petrov A.V., Kadyrzhanov K.K. Synthesis of Cu/CuO nanostructures	62
Akhanova N.E., Darznek S.A., Zhelkobaev J.E., Gabdullin M.T., Erlanuly E., Batryshev D.G. Development of a nanoscale measurement system	69

Section 4 Nonlinear Physics. Radiophysics

Kozhagulov Y.T., Ibraimov M.K., Zhexebay D.M., Sarmanbetov S.A.	
Face detection of integral image by viola-jones method	76

Section 5 Methods of teaching high school physics

Boshkayev K. A., Baiseitov K., Brisheva Zh. N., Tlemisov A. Investigation of the motion of test particles in the gravitational field of axially symmetric central body in classical physics	84
Daineko Ye.A., Ipalakova M.T., Bolatov Zh.Zh., Tsoy D.D., Zhunis A.B. The use of new technologies in the teaching of physics	99
Abeldina Zh.K., Moldoudarova Zh.K., Molmudarova Zh.E., Abeldina R.K. Virtualization of the educational space as one of the intensification approaches of the educational process	105