

Д.М.Сергеев^{1,2}, А.Ә.Қыдырмағанбетова², Қ.Ш.Шұңкеев²

¹Әуе қорғанысы күштерінің әскери институты, Ақтөбе;

²Қ.Жұбанов атындағы Ақтөбе өңірлік мемлекеттік университеті
(E-mail: serdau@rambler.ru)

Асқын өткізгіш ангармоникалық нанотүйіспелерге сыртқы әлсіз магнит өрісінің әсері туралы

Мақалада Феррелл-Прейндж теориясы аясында Джозефсон типті асқын өткізгіш ангармоникалық нанотүйіспелерге сыртқы әлсіз магнит өрісінің әсері қарастырылған. Ангармоникалық нанотүйіспелердегі фазалар айырымы $\varphi(x)$, асқын өткізгіштік ток $I_s(x)$ және магнит өрісінің $H(x)$ координаталық тәуелділіктері анықталған. Енгізілген ангармонизм параметрі өскенде фазалар айырымын $\varphi(x)$ сипаттайтын шама жылдам төмендейтіндігі, ал магнит өрісінің нанотүйіспеге ену тереңдігі кемитіндігі көрсетілген. Қарастырылып отырған нанотүйіспелер асқын өткізгіш гармоникалық әлсіз байланыстармен салыстырғанда сыртқы әлсіз магнит өрісімен баяу (пассивті) әсер ететіндігі көрсетілген.

Кілт сөздер: асқын өткізгіш нанотүйіспе, Джозефсон эффектісі, асқын өткізгіш ток ангармонизмі, фазалар айырымы, әлсіз магнит өрісі.

Кіріспе

Соңғы жылдары белгілі бір жағдайда Джозефсон нанотүйіспелеріндегі асқын өткізгіш токтың фазалар айырымынан тәуелділігінің құрамында екінші гармоника пайда болатындығы және соның әсерінен стандартты синусоидалық теңдеуде $I_s(\varphi) = I_c \sin \varphi$ анық ауытқу байқалатындығы белгілі болды [1–3]:

$$I_s(\varphi) = I_{c1} \sin \varphi \mp I_{c2} \sin 2\varphi, \quad (1.1)$$

мұндағы I_s — асқын өткізгіш ток; $I_{c1}; I_{c2}$ — критикалық токтың бірінші және екінші гармоникалары; φ — фазалар айырымы. (1)-теңдеу орындалатын нанокұрылымдар шартты түрде ангармоникалық Джозефсон нанотүйіспелері деп аталады. Асқын өткізгіш токтың фазалар айырымына тәуелділігінің ауытқуы d -толқындық симметрия негізіндегі жоғары температуралы асқын өткізгіштерде [4], Андреев күйлерімен байланысқан түйіспелі нысандарда [5], асқын өткізгіш негізіндегі асқын торларда [6], $4e$ транспорттық ток тасымалы мүмкін экзотикалық асқын өткізгіштерден жасаған джозефсондық құрылымдарда [7], сонымен қатар асқын өткізгіштер мен диэлектриктер (немесе қалыпты күйдегі металдар) комбинациясынан тұратын жасанды Джозефсон типті құрылымдарда [8] орын алады. Асқын өткізгіш токтың ангармоникалық тәуелділігі (1) түйіспелерін жасау кезінде орындалуы қажет [9, 10]. φ -түйіспелері өте кең көлемде қазіргі микро- және наноэлектроникада қолданыс тауып келеді, сондықтан Джозефсон типті ангармоникалық нанотүйіспелерді жасау және оның қасиеттерін зерттеу асқын өткізгіштік электроникасының өзекті мәселелерінің бірі болып табылады. Қазіргі кезде φ -түйіспелері негізінде кванттық компьютерлердің әр түрлі элементтерін (кубиттер, жадылар) жасау қарастырылуда [11].

Ангармоникалық джозефсондық нанотүйіспелердің әр түрлі қасиеттерін анықтау үшін (1.1) теңдеуін ангармонизм параметрін k енгізу арқылы жазамыз [12, 13]:

$$I_s(\varphi) = I_c \sin \varphi \mp k I_c \sin 2\varphi. \quad (1.2)$$

Негізгі теңдеулер

Сыртқы магнит өрісінің Джозефсон құрылымдарына әсері олардың құрамындағы асқын өткізгіш элементтерге әсер ететін магнит өрісінің критикалық өлшемімен H_c салыстыру арқылы бағаланады. Егер сыртқы магнит өрісі белгіленген критикалық мәнінен жоғары болса, онда Джозефсон

ауысымына күшті магнит өрісінің әсері, ал егер критикалық мәні төмен болса — әлсіз магнит өрісінің әсері қарастырылады.

Сыртқы күшті магнит өрісінің асқын өткізгіш түйіспелерге ықпалын келесі теңсіздіктің орындалуымен анықтауға болады:

$$H_0 \gg \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_J d}, \quad (2.1)$$

ал әлсіз магнит өрісі үшін, керісінше, төмендегі шарт орындалуы керек:

$$H_0 \ll \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda_J d}, \quad (2.2)$$

мұндағы Φ_0 — магнит ағымының кванты; $\lambda_J = \sqrt{\frac{c\Phi_0}{8\pi^2 j_c d}}$ — магнит өрісінің джозефсондық ену тереңдігі; $d = 2\lambda_L + d'$ (λ_L — лондондық ену тереңдігі; d' — әлсіз байланыстың қалыңдығы);

j_c — асқын өткізгіш ток тығыздығы. Джозефсондық ену тереңдігін $\lambda_J = \sqrt{\frac{c\Phi_0}{2\pi\mu_0 j_c d}}$, немесе

$\lambda_J = \sqrt{\frac{\hbar c^2}{8\pi e J_{\max} d}}$, формуласымен анықтауға болады, мұндағы $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; e — электрон

заряды; J_{\max} — асқын өткізгіш ток тығыздығының максималды мәні.

Стационарлық жағдай үшін ($I_s(\varphi) = I_c \sin \varphi$ теңдеуі орындалғанда) Джозефсон ауысымының барьері жазықтығында фазалар айырымының өзгеруін ескере отырып, магнит өрісінің ықпалын анықтау үшін Р.А.Феррелл (R.A.Ferrell) мен Р.Е.Прейндж (R.E.Prange) төмендегі теңдеуді алған болатын [14]:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{1}{\lambda_J^2} \sin \varphi, \quad (3.1)$$

мұнда ∇^2 — барьер жазықтығында қолданылатын екіөлшемді Лаплас операторы.

Сыртқы әлсіз магнит өрісінің ток-фаза тәуелділігінің ангармонизмі байқалатын Джозефсон нанотүйіспелеріне әсерін зерттеу үшін (3.1) Феррелл-Прейндж теңдеуін түрлендіреміз:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} \frac{I_s(\varphi)}{I_c}. \quad (3.2)$$

Феррелл-Прейндж теңдеуін (3.2) асқын өткізгіш токтың қалыпты моделінен ауытқуын ескере отырып, ангармонизм параметрін k енгізу арқылы қайта өрнектейміз:

$$\frac{d^2 \varphi}{dx^2} = \frac{1}{\lambda_J^2} (\sin \varphi - k \sin 2\varphi). \quad (4)$$

(4)-ші теңдеуде ангармоникалық асқын өткізгіш токтың (1.2) теріс екінші гармоникасы қолданылған. (4)-ші теңдеуді өзгеше ыңғайлы түрде жазамыз:

$$\frac{x\sqrt{2}}{\lambda_J} = \int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{d\varphi'}{\left(\frac{1}{2}k \cos 2\varphi - \cos(x)\right)^{1/2}}. \quad (5.1)$$

Кешенді (комплекті) түрде (5.1) теңдеуі төмендегідей өрнектеледі (мұндағы $i = \sqrt{-1}$):

$$\frac{x\sqrt{2}}{\lambda_J} = \int_{\varphi_0}^{\varphi} \frac{d\varphi'}{\left(\frac{1}{4}k \cos 2\varphi - \frac{1}{2} \cos(x) - \left(\frac{1}{4}k \sin 2\varphi\right)i + \left(\frac{1}{2} \cos(x)\right)i\right)^{1/2}}. \quad (5.2)$$

Түрленген Феррелл-Прейндж теңдеуін (5.1), (5.2) шешу арқылы Джозефсон құрылымдары фазалар айырымдарының таралуын сипаттауға болады.

Сыртқы әлсіз магнит өрісінің әсерін (2.2)-шарты орындалуы негізінде қарастырамыз. Бұл жағдайда Джозефсон нанотүйіспелері арқылы әлсіз токтар өтеді, сәйкесінше фазалар айырымының да шамасы $\varphi(x)$ төмен болады. Феррелл-Прейндждің модификацияланған теңдеулерін (5.1), (5.2) асқын өткізгіш токтың ангармонизмі жағдайын ескере отырып, қарастырамыз, олардың жуық шешімі мынадай болады:

$$\varphi(x) = \varphi(0) \exp\left(-\frac{x}{\lambda_J(1-2k)}\right), \quad (6)$$

немесе

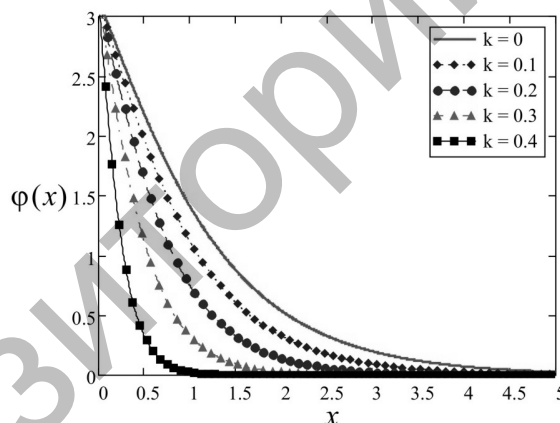
$$\varphi(x) = 4 \operatorname{arctg} \left[\exp\left(-\frac{x}{\lambda_J(1-2k)}\right) \right]. \quad (7)$$

Ары қарай $\varphi(x)$ -тің мәнін келесі формулаға қойып, асқын өткізгіш ток пен магнит өрісінің таралуын анықтаймыз:

$$I_s(x) \sim \frac{d^2\varphi(x)}{dx^2}; \quad (8)$$

$$H(x) \sim \frac{d\varphi(x)}{dx}, \text{ немесе } H(x) = \frac{\Phi_0}{2\pi d} \frac{d\varphi(x)}{dx}. \quad (9)$$

Фазалар айырымы, асқын өткізгіш ток пен магнит өрістерінің енгізілген ангармонизм параметрінің k әр түрлі мәндеріндегі ($k = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$) координаталық тәуелділіктері (таралуы) келтірілген (1–3-сур.)



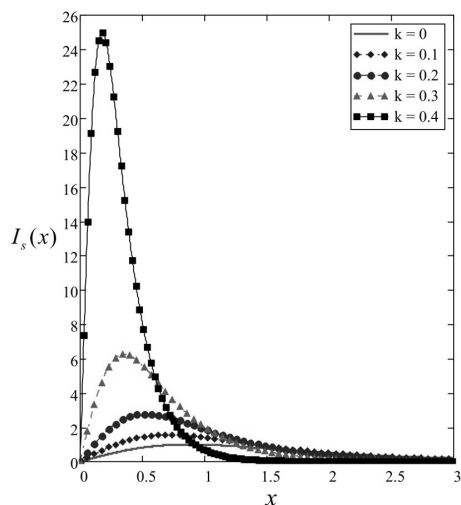
1-сурет. Ангармонизм параметрінің әр түрлі мәніндегі ($k = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$) фазалар айырымының таралуы

Алынған нәтижелерді талдау

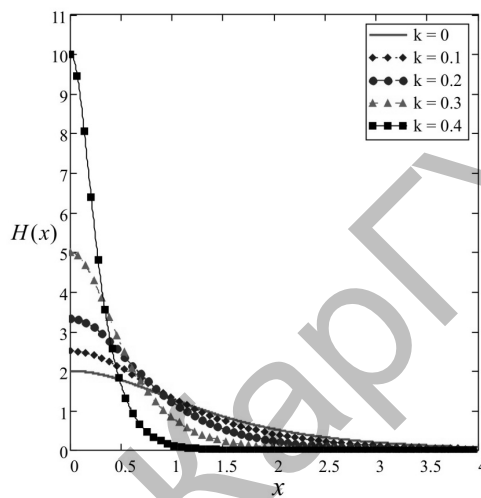
Ангармонизм параметрінің фазалар айырымының координатаға тәуелділігіне $\varphi(x)$ әсері көрсетілген (1-сур.). Нөлдік параметр ($k = 0$) кезінде $\varphi(x)$ -тің гармоникалық жағдай ($I_s(\varphi) = I_c \sin \varphi$) үшін өзгеруі сипатталады. Мұндай Джозефсон наножүйесінде ангармонизм параметрі өскенде, яғни екінші гармониканың ықпалы күшейгенде, фазалар айырымының координаталық тәуелділігі жылдам өшеді. Бұл ангармоникалық жағдайдағы Джозефсон ауысуы арқылы өтетін токтың әлсіздігімен түсіндіріледі.

Келесі 2- және 3-суреттерде сыртқы әлсіз магнит өрісінің гармоникалық құрылымдармен ($k = 0$ жағдайы) салыстырғанда ангармоникалық Джозефсон нанотүйіспелеріне баяу (пассивті) әсер ететіндігі көрсетілген. Қарастырылып отырған Джозефсон нанотүйіспелеріне магнит өрісі енуінің әлсіреуі куперлік электрондар жұбы концентрациясының $T \ll T_c$ жағдайында басым болуымен түсіндіріледі. Бұл экрандаушы асқын өткізгіш токтың шамасы ангармонизм параметрі артқан сайын

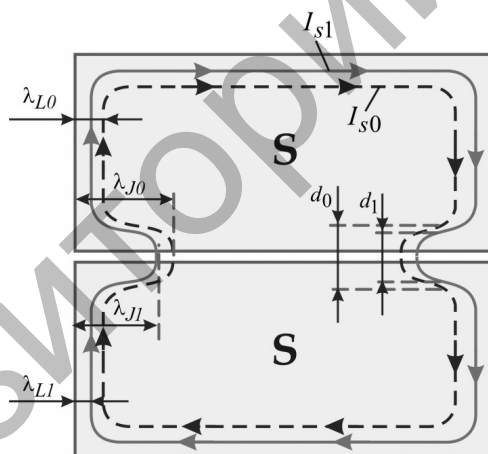
өсетіндігін көрсетеді. Ал асқын өткізгіш токтың шамасы өссе, сәйкесінше ығыстырылатын магнит өрісі де ұлғаяды (3, 4-сур.). Ноль индексмен ($\lambda_{L0}, \lambda_{J0}, I_{s0}, d_0$) гармоникалық, бір индексмен ($\lambda_{L1}, \lambda_{J1}, I_{s1}, d_1$) ангармоникалық нанотүйіспелер параметрлері көрсетілген (4-сур.).



2-сурет. Ангармонизм параметрінің әр түрлі мәніндегі ($k = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$) асқын өткізгіш токтың таралуы



3-сурет. Ангармонизм параметрінің әр түрлі мәніндегі ($k = 0; 0,1; 0,2; 0,3; 0,4$) магнит өрісінің таралуы



----- гармоникалық, ——— ангармоникалық түйіспелер үшін

4-сурет. Әлсіз магнит өрісінің ықпалындағы Джозефсон ауысымындағы экрандаушы асқын өткізгіш токтың траекториясы

Қорытынды

Мақалада ангармоникалық нанотүйіспелерде фазалар айырымы $\varphi(x)$, асқын өткізгіш ток $I_s(x)$ және магнит өрісінің $H(x)$ координаттық таралуы анықталған. Сыртқы әлсіз магнит өрісінің Джозефсон ангармоникалық нанокотүйіспелеріне (гармоникалық жағдайымен салыстырғанда $k = 0$) баяу әсер ететіндігі көрсетілген. Мұндай нанотүйіспелерді қоршаған ортаның флукуациялық электр және магниттік өрістеріне төтеп беретін болғандықтан, пассивті кубит жасауға қолдануға болады.

Әдебиеттер тізімі

- 1 Бараш Ю.С. Локальное подавление плотности конденсата и планарные слабые связи с ангармоническим соотношением ток-фаза // Письма в ЖЭТФ. — 2014. — Т. 100, Вып. 3. — С. 226–237.
- 2 Кленов Н.В., Пугач Н.Г., Шарафиев А.В., Бакурский С.В., Корнев В.К. Джозефсоновские контакты с несинусоидальными ток-фазовыми зависимостями на основе гетероструктур с ферромагнитной прослойкой и их применения // Физика твердого тела. — 2010. — Т. 52, Вып. 11. — С. 2104–2109.
- 3 Kornev V.K., Karminskaya T.Y., Kislinskii Y.V., Komissinski P.V., Constantinian K.Y. and Ovsyannikov G.A. Dynamics of underdamped Josephson junctions with nonsinusoidal current-phase relation // J. of Phys.: Conf. Series. — 2006. — Vol. 43. — P. 1105–1109 (на англ.)
- 4 Löfwander T., Shumeiko V.S. and Wendin G. Andreev bound states in high- T_c superconducting junctions // *Supercond. Sci. Technol.* — 2001. — Vol. 14. — P. 53 (на англ.).
- 5 Komissinski P.V., Il'ichev E., Ovsyannikov G.A., Kovtonyuk S.A., Grajcar M., Hlubina R., Ivanov Z., Tanaka Y., Yoshida N. and Kashiwaya S. Observation of the second harmonic in superconducting current-phase relation of Nb/Au(001) YBa₂Cu₃O_x heterojunctions // *Europhys. Lett.* — 2002. — Vol. 57. — P. 585 (на англ.).
- 6 Il'ichev E., Zakosarenko V., Jsselsteijn R.P.J., Schultze V., Meyer H-G. and Hoenig H.E. Nonsinusoidal Current-Phase Relationship of Grain Boundary Josephson Junctions in High- T_c Superconductors // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Vol. 81. — P. 894 (на англ.).
- 7 Гогадзе Г.А., Омельянчук А.Н. Ток-фазовые зависимости сверхпроводящих сверхрешеток // Физика низких температур. — 1996. — Т. 22. — № 6. — С. 648–650.
- 8 Sergeev D.M. About tunneling of pairs of the cooper pairs through the Josephson junctions in exotic superconductors // *Russian Phys. J.* — 2012. — Vol. 55 (1). — P. 84–91 (на англ.).
- 9 Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Karminskaya T.Yu., Kupriyanov M.Yu., Golubov A.A. Josephson Phi-Junctions Based on Structures with Complex Normal/Ferromagnet Bilayer // *Supercond. Sci. Technol.* — 2013. — Vol. 26. — P. 015005 (на англ.).
- 10 Ioffe L.B., Geshkenbein V.B., Feigel'man M.V., Fauchere A.L., Blatter G. Environmentally decoupled sds-wave Josephson junctions for quantum computing // *Nature.* — 1999. — Vol. 398. — P. 679–681 (на англ.).
- 11 Лухарев К.К. Введение в динамику джозефсоновских переходов. — М.: Наука, 1985. — 320 с.
- 12 Goldobin E., Koelle D., Kleiner R., Buzdin A. Josephson junctions with second harmonic in the current-phase relation: Properties of ϕ junctions // *Phys. Rev. B.* — 2007. — Vol. 76. — P. 224523 (на англ.).
- 13 Sergeev D.M. Plasma frequency in Josephson junctions with a non-sinusoidal current-phase relation // *Solid State Phenomena.* — 2013. — Vol. 200. — P. 272–275 (на англ.).
- 14 Ferrell R.A., Prange R.E. Self-Field Limiting of Josephson Tunneling of Superconducting Electron Pairs // *Phys. Rev. Lett.* — 1963. — Vol. 10. — P. 479 (на англ.).

Д.М.Сергеев, А.А.Кыдырмаганбетова, К.Ш.Шункеев

О влиянии внешнего слабого магнитного поля на сверхпроводящие ангармонические наноконтакты

В рамках модифицированной теории Феррелл-Прейнджа рассмотрено влияние слабого внешнего магнитного поля на сверхпроводящие ангармонические наноконтакты джозефсоновского типа. Определены координатные зависимости разности фаз $\varphi(x)$, сверхпроводящего тока $I_s(x)$ и магнитного поля $H(x)$ в ангармонических наноконтактах. Выявлено, что при увеличении параметра ангармонизма величина фазы затухает быстрее, а глубина проникновения магнитного поля уменьшается. Показано, что рассматриваемые ангармонические контакты пассивнее реагируют на внешнее магнитное поле по сравнению с гармоническими контактами.

D.M.Sergeev, A.A.Kydyrmaganbetova, K.Sh.Shunkeyev

On the influence of an external magnetic field on weak superconducting unharmonic nanocontacts

Within the framework of the modified theory of Ferrell-Prange examine the effect of a weak external magnetic field on the superconducting Josephson's unharmonic nanocontacts type. Defined the coordinate dependence of the difference of phase $\varphi(x)$, superconducting current $I_s(x)$ and the magnetic field $H(x)$ in unharmonic nanocontacts. Revealed, if increase the value of the unharmonism then parameter of phase fades quickly and the depth of penetration of the magnetic field decreases. Shown, that viewed unharmonic contacts passive react to external magnetic field than harmonic contacts.

References

- 1 Barash Yu.S. *JETP Letters*, 2014, 100, 3, p. 205–215.
- 2 Klenov N.V., Pugach N.G., Sharafiev A.V., Bakurskiy S.V., Kornev V.K. *Phys. Solid State*, 2010, 52, 11, p. 2246–2251.
- 3 Kornev V.K., Karminskaya T.Y., Kisilinskiy Y.V., Komissinski P.V., Constantinian K.Y. and Ovsyannikov G.A. *J. of Phys.: Conf. Series*, 2006, 43, p. 1105–1109.
- 4 Löfwander T., Shumeiko V.S. and Wendin G. *Supercond. Sci. Technol.*, 2001, 14, p. 53.
- 5 Komissinski P.V., Il'ichev E., Ovsyannikov G.A., Kovtonyuk S.A., Grajcar M., Hlubina R., Ivanov Z., Tanaka Y., Yoshida N. and Kashiwaya S. *Europhys. Lett.*, 2002, 57, p. 585.
- 6 Il'ichev E., Zakosarenko V., IJsselsteijn R.P.J., Schultze V., Meyer H-G. and Hoenig H.E. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, 81, p. 894.
- 7 Gogadze G.A., Omelyanchouk A.N. *Fiz. Nizk. Temperatur*, 1996, 22, 6, p. 648–650.
- 8 Sergeyev D.M. *Russian Phys. J.*, 2012, 55 (1), p. 84–91.
- 9 Bakurskiy S.V., Klenov N.V., Karminskaya T.Yu., Kupriyanov M.Yu., Golubov A.A. *Supercond. Sci. Technol.*, 2013, 26, p. 015005.
- 10 Ioffe L.B., Geshkenbein V.B., Feigel'man M.V., Fauchere A.L., Blatter G. *Nature*, 1999, 398, p. 679–681.
- 11 Likharev K.K. *Dynamics of Josephson Junctions and Circuits*, New York: Gordon and Breach Science Publ., 1986, 614 p.
- 12 Goldobin E., Koelle D., Kleiner R., Buzdin A. *Phys. Rev. B.*, 2007, 76, p. 224523.
- 13 Sergeyev D.M. *Solid State Phenomena*, 2013, 200, p. 272–275.
- 14 Ferrell R.A., Prange R.E. *Phys. Rev. Lett.*, 1963, 10, p. 479.

УДК 539.23; 539.216.1

А.Ш.Сыздыкова^{1,2}, Е.Н.Еремин², С.А.Гученко³

¹Политехнический колледж корпорации «Казахмыс»;

²Омский государственный технический университет, Россия;

³Карагандинский государственный университет им. Е.А.Букетова

(E-mail: guchen@mail.ru)

Структура и свойства стальных покрытий, легированных титаном

В работе приведены экспериментальные результаты по структуре и свойствам покрытий, полученных при одновременном распылении титанового катода и катода из стали 12Х18Н10Т. Покрытия наносились в среде аргона и азота на подложку из стали 45. Покрытие 12Х18Н10Т+Тi в газовой среде азота содержит 73 % Тi, а покрытие 12Х18Н10Т+Тi в газовой среде аргона имеет высокое содержание Fe — 64,96 %. Определено, что покрытия 12Х18Н10Т+Тi в газовой среде азота и аргона имеют столбчатую структуру, характерную для однофазных пленок, покрытие 12Х18Н10Т+Тi в газовой среде азота имеет нанотвердость, равную 35,808 ГПа, а в среде аргона — 3,339 ГПа, в 10 раз меньшую. Полученные авторами экспериментальные результаты говорят о том, что нанотвердость покрытия 12Х18Н10Т+Тi в среде азота определяется наноструктурами нитрида титана, размеры которых лежат в диапазоне (5–10) нм.

Ключевые слова: многофазное покрытие, рентгеновский анализ, микроструктура, наноструктура, микротвердость, нанотвердость.

Введение

В настоящее время в условиях ограниченности материальных средств в промышленном комплексе особое значение приобретают технологии, увеличивающие долговечность (ресурс) деталей и узлов машин. 90 % деталей и машин выходит из строя из-за поверхностного износа. Особенно это актуально для металлургического и энергетического комплексов, где большинство механизмов работают в экстремальных условиях и, в частности, в условиях высокого абразивного износа.

Среди методов нанесения защитных покрытий, основанных на воздействии на поверхность детали потоков частиц и квантов с высокой энергией, большое внимание привлекают вакуумные ионно-плазменные методы. Характерной их чертой является прямое преобразование электрической энергии в энергию технологического воздействия, основанную на структурно-фазовых превращениях в осаж-