

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası
Fizika-Riyaziyyat və Texnika Elmləri Bölməsi
Fizika İnstitutu

1

Fizika

Cild

VI

2000

Bakı * Elm

INFRARED RENORMALON EFFECTS ON LIGHT MESONS' M DISTRIBUTION AMPLITUDES AND $F_M(Q^2)$, $F_{\pi\pi}(Q^2)$ FORM FACTORS

S.S. AGAEV, A.I. MUKHTAROV, Y.V. MAMEDOVA

Baku State University

Z. Khalilov st. 23, 370148, Baku, Azerbaijan

The light pseudoscalar (pion, kaon) and longitudinally polarized ρ -meson electromagnetic form factors $F_M(Q^2)$ and $\gamma^* + \gamma \rightarrow \pi^0$ transition form factor are calculated using the frozen coupling constant approximation and mesons' distribution amplitudes (DAs) found by taking into account the infrared renormalon effects. In calculations the asymptotic and the model DA are used. Comparisons are made with results obtained by means of the ordinary DAs.

1. INTRODUCTION

One of the fundamental achievements of QCD is the prediction of asymptotic scaling laws for large-angle exclusive processes, hadronic electromagnetic and transition form factors (ffs) and their calculation in the context of the perturbative QCD (pQCD) [1-3]. In the framework of the factorized pQCD the expression for the amplitude of an exclusive process can be written as integral over x, y of hadron DA $\Phi_I(x, \mu_F^2)$ (an initial hadron), $\Phi'_F(y, \mu_F^2)$ (a final hadron) and a hard-scattering amplitude $T_H(x, y; \mu_R^2, \mu_F^2)$ calculable by means of pQCD. This method allowed one to find a behavior of exclusive cross sections, ffs at large momentum transfer $Q^2 \gg \Lambda^2$. But recently the new approach, the infrared (ir) renormalon calculus, has been invented, which is using during last years for estimation of power-suppressed (Λ^2/Q^2)ⁿ corrections to inclusive as well as exclusive processes' characteristics [4-6]. It is known that ir renormalons are responsible for factorial growth of coefficients in perturbative series for physical quantities [7]. But these series can be resummed by means of the Borel transformation and thus, a «resummed» expression for a physical quantity can be defined [8]. From the mathematical point of view, all order resummation of such $(-\beta_0 \alpha_s / 4\pi)^n$ corrections corresponds to the calculation of the one-loop Feynman diagrams with the running coupling constant $\alpha_s(-k^2)$ at the vertices, where k is

the momentum flowing through the virtual gluon line. From the physical point of view this method extends the domain of applicability of pQCD towards lower values of Q^2 than in traditional approaches, by taking into account the power-suppressed (higher twist) corrections.

In the work [9] authors have computed the ir renormalon corrections to the mesons' DA. In our paper we consider the impact of these corrections on the mesons electromagnetic (elm) ffs $F_M(Q^2)$ and the photon-meson transition $\gamma^* + \gamma \rightarrow \pi^0$ form factor $F_{\pi\pi}(Q^2)$.

2. THE INFRARED RENORMALON CORRECTED DISTRIBUTION AMPLITUDES

The meson M distribution amplitude $\Phi_M(x, \mu^2)$ has two important features, i.e. its dependence on x (or its shape) and evolution depending on the factorization scale μ^2 . The DA is a phenomenological model function, and information about its shape should be taken either from non-perturbative calculations (QCD sum rules, for example), or from experiments. But evolution of $\Phi_M(x, \mu^2)$ as a function of μ^2 can be predicted using tools of pQCD.

The evolution equation for $\Phi_M(x, \mu^2)$, that is took into account ir renormalon effects, is given by the formula [9] (see, also [10])

$$\left[\mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu^2} - b_0 \alpha_s^2 \frac{\partial}{\partial \alpha_s} \right] \Phi_M(x, \mu^2) = \frac{\alpha_s}{4\pi} \int_0^1 V[x, y; \alpha_s(\mu^2)] \Phi_M(y, \mu^2) dy , \quad (1)$$

where $b_0 = (11 - 2n_t/3)/4\pi = \beta_0/4\pi$, α_s is the one-loop QCD coupling constant

$$\alpha_s(\mu^2) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln(\mu^2/\Lambda^2)} \quad (2)$$

In Eq.(1) $V[x, y; \alpha_s(\mu^2)]$ is the evolution kernel obtained after resumming the $(-\beta_0 \alpha_s / 4\pi)^n$ corrections [9]

$$V[x, y; \alpha_s(\mu^2)] = C_F \frac{1+\alpha}{3} \frac{\Gamma(4+2\alpha)}{\Gamma(1-\alpha)\Gamma^2(2+\alpha)} \times \left[\theta(y > x) \left(\frac{x}{y} \right)^{1+\alpha} \left(1 + \alpha + \frac{1}{y-x} \right) + (x \leftrightarrow 1-x, y \leftrightarrow 1-y) \right]_+ , \quad (3)$$

where $\Gamma(z)$ is the gamma function, $C_F=4/3$ is the color factor. Here, the following notations are used:

$$\alpha \equiv \beta_0 \alpha_s / 4\pi [F(x, y)]_+ = F(x, y) - \delta(x - y) \int_0^1 F(t, y) dt$$

The eigenfunctions of the kernel $V(x, y; \alpha_s(\mu^2))$ are the Gegenbauer polynomials

$$\Phi_n(x, \mu^2) = C_n^{3/2+\alpha}(2x - 1), \quad (4a)$$

and the corresponding eigenvalues are the anomalous dimensions $\gamma_n(\alpha_s)$:

$$\begin{aligned} \gamma_n(\alpha_s) &= C_F \frac{(1 + \alpha)^2 \Gamma(4 + 2\alpha)}{3(2 + \alpha) \Gamma^3(2 + \alpha) \Gamma(1 - \alpha)} \left\{ 1 - \frac{(1 + \alpha)(2 + \alpha)}{(1 + \alpha + n)(2 + \alpha + n)} \right. \\ &\quad \left. + \frac{2(2 + \alpha)}{1 + \alpha} [\psi(2 + \alpha + n) - \psi(2 + \alpha)] \right\} \end{aligned}, \quad (4b)$$

where $\psi(z) = (d/dz) \ln \Gamma(z)$. Then the meson DA can be expanded over Gegenbauer polynomials $\{C_n^{3/2+\alpha}(\zeta)\}$

$$\Phi_M(x, \mu^2) = f_M[x(1 - x)]^{1+\alpha} \sum_{n=0}^{\infty} b_n(\mu^2) A_n(\alpha_s) C_n^{3/2+\alpha}(2x - 1), \quad (5)$$

In Eq.(5) the sum runs over even n for the pion and ρ_L -meson, and n takes all values in the case of the kaon, because the kaon DA contains also antisymmetric part (under replacement $2x-1 \leftrightarrow 1-2x$). Here, f_M is the meson M decay

$$A_n(\alpha_s) = \frac{\Gamma(3 + 2\alpha)}{\sqrt{3} \Gamma(1 + \alpha) \Gamma(2 + \alpha)} \cdot \frac{(n)!}{(2 + 2\alpha)_n} \cdot \frac{3 + 2\alpha + 2n}{2 + 2\alpha + n}, \quad (6)$$

where $(a)_n$ is the Pochhammer symbol, $(a)_n = \Gamma(a+n)/\Gamma(a)$.

In this work we neglect the dependence of $\Phi_M(x, \mu^2)$ on the factorization scale μ^2 , therefore we do not write down the expression for $b_n(\mu^2)$. In our calculations we use the Gegenbauer polynomials up to $n=4$, the explicit expressions of which one can find in Appendix A.

constant, for the pion normalized to $f_\pi = 0.093$ GeV. In accordance with this normalization, which differs from that of Ref.[9], $A_n(\alpha_s)$ is given by the expression

The ir renormalon corrected formulae for $\Phi_M(x, \mu^2)$, $C_n^{3/2+\alpha}(2x-1)$, $\gamma_n(\alpha_s)$ and $A_n(\alpha_s)$ in the limit $\alpha \rightarrow 0$ coincide with well known one-loop expressions [1-3].

3. ELECTROMAGNETIC FORM FACTOR $F_M(Q^2)$.

In the perturbative QCD the meson M elm form factor $F_M(Q^2)$ has the form [1,3],

$$F_M(Q^2) = \int_0^1 \int_0^1 dx dy \Phi_M^*(y, Q^2) T_H(x, y; Q^2, \alpha_s(\mu_R^2)) \Phi_M(x, Q^2) \quad (7)$$

In Eq.(7) Q^2 is the momentum transfer in the process $Q^2 \rightarrow -q^2$, where q^2 is the square of the virtual photon's γ^* four-momentum. The factorization scale μ_F^2 in (7) is chosen

$$T_H(x, y; Q^2, \alpha_s(\mu_R^2)) = \frac{16\pi C_F \alpha_s(\mu_R^2)}{Q^2} \left[\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{(1-x)(1-y)} + \frac{1}{3} \cdot \frac{1}{xy} \right] \quad (8)$$

In the frozen coupling constant approximation the appropriate choice for the renormalization scale in Eq.(8) is $\mu_R^2 = Q^2/4$ which we further use. The hard-scattering amplitude T_H in (8) is valid for both mesons with symmetric and non-symmetric DA.

The DAs of the pion and longitudinally polarized ρ_L -meson are symmetric and, therefore the sum in Eq.(5) contains only even $C_{2n}^{3/2+\alpha}(2x-1)$. In the literature the vari-

ous model DAs for these mesons have been proposed [3,11,12]. In our work we consider the general case of DA with $n = 0, 2, 4$ in (5).

For our purposes it is convenient to expand the DA in powers of x . After simple calculations, using expressions from Appendix A, we obtain

$$\Phi_M(x, \mu^2) = f_M[x(1 - x)]^{1+\alpha} \sum_{n=0}^4 B_n(\alpha_s) x^n. \quad (9)$$

The expressions for new coefficients $B_n(\alpha_s)$ are written down in Appendix B.

Using the distribution amplitude from Eq.(9) and Eqs. (7), (8) for the elm form factor $F_M(Q^2)$ of the pion (ρ_L -meson) we get

$$Q^2 F_M(Q^2) = C \frac{16\pi F_M^2}{9} \frac{\alpha_s(Q^2 / 4)}{(1 + \alpha)^2} [K(\alpha_s) + L(\alpha_s)]^2 , \quad (10)$$

where the functions $K(\alpha_s)$, $L(\alpha_s)$ have the forms

$$K(\alpha_s) = 3 + 2\alpha + b_2(7 + 2\alpha) - b_2 \frac{(1 + \alpha)(5 + 2\alpha)(7 + 2\alpha)}{(2 + \alpha)(3 + 2\alpha)} \quad (11)$$

and

$$\begin{aligned} L(\alpha_s) = & b_4 \left[\frac{3}{4} \frac{11 + 2\alpha}{(2 + \alpha)(3 + \alpha)} + \frac{1}{4} \frac{(3 + 2\alpha)(7 + 2\alpha)(11 + 2\alpha)}{(2 + \alpha)(3 + \alpha)} \right. \\ & - 4 \frac{(7 + 2\alpha)(11 + 2\alpha)}{3 + 2\alpha} + 6 \frac{(4 + \alpha)(7 + 2\alpha)(11 + 2\alpha)}{(2 + \alpha)(3 + 2\alpha)} \\ & - 4 \frac{(4 + \alpha)(7 + 2\alpha)(9 + 2\alpha)(11 + 2\alpha)}{(2 + \alpha)(3 + 2\alpha)(5 + 2\alpha)} \\ & \left. + \frac{(4 + \alpha)(5 + \alpha)(7 + 2\alpha)(9 + 2\alpha)(11 + 2\alpha)}{(2 + \alpha)(3 + \alpha)(3 + 2\alpha)(5 + 2\alpha)} \right] \end{aligned} \quad (12)$$

For the pion the factor C in Eq.(10) is $C = 1$, for the ρ_L -meson $C = -2$ (the origin of 2 and minus sign has been explained in our work [13]).

The similar calculations can be done also for the kaon, DA of which contains odd n (see, Eq.(5)). In our computations of $Q^2 F_K(Q^2)$ in Eq.(5) we include terms up to $n=3$. We find

$$Q^2 F_K(Q^2) = \frac{16\pi F_K^2}{9} \frac{\alpha_s(Q^2 / 4)}{(1 + \alpha)^2} \left[K^2(\alpha_s) + M^2(\alpha_s) + \frac{2}{3} K(\alpha_s)M(\alpha_s) \right] . \quad (13)$$

Here $M(\alpha_s)$ is

$$\begin{aligned} M(\alpha_s) = & -b_1(5 + 2\alpha) - b_3(9 + 2\alpha) + 2b_1 \frac{(2 + \alpha)(5 + 2\alpha)}{3 + 2\alpha} + 6b_3 \frac{(3 + \alpha)(9 + 2\alpha)}{3 + 2\alpha} \\ & - 3b_3 \frac{(3 + \alpha)(7 + 2\alpha)(9 + 2\alpha)}{(2 + \alpha)(3 + 2\alpha)} + 2b_3 \frac{(3 + \alpha)(4 + \alpha)(7 + 2\alpha)(9 + 2\alpha)}{(2 + \alpha)(3 + 2\alpha)(5 + 2\alpha)} \end{aligned} \quad (14)$$

The results (10), (13) will be used later for estimation of infrared renormalon effects in $F_M(Q^2)$.

4. THE PHOTON-MESON TRANSITION FORM FACTOR $F_{\gamma\gamma}(Q^2)$.

The photon-meson transition ff $F_M(Q^2)$ for the pseudo-scalar meson M is defined in terms of the amplitude $\Gamma_{\mu\nu}$ for the process $\gamma^* + \gamma \rightarrow M$

$$\Gamma_{\mu\nu} = e^2 F_M(Q^2) \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} P^\alpha Q^\beta , \quad (15)$$

where P and q are the momenta of the meson and virtual photon, $Q^2 = -q^2 > 0$.

In the framework of pQCD this form factor can be calculated by means of the formula [1]

$$F_M(Q^2) = \int_0^1 dx \Phi_M(x, Q^2) T_H(x, Q^2, \alpha_s(Q^2)) . \quad (16)$$

Here $T_H(x, Q^2, \alpha_s(Q^2))$ is the hard-scattering amplitude of the subprocess $\gamma^* + \gamma \rightarrow q\bar{q}$. The amplitude T_H has been computed with the next-to-leading order accuracy [14],

$$T_H(x, Q^2, \alpha_s(Q^2)) = \frac{N}{Q^2} \frac{1}{1 - x} \left\{ 1 + C_F \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} [\ln^2(1 - x) - \ln x - 9] \right\} + [x \leftrightarrow (1 - x)] . \quad (17)$$

In Eq. (17) N is the normalization constant, which for π^0 is

$$N = \sqrt{12}(e_u^2 - e_d^2) . \quad (18)$$

The factorization and renormalization scales μ_F^2, μ_R^2 in Eq.(17) are taken equal to Q^2 .

After some calculations we obtain

$$F_{\pi\gamma}(Q^2) = \frac{N}{Q^2} f_\pi \left\{ \frac{K(\alpha_s) + L(\alpha_s)}{\sqrt{3}(1+\alpha)} + C_F \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} \sum_{n=0}^4 B_n(\alpha_s) [F_n(\alpha_s) + g_n(\alpha_s)] \right\} . \quad (19)$$

In Eq.(19) the functions $F_n(\alpha_s)$ and $g_n(\alpha_s)$ are

$$F_n(\alpha_s) = B(1+\alpha, n+2+\alpha) [\psi(1+\alpha) - \psi(n+3+2\alpha)]^2 + \psi'(1+\alpha) - \psi'(n+3+2\alpha) - [\psi(n+2+\alpha) - \psi(n+3+2\alpha)] - 9 \quad (20)$$

and

$$g_n(\alpha_s) = B(2+\alpha, n+1+\alpha) [\psi(n+1+\alpha) - \psi(n+3+2\alpha)]^2 + \psi'(n+1+\alpha) - \psi'(n+3+2\alpha) - [\psi(2+\alpha) - \psi(n+3+2\alpha)] - 9 \quad (21)$$

with $B(x, y)$ being the Beta function $B(x, y) = \Gamma(x)\Gamma(y)/\Gamma(x+y)$.

5. NUMERICAL RESULTS AND CONCLUDING REMARKS

For estimation of the ir renormalon effects and their phenomenological consequences it is instructive to introduce the ratio

$$R(F_M(\pi\gamma)) = \frac{[Q^2 F_M(\pi\gamma)(Q^2)]^{\text{ren.}}}{[Q^2 F_M(\pi\gamma)(Q^2)]^0} , \quad (22)$$

where $[Q^2 F_M(\pi\gamma)(Q^2)]^{\text{ren.}}$ is the meson M form factor or photon-pion transition form factor found using DAs from Eq.(5), $[Q^2 F_M(\pi\gamma)(Q^2)]^0$ are the same quantities, but obtained by means of the ordinary DAs.

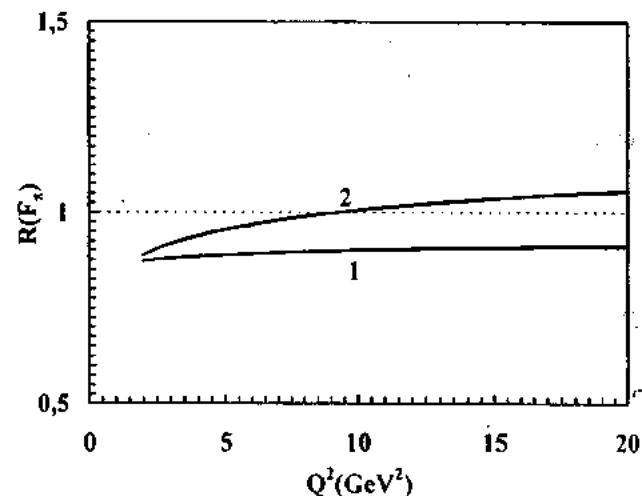


Fig.1. The ratio $R(F_M)$ as a function of Q^2 . The curve 1 is calculated using the asymptotic DA, the curve 2 - model DA.

Results for the ratio $R(F_M)$ calculated using the asymptotic DA ($n=0$ in Eq.(5)) coincide with each other, because in this case form factors $F_{\pi(K, \rho)}(Q^2)$ differ only by factors C

and f_M canceling in the ratio (22). The ratio $R(F_M)$ for $\phi_M^{\text{asy.}}(x)$ is shown in Fig.1 (curve 1). As is seen, ir renormalon effects are approximately stable in the considered region $2\text{GeV}^2 \leq Q^2 \leq 20\text{GeV}^2$. Indeed, if $R(F_M) \approx 0.87$ at $Q^2=2\text{GeV}^2$ then at $Q^2=20\text{GeV}^2$ it takes the value $R(F_M) \approx 0.91$, the difference being only 0.04. The same ratio calculated for the pion using model DA is depicted in Fig.1 (curve 2). It is

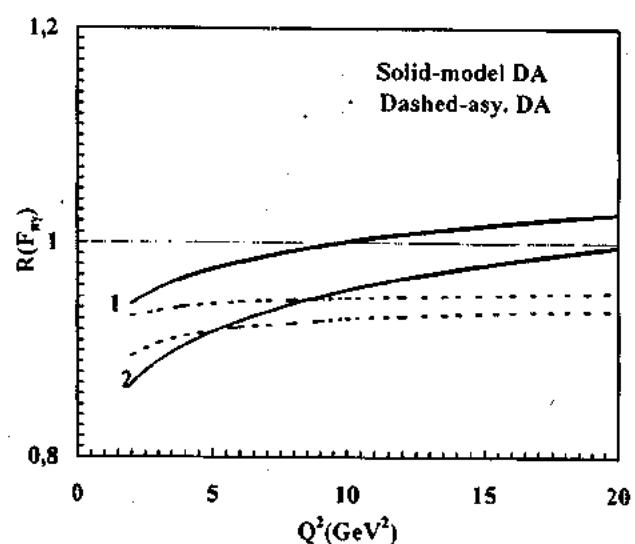


Fig.2. The same, but for $R(F_\pi)$. The curves 1 (solid and dashed) are calculated using only the leading order expression for F_π , curves 2 - by means of the LO+NLO result.

worth noting that the coefficients $b_n(\mu^2)$ in Eq.(5) are taken at the normalization point $\mu_0^2 = 1\text{GeV}^2$ and are equal to [9]

$$b_0=1, b_2=1.1, b_4=1,$$

for the ordinary DA and to

$$b_0=1, b_2=1.7, b_4=1.6,$$

for the ir renormalon corrected DA. Now impact of the ir renormalons on the form factor $F_\pi(Q^2)$ in various domains of the region is different. Thus, for $Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$ we have $R(F_\pi) < 1$, whereas for $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$ – $R(F_\pi) \geq 1$, and the difference is

$$R(20 \text{ GeV}^2) - R(2 \text{ GeV}^2) \approx 0.17.$$

The situation with the photon-pion transition form factor $F_{\pi\pi}(Q^2)$ is approximately the same. In Fig.2 one can observe the results of our numerical computations for $R(F_{\pi\pi})$. For asymptotic DA (with and without the next-to-leading order correction) $R < 1$ in the whole region $2 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 20 \text{ GeV}^2$. For model DA the ratio $R > 1$ for $Q^2 \geq 10 \text{ GeV}^2$, when we use only the leading order expression and $R < 1$, if we take into account

also NLO correction. In the both cases (model and asymptotic DA) the ratio $R(F_{\pi\pi})$ calculated using the LO result and NLO correction is lower than one found by considering only LO expression. In other words, NLO correction to $F_{\pi\pi}(Q^2)$ is more sensitive to ir renormalon contributions than the LO.

In this work we have computed $F_M(Q^2)$ and $F_{\pi\pi}(Q^2)$ using the frozen coupling constant approximation and DAs, where the ir renormalon effects have been taken into account. Almost in the all cases the ir renormalon effects reduce the hard contributions to $F_M(Q^2)$, $F_{\pi\pi}(Q^2)$ and numerical values of these effects depend on a process and a distribution amplitude under consideration. Our next step is calculation of these form factors in the context of the running coupling constant method and DAs from Eq.(5), and comparing the results with our previous works [6,13] and with experimental data.

APPENDIX A.

The Gegenbauer polynomials $C_n^{3/2+\alpha}(\xi)$ which we use in our calculations, have the following form

$$C_0^{3/2+\alpha}(\xi) = 1, \quad C_1^{3/2+\alpha}(\xi) = (3 + 2\alpha)\xi,$$

$$C_2^{3/2+\alpha}(\xi) = \frac{3 + 2\alpha}{2} [(5 + 2\alpha)\xi^2 - 1],$$

$$C_3^{3/2+\alpha}(\xi) = \frac{(3 + 2\alpha)(5 + 2\alpha)}{6} \xi[(7 + 2\alpha)\xi^2 - 3],$$

$$C_4^{3/2+\alpha}(\xi) = \frac{(3 + 2\alpha)(5 + 2\alpha)}{24} [(7 + 2\alpha)(9 + 2\alpha)\xi^4 - 6(7 + 2\alpha)\xi^2 + 3].$$

APPENDIX B.

The coefficients $B_n(\alpha_s)$ of the DA are given as

$$B_0(\alpha_s) = A_0(\alpha_s) + b_2 A_2(\alpha_s) (3 + 2\alpha) (2 + \alpha) + \frac{A_4(\alpha_s)b_4}{8} (3 + 2\alpha) (5 + 2\alpha) \\ \times \left[1 + \frac{1}{3} (7 + 2\alpha) (3 + 2\alpha) \right]$$

$$B_1(\alpha_s) = -2A_2(\alpha_s)b_2(3 + 2\alpha) (5 + 2\alpha) - \frac{2}{3} A_4(\alpha_s)b_4(3 + \alpha) (3 + 2\alpha) (5 + 2\alpha) (7 + 2\alpha),$$

$$B_2(\alpha_s) = 2A_2(\alpha_s)b_2(3 + 2\alpha) (5 + 2\alpha) + 2A_4(\alpha_s)b_4(4 + \alpha) (3 + 2\alpha) (5 + 2\alpha) (7 + 2\alpha),$$

$$B_3(\alpha_s) = -\frac{4}{3} A_4(\alpha_s)b_4(3 + 2\alpha) (5 + 2\alpha) (7 + 2\alpha) (9 + 2\alpha),$$

$$B_4(\alpha_s) = \frac{2}{3} A_4(\alpha_s)b_4(3 + 2\alpha) (5 + 2\alpha) (7 + 2\alpha) (9 + 2\alpha).$$

-
- [1] G.P. Lepage and S.J. Brodsky. Phys. Rev. D22, 1980, 2157.
 - [2] A.V. Efremov and A.V. Radyushkin. Phys. Lett. B94, 1980, 245; A.Duncan and A.H. Mueller. Phys. Rev. D21, 1980, 1636; G.Sterman and P.Stoler. Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci., 47, 1997, 193.
 - [3] V.L. Chernyak and A.R. Zhitnitsky. Phys. Rep., 112, 1984, 173.
 - [4] M. Beneke. Phys. Rep., 317, 1999, 1.
 - [5] S.S. Agaev. Phys. Lett. B360, 1995, 117; Mod. Phys. Lett. A10, 1995, 2009; Mod. Phys. Lett. A11, 1996, 957; Mod. Phys. Lett. A13, 1998, 2637; Eur. Phys. J. C1, 1998, 321.
 - [6] S.S. Agaev, A.I. Mukhtarov, Y.V. Mamedova, Fizika, v.5, № 1, 1999, 3; v.5, № 3, 1999, 3.
 - [7] A.H. Mueller. Nucl. Phys. B250, 1985, 327.
 - [8] G. 't Hooft, In "Whys of Subnuclear Physics", Proc. Int. School Erice, 1977, ed. A. Zichichi, Plenum, New-York 1978; V.I. Zakharov, Nucl. Phys. B385, 1992, 452.
 - [9] P. Gosdzinsky and N. Kivel. Nucl. Phys. B521, 1998, 274.
 - [10] S.V. Mikhailov. Phys. Lett. B431, 1998, 387.
 - [11] V.M. Braun and I.E. Filyanov. Z. Phys. C44, 1989, 157.
 - [12] P. Ball and V.M. Braun. Phys. Rev. D54, 1996, 2182.
 - [13] S.S. Agaev, A.I. Mukhtarov, Y.V. Mamedova. Baku University News (Phys. And Math. Sci.) N3, 1999.
 - [14] E.Braaten, Phys. Rev. D28, 1983, 524; F.del Aguila and M.K.Chase, Nucl. Phys. B193, 1981, 517; E.P.Kadantseva, S.V.Mikhailov and A.V.Radyushkin, Sov. J.Nucl. Phys., 44, 1986, 326.

Ş.S. Ağayev, A.İ. Muxtarov, Y.V. Məmmədova

YÜNGÜL M MEZONLARIN PAYLANMA FUNKSIYALARINDA İNFAQIRMIZI RANORMALON EFFEKTİLERİ VƏ $F_M(Q^2)$, $F_{\pi\gamma}(Q^2)$ FORMFAKTORLARI

Yüngül psevdoskalyar (pion, kaon) və uzununa poliarizə olunmuş ρ -mezonun elektromaqnit formfaktorları $F_M(Q^2)$ və $\gamma^* + \gamma \rightarrow \pi^0$ keçid formfaktoru "donmuş" qarşılıqlı tə'sir sabiti yaxınlaşmasında, mezonların infraqirmizi renormalon effektlerini nəzərə alan paylanma funksiyalarının (PF) köməyilə hesablanmışdır. Hesablamalarda asimptotik və model PF-dan istifadə olunmuşdur. Adı PF vasitəsilə alınmış nəticələrlə müqayisə aparılmışdır.

Ш.С. Агаев, А.И. Мухтаров, Е.В. Мамедова

ЭФФЕКТЫ ИНФРАКРАСНЫХ РЕНОРМАЛОНОВ НА ФУНКЦИЯХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЛЕГКИХ МЕЗОНОВ M И ФОРМФАКТОРЫ $F_M(Q^2)$, $F_{\pi\gamma}(Q^2)$

Электромагнитные формфакторы $F_M(Q^2)$ легких псевдополярных (пион, каон) и продольно поляризованного ρ -мезона и формфактор перехода $\gamma^* + \gamma \rightarrow \pi^0$ вычислены с помощью приближения «замороженной» константы связи и функций распределения (ФР) мезонов, в которых учтены эффекты инфракрасных ренормалонов. При вычислениях использованы асимптотическая и модельная ФР. Проведено сравнение с результатами, полученными с использованием обычных ФР.

Дата поступления: 24.12.99

Редактор: И.Г. Джсафаров

ОБРАТНЫЕ ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДИОДОВ ШОТТКИ (PtSi+TiW-Al)-nSi

И.М. ЭФЕНДИЕВА, М.А. ГАНБАРЗАДЕ, М.Н. АГАЕВ, Л.К. АБДУЛЛАЕВА

Бакинский Государственный Университет им. М.Э. Расулзаде

Баку, 370145, ул. З. Халилова, 23

Исследованы диоды Шоттки (PtSi+TiW-Al)-nSi в интервале температур 248-458 К и напряжений 0,1-20 В. Сравнение теоретических и экспериментальных вольт-амперных характеристик выявило преобладающую роль туннелирования в области 298-373 К.

Некоторые характерные качества контакта металл-полупроводник (КМП) выявляются при исследовании обратных вольт-амперных характеристик (ВАХ). Приложение больших напряжений может повлиять на значение постоянной Ричардсона. Не исключается возможность зависимости высоты потенциального барьера от напряжения. Влияние сил зеркального отражения и туннельного эффекта в обратных характеристиках проявляется весьма заметно.

В представленной работе приведены результаты анализа обратных вольт-амперных характеристик диодов Шоттки (PtSi+TiW-Al)-nSi, полученных методом магнетронного распыления [1]. Пленки осаждались на кремниевые пластинки n-типа марки КЭФ-07 с ориентацией (111). Диодная матрица содержала 14 диодов, площади которых менялись от 100 до 1400 мкм².

Интерес, проявленный к этим диодам, обусловлен образованием силицида платины. Этот фактор играет немаловажную роль в определении характера процесса переноса носителей через контакт. Образование силицида приводит к смещению границы раздела металл-полупроводник вглубь полупроводника. В результате, граница раздела не подвержена воздействию окружающей среды, вероятность существования диэлектрического зазора и поверхностных электронных состояний сведена к минимуму. Следовательно, при анализе полученных результатов целесообразно использовать модель тесного контакта [2,3].

Применение алюминиевого покрытия (толщиной 1 мк) с целью уменьшения последовательного сопротивления, обладает многими преимуществами: простота и удобство нанесения, высокая проводимость, хорошая адгезия, широкая доступность и низкая стоимость. Однако, большая диффузионная способность Al приводит к его проникновению и образованию в диоде PtSi-nSi в конечном итоге контакта Al-Si, что отрицательно влияет на барьерные свойства диода. В этой связи в диоде (PtSi+TiW-Al)-nSi между пленками PtSi и nSi был расположен аморфный слой TiW, играющий роль диффузионного барьера. Исследования, проведенные методом Оже спектроскопии, выявили отсутствие следов Al на границе раздела PtSi-nSi.

Для более детального исследования диодов Шоттки были получены обратные ВАХ в области напряжений 0,1-20 В и температур 248-458 К. ВАХ, полученные для диодов различных геометрических размеров, очень схожи. Это свидетельствует о том, что геометрические размеры диода не играют существенную роль в формировании данного контакта. Поэтому, мы посчитали целесооб-

разным привести в данной статье ВАХ с размером площади $7 \cdot 10^{-6}$ см² (рис.1).

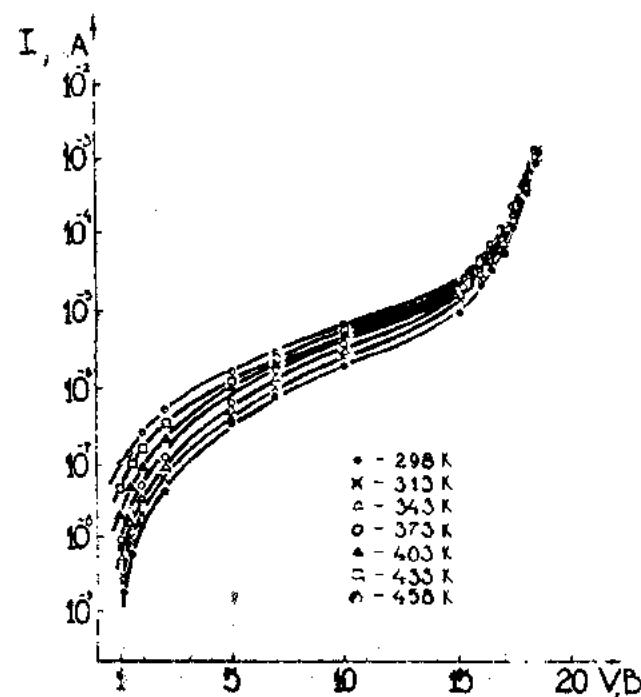


Рис. 1. Обратные ВАХ диодов Шоттки (PtSi+TiW-Al)-nSi, снятые при различных температурах.

Как видно из рисунка, в области напряжений 0,1-2 В ток резко возрастает, затем наблюдается спад скорости роста. При напряжении 15 В снова наблюдается резкое возрастание тока.

Ранее проведенные исследования позволяют предложить возможность участия двух механизмов переноса носителей через КМП: надбарьерного и туннелирования. Для выявления приоритета того или иного механизма нами были получены расчетные ВАХ, вычисленные согласно теории термоэлектронной эмиссии (1), с учетом сил зеркального отражения (2), туннелирования (5), усредненная кривая зависимости тока от напряжения (4) (рис.2).

Как видно из рисунка в области малых напряжений 0,1-6 В усредненная кривая совпадает с экспериментальной. При более высоких напряжениях экспериментальная кривая сравнительно ближе расположена к кривой, рассчитанной с учетом туннелирования.

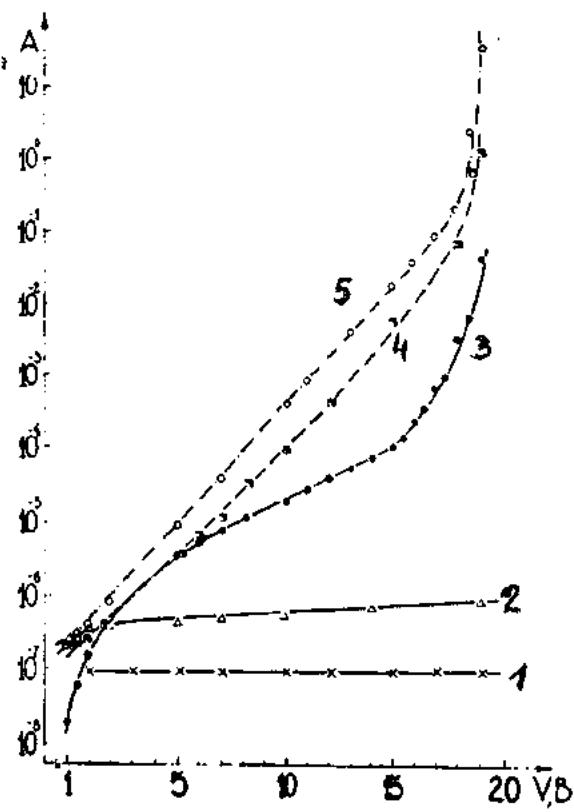


Рис.2. Обратные ВАХ диода Шоттки (PtSi+TiW-Al)-nSi ($T=298$ К) экспериментальные и расчетные:
 Х - термоземисия,
 Δ - с учетом сил зеркального отражения,
 ● - экспериментальная,
 ○ - усредненная,
 ○ - с учетом туннелирования ,

Отсюда можно сделать вывод, что при малых напряжениях оба механизма, а также силы зеркального отражения определяют процесс переноса. При напряжениях более 6 В некоторое преимущество туннелирования ощущимо. С увеличением температуры наклон зависимости уменьшается, что указывает на уменьшение роли механизма туннелирования.

- [1] Ш.Г. Аскеров, М.Н. Агаев, И.М. Эфендиеева и др. "Аморфная металлическая пленка TiW в качестве диффузионного барьера в (PtSi+TiW-Al)-nSi диодах Шоттки". Матер. Респ. конф. "Современные проблемы неорганической и физической химии", Баку, 1997, с. 114 -115.

İ.M. Əfəndiyeva, M.Ə. Qənbərzadə, M.N. Ağayev, L.K. Abdullayeva

(PtSi+TiW-Al)-nSi ŞOTTKİ DİODLARININ ƏKSİNƏ VOLT-AMPER XARAKTERİSTİKALARI

(PtSi+TiW-Al)-nSi Şottki diodları 248-458 K və 0.1-20 V gərginlik intervalında tədqiq edilmişdir. Nəzəri və eksperimental VAX-in müqayisəsi 298-373 K intervalında tunel mexanizminin üstünlük təşkil etməsini aşkar etmişdir.

I.M. Efendiyeva, M.A. Ganbarzadeh, M.N. Agayev, L.K. Abdullayeva

INVERSE VOLT-AMPERE CHARACTERISTICS OF (PtSi+TiW-Al)-nSi SHOTTKY DIODES

The Shottky diodes have been investigated in the temperature region of 248-458 K and the voltages of 0.1-20 V. The comparison of theoretical and experimental volt-ampere (I-U) characteristics has revealed the predominant role of the tunneling in temperature interval of 298-373 K.

Дата поступления: 05.11.99

При наличии механизма термо-полевой эмиссии зависимость тока от напряжения определяется как

$$j \sim \exp(-V/E'_o), \text{ где } E'_o = -\frac{E_{\infty}}{\frac{E_o}{kT} - \ln \frac{E_{\infty}}{kT}}.$$

Величина E_{∞} , определяемая параметрами полупроводника, равна нулю в отсутствии туннелирования. E_o – функция температуры и уровня легирования.

В этой связи нами был проведен анализ экспериментальных результатов. Сравнение экспериментальных значений характеристической энергии E'_o с теоретическими (рис.3) для обратных ВАХ, подтверждает преобладающую роль туннелирования в области температур 298-373 К.

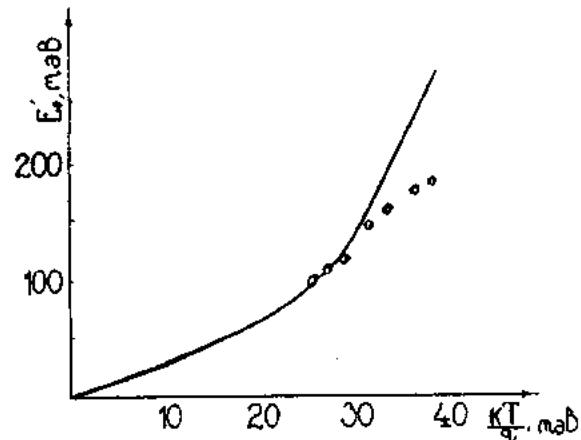


Рис.3. Зависимость характеристической энергии E'_o от температуры.

Анализ результатов исследований, проведенных в области температур 298-458 К, выявил, что при напряжении 20 В наблюдается пробой диода. Отсутствие зависимости напряжения пробоя от температуры свидетельствует о том, что при 20 В наблюдается туннельный пробой.

- [2] В.И. Стриха. Контактные явления в полупроводниках, Киев, Вища школа, 1982, с. 224.
 [3] С.Н. Зи. Физика полупроводниковых приборов. Пер. с англ. Под ред. Р.А. Суриса, М., Мир, 1984, т.1, с.455.

Редактор: З.И. Искендерзаде

INFLUENCE OF POLY(ETHYLENE GLYCOL) WITH DIFFERENT MOLECULAR WEIGHT ON THE ESR SPECTRA OF Mn²⁺ IONS IN THE SYSTEM Mn(NO₃)₂·6H₂O/H₂O/POLY(ETHYLENE GLYCOL)

E.A. MASIMOV, E.G. ISMAILOV, V.I. GUSEINOV

Baku State University

Z. Khalilov, st.23, Baku, 370145, Azerbaijan

The structure of the local arrangement of Mn²⁺ ions in the system PEG/H₂O/Mn(NO₃)₂·6H₂O with the PEG of different molecular weights (200, 300, 400, 1500) in the temperature range 293-363 K was investigated using ESR spectroscopy. It was shown that connection of PEG with Mn²⁺ ions is as in the case of H₂O and has nonvalent character and at higher temperature ($T>343$ K for PEG-200 and $T>315$ K for PEG-1500) the local arrangement of Mn²⁺ ions in this system consists of only the water molecules.

1. INTRODUCTION

The structure and thermodynamic characteristics of Poly(ethylene glycol) (PEG) and its water solutions were widely investigated and are investigated nowadays. It is related both to practical application of PEG and with importance of research of its properties for the decision of fundamental tasks of the theory of solutions of water-soluble polymers. The interest to PEG is stimulated also by its application in molecular biology and biochemistry, where this polymer is widely used in various researches. There are a number of researches on influence of PEG on some processes proceeding in alive objects. It in turn puts a question on study of molecular mechanisms of such influences and opens new prospects in study of physical and chemical properties of PEG and in possibilities of its applications [1,2]. There are data on systems Polymer/Water/Inorganic Salt in the literature in present. Such systems find an application in pharmaceuticals, medicine, etc. Among these systems, the systems PEG/Water/ Inorganic Salt are interesting also that they are capable to division into two liquid phases under certain conditions (temperature, concentrations of components). These biphasic systems are used for division of biomacromolecules, cell particles, viruses and membranes for cleaning substances

from impurities by their distribution between phases [3,4]. In the present work the structure of local arrangement of transition metal ions in the system PEG/H₂O/Mn(NO₃)₂·6H₂O for PEG with different molecular weight and changes in the system at the temperature range 293-363 K using ESR spectroscopy are investigated.

2. EXPERIMENTAL

In this work PEG HO-(CH₂-CH₂-O)_nH with molecular weights 200, 300, 400, 1500 from Loba-Chemie (Austria), the salt Mn(NO₃)₂·6H₂O qualified as "chemically clear" and distilled water as a solvent were used.

ESR spectra were registered using JES-PE-3X radiospectrometer (JEOL, Japan) with the working frequency 9300 MHz. The temperature dependence of the ESR spectra was studied in the range 293-363 K using temperature variator JES-VT-3A.

Theoretical spectra were built using PentiumII-300 MHz computer. Program, which is written by us for this purpose, allows fitting the theoretical spectra to experimental by optimization of parameters using the method of least squares. The derivative spectra were calculated using the formula [5]:

$$\frac{dF(H)}{dH} = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\pi} \left[\sum_{m_1=-I_1}^{+I_1} \sum_{m_2=-I_2}^{+I_2} \dots \sum_{m_N=-I_N}^{+I_N} \frac{\partial f[H - H_{1m_1}(g, \varphi)]}{\partial H} \right] P(g, \varphi) W(g, \varphi) \sin g d\varphi ,$$

where all notions are generally ones and these are described in previous paper [6]. The width of ESR line was determined as $\Delta H = C(1/T_1 + 1/T_2)$, where T_1 and T_2 are spin-lattice and

spin-spin relaxation time, consequently and C – constant. The following expressions [7,8]

$$\frac{1}{T_1} = \frac{32}{25} \Delta^2 \left(\frac{\tau_r}{1 + \omega_0^2 \tau_r^2} + \frac{4\tau_r}{1 + 4\omega_0^2 \tau_r^2} \right) , \quad \frac{1}{T_2} = \frac{16}{25} \Delta^2 \left(3\tau_r + \frac{5\tau_r}{1 + \omega_0^2 \tau_r^2} + \frac{2\tau_r}{1 + 4\omega_0^2 \tau_r^2} \right) ,$$

where τ_r – rotational correlation time, ω_0 – electron spin-resonance frequency, Δ – zero field splitting, were used in written program for calculating the width of the Mn²⁺ ESR lines.

3. RESULTS AND THEIR DISCUSSION

The water solutions of salts Mn(II) characterized by well-described sextet of ESR lines, width and relative intensity

which are very sensitive to changes of geometry and structure of a local environment of an Mn(II) ion [8]. The introduction at room temperature of PEG in a solution Mn(NO₃)₂·6H₂O/H₂O results in distortion of an initial spectrum. The spectrum, measured at room temperature, is not described satisfactorily by uniform set of magnetic-resonance parameters (MRP) and represents, at least, superposition of two signals concerning to various paramagnetic centres of the ions Mn²⁺. These paramagnetic centres represent ions Mn²⁺ with a various local

environment, i.e. complexes $[\text{Mn}(\text{H}_2\text{O})_6]^{2+}$ and complexes of a kind $[\text{Mn}(\text{H}_2\text{O})_{6-n}(\text{PEG})_n]^{2+}$, where $n=1,2$. It is clear, that the percentage of these complexes variously and depends on the contents in system of PEG, H_2O and $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$.

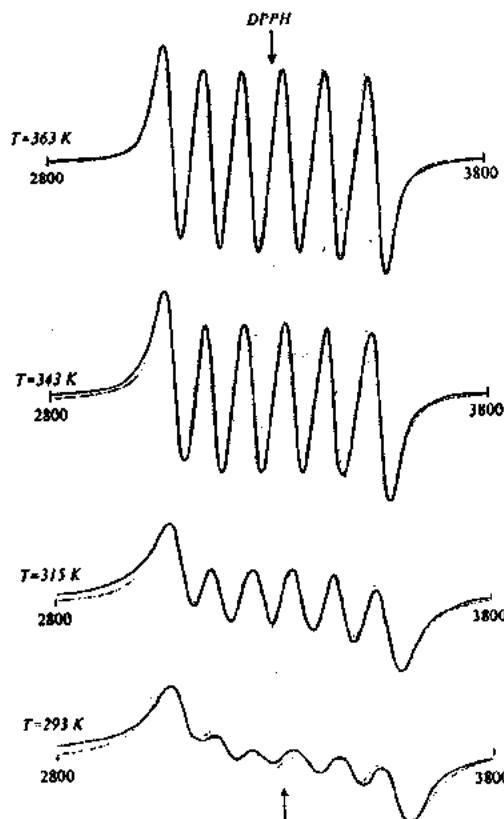


Fig.1. Temperature dependence of ESR spectra of the system $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}/\text{PEG}-200$: continuous line – experimental spectra measured at temperature range 293-363 K and $C_{\text{Mn}}=0.2 \text{ mol/l}$, $C_{\text{PEG}}=0.1 \text{ mol/l}$; dashed line – calculated with Lorenz type of individual line shape and with magnetic-resonance parameters given in table.

The analysis of ESR spectra of system $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}/\text{PEG}$ shows, that at room temperature these spectra for PEG of various molecular weights are practically identical. The distinction in influence of PEG with different molecular weights is precisely traced with increase of measurement temperature of ESR signals of these systems.

At fig.1 and fig.2 the experimental ESR spectra of systems $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}/\text{PEG}$ are given for various temperatures of measurement and their theoretically designed variants in the assumption of Lorenz type of line form. The analysis of the signal form from PEG-200 (fig.1) and PEG-1500 (fig.2) at various temperatures shows the following: for ESR spectra registered at low temperatures (293-343 K for PEG-200 and 293-315 K for PEG-1500) it fails to pick up uniform MRP, with which the designed spectrum coincides with experimental. It means, that for these temperatures the spectrum of system is a superposition of several spectra. Nevertheless we for each temperature have tried to pick up uniform values of magnetic-resonance parameters (see table) and to calculate these spectra as single, so that to give the nearest by the form of theoretical to experimental spectrum. As it is visible from figures 1 and 2, as the temperature is

Table. Magnetic-resonance parameters obtained by computer simulation of ESR spectra at $C_{\text{Mn}}=0.2 \text{ mol/l}$, $C_{\text{PEG}}=0.1 \text{ mol/l}$

$\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}/\text{PEG}-200$			
T, K	$g, \pm 0.001$	$A, \pm 0.5 \text{ Gs}$	$\Delta H, \pm 1 \text{ Gs}$
293	1.995	95.5	90
315	1.995	95.5	70
343	1.999	95.5	47
363	1.999	95.5	40
$\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}/\text{PEG}-1500$			
T, K	$g, \pm 0.001$	$A, \pm 0.5 \text{ Gs}$	$\Delta H, \pm 1 \text{ Gs}$
303	1.998	95.5	84
315	2.000	95.5	66
325	2.000	95.5	54
335	2.000	95.5	46
345	1.998	95.5	44
363	1.998	95.5	42

higher the coincidence of experimental and designed with uniform set of MRP theoretical spectra is better. At temperatures 343-363 K for PEG-200 and 315-363 K for PEG-1500 the theoretical and experimental spectra completely coincide. Such behaviour of system $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}/\text{PEG}$ is possible to explain as follows. From the literature it is known [8], that the time of life of a water molecule in the coordination sphere of an Mn^{2+} ion is equal to 10^{-7} s . Means, in pure

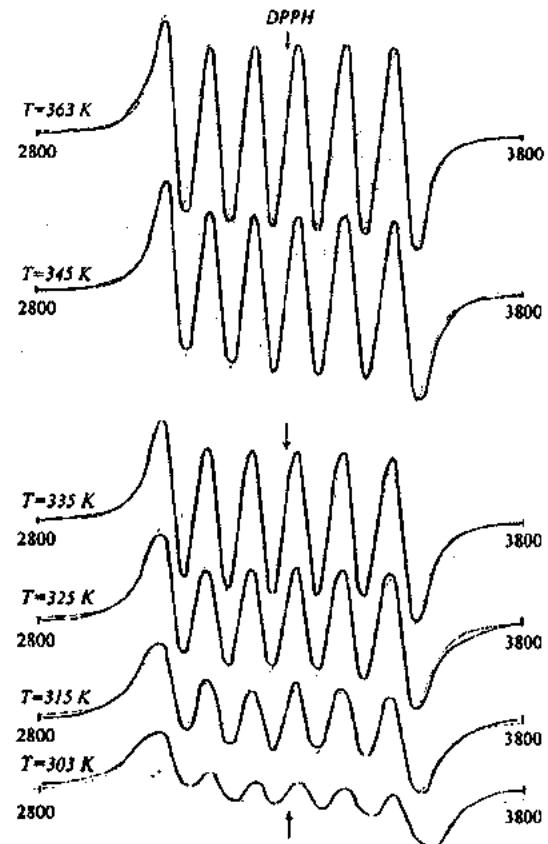


Fig.2. Temperature dependence of ESR spectra of the system $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}/\text{PEG}-1500$: continuous line – experimental spectra measured at temperature range 293-363 K and $C_{\text{Mn}}=0.2 \text{ mol/l}$, $C_{\text{PEG}}=0.1 \text{ mol/l}$; dashed line – calculated with Lorenz type of individual line shape and with magnetic-resonance parameters given in table.

water solution aquacomplexes of an Mn²⁺ ion have the not rigidly connected structure, and there is a continuous fast exchange between the water molecules of aquacomplexes and volumetric water. In the presence of PEG in solution, there is the exchange process with participation also of PEG molecules. Thus, in this case we have also the PEG-containing complexes, where the connection of PEG molecules to Mn²⁺ ion is carried out through oxygen atoms of a PEG molecule. However mobility of PEG molecules owing to their large sizes is much less than mobility of water molecules. Therefore PEG molecules first participate in an exchange less effectively, than the molecules of water, secondly, having built in the first coordination sphere of metal ion, cannot long move with a complex at high temperatures. From told follows, that at low temperatures, formation of complexes of PEG molecules with Mn²⁺ ion is facilitated in comparison with high temperatures. At low temperatures there are complexes of various structures ($[\text{Mn}(\text{H}_2\text{O})_6]^{2+}$ and $[\text{Mn}(\text{H}_2\text{O})_{6-n}(\text{PEG})_n]^{2+}$, where $n=1;2$), giving various ESR spectra. With increase of temperature the probability of the formation of complexes of

PEG with Mn²⁺ decreases, and the formation of water complex $[\text{Mn}(\text{H}_2\text{O})_6]^{2+}$ is more probably. It explains the complete coincidence between experimental and designed with a uniform set of MRP spectra at high temperatures. Furthermore, we take into account the lower temperature limit of existence of various complexes for PEG-1500 (315 K) in comparison with PEG-200 (343 K), as PEG-1500 is much more heavy and has the large geometrical size, than PEG-200. At the fixed contents of the initial components the percentage of complexes with different number of PEG molecules in the coordination sphere of a metal ion and of pure water complexes depends on temperature. With increase of temperature the equilibrium is displaced in the direction of formation of pure water complexes. With return cooling of system $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}/\text{PEG}$ down to room temperature, its ESR spectrum accepts an initial kind. From here follows that with the formation of complexes in the investigated system the connection of Mn²⁺ ions with PEG as with H₂O has non-valent character.

-
- [1] E.A. Bekturov, Synthetic Water-soluble Polymers in Solution, Huethig & Wepf Verlag, Basel, Germany, 1986, p.135ff.
 - [2] V. Fischer, W. Borchard, and M. Karas. J. Phys. Chem., 100, 1996, 15992-15999.
 - [3] I.N. Topchieva. Uspekhi Khimii, v. XLIX, № 3, 1980, 494-517.
 - [4] S.P. Rojkov. Jurnal Fizicheskoy Khimii, v. 70, № 11, 1996, pp. 1982-1986.
 - [5] A.V. Ilyasov, I.D. Morozova, A.A. Vafina, M.B. Zuev. Spektri EPR i stereokhimia fosforsoderjashikh svobodnikh radikalov, Nauka, Moscow, 1985.
 - [6] E.A. Masimov, V.I. Guseinov, E.G. Ismailov. Bakı Universitetinin Heberleri, № 4, 1998, (in a seal).
 - [7] S. Ristori, E. Ottomani, M. Romanelli, and G. Martini. J. Phys. Chem., v. 99, 1995, pp. 17886-17890.
 - [8] G.P. Vishnevskaja. "Electron Relaxation and Resonance of Paramagnetic Ions in Solutions", in the Collection of the survey articles: "Radiospectroscopy of Condensed Matter", "Science", Moscow, 1990, p.13-45.

Е.Ә. Мәсімов, Е.Н. Ысмайлов, В.İ. Hüseyinov

MÜXTƏLİF MOLEKULYAR KÜTLƏLİ POLİETİLENQLİKOLUN $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}/$ POLİETİLENQLİKOL SİSTEMİNDE Mn^{2+} İONLARININ EPR SPEKTRLƏRİNƏ TƏ'SİRİ

EPR spektroskopiyasının tətbiqi ilə, tərkibində müxtəlid molekulyar kütləli PEQ (200,300,400,1500) olan, $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2\text{O}/\text{PEQ}$ sistemində 293-363 K temperatur intervalında Mn^{2+} ionlarının lokal ətrafinın quruluşu tədqiq edilmişdir. Gösterilmişdir ki, PEQ Mn^{2+} ilə H_2O molekülləri kimi rabitələnir, və bu rabitə qeyri valent xarakteri daşıyır. Yüksek temperaturlarda ($T>343$ K PEQ-200 üçün və $T>315$ K PEQ-1500 üçün) bu sistemində Mn^{2+} ionlarının lokal ətrafi yalnız su moleküllərindən ibarətdir.

Э.А. Масимов, Э.Г. Исмаилов, В.И. Гусейнов

ВЛИЯНИЕ ПОЛИЭТИЛЕНГЛИКОЛА С РАЗЛИЧНЫМИ МОЛЕКУЛЯРНЫМИ МАССАМИ НА ЭПР СПЕКТРЫ ИОНОВ Mn²⁺ В СИСТЕМЕ $\text{Mn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}/\text{ПОЛИЭТИЛЕНГЛИКОЛЬ}$

С использованием ЭПР спектроскопии в температурном интервале 293-363 К исследована структура локального окружения ионов Mn²⁺ в системе ПЭГ/H₂O/Mn(NO₃)₂·6H₂O с ПЭГ различных молекулярных масс (200, 300, 400, 1500). Показано, что ПЭГ связывается с Mn²⁺ подобно H₂O, и эта связь имеет невалентный характер. При высоких температурах ($T>343$ К для ПЭГ-200 и $T>315$ К для ПЭГ-1500) локальное окружение ионов Mn²⁺ в этой системе состоит только из молекул воды.

ГАММА-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ РЕШЕНИЯ РАДИОЭКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

**К.К МАМЕДОВ, Н.А. КЕРИМОВ, В.Г. БАДАЛОВ, Я.Г. ГУСЕЙНАЛИЕВ, М.И. МЕХТИЕВ,
Ш.А. ХУРШУДОВ, Л.М. МАМЕДОВА**

*Азербайджанское Национальное Аэрокосмическое Агентство
Баку, 370106, пр. Азадлыг, 159*

В работе приводятся результаты по построению сцинтилляционного спектрометрического комплекса, позволяющего обнаруживать и регистрировать излучения радиоактивных γ -источников, находящихся в составе природных образований в энергетическом диапазоне 0,05÷3 МэВ, а также результаты исследований энергетического спектра и других физических характеристик ряда источников γ -излучений, часто встречающихся в окружающей среде.

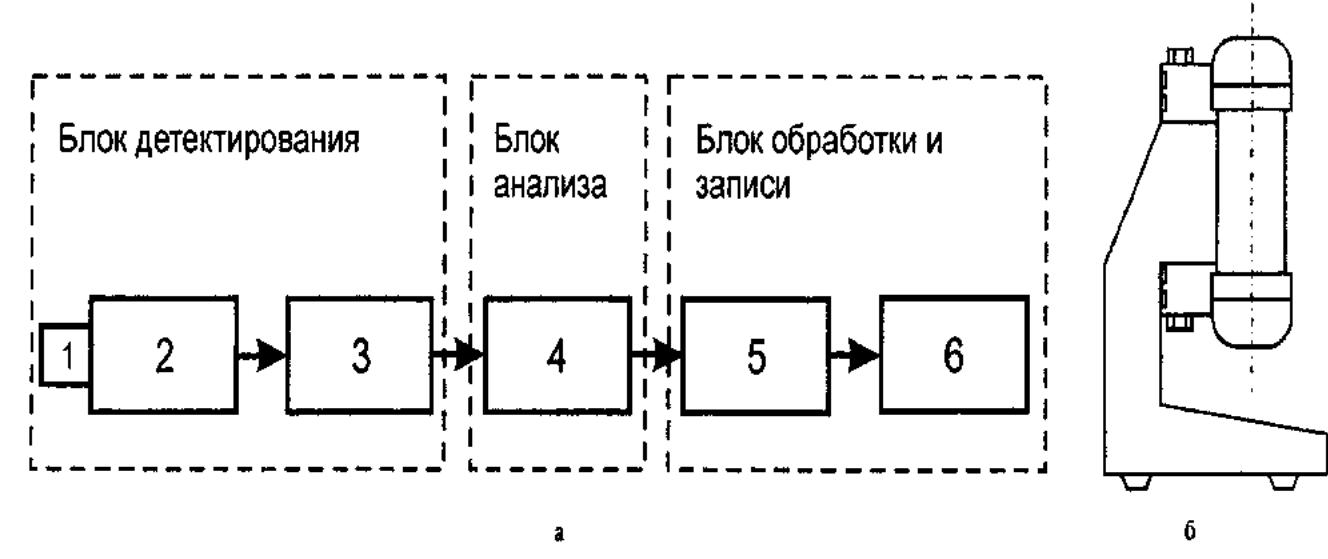
ВВЕДЕНИЕ.

Разработан и построен сцинтилляционный гамма-спектрометрический комплекс, позволяющий обнаруживать и регистрировать γ -излучения радиоактивных источников, как техногенного, так и естественного происхождения, определить их радионуклидные составы и активности, в энергетическом диапазоне 0,05÷3 МэВ. Комплекс построен на современной элементной базе, полностью автоматизирован, имеет математическое и программное обеспечение. Спектрометрический комплекс может быть успешно использован для создания радиоэкологического мониторинга, в санитарно-эпидемиологических, таможенных и иных службах с целью определения уровня радиоактивного загрязнения в пробах (образцах), взятых из исследуемых объектов, а также радиационного фона в природной среде. В работе приводится блок-схема

и описывается принцип работы спектрометрического комплекса, а также результаты по исследованию энергетического спектра некоторых радиоактивных γ -источников.

БЛОК-СХЕМА И ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ СПЕКТРОМЕТРА.

Как видно из рис.1а, в состав спектрометрического комплекса входят три основных блока: блок детектирования, состоящего из сцинтилляционного датчика – монокристалла NaJ, легированного 0,1 % Tl, фотоэлектронного умножителя ФЭУ-82; усилителя и формирователя сигнала (УФС), блока анализа - анализатор типа АИ-1024-17, блоков обработки результатов и записи результатов информации.



*Рис. 1. а - блок схема спектрометра: 1 - монокристалл NaJ (0.1 %Tl), 2 - ФЭУ-82, 3 - УФС, 4 - анализатор АИ-1024-17, 5 - компьютер IBM PC-486, б - принтер.
б - защитная оболочка.*

Спектрометр работает в импульсном режиме, при котором процесс регистрации и идентификации источников γ -излучения состоит из следующих этапов: энергия первичного γ -кванта (E_γ), попавшего на поверхность кристалла, полностью (или частично) поглощается в сцинтилляторе. Возбужденные молекулы сцинтиллятора при возвращении в основное состояние излучают вторичные кванты – световые импульсы в оптическом диапазоне

$\lambda_{\text{vis}}=415$ нм, которые попадают на фотокатод ФЭУ. Первичные электроны, выбитые с фотокатода, размножаются на диодах ФЭУ. Выходные импульсы с анода ФЭУ преобразуются в импульсы напряжения (тока) и поступают на вход эммитерного повторителя, где эти сигналы усиливаются и формируются. Далее эти импульсы поступают на вход анализатора АИ-1024, с помощью которого они стандартизируются по амплитуде и длительности,

затем они поступают в компьютер типа ГВМ-486, управляющий всем процессом измерения и обработки результатов по специальной программе, разработанной для этой цели. При необходимости во время измерения блок детектирования помещается вовнутрь свинцовой защитной оболочки («домика») рис.1б, толщиной 5 см, которая на $\approx 90\%$ уменьшает радиационный фон. Для подавления влияния тепловых нейтронов, характеристического излучения и вторичных электронов, защитная оболочка с внутренней стороны покрыта слоями Cd, Si и Al толщиной 1,5 мм каждый.

ГАММА-ИСТОЧНИКИ И ПРИНЦИП РЕГИСТРАЦИИ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОГО КОМПЛЕКСА.

Следует отметить, что почти все радиоактивные распады сопровождаются γ -излучением [1-5]. Взаимодействие γ -лучей с веществом (средой) существенно отличается от взаимодействий заряженных частиц и носит чисто квантовый характер. Длина пробега γ -лучей в веществах уступает лишь некоторым частицам (мюонам и нейтрино). На основе энергетического спектра можно получить очень полезную информацию об источниках γ -излучений и об объектах, с которыми эти лучи взаимодействуют по пути прохождения до системы регистрации. Достигаемые эксплуатационные параметры и выбор структурных элементов спектрометрического комплекса зависит от механизмов поглощения γ -лучей в сцинтилляторе. Известно [1,2], что если γ -лучи с интенсивностью J_0 проходят расстояние d в сцинтилляторе, то их ослабление определяется по закону $J=J_0 e^{-\mu d}$ (μ - линейный коэффициент поглощения). Однако, часто вместо μ используется параметр μ/ρ (ρ - массовая плотность), которая не зависит от физического состояния поглотителя и, в конечном счете, определяется эффективным сечением (σ) поглощения: $\mu/\rho=\sigma N_A/Z_{\text{эфф}}$, где N_A - число Авогадро и $Z_{\text{эфф}}$ - эффективная атомная масса. Согласно экспериментальным данным [1-5] μ в кристаллах NaJ(Tl) состоит из трех компонентов:

$$\mu = \mu_\phi + \mu_k + \mu_p \quad , \quad (1)$$

где компоненты μ_ϕ , μ_k и μ_p связаны с процессами фотоэлектрического поглощения, комптоновского рассеяния и парообразования в результате взаимодействия γ -квантов с материалом сцинтиллятора. При энергиях $E_\gamma \leq 0,5$ МэВ, $\mu/\rho \sim Z_{\text{эфф}}^4$; $E_\gamma \gg 1,02$ МэВ, $\mu/\rho \sim Z_{\text{эфф}}^{-1}$, а при промежуточном интервале $\mu/\rho \sim Z_{\text{эфф}}$. Для NaJ(Tl) $Z_{\text{эфф}} = 51$.

Эффективность и энергетическое разрешение спектрометра были определены на основе калибровочных измерений. Полная эффективность (ϵ), как отношение

числа квантов зарегистрированных детектором к числу квантов, попавших на поверхность кристалла, в общем виде имеет вид:

$$\epsilon(E\gamma) = \frac{\int \{1 - \exp[-\mu(E)d]\} d\Omega}{\int d\Omega} \quad , \quad (2)$$

где Ω - телесный угол, под которым виден полезный объем кристалла.

Во время эксперимента для каждого конкретного случая с учетом параметров детектора и источника, а также их взаимного расположения зависимость (2) приводилась к более конкретному виду [2].

Энергетическое разрешение (R) спектрометра, определяемое как отношение ширины спектра к энергии γ -кванта на полувысоте пика полного поглощения (ППП), связано с рядом факторов, начиная от поглощения первичного кванта до формирования импульса напряжения на выходе тракта УФС. С учетом всех обстоятельств, существенно влияющих на энергетическое разрешение, для R имеем:

$$R = 236 \sqrt{\frac{1}{fN_s} \cdot \frac{k}{k-1}} \quad , \quad (3)$$

где f - фактор сбора фотоэлектронов на первом диоде, $k=2,6$ - коэффициент вторичной эмиссии диодов $N_s = E_\gamma/\epsilon$. При $E_\gamma = 661,6$ кэВ, $R = 8\%$.

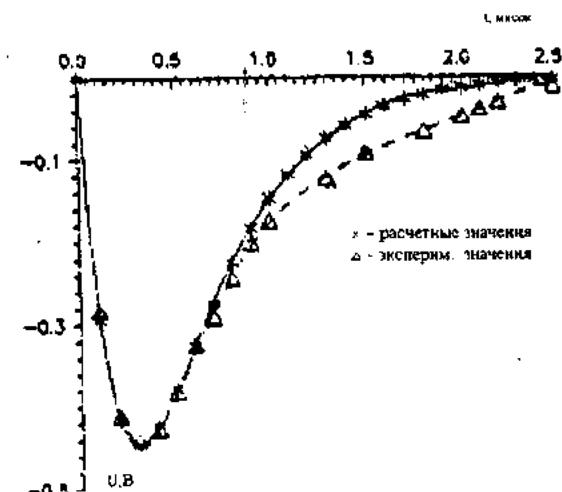


Рис.2. Зависимость импульса напряжения от времени

Форма выходного сигнала (импульса напряжения) сцинтиллятора, наряду с другими физическими параметрами, определяет выбор режима спектрометрического тракта $u(t)$ имеет следующий аналитический вид [2,6,7]:

$$u(t) = \frac{qN_s}{C} \cdot \frac{1}{t_0/\tau - 1} [\exp(-t/t_0) - \exp(t/\tau)] \quad , \quad (4)$$

где C - емкость конденсатора, q - заряд, t_0 - среднее время жизни возбужденной молекулы, τ - время релаксации.

На рис. 2. представлена зависимость $u(t)$ для сцинтиллятора NaJ(Tl) размером 63x63 мм, полученной экспери-

ментально от источника ^{137}Cs и теоретически вычисленная [2] по формуле (4), где видны их удовлетворительные согласия.

РЕЗУЛЬТАТЫ КАЛИБРОВКИ СПЕКТРОМЕТРА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ НЕКОТОРЫХ γ -ИСТОЧНИКОВ.

При γ -спектрометрировании с помощью NaJ(Tl) очень важным является точное установление формы ППП, на которых отражаются механизмы поглощения γ -квантов в сцинтилляторе.

На рис.3 представлены гамма-спектры радиационного фона в помещении (рис.3а), где установлен γ -спектро-

метр и источников ^{137}Cs , ^{60}Co и ^{22}Na (рис.3б), ППП, которые имеют гауссовую форму:

$$g(n) = \frac{S}{\sqrt{\pi} \delta} \exp\left(-\frac{(n - n_o)^2}{2\delta^2}\right), \quad (5)$$

где S - площадь под ППП, δ - среднеквадратичное отклонение величины n от его среднего значения n_o (n_o - номер канала соответствующего максимуму интенсивности спектра).

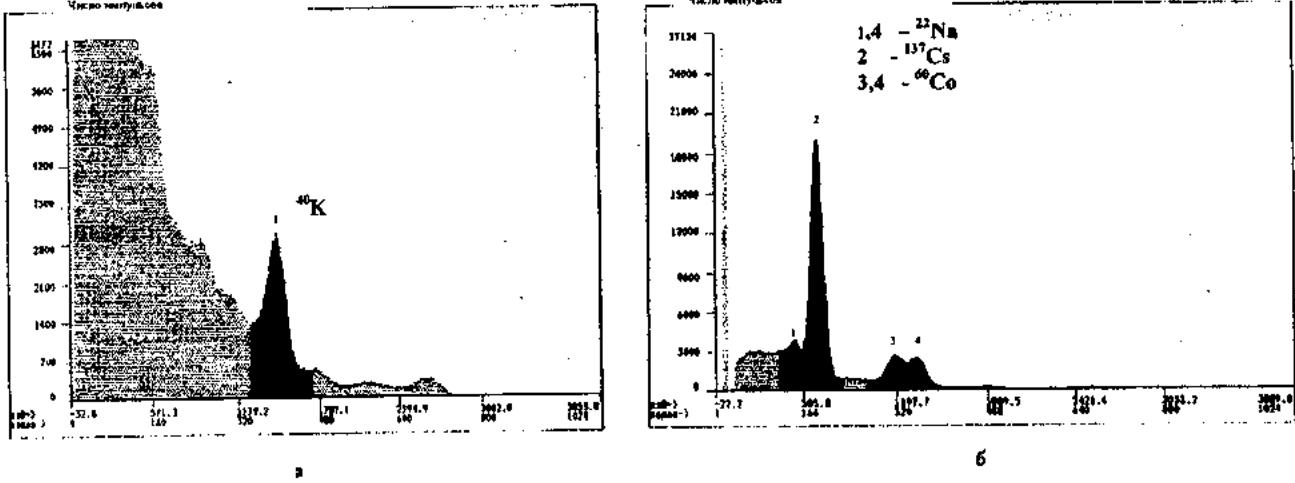


Рис.3. а - радиационный фон в лаборатории; б - гамма-спектр источников типа ОСТИ.

Известно [4], что для нормального распределения $\Delta E_{1/10} / \Delta E_{1/2} \leq 2$, что имеет место для полученных нами спектров.

Для вычисления $\varepsilon(E)$, согласно его определению, число γ -квантов, попавших на поверхность сцинтиллятора, рассчитывалось по закону $N = N_o 2^{-t/T_{1/2}}$ (N_o - число радиоактивных ядер при $t = 0$), а число зарегистрированных импульсов - как сумма импульсов по всем каналам анализатора АИ-1024. Рассчитана фотоэфективность спектрометра, определяемая как отношение число импульсов под ППП к общему числу квантов. При этом расчеты проводились с учетом геометрии конкретного эксперимента [2,3].

На рис. 4 представлены рассчитанные и экспериментальные значения $\varepsilon(E)$ для детектора на кристалле NaJ(Tl) (63x63 мм), что показывает их удовлетворительное согласие. Энергетические разрешения экспериментально определены, исходя из равенства

$$R = \frac{\Delta E_{1/2}}{E_{\max}} \cdot 100\% = \frac{\Delta N_{1/2}}{N_{\max}} \cdot 100\%, \quad \text{где через}$$

$\Delta E_{1/2}$ и $\Delta N_{1/2}$ обозначены, соответственно, энергетическая ширина на полувысоте при E_{\max} и число каналов, попавших под ППП при ее полувысоте, а N_{\max} - номер канала при максимуме пика.

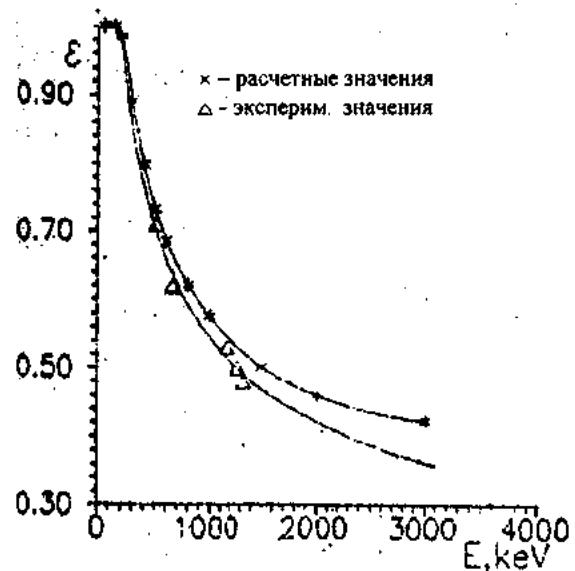


Рис.4. Эффективность для детектора 63 x63 мм

В таблице приводятся основные характеристики источников ОСГИ, используемые в наших экспериментах, а также некоторые параметры построенного и откалиброванного нами спектрометра.

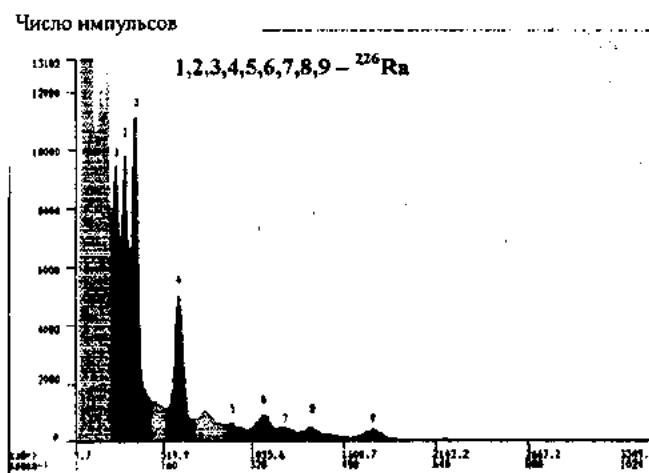
Следует отметить, что изучение аппаратурного спектра уранорадиевого семейства $U(^{226}\text{Ra})$ дает очень полезную информацию относительно параметров спектромет-

Таблица 1. Основные характеристики исследованных источников и параметры γ -спектрометра.

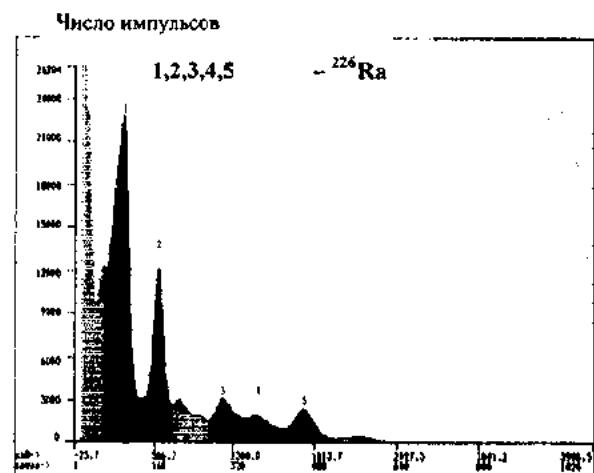
Радионуклид	Характеристики источников ОСГИ			Параметры гамма-спектрометра					
	Активность, Бк	Энергия γ -квантов, кэВ	Период полураспада $T_{1/2}$, год	Энергетическое разрешение, R, %	Эффективность, ϵ_1	Фоточастота, P_i	Фотоэффективность, ϵ_p	Полиэффективность, ϵ	Размеры детектора, мм
^{137}Cs	86000	661,6	30,174	7,8	0,62	0,45	0,28	0,64	
^{22}Na	8350	511 1274,5	2,559	9,0 6,0	0,71 0,58	0,49 0,26	0,35 0,13	0,63	
^{60}Co	23600	1173,2 1332,5	5,271	6,2 5,9	0,53 0,48	0,28 0,25	0,15 0,12	0,51	
^{137}Cs	86000	661,6	30,174	12,6	0,90	0,60	0,54	0,93	
^{22}Na	8350	511 1274,5	2,559	13,9 9,9	0,92 0,80	0,61 0,42	0,56 0,34	0,80	
^{60}Co	23600	1173,2 1332,5	5,271	10,5 9,7	0,82 0,79	0,43 0,41	0,36 0,33	0,82	150 x 100

ра, а также по методике проведения экспериментов и обработки результатов. С этой целью нами изучен энергетический спектр $U(^{226}\text{Ra})$ с помощью двух детекторов, имеющих различные размеры. Экспериментальные исследования показали, что спектрограммы $U(^{226}\text{Ra})$ хорошо повторяют друг друга. Тем не менее, в детекторе

63x63 мм основные γ -линии изученного образца проявляются более четко (рис.5), что обусловлено высокой энергетической разрешающей способностью детектора указанного типа. Отметим также, что высокие энергетические разрешения γ -спектрометров очень важны при решении радиоэкологических задач [3].



а



б

Рис.5. а - энергетический спектр ^{226}Ra , снятый с детектора 63x63 мм; б - энергетический спектр ^{226}Ra , снятый с детектора 150x100 мм.

ВЫВОДЫ

1. Разработан и построен γ -спектрометр на базе монокристалла $\text{NaJ}(0,1\% \text{ Tl})$, позволяющий обнаруживать и регистрировать γ -излучения в энергетическом диапазоне от 0,05 до 3 МэВ. Спектрометрический комплекс полностью автоматизирован и имеет математическое и программное обеспечение.

2. Исследованы энергетические спектры образцовых эталонных источников ОСГИ ^{137}Cs , ^{60}Co и ^{22}Na , а также $U(^{226}\text{Ra})$, определены их основные спектрометрические характеристики.

3. Теоретически рассчитаны и экспериментально определены основные параметры спектрометра - эффективность, энергетические разрешения и другие характеристики спектрометра по исследованию энергетических спектров образцовых гамма-источников.

[1] M. Ishii, M. Kobayashi. KEK Preprint 92-10 April, 1992 N, p. 66.

[2] А.Ш.Мехтиев, К.К.Мамедов, Н.А.Керимов, Ф.А.Асланов, Я.Г.Гусейналиев, В.Г.Бадалов, М.И.Мехтиев,

- А.А. Байрамов, Ш.А. Хуршудов, Л.М. Мамедова.* АНАКА, Препринт №141, 1996, с. 29.
- [3] *К.К. Мамедов, Н.А. Керимов, В.Г. Бадалов, Я.Г. Гусейналиев, М.И. Мехтиев, Л.М. Мамедова.* В сб. Материалы второй республиканской научно-практической конференции «Азербайджан на пороге XXI века», Баку, 1998, с. 200-202.
- [4] *Н.Г. Волков, В.А. Христофоров, Н.П. Ушакова.* «Методы ядерной спектрометрии», М.:Энергоатомиздат, 1990, с. 256.
- [5] *Н.Г. Гусев, П.П. Дмитриев.* «Квантовые излучения радиоактивных нуклидов», М.:Атомиздат, 1977, с.350.
- [6] *Р.М. Коган, И.М. Назаров, Ш.Д. Фридман.* «Основы гамма-спектрометры природных сред», М.: Атомиздат, 1976, с. 368.
- [7] *В.В. Матвеев, Б.И. Хазанов.* «Приборы для измерения ионизирующих излучений», М.:Атомиздат, 1972, с. 694.

Q.Q. Məmmədov N.A. Kərimov, V.H. Bədalov, Y.H. Hüseynəliyev, M.I. Mehdiyev, Ş.Ə. Xurşudov, L.M. Məmmədova

RADIOEKOLOJİ MƏSƏLƏLƏRİN HƏLLİNĐƏ İSTİFADƏ OLUNA BİLƏN QAMMA-SPEKTROMETR KOMPLEKSİ

Məqalədə ətraf mühitdən götürülmüş nümunələrde radioaktiv mənbələrin $0,05+3$ MeV enerji diapazonunda şüalanmalarının spektrini və başqa fiziki parametrlərini tə'yin etməyə imkan verən spektrometr kompleksinin qurulması və bir neçə radioaktiv mənbələrin enerji spektrinin öyrənilməsindən bahs olunur.

K.K. Mamedov, N.A. Kerimov, V.G. Badalov, Ya.G. Guseynaliev, M.I. Mekhtiyev, Sh.A. Khurshudov, L.M. Mamedova

GAMMA-SPECTROMETRIC COMPLEX FOR SOLUTION RADIO-ECOLOGICAL PROBLEMS

In this paper there were presented the results of construction the stiltillation spectrometric complex for detect gamma-redition from natural sources in the energy range of gamma-ray $0.05+3$ MeV and the results of study energetic spectrum and other physical characteristics of number gamma-sources often occuring in enviromental.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ МОЛЕКУЛЫ [НУР³]МЕТ-ГАЛЛАТОСТАТИНА

Л.И. ВЕЛИЕВА, И.Н. АЛИЕВА, Д.И. АЛИЕВ, Н.М. ГОДЖАЕВ

Бакинский Государственный Университет им. М.Э. Расулзаде

370145, г. Баку, ул. З. Халилова, 23

Методом теоретического конформационного анализа изучено пространственное строение молекулы [Нур³]Мет-галлатостатина - нейропептида, выделенного из некоторых видов насекомых. Изучена конформационная подвижность боковых цепей составляющих молекулу аминокислотных остатков. Показано, что низкоэнергетические конформационные состояния молекулы представлены структурами со свернутыми формами N-концевого пентапептидного фрагмента молекулы.

ВВЕДЕНИЕ

Галлатостатины - нейропептиды выделенные из экстрактов насекомых - "Calliphora vomitoria", "Periplaneta americana" и "Diptoptera punctata" относятся к семейству соединений, функциональная активность которых связана с их способностью ингибировать синтез и выделение ювенильных гормонов [1-2]. Исследования структуры и свойств таких соединений, проведенные до настоящего времени, позволили установить, что функциональные особенности галлатостатинов связаны с наличием в их первичной структуре специфической последовательности аминокислотных остатков Gly-Pro-Pro-Tyr-Asp-Phe-Gly-Met-NH₂, названной Met-галлатостатином. Замена пролина его гидроксилированным аналогом в молекуле Met-галлатостатина ([Нур³]Мет-галлатостатин) приводит к резкому увеличению ингибиторных свойств этого соединения. Указанный фактор сыграл определяющую роль при выборе [Нур³]Мет-галлатостатина в качестве объекта исследований при изучении методом теоретического конформационного анализа пространственного строения и молекулярных механизмов функционирования соединений указанного семейства.

МЕТОД РАСЧЕТА

В методе теоретического конформационного анализа исследуемый объект рассматривается в виде системы взаимодействующих между собой атомов, устойчивые состояния которой соответствуют минимальным значениям внутримолекулярной конформационной энергии всей молекулы. Энергия такой системы представлена в виде аддитивной суммы независимых энергетических вкладов парных невалентных ($E_{\text{нев.}}$), электростатических ($E_{\text{эл.}}$) взаимодействий атомов, энергии образования водородной связи и торсионной энергии ($E_{\text{тор.}}$), обусловленной заторможенным вращением групп атомов вокруг одинарных связей основной и боковых цепей составляющих молекулу аминокислотных остатков (двугранные углы ω , ϕ , ψ и χ). Для расчетов энергии указанных типов взаимодействий атомов использованы потенциальные функции, параметры для которых взяты из работ [3-4]. Такие потенциальные функции описывают взаимодействия парных атомов независимо от их окружения и определяются химическими типами атомов и расстояниями между их центрами.

Поиск минимумов конформационной энергии молекулы, соответствующих ее устойчивым, физиологически активным состояниям, осуществлялся с помощью метода сопряженных градиентов по программе расчета конформаций биополимеров, приведенной в [5]. Для описания конформационного состояния молекулы используется система идентификаторов, включающая понятие форм и шейпов аминокислотных остатков. Символом X_{ij} обозначают формы основной цепи остатка (R,B,L,P), соответствующие различным значениям двугранных углов φ и ψ : R ($\varphi, \psi = -180^\circ \pm 0^\circ$), B ($\varphi = -180^\circ \pm 0^\circ, \psi = 0^\circ \pm 180^\circ$), L ($\varphi, \psi = 0^\circ \pm 180^\circ$) и P ($\varphi = 0^\circ \pm 180^\circ, \psi = -180^\circ \pm 0^\circ$), где $i, j = 11, \dots, 12, \dots, 13, \dots, 21, \dots$ и т.д. отвечают положениям боковой цепи (X_1, X_2, \dots); индекс 1 соответствует значениям углов в интервале $0^\circ \pm 120^\circ$, индекс 2 - $120^\circ \pm -120^\circ$, а индекс 3 - $-120^\circ \pm 0^\circ$. Свернутые и развернутые формы основной цепи описываются шейпами f и e, соответственно. Шейпы свернутого типа (f) образованы формами основной цепи R-R, R-B, B-L, L-L, B-P, L-P, P-R, P-B, а шейпы развернутого типа (e) B-B, B-R, R-L, L-B, R-P, P-L, P-P, L-P. Все конформации группируются по формам основной цепи, а формы - по шейпам. Число шейпов у фрагмента из n остатков равно 2^{n-1} , число форм в каждом шейпе определяется количеством комбинаций R, B, L и P форм.

На рис. 1 приведена расчетная модель молекулы [Нур³]Мет-галлатостатина с обозначением всех переменных параметров и схема поэтапного расчета, включающая независимое исследование три- и пентапептидных фрагментов. Такой подход позволяет свести решение полной конформационной задачи к последовательному нахождению геометрических параметров, соответствующих низкоэнергетическим состояниям отдельных фрагментов исследуемой молекулы. Результаты каждого этапа исследований представляют самостоятельный интерес и, в конечном итоге, позволяют установить набор низкоэнергетических структур для всей молекулы.

Нулевые приближения для начальных конформационных состояний независимых фрагментов формировались из R, B форм основной цепи Pro и Нур B, R, L и P форм остатков Gly, Tyr, Asp, Phe и Met при различных конформационных положениях их боковых цепей, соответствующих низкоэнергетическим конформациям метиламидов-N-ацетил- α -аминокислот [6].

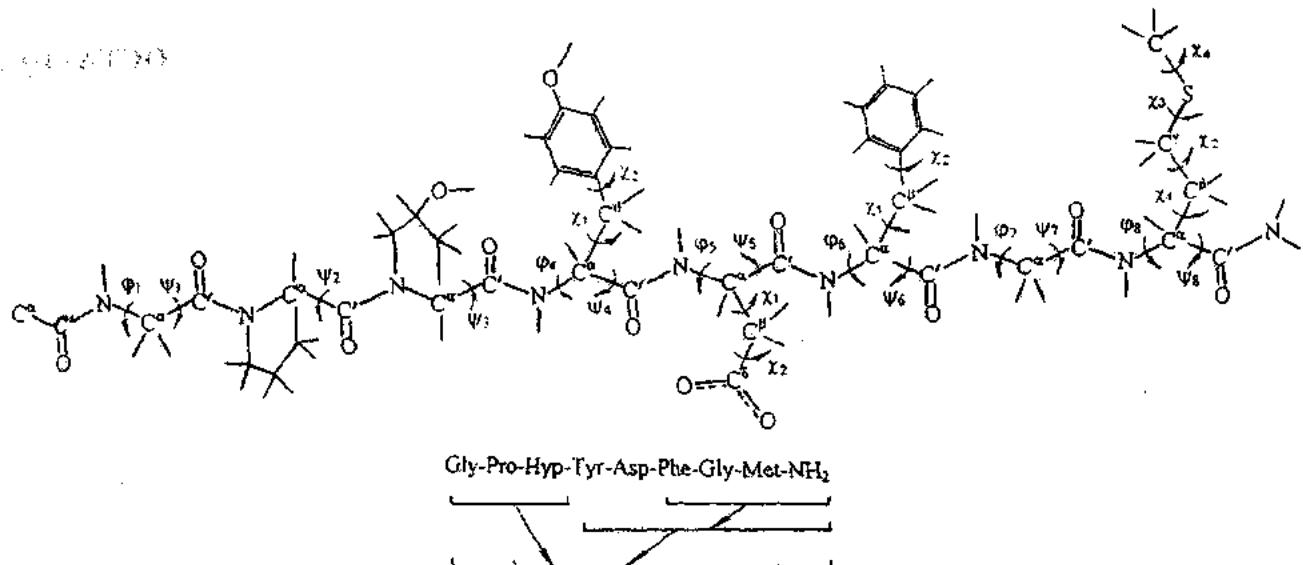


Рис. 1. Модель и схема расчета молекулы [Hyp³]Met-галлатостатина.

ТРИПЕТИД PHE-GLY-MET-NH₂. Начальные приближения для данного фрагмента представлены 324 конформационными состояниями, принадлежащими 4 возможным шейпам и 36 формам пептидного остова. В табл.1 приведены энергетические характеристики более 200 конформаций, полученных после минимизации энергии при варьировании двугранных углов ω , ϕ , ψ и χ . В интервал с относительной энергией 0-3 ккал/моль попадают ~ 49 % рассчитанных структурных вариантов. Низкоэнергетические конформации фрагмента принадлежат, в основном, шейпам *ef* и *ff*, в которых R и B-формы основной цепи остатков Phe и Met распределены приблизительно одинаковым образом. Они стабилизированы энергетически выгодными контактами атомов боковых цепей Phe и Met при значениях углов вращения $\chi_1=60, 180$ и -117° и $\chi_2\sim 90^\circ$ (Phe) и $\chi_1\sim -60^\circ$, $\chi_2, \chi_3, \chi_4\sim 180^\circ$ (Met). Наименьшую потенциальную энергию имеет конформация с B-R-B формой основной цепи, которая наиболее компактна вследствие взаимного расположения пептидного скелета и боковых цепей Phe и Met. Энергетическая дифференциация среди конформеров со свернутыми формами основной цепи (R-R-R, R-R-B), принадлежащими шейпу *ff*, меньше, чем у рассмотренных выше. Это обусловлено отсутствием существенных взаимодействий между боковыми цепями Phe и Met, что приводит к уменьшению дисперсионной и электростатической стабилизации ~ на 1,2 ккал/моль. Низкоэнергетические представители всех форм и шейпов исследуемого фрагмента с относительной энергией 0-3 ккал/моль включены в последующую схему расчета.

ПЕНТАПЕТИД TYR-ASP-PHE-GLY-MET-NH₂. Начальные приближения для данного фрагмента составлены из стабильных конформаций трипептида Phe-Gly-Met-NH₂ и монопептидов Tyr и Asp. Подвижность боковых цепей Tyr и Asp обеспечивается значениями углов $\chi_1=60, 180$ и 60° и $\chi_2=90^\circ$ (для Tyr) и $\chi_1=60, 180$ и -60° и $\chi_2=90^\circ$ (для Asp). Всего для минимизации полной конформационной энергии фрагмента составлен 441 структурный вариант,

принадлежащий 16 шейпам и 72 формам основной цепи. Конформационные особенности фрагмента обусловлены объемными боковыми цепями остатков Tyr, Phe и заряженной боковой цепью аспарагиновой кислоты. Поэтому наибольшее количество низкоэнергетических конформаций (16 конформаций) с относительной энергией 0-5 ккал/моль характеризуется структурой свернутого типа (табл.1), обозначенного шейпом *fffff*. В целом шейпы пептидного остова *effff*, *fffff* стабилизированы многочисленными дисперсионными взаимодействиями гидрофобных боковых цепей Tyr и Phe, водородными связями между атомными группами на сближенных N и C концевых остатках исследуемого участка молекулы. Полностью свернутые структуры ~ на 3 ккал/моль уступают самой низкоэнергетической конформации фрагмента, принадлежащей шейпу *ffeee*. Наибольший вклад в общую потенциальную энергию фрагмента вносят невалентные взаимодействия основной цепи Asp и боковой цепи Tyr (-3,45 ккал/моль), а также дисперсионные взаимодействия ароматических колец Met и Phe (-2,84 ккал/моль). Характерной особенностью такой структуры является водородная связь, образованная между карбонильным кислородом Tyr и амидным водородом Met, вклад от энергии образования которой составил -1,4 ккал/моль. Конформации с L формами основной цепи Tyr и Asp относятся к более высокоэнергетичным и остаются за пределами выбранного энергетического интервала. Полусвернутые формы основной цепи, представленные шейпом *eefff*, характеризуются 8 конформационными состояниями с относительной энергией 0-5 ккал/моль. Отличительная особенность структур этого типа - выгодные дисперсионные взаимодействия аминокислотных остатков Tyr и Phe, обусловленные параллельным расположением их ароматических колец, расстояние между С атомами которых составляет ~2.6 Å. Именно такое расположение обеспечивает максимальный вклад от энергии их дисперсионных взаимодействий, равный -4.67 ккал/моль. Полностью вытянутые структу-

ры фрагмента, принадлежащие шейпу *eeee*, также как и представители других шейпов энергетически менее предпочтительны. Однако выводы о роли этих структур в формировании пространственной организации молекулы [Нур³]Мет-гллатостатина можно сделать на основе кон-

формационного анализа всей молекулы. Поэтому низкоэнергетические представители всех рассмотренных форм и шейпов основной цепи будут включены в дальнейшие расчеты.

Таблица 1. Низкоэнергетические конформации фрагментов молекулы [Нур³]Мет-гллатостатина.

Фрагмент	Конформация	Шейп	Энергетические вклады, ккал/моль				
			<i>E_{нав.}</i>	<i>E_{зл.}</i>	<i>E_{топ.}</i>	<i>E_{пол.}</i>	<i>E_{отн.}</i>
Phe-Gly-Met-NH ₂	B ₁ RB ₃	<i>ef</i>	-9.08	1.67	1.13	-6.27	0
	R ₂ PR ₃		-9.22	1.69	1.50	-6.02	0.25
	R ₁ PB ₃		-7.74	1.61	0.97	-5.16	1.11
	B ₃ RR ₃		-7.86	1.92	1.27	-4.68	1.59
	R ₂ LL ₂		-7.63	2.05	1.59	-3.99	2.28
	L ₁ RB ₁		-8.07	2.01	2.18	-3.88	2.39
	B ₁ PR ₃	<i>ff</i>	-8.33	1.50	1.22	-5.62	0.65
	B ₃ PB ₃		-8.48	1.41	1.55	-5.53	0.74
	R ₂ RB ₃		-8.16	1.81	1.09	-5.26	1.01
	R ₃ RR ₂		-8.36	1.95	1.30	-5.11	1.16
	L ₁ PB ₂		-7.70	1.53	1.61	-4.54	1.73
	L ₃ PR ₃		-7.22	1.45	1.28	-4.50	1.77
Tyr-AspPhe-Gly-Met-NH ₂	R ₂ BL ₃	<i>ee</i>	-7.30	1.65	1.45	-4.19	2.08
	B ₂ LL ₂		-7.31	1.55	2.30	-3.45	2.82
	R ₃ LB ₁		-9.01	1.97	1.26	-5.78	0.49
	B ₃ BB ₃		-8.02	1.58	1.40	-5.04	1.23
	L ₁ BB ₁		-8.49	1.67	1.80	-5.02	1.25
	B ₃ BB ₁		-7.73	1.55	1.62	-4.56	1.71
	L ₃ BR ₃	<i>fe</i>	-7.78	1.74	1.60	-4.45	1.82
	R ₃ LR ₁		-6.77	2.20	1.22	-3.35	2.92
	B ₂ LB ₂		-8.74	1.57	1.81	-5.36	0.91
	R ₂ BB ₂		-8.01	1.64	1.06	-5.31	0.96
	R ₂ BR ₂		-7.66	1.63	0.89	-5.14	1.13
	B ₂ LR ₂		-8.35	1.66	1.56	-5.13	1.14
Gly-Pro-Hyp	L ₁ LB ₂		-6.78	1.88	1.50	-3.41	2.86
	R ₁ R ₃ LB ₁	<i>ffee</i>	-25.75	2.46	2.73	-20.55	0.00
	R ₁ R ₂ BR ₂		-22.83	2.57	2.29	-17.98	2.57
	B ₂ B ₃ PR ₃	<i>efff</i>	-23.22	2.76	1.90	-18.57	1.98
	R ₁ R ₃ RR ₂		-22.74	2.25	1.99	-18.50	2.05
	R ₁ R ₁ BR ₃		-22.42	2.01	1.96	-18.46	2.09
	B ₂ R ₁ B ₃ BR ₃	<i>eфе</i>	-23.23	2.73	2.93	-17.57	2.98
	B ₃ R ₂ B ₃ PR ₃		-20.75	2.80	1.25	-16.70	3.85
TRIPPLETID GLY-PRO-HYP	PBB	<i>fe</i>	-3.20	-1.33	0.35	-4.19	0.00
	PBR		-2.85	-1.33	0.20	-3.98	0.21
	RBR		-2.81	-1.03	0.60	-3.24	0.95
	RRB		-3.25	-0.98	0.81	-3.41	0.78
	LBR	<i>ee</i>	-3.26	-0.95	0.73	-3.48	0.71
	LBB		-2.47	-0.99	0.54	-2.91	1.27
	BBR		-0.27	-1.27	0.37	-1.17	3.02
	BBB		-0.13	-1.25	0.35	-1.03	3.16

ТРИПЛЕТИД GLY-PRO-HYP. Конформационные возможности данного фрагмента, ограничены наличием остатков пролина и оксипролина, представленными двумя формами основной цепи (R и B). У концевого остатка Gly R и L формы эквивалентны B и P формам соответственно, поэтому исходный набор структурных вариантов фрагмента включал 12 конформаций, принадлежащих 4 шейпам и 12 формам основной цепи. Выбранные после минимизации энергии низкоэнергетические конформации фрагмента приведены в табл.1.

Как следует из результатов расчета вероятность реализации конформаций с B-B-R и B-B-B формами основной цепи крайне мала, поэтому они не могут участвовать в формировании физиологически активных конформаци-

онных состояний всей молекулы. Специфика аминокислотной последовательности фрагмента оказывает неблагоприятное воздействие на реализацию структур с R формами Pro. Количество низкоэнергетических конформаций, выбранных для анализа пространственной структуры [Нур³]Мет-гллатостатина составило 8.

[Нур³]МЕТ-ГАЛЛАТОСТИН. Анализ пространственного строения и конформационных возможностей природной молекулы [Нур³]Мет-гллатостатина был проведен на основе перекрывающихся участков молекулы согласно схеме расчета на рис.1. В табл.2 приведены низкоэнергетические конформации 60 рассчитанных форм и 40 шейпов молекулы [Нур³]Мет-гллатостатина.

Таблица 2. Низкоэнергетические конформации молекулы [Нур³]Мет-гллатостатина.

Шейп	Конформация	Энергетические вклады, ккал/моль				
		E _{нез.}	E _{эл.}	E _{топ.}	E _{пол.}	E _{отн.}
<i>f</i> e <i>fffff</i>	PBRR ₁ R ₁ R ₃ RR ₂	-32.92	3.61	2.58	-26.73	0.0
	RBRR ₁ R ₁ R ₃ RR ₂	-33.14	3.94	2.99	-26.21	0.52
	PBRR ₁ R ₁ B ₃ PR ₃	-32.88	3.48	3.30	-26.10	0.63
	RBRR ₁ R ₁ B ₃ PR ₃	-33.13	3.81	3.74	-25.57	1.16
<i>e</i> e <i>fffff</i>	LBRR ₁ R ₁ R ₃ RR ₂	-32.45	3.92	2.83	-25.69	1.04
	LBRR ₁ R ₁ B ₃ PR ₃	-33.04	3.73	3.64	-25.68	1.05
	BBRR ₁ R ₁ R ₃ RR ₂	-29.95	3.71	2.55	-23.68	3.05
<i>f</i> e <i>ffffee</i>	RBRR ₁ R ₁ B ₃ BR ₃	-32.34	4.18	3.13	-25.02	1.07
	PBRR ₁ R ₁ B ₃ BR ₃	-31.71	3.86	2.69	-25.16	1.57
	PBRR ₁ R ₁ R ₃ LB ₁	-30.50	4.22	2.72	-23.56	3.17
<i>e</i> e <i>ffffee</i>	LBRR ₁ R ₁ B ₃ BR ₃	-31.84	4.17	3.07	-24.60	2.13
	LBRR ₃ R ₁ R ₃ LB ₁	-31.00	4.53	3.13	-23.34	3.39
	BBRR ₁ R ₁ B ₃ BR ₃	-29.28	3.95	2.73	-22.59	4.14
<i>f</i> e <i>ffffee</i>	RBRR ₁ R ₁ L ₃ BB ₁	-33.30	4.35	3.57	-25.38	1.35
	PBRR ₁ R ₂ L ₃ BB ₁	-30.49	4.32	2.52	-23.65	3.08
<i>f</i> e <i>ffffef</i>	RBRR ₁ R ₁ R ₃ PB ₃	-30.98	4.33	3.49	-23.16	3.57
	PBRR ₁ R ₁ R ₃ PB ₃	-30.81	3.99	3.01	-23.80	2.93
<i>f</i> e <i>ffffe</i>	RBRR ₁ R ₁ R ₂ BB ₂	-31.41	5.29	3.21	-22.90	3.83

Глобальная структура молекулы, представленная шейпом *fef₅*, характеризуется компактной свернутой формой основной цепи со сближенными боковыми цепями остатков Тир, Асп и Фенилаланин. В этой структуре конформационные состояния три- и пентапептидных фрагментов отвечают низкоэнергетическим конформациям свободных участков (табл.1 и 2). Реализация целого ряда дополнительных взаимодействий не нарушает благоприятных контактов атомов на локальных участках молекулы. К таким дополнительным взаимодействиям относятся электростатические и невалентные взаимодействия атомов основной и боковых цепей остатков Тир с Асп (-3,3 ккал/моль), Мет (-1,7 ккал/моль) и Фенилаланин (-1,8 ккал/моль), суммарный вклад энергии от которых составляет ~ -10 ккал/моль. Центром электростатической стабилизации является боковая цепь Асп, которая участвует в формировании эффективных взаимодействий с основной цепью Тир. В целом шейп *fef₅* представлен 3 формами основной цепи, лучшие конформационные состояния которых не существенно отличаются по энергии. Форма PBRR₁R₁R₃RR₂ имеет наибольшее число низкоэнергетических конформаций, отличающихся лишь различными ориентациями боковых цепей. К структурам свернутого типа относятся также низкоэнергетические конформации шейпов *feef₄*, *e₃E₄*, *E₃E₄*, *e₂E₅* (табл.2). Однако лучшая из них LBRR₁R₁R₃RR₂ уступает глобальной структуре молекулы не только по энергии (~ 1,04 ккал/моль), но и по конформационной подвижности боковой цепи Мет. Взаимодействия групп атомов боковой цепи Мет с боковой цепью Асп и Тир вносят стабилизирующий вклад, равный -1,4 и -1,6 ккал/моль. Среди низкоэнергетических структур этих шейпов имеются конформации, в которых заряженная боковая цепь Асп ориентирована в сторону растворителя и не участвует в контактах с пептидным остовом молекулы. Конформации шейпов *fef₃e₂* и *e₂E₃e₂* имеют полу-свернутые формы основной цепи. Энергия таких структур определяется главным образом эффективными стаби-

лизирующими контактами боковых цепей Фенилаланин и элементами основной цепи Нур (-2,3 и -1,7 ккал/моль) соответственно. Четко детерминированные взаимные положения остатков Фенилаланин и Мет могут быть нарушены за счет изменения состояний боковых цепей Тир и Асп и сопровождаться резким увеличением конформационной энергии молекулы.

Энергия всех конформаций остальных шейпов превышает 5 ккал/моль, вероятность их реализации крайне мала и поэтому они не могут быть отнесены к физиологически активным конформационным состояниям природной молекулы. Структуры этих типов уступают рассмотренным выше, как по электростатическим, так и по дисперсионным взаимодействиям, поскольку такая форма цепи неблагоприятно оказывается одновременно и на расположении зарядов, и на реализации стабилизирующих контактов гидрофобных групп удаленных друг от друга остатков на противоположных концах молекулы.

Обобщая результаты проведенных исследований, можно высказать следующее предположение относительно пространственной организации молекулы [Нур³]Мет-гллатостатина. Являясь функционально активным участком молекул гллатостатинов, [Нур³]Мет-гллатостатин характеризуется набором низкоэнергетических конформационных состояний со свернутой структурой пентапептидного фрагмента Тир-Асп-Фенилаланин-Аминокислота-Аминокислота, концевые группы которого сближены на расстояние ~1.9 Å. Основной вклад в стабилизацию самой низкоэнергетической структуры молекулы (табл.2), отвечающей биологически активной конформации природного [Нур³]Мет-гллатостатина, вносят невалентные взаимодействия боковых цепей аминокислотных остатков Тир, Фенилаланин и Мет, а центром электростатической стабилизации структуры молекулы является заряженная боковая цепь аспарагиновой кислоты, участвующая в формировании водородных связей с основной цепью пептидного остова молекулы.

[1] H. Duve, A.H. Johnsen, A. Thorpe et al. J. Biol. Chem., 1994, v. 269, № 33, p. 21059-21066.

[2] H. Duve, A.H. Johnsen, A. Thorpe et al. Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A., 1993, v. 90, p.2456-2460.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ОРГАНИЗАЦИЯ МОЛЕКУЛЫ [HYP³]МЕТ-ГАЛЛАТОСТАТИНА

- [3] IUPAC-IUB Commision on Biochem.Nomenclature. Biochem.Biophys.Acta, 1971, v. 229, p. 1.
- [4] F.A. Momany, Mc R.F. Guire, A.W. Burgess, H.A. Scheraga. J.Phys.Chem., 1975, v. 79, № 7, p. 2361-2381.
- [5] И.С. Максумов, Л.И. Исмайлова, Н.М. Годжаев. Ж. Структ. химии., 1983, т. 24, № 4, с. 147-148.
- [6] Е.М. Попов. Структурная организация белков. М. Hayka, 1989, с. 352.

L.İ. Veliyeva, İ.N. Əliyeva, C.İ. Əliyev, N.M. Qocayev

[HYP³]MET-QALLATOSTATİN MOLEKULUNUN FƏZA TƏŞKİLİ

Nezəri konformasiya analizi üsulu ilə müxtəlif həşəratlardan alınmış [Hyp³]Met-qallatostatin molekulunun fəza quruluşu öyrənilmişdir. Molekulu təşkil edən aminturşuları qahqlarının kənar zəncirlerinin konformasiya imkanları nəzərdən keçirilmiş və göstərilmişdir ki, molekulun kiçik enerjili konformasiya halları onun N-sonluqlu pentapeptid fragməntinin bükülmüş forması ilə xarakterizə olunur.

L.I. Velieva, I.N. Aliyeva, D.I. Aliev, N.M. Godjaev

SPATIAL STRUCTURE OF THE [HYP³]MET-CALLATOSTATIN MOLECULE

The spatial structure of the [Hyp³]Met-callatostatine molecule isolated from different kind insects has been investigated by the theoretical conformational analysis method. The conformational flexibility of the amino acid side chains formed the neuropeptide molecule structure has been studied. It is shown that the low energetical conformational states of the molecule are represented by the folded forms of the N-terminal pentapeptide fragment.

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АКТИВНЫХ КОМПОЗИТОВ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

М.А. КУРБАНОВ, С.А. АБАСОВ, С.Н. МУСАЕВА, И.А. ФАРАДЖЗАДЕ

Институт Физики АН Азербайджана

340143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследованы механические прочностные свойства активных композитов полимер-пьезокерамика в сильных электрических полях. Показано, что сильное электрическое поле заметно уменьшает механические свойства композитов полимер-пьезокерамика. Предложен возможный механизм уменьшения механических свойств композитов при приложении сильного электрического поля.

Созданные на основе термопластичных полимерных диэлектриков и сегнетоэлектриков пьезо- и пироэлементы в зависимости от условий эксплуатации могут находиться под воздействием различных электро-физических факторов (сильное электрическое поле, механическое напряжение σ и температура T). При воздействии импульсного давления на пиро-, пьезоэлектрический элемент можно генерировать электрический импульс мощностью до нескольких сотен киловатт. Однако при этом не удается добиться выделения на нагрузке всей запасенной в процессе поляризации энергии из-за пробоя и механического разрушения указанных элементов. Поэтому исследование электрического времени жизни в условиях действия механического напряжения и температуры, а также механической долговечности при одновременном приложении сильного электрического поля представляет не только научный, но и практический интерес для разработки композитов различных назначений [1].

Рассмотрим механические прочностные свойства композиций на основе полипропилена (ПП) и сегнетоэлектриков.

На рис.1,а представлены зависимости $1gt$ от σ для композиций на основе ПП и сегнетоэлектрических наполнителей семейства цирконата-титаната-свинца (ЦТС-19, ПКР-3М) при температуре 231 К. Видно, что с увеличением объемного содержания пьезокерамики ПКР-3М в композиции, начиная с 10 % об., долговечность (механическая прочность) композиции уменьшается. Интересным является тот факт, что при постоянстве объемного содержания Φ наполнителя, например 30% об., механическая прочность композиции ПП+ЦТС-19 меньше (кривая 5), чем прочность композиции ПП+ПКР-3М (кривая 4). Механическая прочность композиции ПП+ПКР-3М при $\tau = 1\text{C}$ в зависимости от объемного содержания пьезонаполнителя ПКР-3М уменьшается. Изучена и температурно-силовая зависимость долговечности композиции ПП+ПКР-3М при $\Phi = 20$ % об. (рис.1, б). Экспериментальные результаты показывают, что для ПП+ПКР-3М с $\Phi = 20$ % об. выполняется известная формула долговечности [2]:

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{U_0 - \gamma_m \sigma}{kT}\right), \quad (1)$$

где τ_0 , U_0 и γ_m – коэффициенты, определяющие прочностные свойства исследуемого диэлектрика. Предэкспоненциальный множитель τ_0 является универсальной постоянной, имеющей размерность времени и соответствует

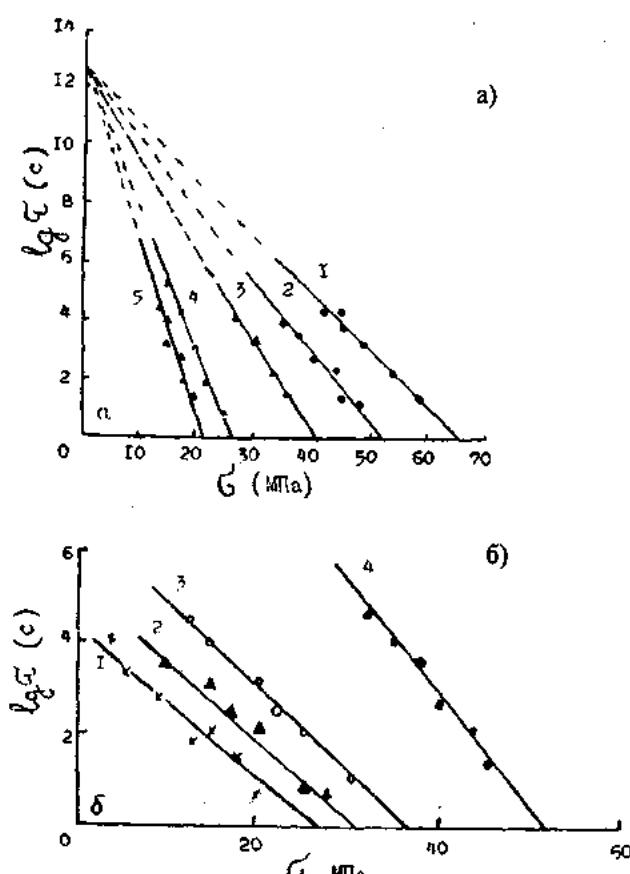


Рис.1. а) Зависимость логарифма механической долговечности ($1gt$) от механического напряжения (σ) для композитов ПП+ПКР-3М и ПП+ЦТС-19 при различных объемных содержаниях пьезонаполнителя:

- 1 - ПП+10% об. ПКР-3М; 2 - ПП+20% об. ПКР-3М;
- 3 - ПП+25% об. ПКР-3М; 4 - ПП+30% об. ПКР-3М;
- 5 - ПП+30% об. ЦТС-19.

- б) Зависимость $1gt$ от σ для композита ПП+ПКР-3М при различных температурах: 1 – 293 К; 2 – 273 К; 3 – 243 К; 4 – 213 К.

$10^{12} - 10^{14}$ с, что совпадает с периодом тепловых колебаний атомов около своего равновесного положения в твердых телах. Коэффициент U_0 является энергией активации механического разрушения, величина которого зависит от природы разрывающихся связей. На основе (рис. 1,б) были построены графики зависимостей $1gt$ от $1/T$ для указанной композиции при различных значениях механического напряжения σ . Оказывается, что прямые, отвечающие различным значениям σ , пересекаются

в точке-полюсе, которая находится на оси ординат (рис.2,а).

Переписав формулу (1) в виде:

$$U = U_0 - \gamma_m \sigma = 2,3 RT (\lg \tau - \lg \tau_0) \quad (2)$$

для всех экспериментальных значений $\lg \tau$ и T , соответствующих разным значениям σ , мы определили энергию активации процесса механического разрушения и построили зависимость от σ при $\lg \tau_0 = -12$ (рис. 2,б). Видно, что значение энергии активации процесса механического разрушения полимерных пьезокомпозиций линейно возрастает с уменьшением σ . Такие же результаты получены при $\Phi=10\%$ об. ПКР-3М. При экстраполяции U к $\sigma=0$ получается, что прямые с разными наклонами, соответствующие композициям ПП+ПКР-3М с $\Phi=10\%$ об. (прямая 1) и $\Phi=20\%$ об. (прямая 2) пересекаются в одной точке на оси ординат, отвечающей значению энергии активации $U_0 \approx 24$ ккал/моль. Структурно-чувствительный коэффициент γ_m , численно равный тангенсу угла наклона прямых $U=f(\sigma)$, имеет разные значения для композиций с различным содержанием пьезонаполнителя. Найденные значения τ_0 , U_0 и γ_m для композиции ПП+ПКР-3М с различными Φ приведены в таблице 1.

В таблице 1, кроме кинетических параметров разрушения приведены и значения механической прочности σ для композиции ПП+ПКР-3М с различными Φ при $t=1$ С и $T=213$ К. Из таблицы видно, что коэффициенты τ_0 , U_0 постоянны для всех образцов, т.е. не зависят от степени наполнения пропиленовой матрицы. Однако варьирование объемного содержания ПКР-3М в пропиленовой матрице приводит к изменению γ_m и σ . Неизменность вели-

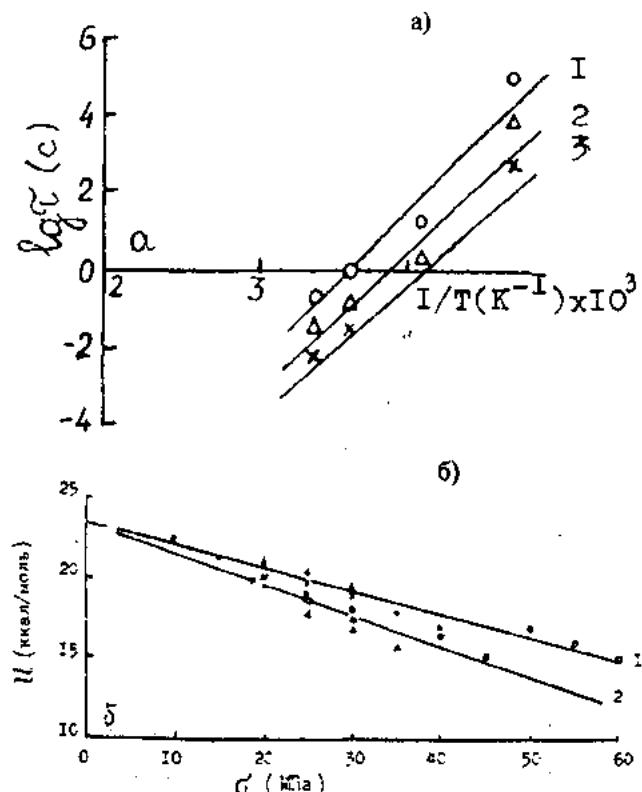


Рис.2. а) Зависимость $\lg \tau$ от $1/T$ для композита ПП+ПКР-3М при $\Phi=20\%$ об. и различных механических напряжениях: 1 – 30 МПа; 2 – 35 МПа; 3 – 40 МПа.
б) Зависимость энергии активации U от механического напряжения для композита ПП+ПКР-3М при 10 % об. ПКР-3М (1) и 20 % об. ПКР-3М (2).

Таблица 1.

Пьезокомпозиция	Кинетические параметры			
	τ_0 , С	U_0 , Ккал/моль	γ_m , ккал·МПа ⁻¹ /моль	σ , МПа при $T=213$ К
ПП+ПКР-3М $\Phi=10\%$ об.	10^{-12}	24	0,14	65
ПП+ПКР-3М $\Phi=20\%$ об.	10^{-12}	24	0,19	53
ПП+ПКР-3М $\Phi=30\%$ об.	10^{-12}	24	0,23	28
ПП+ПКР-3М $\Phi=40\%$ об.	10^{-12}	24	0,28	22

чины U_0 при изменении содержания пьезонаполнителя в композиции и совпадение ее с энергией разрыва С-С связи позволяют нам сделать предположение о том, что разрушение полипропиленовых пьезокомпозиций происходит, в основном, из-за разрывов химических связей макромолекул ПП.

Исследовано и влияние сильного электрического поля на механическую долговечность полимерных пьезокомпозиций (рис. 3,а).

Как и в случае чистого полимера [3] приложение сильного электрического поля приводит к заметному снижению механической долговечности (прочности) композиций. Степень снижения механической долговечности нами был определен как $\Delta\sigma = \sigma - \sigma_E$, где σ – механическая прочность при $t=1$ С и $E=0$, а σ_E – механическая

прочность при $t=1$ С и $E \neq 0$. Из рис.3,б видно, что $\Delta\sigma$ с увеличением содержания пьезонаполнителя в матрице, в условиях наших экспериментов, практически линейно уменьшается. Можно предположить, что с ростом содержания пьезокерамики в полимерной матрице уменьшится вероятность образования эффективных электронов в композиции, их участия в процессе возмущения, и, следовательно, разрушения молекулярных цепей [4]. Этому, по-видимому, способствуют следующие факторы. Во-первых, как уже было отмечено, возникновение заряженных частиц и их стабилизация в полимерном материале зависит от характера и размеров различных микродефектов. Пьезоэлектрические частицы, в основном, располагаются в аморфной фазе полимерной матрицы и как

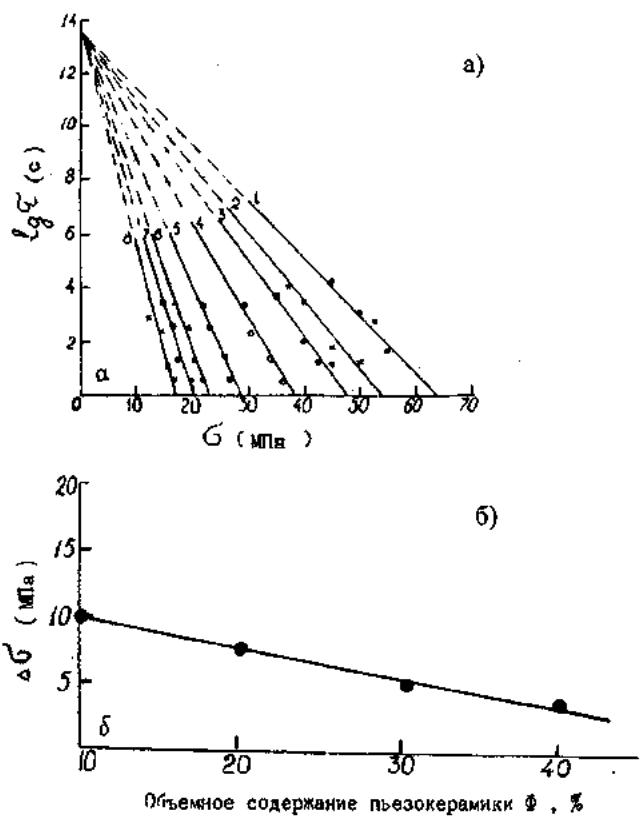


Рис.3 а) Зависимость $\lg G$ от σ для композитов ПП+ПКР-3М и ПП+ЦТС-19 при $E=0$ (1,3,5,7) и $E=3,2 \cdot 10^7$ В/М (2,4,6,8) и $T=213$ К.
 1.2 - ПП+10% об. ПКР-3М; 3,4 - ПП+10% об. ЦТС-19;
 5,6 - ПП+20% об. ПКР-3М; 7,8- ПП+40% об. ПКР-3М.
 б) Зависимость $\Delta\sigma$ от Φ для композита ПП+ПКР-3М.

будто заполняют ее. Электроны, возмущающие макромолекулы, также образуются и стабилизируются, в основном, в аморфной фазе. Можно допустить, что заполнение этой фазы приводит к затруднению размножения и ускорению электронов. Во-вторых, введение пьезоэлектрика в ПП приводит к снижению кристалличности, т.е. приводит к аморфизации полимера и, следовательно, увеличению концентрации центров захвата (ловушки) эффективных электронов, возмущающих химические связи поли-

мерных молекул. Это показывает что, чем больше степень аморфизации, тем меньше вклад электрического поля в уменьшении механической долговечности, что также объясняется увеличением энергетической глубины залегания заряженных частиц, возмущающих химические связи ПП. В третьих, с увеличением объемного содержания ПКР-3М от 10 % до 50 % об. происходит не только полная аморфизация, но и уменьшение доли полимера (ПП) в композиции, и, следовательно, уменьшение кажущегося объема, где, в основном, происходит возникновение и размножение зарядов. В четвертых, с увеличением содержания ПКР-3М в композиции увеличивается эффективная поверхность граничных слоев, а это, в свою очередь, приводит к уменьшению подвижности большого числа полимерных цепей и, следовательно, к ухудшению процессов опустошения зарядов и ловушек и их участию в интенсификации разрушения. Пятым, причем немаловажным, по нашему мнению, фактором, приводящим к уменьшению влияния сильного электрического поля с увеличением содержания пьезонаполнителя, является электроотрицательность катионов, входящих в состав пьезокерамики [5]. Так, например, в химическом составе ПКР-3М ($\text{PbTiO}_3\text{-PbZrO}_3\text{-PbNb}_{2/3}\text{Zn}_{1/3}\text{O}_3\text{-PbNb}_{2/3}\text{Mg}_{1/3}\text{O}_3\text{-MnO}_2$) содержатся электроотрицательные катионы, и, следовательно, они могут быть глубокими ловушками для электронов и, поэтому, их присутствие и увеличение их концентрации с ростом объемного содержания ПКР-3М несомненно приведут к ограничению числа эффективных электронов при заданных E , σ , T и, тем самым, снижению вклада сильного поля в разрушении при совместном действии E и σ .

Таким образом, процесс механического разрушения композитов полимер-пьезоэлектрик в сильном электрическом поле характеризуется следующими стадиями: образованием в неупорядоченных участках полимерной матрицы за счет инжекционных процессов свободных электронов; ускорением их в электрическом поле; динамическим возмущением электронами молекулярных связей, которое, совместно с механическим напряжением, способствует интенсивному термофлуктуационному разрыву химических связей; образованием свободных радикалов, накопление которых приводит к формированию главного канала механического разрушения.

- [1] М.А. Курбанов. Диссер. Докт. Физ.-мат. Наук, Баку, 1984, с. 450.
- [2] В.Р. Регель, А.И. Слуцкур, З.К. Томашевский. В кн. «Кинетическая природа прочности твердых тел», М. «Наука», 1974, с. 560.
- [3] С.А. Абасов, М.А. Курбанов, Т.М. Велиев, М.М. Кулиев. ФТТ, 1982, т.24, в.3, с.693-695.
- [4] М.А. Курбанов, С.А. Абасов, Б.А. Гусейнов, М.М. Кулиев. ВМС, 1983, т.ХХV, №4, с.721-725.
- [5] Е.Г. Фесенко, А.Я. Данцигер, О.Н. Разумовская. «Новые пьезокерамические материалы», 2, Ростов-на-Дону, РГУ, 1983.

М.Ә. Qurbanov, S.A. Abasov, S.N. Musayeva, İ.A. Fərəczadə

GÜCLÜ ELEKTRİK SAHƏSİNDE AKTİV KOMPOZİTLƏRİN MEXANİKİ XASSƏLƏRİ

Polymer-pyezoelektrik əsasında aktiv kompozitlərin mexaniki möhkəmlik xassələri güclü elektrik sahəsində tədqiq edilmişdir. Gösterilmişdir ki, güclü elektrik sahəsinin tətbiq edilməsi polimer-pyezokeramika əsasındaki kompozitlərin mexaniki xassələrini kəskin azaldır. Güclü elektrik sahəsinin tə'siri ilə kompozitlərin mexaniki xassələrinin azalmasının mümkün mexanizmi təqdim edilmişdir.

МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АКТИВНЫХ КОМПОЗИТОВ В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

M.A. Kurbanov, S.A. Abasov, S.N. Musaeva, I.A. Faradzhzade

MECHANICAL PROPERTIES OF THE ACTIVE COMPOSITES AT THE HIGH ELECTRIC FIELD

Mechanical strength properties of the active polymer-piezoceramics composites at the high electric field are investigated. It is shown that at the action of high electric field the mechanical properties of the polymer-piezoceramics composites distinctly decrease. The possible mechanism of the decrease of mechanical properties of composites at the action of high electric field is presented.

Дата поступления: 29.09.99

Редактор: С.И. Мехтиева

SL(3,C)-GROUP ELEMENT SOLUTION OF YANG-MILLS SELF-DUALITY

M.A. MUKHTAROV

*Institute of Mathematics and Mechanics
370602 Baku, F.Agaev str.9, Azerbaijan*

The group element solutions of the Yang-Mill's self-duality equation are constructed by means of discrete symmetry transformations for the algebra SL(3,C).

1. The problem of constructing the instanton solutions of self-dual Yang-Mills equations in the explicit form remains important for the present time. This problem is solved only for the case of SL(2,C) algebra and for instanton number not greater than two. The famous ADHM ansatz [1] gives the qualitative description of instanton solution but not its explicit form. Two effective methods of integration of SDYM for arbitrary semisimple algebra has been proposed in series of papers [2]. Another, the discrete symmetry transformation approach has been suggested [3] that allows to generate new solutions from the old ones. This method has been applied to many cases, for instance, the exact solutions of principal chiral field problem were obtained in [4].

This work must be considered as a continuation of the paper [5] where the discrete symmetry transformation method has been applied for deriving the exact solution of Yang-Mills self-duality for the case of SL(3,C) algebra. The purpose of the present paper is to do the same for group-valued element what is important for applications.

2. Let us remind the basic statements from [5].

Self-dual equations are the systems of equations for the parameters of a group element G considering as the functions of four independent arguments z, \bar{z}, y, \bar{y}

$$(G_{\bar{z}} G^{-1})_z + (G_{\bar{y}} G^{-1})_y = 0, \quad (1)$$

where $G_t = \partial_t G$.

The system of equations (1) can be partially solved

$$G_{\bar{z}} G^{-1} = f_y, \quad G_{\bar{y}} G^{-1} = -f_z, \quad (2)$$

where the element f takes values in the algebra of corresponding group.

$$\frac{\partial F}{\partial y} = S \frac{\partial \tilde{f}}{\partial y} S^{-1} + \frac{\partial S}{\partial \bar{z}} S^{-1}, \quad \frac{\partial F}{\partial z} = S \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z} S^{-1} - \frac{\partial S}{\partial \bar{y}} S^{-1} \quad (5)$$

Using (2) the relations (5) can be rewritten in terms of group-valued element as

$$(S_n \sigma g_n)_{\bar{z}} (S_n \sigma g_n)^{-1} = (f_{n+1})_y, \quad (S_n \sigma g_n)_{\bar{y}} (S_n \sigma g_n)^{-1} = -(f_{n+1})_z,$$

where

$$(g_n)_z g_n^{-1} = (f_n)_y, \quad (g_n)_{\bar{y}} g_n^{-1} = -(f_n)_z$$

System of equations on f has the following form

$$f_{z\bar{z}} + f_{y\bar{y}} + [f_z, f_y] = 0 \quad (3)$$

Following [3], for the case of a semisimple Lie algebra and for an element f being a solution of (2), the following statement takes place:

There exists such an element S taking values in a gauge group that

$$\begin{aligned} S^{-1} \frac{\partial S}{\partial y} &= \frac{1}{\tilde{f}_-} \left[\frac{\partial \tilde{f}}{\partial y}, X_M \right] - \frac{\partial}{\partial \bar{z}} \frac{1}{\tilde{f}_-} X_M \\ S^{-1} \frac{\partial S}{\partial z} &= \frac{1}{\tilde{f}_-} \left[\frac{\partial \tilde{f}}{\partial z}, X_M \right] + \frac{\partial}{\partial \bar{y}} \frac{1}{\tilde{f}_-} X_M \end{aligned} \quad (4)$$

Here X_M is the element of the algebra corresponding to its maximal root divided by its norm, $-\tilde{f}_-$ is the coefficient function in the decomposition of \tilde{f} of the element corresponding to the minimal root of the algebra, $\tilde{f} = \sigma f \sigma^{-1}$ and where σ is an automorphism of the algebra, changing the positive and negative roots.

In the case of algebra SL(3,C) we'll consider the case of three dimensional representation of algebra and the following

$$\text{form of } \sigma = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

The discrete symmetry transformation, producing new solutions from the known ones, is as follows:

So we see that the group valued elements g_{n+1} and g_n are connected by the relation

$$g_{n+1} = S_n \sigma g_n \quad (6)$$

3. Let's represent the explicit formulae of the recurrent procedure of obtaining the group-valued element solutions of the self-duality equations in the case of $SL(2, \mathbb{C})$ algebra.

At every step, as it shown in [5], S is upper triangular matrix and can be represented in the following form:

$$S_n = \exp(\beta_1)_n X_1^+ \exp(\beta_{1,2})_n X_{1,2}^+ \exp(\beta_2)_n X_2^+ \exp(\beta_0)_n H \quad , \quad (7)$$

where $H=h_1+h_2$ and for g_n we use the following parameterization:

$$g_n = \exp(\eta_1^+)_n X_1^+ \exp(\eta_{1,2}^+)_n X_{1,2}^+ \exp(\eta_2^+)_n X_2^+ \exp((t_1)_n h_1 + (t_2)_n h_2) \times \\ \times \exp(\eta_1^-)_n X_1^- \exp(\eta_{1,2}^-)_n X_{1,2}^- \exp(\eta_2^-)_n X_2^- \quad (8)$$

with

$$g_0 = \exp(\eta_1^+)_0 X_1^+ \exp(\eta_{1,2}^+)_0 X_{1,2}^+ \exp(\eta_2^+)_0 X_2^+ \exp((t_1)_0 h_1 + (t_2)_0 h_2)$$

as an initial solution.

Hereafter, $X_1^\pm, X_2^\pm, X_{1,2}^\pm, h_1, h_2$ are the generators of $SL(3, \mathbb{C})$ algebra.

Following the general scheme from [5] and using (2) and (6) we have at
(0)-step:

$$(t_i)_0 = \tau_i^{-1} = v_i, (\eta_i^+)_0 = \alpha_i^{-1}, i = 1, 2, (\eta_{1,2}^+)_0 = \alpha_{1,2}^{-1,0} ;$$

(1)-step:

$$(t_1)_1 = -v_1 + \ln\left(-\frac{\alpha_{1,2}^{-1,0}}{\alpha_{1,2}^{0,0}}\right), (t_2)_1 = -v_2 + \ln\left(-\frac{\alpha_{1,2}^{0,-1}}{\alpha_{1,2}^{0,0}}\right),$$

$$(\eta_1^-)_1 = -\frac{\alpha_2^{-1}}{\alpha_{1,2}^{-1,0}} \exp \delta_1, (\eta_2^-)_1 = \frac{\alpha_1^{-1}}{\alpha_{1,2}^{0,-1}} \exp \delta_2, (\eta_{1,2}^-)_1 = \frac{1}{\alpha_{1,2}^{-1,0}} \exp(\delta_1 + \delta_2),$$

$$(\eta_1^+)_1 = -\frac{\det\begin{pmatrix} \alpha_1^{-1} & \alpha_2^0 \\ \alpha_{1,2}^{-1,0} & \alpha_{1,2}^{0,0} \end{pmatrix}}{\alpha_{1,2}^{-1,0}}, (\eta_2^+)_1 = -\frac{\det\begin{pmatrix} \alpha_2^{-1} & \alpha_2^0 \\ \alpha_{1,2}^{0,-1} & \alpha_{1,2}^{0,0} \end{pmatrix}}{\alpha_{1,2}^{0,-1}}, (\eta_{1,2}^+)_1 = \frac{\det\begin{pmatrix} \alpha_{1,2}^{-1,0} & \alpha_{1,2}^{-1,1} \\ \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{0,1} \end{pmatrix}}{\alpha_{1,2}^{-1,0}},$$

$$\delta_i = 2v_i - v_j, i \neq j;$$

(2)-step:

$$(\eta_1^-)_2 = -\frac{\det\begin{pmatrix} \alpha_2^{-1} & \alpha_2^0 \\ \alpha_{1,2}^{1,-1} & \alpha_{1,2}^{1,0} \end{pmatrix}}{\det\begin{pmatrix} \alpha_{1,2}^{-1,0} & \alpha_{1,2}^{-1,1} \\ \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{0,1} \end{pmatrix}} \exp \delta_1, (\eta_2^-)_2 = \frac{\det\begin{pmatrix} \alpha_1^{-1} & \alpha_1^0 \\ \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{1,0} \end{pmatrix}}{\det\begin{pmatrix} \alpha_{1,2}^{0,-1} & \alpha_{1,2}^{0,0} \\ \alpha_{1,2}^{1,-1} & \alpha_{1,2}^{1,0} \end{pmatrix}} \exp \delta_2,$$

$$(\eta_{1,2}^-)_2 = \frac{1}{\det\begin{pmatrix} \alpha_{1,2}^{-1,0} & \alpha_{1,2}^{-1,1} \\ \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{0,1} \end{pmatrix}} \exp(\delta_1 + \delta_2),$$

$$(\eta_1^+)_2 = \frac{\det\begin{pmatrix} \alpha_1^{-1} & \alpha_1^0 & \alpha_1^1 \\ \alpha_{1,2}^{-1,0} & \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{1,0} \\ \alpha_{1,2}^{-1,1} & \alpha_{1,2}^{0,1} & \alpha_{1,2}^{1,1} \end{pmatrix}}{\det\begin{pmatrix} \alpha_{1,2}^{-1,0} & \alpha_{1,2}^{-1,1} \\ \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{0,1} \end{pmatrix}}, (\eta_2^+)_2 = \frac{\det\begin{pmatrix} \alpha_2^{-1} & \alpha_2^0 & \alpha_2^1 \\ \alpha_{1,2}^{0,-1} & \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{0,1} \\ \alpha_{1,2}^{1,-1} & \alpha_{1,2}^{1,0} & \alpha_{1,2}^{1,1} \end{pmatrix}}{\det\begin{pmatrix} \alpha_{1,2}^{0,-1} & \alpha_{1,2}^{0,0} \\ \alpha_{1,2}^{1,-1} & \alpha_{1,2}^{1,0} \end{pmatrix}},$$

$$\left(\eta_{1,2}^+\right)_2 = \frac{\det \begin{pmatrix} \alpha_{1,2}^{-1,0} & \alpha_{1,2}^{-1,1} & \alpha_{1,2}^{-1,2} \\ \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{0,1} & \alpha_{1,2}^{0,2} \\ \alpha_{1,2}^{1,0} & \alpha_{1,2}^{1,1} & \alpha_{1,2}^{1,2} \end{pmatrix}}{\det \begin{pmatrix} \alpha_{1,2}^{-1,0} & \alpha_{1,2}^{-1,1} \\ \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{0,1} \end{pmatrix}}$$

Here, α_1^i , α_2^j , $\alpha_{1,2}^{i,j}$ - chains of solutions of self-duality equations determined by formulae (10-13) from [5].

- [1] M.F.Atiyah, N.J.Hitchin, V.G. Drinfeld and Yu.I. Manin. Phys. Lett. A65, 1978, 2.
- [2] A.N.Leznov and M.A.Mukhtarov. J.Math. Phys. 28 (11), 1987, 2574; Prepr.IHEP 87-90, 1987; Prepr. ICTP 163, Trieste, Italy,1990; J.Sov. Lazer Research, 13 (4), 284, 1992.
- [3] A.N. Leznov. IHEP preprint-92/87,1990.
- [4] A.N.Leznov, M.A.Mukhtarov and W.J.Zakrzewski. Tr.J.of Physics 19, 416, 1995.
- [5] M.A. Mukhtarov. Fizika 5, 4, 1999.

M.A. Muxtarov

SL(3,C)-QRUP ELEMENTİ ÜÇÜN YANQ-MİLLS AVTODUALLIĞIN HƏLLİ

SL(3,C)-cəbri hallında diskret spektr metodu vasitəsilə qrup elementi üçün avtoduallığın Yanq-Mills tənliyinin həlləri tapılmışdır.

М.А. Мухтаров

РЕШЕНИЕ АВТОДУАЛЬНОСТИ ЯНГА-МИЛЛСА ДЛЯ SL(3,C)-ГРУППОВОГО ЭЛЕМЕНТА

Построены решения для группового элемента уравнений автодуальности Янга-Миллса методом дискретных симметрий в случае алгебры SL(3,C).

Дата поступления: 21.12.99

Редактор: И.Г. Джсафаров

ВЛИЯНИЕ СИММЕТРИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ГЛУБОКИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ УРОВНИ В TiFeSe_2

М.Р. ВАГАБОВА

Бакинский Государственный Университет им. М.Э. Расулзаде
370145, Баку, ул. акад. З. Халилова, 23

При изучении поляризованных $K_{\beta_{1,3}}$ спектров Fe в монокристаллах TiFeSe_2 установлен факт расщепления кристаллическим полем Fe Зр уровней.¹

Исследование крайне анизотропных слоистых и цепочечных кристаллов методом поляризованной рентген-эмиссионной спектроскопии дает более определенную и надежную информацию об электронной структуре твердых тел в сравнении с обычными рентгеновскими спектрами.

При изучении поляризационных рентгенэмиссионных спектров, обвязанных переходам электронов с валентной на внутренние уровни слоистых кристаллов, была получена информация о распределениях электронных состояний различной симметрии в валентных зонах исследуемых соединений [1-3]. Результаты работ [4, 5] показали, что и глубокие оставные уровни испытывают сильное влияние кристаллического поля решетки, что приводит к их расщеплению.

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований ориентационной зависимости параметров $K_{\beta_{1,3}}$ рентгеновской эмиссионной линии Fe в монокристалле TiFeSe_2 . Резко анизотропная цепочечная структура монокристалла TiFeSe_2 (пространственная группа симметрии $C2/m$ [6]) делает его объектом, представляющим интерес с точки зрения изучения поляризационной зависимости рентгеновских эмиссионных спектров. Цель работы заключалась в определении влияния симметрии кристаллического поля решетки TiFeSe_2 на уровни энергии, лежащих вне пределов валентной зоны, ниже ее дна.

Fe $K_{\beta_{1,3}}$ линия обвязана переходам с Fe3p уровнями, расположенных на расстоянии 53 эВ от уровня Ферми, на Fe1s- уровень. Fe $K_{\beta_{1,3}}$ линия измерена в четвертом порядке отражения от кристалла кварца ($d=4,24 \text{ \AA}$, $R=2 \text{ м}$, энергетическое разрешение $\Delta E/E = 12000$) на флуоресцентном рентгеновском спектрометре с позиционно-чувствительным детектором ФРС КД-2. Устройство этого спектрометра подробно описано в [7]. Идея эксперимента основана на использовании поперечного характера электромагнитных колебаний и зависимости степени поляризации отраженного от кристалла-анализатора рентгеновского излучения от угла дифракции. Угол дифракции для Fe $K_{\beta_{1,3}}$ IV линии равен 56° , при этом степень поляризации исследуемого излучения составляла 75%. Fe $K_{\beta_{1,3}}$ линия была исследована нами в двух направлениях выхода излучения относительно оси \bar{C} монокристалла (параллельно и перпендикулярно) и поляризована, соответственно, перпендикулярно и параллельно оси \bar{C} . На рис. представлены результаты наших экспериментов. Fe $K_{\beta_{1,3}}$ спектр получен при ориентациях мо-

нокристалла ($\bar{C} \parallel \bar{J}$ и $\bar{C} \perp \bar{J}$ (кривые 1 и 2), \bar{J} -направление) на кристалл-анализатор.

Наблюдается смещение максимума интенсивности Fe $K_{\beta_{1,3}}$ линии при $\bar{C} \perp \bar{J}$ в длинноволновую сторону относительно ориентации $\bar{C} \parallel \bar{J}$ на 0,4 эВ, что втрое превы-

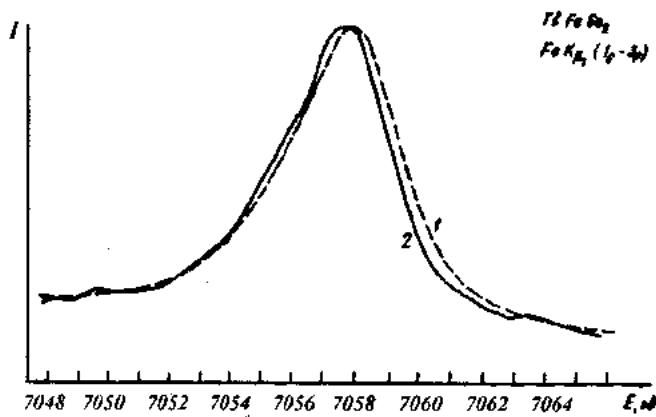


Рис. Fe $K_{\beta_{1,3}}$ рентгеновская эмиссионная полоса в монокристалле TiFeSe_2 : 1 – при $\bar{C} \parallel \bar{J}$; 2 – при $\bar{C} \perp \bar{J}$.

шает ошибку эксперимента (0,13 эВ). Полуширина линии не изменяется. В таблице приведены параметры линии: спектральное положение и полуширина.

Таблица

Измеряемый параметр	Ориентированный монокристалл	
	$\bar{C} \parallel \bar{J}$	$\bar{C} \perp \bar{J}$
Спектральное положение максимума интенсивности (эВ)	$7058 \pm 0,13$	$7057,6 \pm 0,13$
Полуширина (эВ)	$5 \pm 0,13$	$5 \pm 0,13$

Полученные результаты можно качественно объяснить, если предположить, что кристаллическое поле вызывает расщепление Зр уровней Fe на x, y, z компоненты (ось \bar{z} считаем параллельной \bar{C}). При ориентации монокристалла $\bar{C} \perp \bar{J}$ регистрируется излучение с вектором поляризации $\bar{e} \parallel \bar{C}$, переход $3p \rightarrow 1s$, при $\bar{C} \parallel \bar{J}$ – $\bar{e} \perp \bar{C}$; переход $3p_{x,y} \rightarrow 1s$.

В нашем эксперименте к I_z компоненте излучения добавляется 12% I_x (I_y) компоненты (за счет неполной поляризации), а в случае $\bar{C} \parallel \bar{J}$ к I_x компоненте добавляется 12% I_y -компоненты. Так как полуширина линии не

изменяется, то можно считать, что вес отдельных компонент излучения (I_x , I_y , I_z) одинаков.

Наблюдаемое нами расщепление Fe3p уровней, свидетельствующее о влиянии кристаллического поля ре-

шетки на эти уровни, указывает на то, что связи электронов вдоль оси \bar{C} значительно сильнее, что и приводит к большей энергии связи Fe3p-электронов.

- [1] И.Б. Боровский, В.И. Матыскин, В.И. Нефедов. ДАН СССР, 1970, т. 195, 5.
- [2] И.Б. Боровский, П.Н. Семочкин, М.Р. Рзаева. Физ. мет. и металловедение, 1975, т. 40, в.3, с.537.
- [3] М.Р. Вагабова. Деп. 07.06. № 90, Аз-Д83.
- [4] О. Брюммер и Г. Дрэггер. «Рентгеновские спектры и электронная структура вещества», 1969, ИМФ АН УССР, т.1, Киев.

- [5] М.М.Бабаев, М.Р. Вагабова, Э.З. Курмаев, В.М. Черкашенко, Г.Д. Гусейнов. Деп. 14.01.88, №934, Аз-Д88.
- [6] A.Kutoglu. Naturwissenschaften, B 61, 1974, №3, p. 125.
- [7] В.Е.Долгих, В.М. Черкашенко, Э.З. Курмаев, Д.А. Гоганов, Е.К. Овчинников, Ю.М. Ярмошенко, Т.П. Топаркова . ПТЭ, 1985, №1.

M.R. Vahabova

TlFeSe₂ MONOKRİSTALINDA KRİSTAL SAHƏNİN SİMMETRİYASININ DAXİLİ ELEKTRON SƏVİYYƏLƏRİNƏ TƏ'SİRİ

TlFeSe₂ monokristalında poliarlaşmış Fe $K_{\beta_{1,3}}$ rentgen emissiya spektrlerinin öyrənilməsi zamanı kristal sahənin tə'siri nəticəsində Fe 3p səviyyələrinin parçalanması faktı müəyyən olunmuşdur.

M.R. Vagabova

INFLUENCE OF THE CRYSTALLINE FIELD SYMMETRY ON THE DEEP ELECTRON LEVELS IN TlFeSe₂.

At the study of the polarized $K_{\beta_{1,3}}$ spectra of Fe in monocrystals TlFeSe₂ it is established that Fe 3p levels split by the crystalline field action.

BULK SPIN-WAVE REGIONS IN A FERROMAGNETIC SUPERLATTICE

V.S. TAGIYEV, V.A. TANRIVERDIYEV, S. M. SEYID-RZAYEVA, M.B. GUSEYNOV
Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan
 370143, Baku, H.Javid av., 33

A superlattice consisting of alternating layers of two simple-cubic Heisenberg ferromagnetics is considered. The bulk-spin wave regions for spin waves propagating in a general direction in the superlattice are derived by the Green function method. The numerical results are illustrated.

There has been a growing interest in magnetic superlattices in the last few years. Theoretically, many investigations have been done with different models and methods [1-3]. The qualitative features of spin waves are most easily illustrated for the simple cubic structure. Some features of the layered structures can be explained in terms of modified single-film properties. The aim of this paper is to study properties of a ferromagnetic superlattice with quantum Heisenberg spins at finite temperature by the Green function method.

We consider a simple cubic ferromagnetic superlattice model in which the atomic planes of material 1 alternate with atomic planes of material 2. Each atomic plane is assumed to be the [001] planes. The materials are taken to be simple-cubic Heisenberg ferromagnetic, having exchange constant I_1 and I_2 lattice constant a . The exchange constant between constituents is I .

The Heisenberg Hamiltonian for the system is

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} I_{ij} (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j) - \sum_i g m_B (H_0 + H_i^{(A)}) S_i^z , \quad (1)$$

where H_0 is the internal field, which is assumed to be parallel to the spins along the z axis and $H_i^{(A)}$ ($i=1,2$) anisotropy field for a ferromagnetic with simple uniaxial anisotropy along the z axis. The definition of retarded Green function in real space is $G_{ij}(t, t') = \langle\langle S_i^+(t); S_j^-(t') \rangle\rangle$. Writing

$$G_{ij}(t, t') = \frac{1}{\pi^2} \int dk_{11} \exp[ik_{11}(r_i - r_j)] \int dw G_{nn}(w, k_{11}) \exp[-iw(t - t')] , \quad (2)$$

where k_{11} is two-dimensional wave vector, w is spin-wave frequency, n and n' are indices of the layers to which r_i and r_j belong, respectively. Assuming that n -th layer is of the

the equation of motion for $G_{ij}(t, t')$ and employing the random-phase approximation one obtains equations for Green function. Furthermore, to emphasize the layered structure we shall use the following frequency and two-dimensional Fourier transformations

material 1 and $(n+1)$ -th layer is of the material 2, one obtains the following set of equations

$$\begin{cases} (E - A_1)g_{n,n'} + r(g_{n+1,n'} + g_{n-1,n'}) = 2S_n \delta_{n,n'} \\ (E - A_2)g_{n+1,n'} + r(g_{n+2,n'} + g_{n,n'}) = 2S_{n+1} \delta_{n+1,n'} \end{cases} , \quad (3)$$

where $E = (w - m_B H_0) / 6I_1 S$ and $g = G(w, k) \cdot 6I_1 S$.

The system is also periodic in the z direction, which lattice constant is $d=2a$. According to Bloch's theorem we introduce the following plane waves [4]

$$\begin{pmatrix} E - A_1 & T^* \\ T & E - A_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} g_{n,n'} \\ g_{n+1,n'} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2S_n \delta_{n,n'} \\ 2S_{n+1} \delta_{n+1,n'} \end{pmatrix} , \quad (5)$$

where $T = r(1 + \exp(ik_z d))$ and T^* is the complex conjugate of T . The Green functions are obtained by solving the equation (5).

$$\begin{aligned} g_{nn} &= \frac{C_1}{E - E_{k1}} + \frac{C_2}{E - E_{k2}} \\ g_{n+1,n+1} &= \frac{D_1}{E - E_{k1}} + \frac{D_2}{E - E_{k2}} \end{aligned} \quad (6)$$

The spin-wave spectrum was obtained as like the poles of the Green function.

$$E_k = 0.5 \cdot [A_1 + A_2 \pm \sqrt{(A_1 - A_2)^2 + 8 \cdot r^2(1 + \cos k_z d)}] \quad (7)$$

Equations (6-7) are the main result of this paper. It can be verified from equations (7) that when both media are identical, $I_1=I_2=I$ the well-known expression of bulk-spin waves dispersion equation for constituents is obtained. In fig.1-3 the result numerically illustrated for a particular choice of parameters. Fig.2 shows the spin-wave regions for the superlattice as a function of the quantity q , while fig. 1 shows those for the components 1 and 2. Fig.3 describe the spin-wave regions for the superlattice as a function of ϵ for $q=0.2$ and $q=1$. All these figures correspond $-1 \leq \cos k_z d \leq 1$. The analysis of the results was shows that the width of the bulk-spin waves regions in the superlattice was depended on transverse components of the wave vectors and exchange interaction between constituents. As shown in the Fig.1 the width of the bulk-spin waves regions of constituents does not depend on transverse components of the wave vectors.

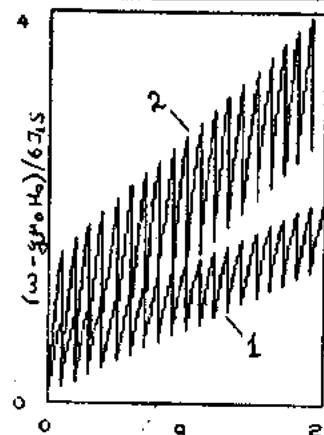


Fig.1. The bulk spin-wave regions for the components 1 and 2 as a function of transverse components of the wave vectors.
 $d_1=0.007$, $d_2=0.008$, $\alpha=2$.

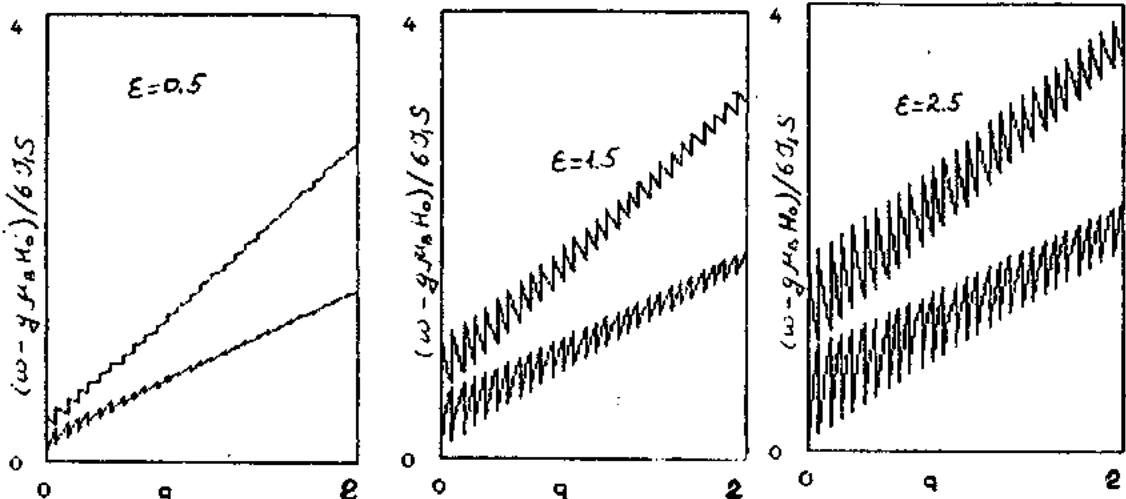


Fig.2. The bulk spin-wave regions in the superlattice as a function of transverse components of the wave vectors for different values of ϵ
 $d_1=0.007$, $d_2=0.008$, $\alpha=2$.

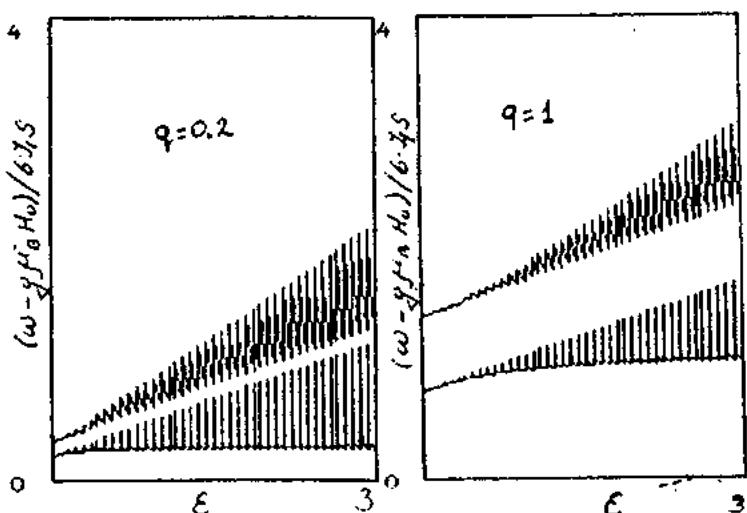


Fig.3 The bulk spin-wave regions in the superlattice as a function of exchange interaction between constituents, $d_1=0.007$, $d_2=0.008$, $\alpha=2$.

APPENDIX

The terms appearing in the equations (3-7) are

$$A_1 = d_1 + \frac{1}{3}\varepsilon + \frac{2}{3}q$$

$$A_2 = d_2 + \frac{1}{3}\varepsilon + \frac{2}{3}q$$

$$d_i = \frac{g\mu_B H_i^{(A)}}{6J_1 S} \quad (i = 1, 2);$$

$$q = 1 - \frac{1}{2}(\cos k_x a + \cos k_y a)$$

$$\delta = \frac{J}{J_1}, \quad \alpha = \frac{J_2}{J_1}, \quad r = \frac{J}{6J_1},$$

$$C_1 = \frac{-2S(E_{k1} - A_2)}{E_{k1} - E_{k1'}}, \quad D_1 = \frac{-2S(E_{k1} - A_1)}{E_{k1} - E_{k1'}} \\ (1, 1' = 1, 2; 1 \neq 1')$$

where

- [1] Z.Q. Zheng, C.M. Falco, J.B. Ketterson, I.K. Schuller. *Appl. Phys. Lett.*, 1981, 38, 421.
[2] J. Barnas. *J. Phys. C Solid State Phys.* 1988, 21, 1021,
[3] Sydney G. Davison. "Progres in surface science" v. 2,
part 4.
[4] R. Camley and R. Stands, *J. Phys. Condens. Matter.* 1993, 3727.

V.S. Tağıyev, V.Ə. Tanrıverdiyev, S.M. Seyid-Rzayeva, M.B. Hüseynov

FERROMAQNIT İFRAT QƏFƏSDƏ HƏCM SPİN DALĞA ZONASI

İki sadə kubik Heyzenberq ferromaqnitdən təşkil olunmuş ifrat qəfəsə baxılır. Qrin funksiyası metodundan istifadə edərək ifrat qəfəsin oxu boyu yayılan spin dalğaları üçün həcm spin-dalğa zonaları müəyyən edilmişdir. Nəticə kəmiyyətcə təsvir olunmuşdur.

В.С. Тагиев, В.А.Танрывердиев, С.М. Сейид-Рзаева, М.Б. Гусейнов

ОБЛАСТЬ ОБЪЕМНЫХ СПИНОВЫХ ВОЛН В ФЕРРОМАГНИТНЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ

Рассмотрена сверхрешетка, состоящая из чередующихся слоев простых кубических Гейзенберговских ферромагнетиков. Методом функции Грина определена область спиновых волн, распространяющихся вдоль оси сверхрешетки. Результаты представлены численно.

INFLUENCE THE SILVER NITRATE ON THE SUPERCONDUCTING CERAMICS

$\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8+n}\text{Ag}$

Y.A.VIDADI, F.V. ALIYEVA, M.A. NIZAMETDINOVA

*Engineering and Construction University
Azerbaijan, Baku, A.Sultanova str. 5*

For the first time, the influence of silver's addition has been studied in the superconductor that contains a rare-earth element such as erbium in particular. The samples of $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8+n}\text{Ag}$ ($\delta \approx 0.15$) were fabricated by making use of nitrates. This method enabled us to simplify the technology and to reduce the fabrication time. The X-ray analysis has show that the silver didn't enter into the crystal lattice of the ceramics. In the temperature range of 100-300 K, we have observed that the resistively ρ decreases ten times with increasing concentration of the silver.

High-temperature superconductors have a number of possible applications now. In order to extend the sphere of their application, it is desirable to improve the characteristic parameters of superconductors (such as the density of critical current and the screening properties), to increase electroconductivity, to decrease the influence of heat fluctuation processes, to improve salver mechanical properties and stability against the influence of water and aggressive media.

It was established that the addition of small quantity of impurities made the properties of high-temperature superconducting ceramics worse, as a rule. Few exceptions are silver and gold. Recent investigations [1,2] showed that the impurities of silver made for some increase of the critical current density in the ceramics. The localization of silver impurities between the grains [3] can lead to the increase of critical current because of the improvement of contacts between the grains due to the weak links. Similarly, the resistivity of ceramics can been considerably decreased by introducing of gold [4]. Silver was usually introduced as small-grain powder of oxide reduced by annealing. In papers [5,8] several various dependences for the parameters of ceramics (particularly, the dependence of critical current upon the concentration of silver) were obtained by using different techniques and technologies.

It is of interest to study the influence of the silver nitrate addition and fabrication technology on properties of ceramics, as well as to establish the mechanism and regularities of the influence at various concentrations of silver in order to control the changes of the properties. Formerly, the investigations were mainly made for superconductors containing yttrium. In the present paper, the influence of the silver addition in a superconductor containing a rare-earth element such as erbium, particularly, has been studied for the first time.

The samples of $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8}$ ($\delta \approx 0.15$) ceramics were fabricated on the basis of nitrate- was used techniques which made it possible to simplify the technology and to reduce the fabrication time. The samples were exposed several times to milling, pressing and annealing, in order to improve their homogeneity. The density of ready-made samples without silver impurities was about $5\text{g}/\text{cm}^3$. The addition of silver was leading to monotonous increase of the density.

The resistivity of samples was measured by usual four-probe method. Magnetic measurements were carried out

using liquid nitrogen in resonance circuit with a coil. The temperature was measured by a thermocouple within accuracy of 0.5°C . The X-ray diffraction analysis of the samples made it possible to establish that silver was located between the grains and didn't enter into the crystal lattice of high-temperature superconducting ceramics.

The addition of silver nitrate up to 30 per cent of silver didn't influence the critical temperature of transition, practically, causing some decrease with increasing concentration. The beginning of the transition on resistively coincides practically with that evaluated from the measurements of magnetic response. The transition width equals 2 K and does not depend upon the silver content. In the range of 100-300 K, the curves of temperature dependence for ρ have usual character, but the value of ρ decreases more than ten times with adding silver.

The percolation theory applied to the conductivity at the addition of silver (we have neglected the conductivity of ceramics) gives the following relations for resistively:

$$\rho/\rho_0 = (\rho - \rho_c)^{-t} \quad \text{if } \rho > \rho_c$$

$$\rho/\rho_0 = (\rho_c - \rho)^s \quad \text{if } \rho < \rho_c$$

Here ρ is the resistivity, ρ_c is its critical value, t and s are critical indices. Selecting the different values of ρ_c , one ought to prefer the value, which enables linear dependencies to be obtained on a logarithm-scale graph. Then the values of t and s can be determined. In this manner, we have estimated the following values: $\rho_c = 0.22 \pm 0.02$; $t = 1.8 \pm 0.2$; $s = 0.8 \pm 0.1$.

The values estimated within experimental error coincide with calculated ones. They are close to the values obtained for the $(\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7.8})_{1-x}\text{Au}_x$ system [4] and Ag [6]. The application of percolation model is possible in a number of cases when electrical conduction via the granules of ceramics is significant, and the Au grains in spite of small resistivity can be treated as an insulator. Thus the addition of silver improves a number of properties of the ceramics (such as critical current and screening). The best results have been attained at the weight concentration of silver about 30 per cent.

- [1] V.U. Tarenkov et al. SFXG, 1989 v. 2, № 11, p.79.
- [2] A.N. Terentyev et al. SFXG, 1989, v. 68, № 12, p.71.
- [3] D. Pavuna et al. Sol.St.Commun., 1988, v.68, №6, p.535.

- [4] G. Hiao et al. Phys. Rev., 1988, v.31, p.776.
- [5] Nobuhito Imanaka et al. Jap. J.A.P. 1989, v.28, № 4, p.L580.

INFLUENCE THE SILVER NITRATE ON THE SUPERCONDUCTING CERAMICS $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta+n}\text{Ag}$

- [6] B. Dwir et al. J. of supersecond., 1989, v.2, № 3, p.375. [8] Zanella et al. Physica C, 1998, 162-164, p.1179.
[7] M.A. Hong et al. Eurohus: Kett, 1989, v.10, p.375.

Y.A. Vidadi, M.A. Nizaməddinova, F.V. Əliyeva

ErBa₂Cu₃O_{7-δ+n}Ag İFRATKEÇİRİCİ KERAMİKANIN XASSƏLƏRİNƏ GÜMÜŞ NİTRATININ TƏ'SİRİ

İlk dəfə olaraq tərkibində nadir torpaq elementi (erbium) olan yüksək ifratkeçiriciyə gümüş eleyesinin tə'siri araşdırılır. ErBa₂Cu₃O_{7-δ}-nümunələri nitratlar tətbiq olunmaqla hazırlanmışdır ki, bu da texnologiyani sadələşdirməyə və nümunələrin hazırlanmasına sərf olunan vaxtı azaltmağa imkan verir. Rentgen analizi göstərir ki, gümüş yüksək temperaturlu ifrakteçirici keramikanın kristal qəfəsinə girmir. Gümüşün konsentrasiyasının artırılması ilə biz 100-300 K intervalında ρ -nun azalmasını müşahidə edirik.

Ю.А. Видади, Ф.В. Алиева, М.А. Низаметдинова

ВЛИЯНИЕ АЗОТНОКИСЛОТНОГО СЕРЕБРА НА СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ КЕРАМИКИ $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta+n}\text{Ag}$.

Впервые в сверхпроводнике, содержащем редкоземельный элемент эрбий, было изучено влияние добавок серебра. Образцы $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ($\delta \geq 0,15$) изготавливались на основе применения нитратов. Эта методика позволила упростить технологию и сократить время изготовления образцов. Рентгеноструктурный анализ $\text{ErBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ показал, что серебро не входит в кристаллическую решетку сверхтепературной и сверхпроводниковой керамики. При увеличении концентрации серебра наблюдалось уменьшение удельного сопротивления ρ в интервале 100-300 К на порядок.

СОРБЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ПОВЕРХНОСТЯХ РАЗЛИЧНЫХ ТВЕРДЫХ ТЕЛ В УСЛОВИЯХ ВОЗДЕЙСТВИЯ ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА

Ч.М. ДЖУВАРЛЫ, Б.З. АЛИЕВ, Г.М. КЕРИМОВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, г. Баку, пр. Г. Джафарова, 33

Исследованы адсорбционные процессы на поверхностях различных твердых тел в условиях воздействия тлеющего разряда. Проведен анализ процессов, происходящих при взаимодействии "газ-твердое тело", и установлены скорости удаления газовых молекул и атомов из замкнутой системы. Изучены характеры газовых реакций, протекающих в объеме при воздействиях тлеющего разряда. Проанализирован состав остаточного газа при напуске в систему атмосферного воздуха, метана, водорода и кислорода.

Способность электрических полей и разрядов оказывать сильное влияние на различные технологические процессы, управлять свойствами материалов обусловила их широкое использование [1-3]. Одной из перспективных сфер применения электрических полей и разрядов является стимулирование адсорбционных процессов [4]. Высокие требования, предъявляемые к адсорбционным процессам, обусловливают изучение возможностей дальнейшей интенсификации адсорбционных процессов, создание средств управления ими в ходе проведения технологических операций. Воздействие электрическими полями и разрядами на протекание адсорбционного процесса является средством такого управления ими. Эффективность воздействия связана с возможностями управления, а также со следующими преимуществами по сравнению с другими методами воздействия: возможность прямого вмешательства в протекание сорбционного процесса, малая энергоемкость и связанная с этим экономичность, а также технологичность такого процесса.

В данной работе представлены результаты исследования по изучению конверсии, происходящей в замкнутом объеме и на поверхности твердых тел в условиях воздействия тлеющего разряда.

В качестве адсорбирующих тел использовались напыленный слой титана и накаленные титановые и вольфрамовые ленты.

Тлеющий разряд осуществлялся в реакторе, электродная система которого состоит из двух плоских катодов и расположенного между ними цилиндрического анода. К электродам, расположенным в аксиальном магнитном поле прикладывалось напряжение 2,5-3 кВ.

Путем выбора определенной геометрии электродов и применения магнитного поля, которое заставляет электроны двигаться по более длинным спиральным траекториям и увеличивает, тем самым, ионизацию газа, представлялась возможность поддерживать разряд в объеме при достаточно низких ($\sim 10^{-8}$ мм.рт.ст.) давлениях.

Состав газа в системе регистрировался при помощи времеполетного масс-спектрометра марки МСХ-4.

В работе исследовалась конверсия кислорода в CO на поверхности вольфрамовой ленты в зависимости от ее температуры. Для этого вакуумная система откачивалась, основная ее часть прогревалась и затем охлаждалась. Всевозможные металлические части установки прогревались. После проведения необходимых подготовительных работ, устанавливался режим непрерывного натекания кислорода в систему. Процесс конверсии кислорода в CO детально исследовался на вольфрамовой ленте следую-

щих размеров: длиной $l = 6$ см, шириной $a = 0,3$ см и толщиной $d = 3 \cdot 10^{-3}$ см.

В систему вводился кислород и с помощью масс-спектрометра регистрировалась высота (интенсивность) пиков O₂ и CO. Затем вольфрамовая лента накаливалась и вновь регистрировалась интенсивность пиков O₂ и CO. Методом сравнения полученных результатов представлялась возможность фиксировать процесс конверсии кислорода в CO. В следующем этапе работы исследовалось изменение количества вышеуказанных масс в объеме с повышением температуры вольфрамовой ленты.

На рис. приведена зависимость интенсивности пиков CO и O₂, а также отношение высоты пиков CO и O₂ в зависимости от температуры вольфрамовой ленты. Как видно из рисунка, процесс конверсии протекает с заметной скоростью при температуре выше 1.800 °К.

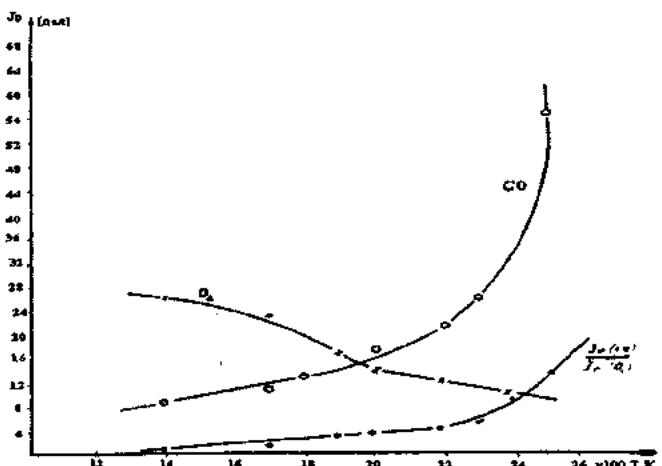


Рис. Конверсия, происходящая на поверхности вольфрамовой ленты при наличии в системе кислорода с изменением температуры.

Следует отметить, что с помощью предложенного способа проведены аналогичные исследования в условиях постоянного натекания в систему водорода (H₂) при давлениях $P = 10^{-8}$ мм.рт.ст., и были получены результаты, свидетельствующие о наличии интенсивных процессов конверсии H₂ в CH₄ и C₂H₆ на накаленной вольфрамовой ленте.

Таким образом, на основе установленных закономерностей, с помощью предложенных способов представля-

ется возможность управления процессом газообразования в данной замкнутой системе.

Исследование быстропротекающих газовых реакций, а также адсорбционное удаление остаточных газов из замкнутых объемов, путем испарения химически активных металлов, позволяют выявить физические механизмы процессов, происходящих на различных поверхностях в условиях воздействия электрических разрядов.

В работе проведены исследования процессов адсорбции различных газов напыленным слоем титана в условиях воздействия электрических разрядов.

Исследования проводились в стеклянном реакторе, содержащем испаритель титана и ионизирующее устройство. К вакуумной системе реактор присоединяется с конца, противоположного испарителю. Испаритель представляет собой нагреваемую пропусканием тока вольфрамовую проволоку, на которую навита титановая спираль. Испаряющийся титан осаждается на внутренних стенах реактора и таким образом создает и поддерживает свежий слой титана, способный поглощать и замуровывать "под собою активные газы находящиеся" в объеме. Долю газов, связываемых атомами парообразного титана, ввиду малой вероятности их встречи с молекулами газов, следует считать несущественной.

Ионизирующее устройство состоит из накаливаемого петлеобразного катода и анода, между обоими электродами поддерживается напряжение, ускоряющее эмитируемые катодом электроны. Конструкция ионизирующего устройства позволяет поддерживать тлеющий разряд при достаточно глубоких степенях вакуума.

Исследования проводились при наличии в системе остаточных газов атмосферного воздуха, при напуске в систему метана и кислорода. Напуск в систему различных газов осуществляется через капилляр с известными размерами ($\ell=100$ мм, $d=1$ мм). Пропускная способность капилляра подсчитывалась по формуле:

$$u = \frac{\pi}{3} \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} \frac{d^3}{\ell}$$

Компоненты остаточных газов	H ₂ O	CO	CO ₂	O ₂	OH	CH ₄	Ar	Ne
S, л/сек.	0,4	0,3	0,3	0,8	0,6	0,2	6·10 ⁻³	7,4·10 ⁻³

Предельный вакуум, достигаемый реактором, находится в области сверхвысокого вакуума, но для этого требуется тщательная предварительная откачка всей вакуумной системы и удаление газов со всех поверхностей, включая реактор и перекрывающие краны или вентили. Предельное давление тем ниже, чем лучше очищен поглотитель и чем меньше углеводородов и инертных газов ему приходится связывать.

Анализ результатов исследований показывает, что напыленный слой титана, в условиях воздействия тлеющего разряда, достаточно эффективно адсорбирует такие газы, как молекулярный азот, кислород, окис углерода, пары воды, а также атомарный кислород, азот и гидрооксиды, образовавшиеся вследствие диссоциации O₂, N₂ и H₂O. Несомненный интерес представляет процесс связывания инертных газов напыленным слоем титана, поскольку их присутствие в воздухе достигает почти 1 %.

Зная пропускную способность капилляра и давление в обоих концах капилляра P₁ и P₂ (при откачке системы диффузионным насосом), подсчитывалась общая скорость откачки диффузионного насоса:

$$u(P_2 - P_1) = S_H P_1$$

так как P₂ >> P₁ то

$$S_H = u \frac{P_2}{P_1}$$

Затем диффузионный насос отсоединялся от системы, и исследовались адсорбционные возможности исследуемых поверхностей.

Теперь предоставлялась возможность определить общую скорость удаления газов с помощью поверхности, подвергнутой исследованию по той же формуле, а также скорость удаления i-го газа:

$$S_{H_i} = S_{H_{i, \text{инф}}} \frac{J_{P_1}}{J_{P_2}},$$

где J_{P1}-ионный ток при откачке диф. насоса, J_{P2}-ионный ток при откачке исследуемого материала, S_{H_{i, инф}} - скорость откачки диффузионного насоса для i-го газа.

Исследованиями было установлено, что скорость удаления газов из объема, при исходном давлении в системе P=10⁻⁶ мм.рт.ст., с применением напыленного слоя титана достигает 0,3 л/сек, по всем газам воздуха. Скорость удаления по компонентам газовой смеси приведена в таблице 1. Представленные в таблице 1 данные являются средними из большого числа полученных результатов.

Таблица 1.

Следует отметить, что выше представленное устройство эффективно может быть использовано в целях очистки инертных газов от примесей.

Следует отметить, что из поглощенных титаном газов только водород можно более или менее легко снова выделить обратно, путем нагревания до температуры, в достаточной мере превышающей область интенсивного поглощения водорода. Такие же газы, как кислород, азот и двуокись углерода, однажды поглощенные титаном, выделить обратно не удается.

В работе также исследовались адсорбционные возможности титана, распыленного с помощью электронной бомбардировки поверхности титановых пластин при осуществлении в системе тлеющего разряда. Результаты, характеризующие адсорбционную систему в данном случае, представлены в таблице 2.

Таблица 2.

Компоненты остаточных газов	O ₂	N ₂	H ₂ O	CH ₄	OH	CO ₂	Ar
S, л/сек.	0,8	0,2	0,6	0,6	0,6	0,3	3·10 ⁻³

Скорость удаления газов данным реактором составляет 0,4 л/сек.

Присутствие в воздухе инертного газа - аргона сильно влияет на скорость адсорбции компонентов атмосферного воздуха. Вероятно, стабильная адсорбция аргона происходит на тех областях катода, где осаждение титана превосходит его распыление. При дальнейших бомбардировках захваченный аргон освобождается. Наличие аргона приводит к усилению распыления титана и, следовательно, к увеличению скорости адсорбции остальных компонентов газовой смеси. В данном случае в устройстве эффективно адсорбируется метан и, тем самым, устройство отличается от предыдущего.

В основе принципа действия вышеописанных устройств в основном используются два явления: адсорбция

газа на свеженапыленной поверхности металла и внедрение ионов, имеющих некоторую кинетическую энергию, в решетку металла.

Таким образом, полученные в работе результаты свидетельствуют об эффективности использования воздействия электрических разрядов в технологических процессах, в основе которых лежат сорбционные явления. Выявленные в работе конкретные физические механизмы процессов, происходящих на поверхностях твердых тел в замкнутом объеме, которые связаны с воздействием электрических разрядов, позволяют развить новые представления о процессах сорбции и выделить ряд конкретных технических задач, решения которых могут быть осуществлены с использованием электрических воздействий.

-
- [1] О.Н. Соловьева, А.И. Костригинский. "Физика и химия обработки материалов", 1990, №2.
 - [2] Ч.М. Джуварлы, С.К. Балаев, Ю.В. Горин. "Электронная обработка материалов", 1987, №1.
 - [3] В.Н. Кестельман. "Химия", М., 1980.
 - [4] А. Клонфер. "Сорбционные процессы в вакууме", "Атомиздат", М., 1966.

Ç.M. Cuvarlı, B.Z. Əliyev, Q.M. Kərimov

ELEKTRİK QAZBOŞALMALARININ TƏ'SİRİ ŞƏRAITİNDE MÜXTƏLİF BƏRK CİSİMLƏRİN SƏTHİNDE SORBSİYA PROSES'LƏRİ

Elektrik qazboşmasının tə'siri şəraitində müxtəlif bərk cisimlərin səthində adsorbsiya prosesləri tədqiq edilmişdir. "Qaz-bərk cism" qapalı sistemində mümkün olan fiziki proseslər araşdırılıraq, səthlərdə müxtəlif qaz molekula və atomlarının uduılma sürətləri tə'zir edilmişdir. Həcmində qazboşması tə'siri şəraitində, mövcud olan qaz reaksiyaları qeydə alınmışdır. Sistemində qalıq qazların tərkibi tədqiq edilmişdir.

Ch.M. Juvarly, B.Z. Aliyev, G.M. Kerimov

SORPTIONAL PROCESSES ON THE STEADY SURFACE IN THE PRESENCE OF GLOW DISCHARGE

The studies cover adsorption on the steady surface in the presence of glow discharge. The peculiarities of gaseous reactions have been revealed, which take place on the surface of tungsten ribbon and in the gas volume under conditions of glow discharge. The content of residual gas has been analyzed in the presence of atmospheric air, metan, hydrogen and oxygen entering to the system.

О НЕКОТОРЫХ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ НЕФТИ

Г.Т. ГАСАНОВ, А.А. АЛИЕВ, Л.П. ГУРЬЯНОВА
Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия
370012, Баку, пр. Азадлыг 20

В работе исследуется температурная зависимость теплоемкости, коэффициента поверхностного натяжения и кинематического коэффициента вязкости нефти. Результаты эксперимента показывают что:

1. Содержание различных фракций в нефти не может играть существенную роль в изменении хода кривой зависимости теплоемкости от температуры, а может влиять лишь на величину теплоемкости.
2. Кинематическая вязкость нефти с ростом температуры убывает по экспоненциальному закону.

В данной работе исследуется температурная зависимость теплоемкости, коэффициента поверхностного натяжения и кинематического коэффициента вязкости нефти, взятой из скважины № 1532 "Сураханы".

Измерительный прибор теплоемкости МТ-С-400 имеет температурный диапазон от -100 до 400 °C. Его работа основывается на сравнительном методе динамического C_p -калориметра с теплометром и адиабатической оболочкой. В приборе ампула с нефтью устанавливалась на тепломере, и вся система окружалась адиабатической оболочкой. Тепловой поток, проходящий через теплометр, шел на нагревание ампулы с нефтью. Величину теплового потока через теплометр можно найти по перепаду температуры на тепломере и тепловой проводимости теплометра, зависящей от температуры, но для одной и той же температуры, являющейся постоянной прибора. Эти значения табулированы. Если перепады температуры на тепломере невелики, то величину теплового потока можно связать со временем запаздывания температуры на тепломере.

С учетом вышесказанного удельную теплоемкость нефти можно рассчитать по формуле

$$C = \frac{K_t}{m_0} (\tau_t - \tau_t^0) ,$$

где K_t – тепловая проводимость теплометра, m_0 – масса нефти в ампуле, τ_t^0 – время запаздывания температуры на тепломере в эксперименте с пустой ампулой, τ_t – время запаздывания температуры на тепломере, когда ампула заполнена нефтью.

Нами проводились измерения при температурах 25, 50, 75, 100 и 125 °C. Теплоемкость измерялась несколько раз при массе нефти $m_0 = 0,68$ г. Полученные усредненные значения приводятся в таблице 1.

Таблица 1

№ изм.	$t, ^\circ C$	$\tau_t^0, с$	$\tau_t, с$	$K_t, Вт$	$C, Дж/кг·К$
1	25	14,5	16,0	0,359	1456
2	50	15,0	19,5	0,562	1629
5	75	15,0	19,5	0,574	1655
4	100	15,0	20,0	0,591	1955
5	125	13,5	21,0	0,400	2300

Известно, что нефть состоит из различных фракций, и их содержание в нефти не может не влиять на ее физические параметры. Для проверки этого нефть нагревалась до 125 °C, а затем охлаждалась до комнатной температуры, и вновь измерялась теплоемкость при тех же температурах. Масса исследуемой нефти при этом равнялась $m_0 = 0,75$ г.

Результаты измерений приведены в таблице 2.

Таблица 2

№ изм.	$t, ^\circ C$	$\tau_t^0, с$	$\tau_t, с$	$K_t, Вт$	$C, Дж/кг·К$
1	25	14,5	15,1	0,559	307
2	50	15,0	19,0	0,362	1921
5	75	15,0	21,0	0,374	2992
4	100	15,0	21,0	0,391	5128
5	125	15,5	22,0	0,400	3476

Как видно из таблиц, в обоих случаях теплоемкость нефти растет с ростом температуры. В обоих случаях в интервале от 25 до 50 °C теплоемкость быстро возрастает, в интервале 50-100 °C рост теплоемкости замедляется, а при дальнейшем увеличении температуры теплоемкость вновь резко растет, т.е. ход кривой зависимости теплоемкости от температуры в обоих случаях одинаков, но в интервале температур от 50 до 100 °C они смешены на величину ΔC . Этот фактор свидетельствует о том, что содержание различных фракций в нефти не влияет на ход кривой зависимости теплоемкости от температуры, а может влиять лишь на величину теплоемкости.

Подобные исследования проводились авторами работ [2], [3], [4].

Ранее в работе [1] был предложен метод определения процентного содержания воды в нефти по значениям теплоемкости. По данным теплоемкости исследуемой нефти воды в ней нет, т.е. нефть является обезвоженной.

Такие свойства нефти, как вязкость и поверхностное натяжение, также зависят от содержания воды и различных фракций. Поэтому определение этих величин для нефти представляет большой интерес.

Коэффициент поверхностного натяжения нефти и его температурная зависимость были определены капельным методом от комнатной температуры до 70 °C. Результаты измерений приведены в таблице 3.

Таблица 3

$T, ^\circ C$	18,6	22,0	26,0	31,5	38,0	45,0	49,5	55,0	60,0	67,0
$G, дм/см$	30,9	29,8	27,2	26,5	25,9	26,8	26,3	26,3	25,0	24,3

Из таблицы видно, что коэффициент поверхностного натяжения с ростом температуры уменьшается, но это уменьшение идет скачкообразно.

Изменение кинематической вязкости нефти с температурой исследуемой нефти изучалось с помощью вискосиметра типа ВЛЖ-4 с диаметром капилляра 1,12 мм. Кинематическая вязкость рассчитывалась по формуле

$$V = \frac{g}{9.807} \cdot \tau \cdot K,$$

где K – постоянная данного вискосиметра, равная $0,09704 \text{ mm}^2/\text{c}^2$, τ – время истечения нефти, g – ускорение свободного падения в месте измерения, равное $9,802 \text{ m/c}^2$.

Результаты измерений приведены в таблице 4.

Таблица 4

№ изм.	$t, ^\circ\text{C}$	$\tau, \text{с}$	$K, \text{mm}^2/\text{c}^2$
1	18	162	14,9
2	28	98	8,70
3	38	73	6,72
4	48	57	5,24
5	58	48	4,42

Уравнение, описывающее температурную зависимость вязкости, рассчитанное методом наименьших квадратов, имеет вид:

$$V = V_0 \cdot e^{A-Bt},$$

где B и A – некоторые постоянные, равные соответственно 0,023 и 0,09.

Таким образом, резюмируя результаты опытов, можно прийти к следующему:

1. Содержание различных фракций в нефти не может играть существенную роль в изменении хода кривой зависимости теплоемкости от температуры, а может влиять лишь на величину теплоемкости.

2. Коэффициент поверхностного натяжения нефти с ростом температур убывает скачкообразно.

3. Кинематическая вязкость нефти с ростом температуры убывает по экспоненциальному закону.

- [1] Г.Т. Гасанов, А.А. Алиев, М.А. Мусаев, Д.П. Гурьянова. "Нефть и газ", № 1, 1994.
- [2] Ю.А. Ганиев, Б.А. Григорьев. Изв.вузов "Нефть и газ", 1968, № 10.
- [3] Ю.Л. Росторгуев, Б.А. Григорьев, Ю.А. Ганиев, Р.А. Ани-

доленко. Химия и технология топлив и масел, 1976, № 1.

- [4] Ю.Л. Бадалов, Я.М. Назиев, С.О. Гусейнов. "Азерб. нефтяное хозяйство", 1976, № 2.

Q.T. Həsənov, A.A. Əliyev, L.P. Quryanova

NEFTİN BƏ'Zİ FİZİKİ XASSƏLƏRİ

Bu işdə neftin istilik tutumunun, özlülüyün kinematik əmsalının və səhi gərilmə əmsalının temperaturdan asılılığı öyrənilir. Tacrübənin nəticələri göstərir ki:

1. Neftdə olan müxtəlif qatışıqların olması, onun istilik tutumunun temperatur dəyişinə ayrısinə tə'sir etməyib, yalnız onun qiymətinə tə'sir edə bilər.
2. Özlülün kinematik əmsalının qiyməti temperatur artıqca eksponensial qanun üzrə azalır.

G.T. Gasanov, A.A. Aliev, L.P. Guryanova

THE SOME PROPERTIES OF OIL

The temperature dependences of the oil thermal capacity, coefficient of surface tension and kinetic coefficient of viscosity have been investigated. The results of experiments show that

1. The content of different fractions in the oil can not play essential role in change of shape of the temperature dependence of the thermal capacity, but can influence only on it's magnitude.
2. Cinematic viscosity of the oil with increasing temperature decreases according exponential law.

АНАЛИЗ МАСЛЯНЫХ ЭМУЛЬСИЙ НА ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ ЛАЗЕРНЫМ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

М.А. МУСАЕВ

*Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия
Баку, пр. Азадлыг, 20*

В работе обсуждается генерация звуковых волн в сильно поглощающих жидкостях лазерным оптико-акустическим методом. Показано, что присутствие на поверхности жидкости поглощающего слоя другой жидкости сильно усиливает акустический сигнал, который регистрируется приемником, помещенным на дно. Усиление и фронт акустического сигнала зависит от толщины, оптических и акустических свойств среды тонкого слоя. По форме акустического сигнала можно анализировать поверхностный слой.

1. ТЕРМООПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА.

В поглощающих средах термоупругий процесс возбуждения звука является основным. Этот процесс основан на том, что поглощаемая лазерная энергия в ограниченном объеме приводит к нагреванию среды. Возникающий при этом температурный градиент приводит к появлению дополнительных механических напряжений. Именно эти напряжения являются источниками акустических волн, которые распространяются от зоны тепловыделения. В поглощающих средах ниже порога испарения основным механизмом возбуждения звука является термоупругое возбуждение.

В работе [1] рассматривают модель генерации плоских акустических волн в сильно поглощающих жидкостях импульсным лазерным излучением. При определенных допущениях (однородная, изотропная, не вязкая среда, диффузия теплоты пренебрегается, скорость распространения теплоты намного меньше скорости звука) про-

цесс возбуждения и распространения звука может быть описан уравнением

$$\nabla^2 p - \frac{1}{C_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\beta}{C_p} \frac{\partial H}{\partial t} \quad (1)$$

Здесь p - амплитуда звукового давления генерируемого лазерным излучением; β - коэффициент теплового расширения; C_p - удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении; $H(x, y, z, t)$ - плотность поглощаемой электромагнитной энергии за единицу времени, которая превращается в тепло; C_0 - скорость распространения звука.

В работе [2] авторы дали общее решение уравнения (1) для одномерного случая, когда радиус лазерного пучка намного больше толщины поглощающего слоя. Согласно этому решению зависимость звукового давления от времени в случае закрепленной границы имеет вид

$$p(\tau) = \frac{\beta J_0 C_0}{2\pi C_p} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \frac{\omega^2}{C_0^2}} \tilde{f}(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega \quad (2)$$

Здесь J_0 - максимальная интенсивность лазерного излучения, $\tau = t - \frac{z}{C_0}$ - время в сопутствующей системе координат, z - глубина проникновения света. Из выражения (2) следует, что спектр оптико-акустического сигнала есть произведение спектра интенсивности лазерного излучения $\tilde{f}(\omega)$ и передаточной функции $K(\omega)$, определяемой только характеристиками среды

$$K(\omega) = \frac{\beta C_0}{C_p} \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \frac{\omega^2}{C_0^2}} \quad (3)$$

Здесь α - коэффициент поглощения лазерного излучения в жидкости. Спектр интенсивности лазерного излучения выражается как

$$\tilde{f}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega t} f(t) dt, \quad (4)$$

где $f(t)$ - есть функция, описывающая изменение интенсивности лазерного пучка со временем.

Подставляя (4) в (2), для $p(\tau)$ получаем следующее выражение

$$p(\tau) = \frac{\alpha C_0^2 \beta J_0}{2 C_p} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp[-\alpha C_0 |\tau - t|] dt \quad (5)$$

При возбуждении звука коротким лазерным импульсом $\alpha C_0 \tau \ll 1$ спектральный диапазон интенсивности све-

та значительно шире диапазона передаточной функции (3). Поэтому во всей области частот эффективного воз-

буждения звука спектр интенсивности света можно считать константой. В этом случае профиль возбужда-

ющей акустической волны для свободной границы описывается формулой

$$p(t) = \frac{\alpha C_0^2 \beta \varepsilon_0}{2C_p} \times \begin{cases} -\exp[\alpha(z - C_0 t)] & z < C_0 t \\ \exp[-\alpha(z - C_0 t)] & z > C_0 t \end{cases} \quad (6)$$

(момент $t=0$ соответствует приходу лазерного импульса).

Здесь $\varepsilon_0 = J_0 \int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt$ есть плотность энергии излучения.

Для однородно-поглощающих сред ($\alpha=\text{const}$) зависимость $p(t)$ имеет универсальный характер $p(t) \sim \exp(-\alpha C_0 t)$. Профиль оптико-акустического сигнала имеет вид, представленный на рис.1.

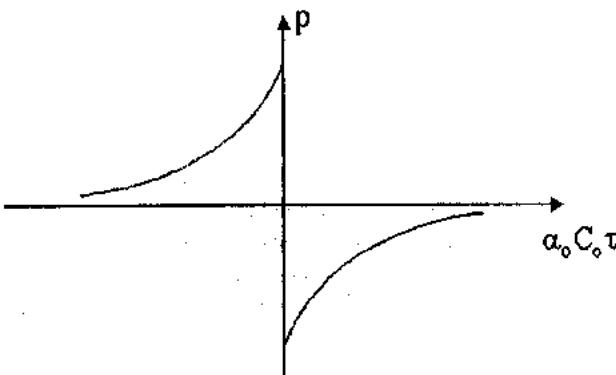


Рис.1. Профиль оптико-акустического сигнала для однородно-поглощающих сред.

Как следует из этих выражений, волна, распространяющаяся от оптико-акустических источников, несет информацию о теплофизических параметрах среды в области тепловыделения. Форму акустического сигнала определяет неоднородность температуры и поглощения света. Поэтому, решая обратную задачу, можно проводить диагностику этих неоднородностей поглощения по форме акустического импульса.

При использовании достаточно коротких лазерных импульсов, когда спектр $F(\omega)$ шире диапазона передаточной функции, форма фронта акустического импульса повторяет распределение источников.

$$P(z) = A \alpha(z) \exp\left(-\int_0^z \alpha(\xi) d\xi\right), \quad (7)$$

$$\text{где } A = \frac{\beta C_0^2}{2C_p} \varepsilon_0.$$

Уравнение (7) может быть выражено следующим образом

$$P(z) = -A \frac{d}{dz} \left[\exp\left(-\int_0^z \alpha(\xi) d\xi\right) \right] \quad (8)$$

Учитывая, что $P(\infty) = 0$, из (8) получаем

$$\int_z^{\infty} P(\xi) d\xi = A \exp\left(-\int_0^z \alpha(\xi) d\xi\right) \quad (9)$$

Из последнего уравнения получаем, что

$$\alpha(z) = \frac{P(z)}{\int_z^{\infty} P(\xi) d\xi} \quad (10)$$

Таким образом, в случае однородного и независящего от температуры коэффициента объемного расширения $\beta(z) = \text{const}$ зависимость коэффициента поглощения от глубины проникновения света определяется по формуле (10). По форме акустического сигнала можно определить распределение зависимости коэффициента поглощения от глубины проникновения света и осуществить диагностику неоднородности. Для коротких импульсов этот метод более прост в использовании, нежели анализ спектра.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ.

Схема экспериментальной установки, где проводились исследования распределения трансформаторного масла по глубине, приведена на рис.2. Источником оптического излучения служил TEA CO₂ лазер 1, работающий на длине волны 10,6 мкм при давлении рабочей смеси газов 1,1 атм на линии Р(18) колебательно-вращательного спектра молекул CO₂. Импульс имел характерную для данного типа лазеров форму - мощный передний пик с

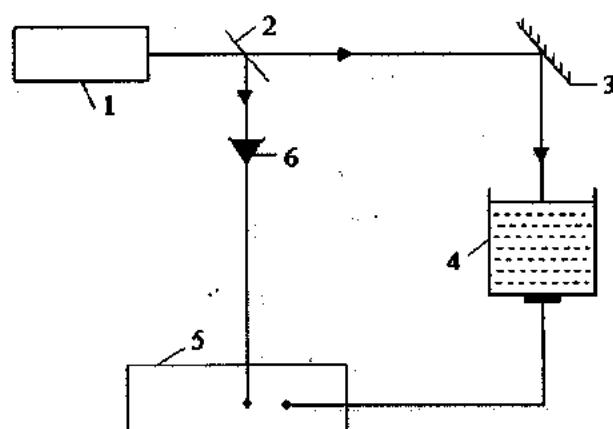


Рис.2. Схема экспериментальной установки.

длительностью ~0,15 мкс с крутым фронтом (< 30 нс) и следующий за ним хвост с длительностью ~1÷1,5 мкс.

Энергия импульсов составляла $\sim 1,5$ Дж, а сечение пучка ~ 2 см 2 . Лазер работал в импульсно-повторяющемся режиме с частотой ~ 1 Гц.

Несфокусированный пучок лазерного излучения диаметром 1,6 см вертикально направлялся на кювет 4 с исследуемой жидкостью. Для регистрации и контроля энергетических характеристик падающего на кюветы пучка часть излучения с помощью полупрозрачного зеркала 2 направлена на фотоприемник 6. Приемником акустического сигнала служила задемпфирированная пластина из ниобата-лития, которая приклеивалась к окну на дне кюветы и находилась в прямом контакте с исследуемой жидкостью. Резонансная частота приемника составляла ~ 39 МГц. Сигналы приемников регистрировались на осциллографе 5 типа С8-12.

Масляные эмульсии получались при добавлении трансформаторного масла на поверхность воды.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЯ.

На рис.3 приведены характерные осцилограммы фронтов акустического сигнала при различных значениях поверхностной плотности добавленного масла $\rho_s = \frac{m}{S}$, где m - масса масла, S - площадь свободной поверхности воды. Видно, что с ростом значения ρ_s фронт акустического сигнала удлиняется, и характер формы нарастания давления приближается к экспоненциальному закону.

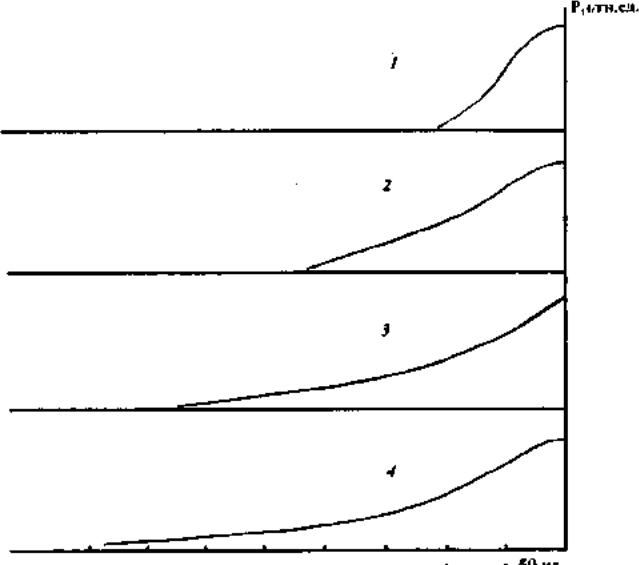


Рис.3. Характерные осцилограммы фронтов акустического сигнала при различных значениях ρ_s (г/см 2): 1 - 0,006, 2 - 0,021, 3 - 0,033, 4 - 0,087.

Такая зависимость формы фронта акустического сигнала от ρ_s , по-видимому, объясняется тем, что при малых концентрациях масла основную роль в процессе генерации звука играет роль поглощения излучения в чистой воде. Поскольку в наших экспериментах $\alpha C_o t_{\text{л}} \gg 1$, форма акустического сигнала определяется производной от огибающей лазерного импульса [3,4] и имеет сравнимую

с лазерным импульсом длительность и крутые фронты, дальнейшее добавление масла приводит к уменьшению объемного содержания воды в приповерхностном слое. В итоге уменьшается эффективный коэффициент поглощения лазерного излучения $\alpha_{\text{эфф}}$ и частота $\omega_0 = \alpha_{\text{эфф}} C_0$, на которой передаточная функция слоя термо-оптического преобразования имеет максимум. Следовательно, это должно привести к постепенному удлинению переднего фронта акустического сигнала. Наконец, когда на поверхности образуется масляная пленка толщиной $12\rho_s^{-1}$, характер нарастания давления на фронте акустического сигнала становится экспоненциальным, что соответствует генерации звука в масле.

На рис.4 приведены полученные из обработки соответствующих осцилограмм зависимости коэффициента поглощения $\alpha(x)$. Характерным для всех кривых является то, что по мере увеличения глубины $\alpha(x)$ возрастает. При этом наименьшее значение $\alpha(x)$ наблюдается непосредственно у поверхности. С увеличением значения ρ_s рост $\alpha(x)$ становится более плавным.

Как следует из рис.4 при значениях $\rho_s \geq \rho_s^k \sim 0,03$ г/см 2 существует некая глубина, при которой $\alpha(x)$ практически не меняется и соответствующее значение $\alpha \sim 60$ см $^{-1}$ совпадает со значением α в чистом масле. По-видимому, в этих случаях на поверхности воды начинает образовываться масляная пленка, в которой практически поглощается все лазерное излучение и идет генерация звука. При $\rho_s < \rho_s^k$ область постоянного $\alpha(x)$ отсутствует.

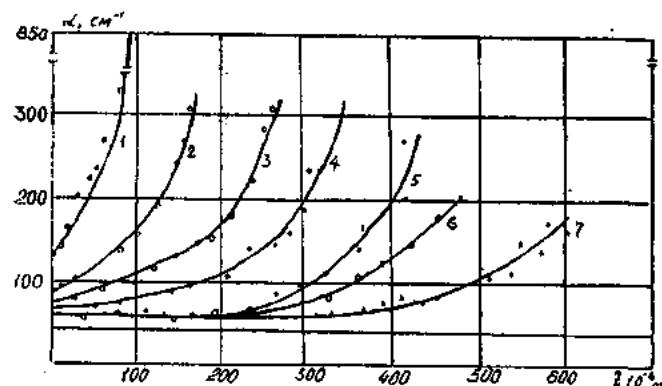


Рис.4. Зависимости коэффициента поглощения α излучения от глубины проникновения z для различных значений ρ_s (г/см 2): 1 - 0,006, 3 - 0,015, 3 - 0,021, 4 - 0,027, 5 - 0,033, 6 - 0,039, 7 - 0,087.

Это свидетельствует о неоднородности приповерхностного слоя, то есть о присутствии масляной эмульсии, меняющейся с глубиной концентрацией масла.

Следует отметить, что параметр ρ_s однозначно характеризует состояние поверхности. Эксперименты показали, что зависимости $\alpha(z)$ от z в кюветах с различными сечениями при одинаковых ρ_s идентичны.

Поскольку на длине волн излучения CO₂ лазера коэффициент поглощения света в масле $\alpha_m \sim 60$ см $^{-1}$ значительно меньше, чем в чистой воде $\alpha_w \sim 870$ см $^{-1}$, то в первом приближении коэффициент поглощения света будет определяться объемным содержанием воды $v_w(z)$. Для

коэффициента поглощения имеет место следующее соотношение

$$\alpha(z) = \nu_B(z)\alpha_B$$

$$\nu_M(z) = \frac{\alpha_B - \alpha(z)}{\alpha_B}$$

Учитывая, что $\nu_B(z) + \nu_M(z) = 1$, для объемного содержания масла получим

Таким образом, полученные результаты позволяют определить распределение дисперсной фазы по глубине – в данном случае объемную концентрацию масла.

[1] M.W.Sigrist. J.Appl.Phys. (Appl.Phys.Rev) 60,R83,1986.

[2] Л.В. Бурмистрова, А.А. Карабутов и др. Акустический журнал, 1978, т. 24, № 5, с. 655-663.

[3] M.W. Sigrist, Z.H. Chen. Appl. Phys, 1987, B.43, p.1-7.

[4] M.W. Sigrist. J.Appl. Phys. 1986, v.60, №7, p.R83-R121.

M.A. Musayev

LAZER OPTİKO-AKUSTİK METODU İLƏ SUYUN SƏTHİNDƏKİ YAĞ EMULSİYA TƏBƏQƏSİNİN ANALİZİ

Lazer optiko-akustik metodу ilə güclü udma qabiliyyətinə malik olan mayelerdə səs dalğalarının generasiyası prosesi müzakirə olunur. Gösterilir ki, mayenin səthində olan digər mayenin nazik təbəqəsi mayenin dibində yerləşdirilən qəbuledicinin qeyd etdiyi akustik dalğaları xeyli gücləndirir. Bu güclənmə və akustik siqnalın cəbhəsi nazik təbəqənin qalınlığından, onun optik və akustik xassələrindən asılıdır. Akustik siqnalın forması əsasında nazik səth təbəqəsini analiz etmək mümkündür.

M.A. Musayev

OIL EMULSION ANALYSIS ON WATER SURFACE BY LAZER OPTICO-ACOUSTIC METHOD

In work the generation of sound waves in strongly absorbing and transparent liquids laser optico-acoustic method is discussed. It is shown, that the presence on a surface of the liquid of an absorbing layer of other liquid strongly strengthens an acoustic signal, which is registered by the receiver placed at the bottom of the liquid. The amplification (strengthening) and front of an acoustic signal depends on thickness, optical and acoustic properties of environmental medium of a thin layer. Under the formula of an acoustic signal it is possible to analyze a superficial layer.

ИССЛЕДОВАНИЕ СИСТЕМЫ TlTe-FeTe И ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА TlFeTe₂

Ф.М. СЕИДОВ, Э.М. КЕРИМОВА, С.Н. МУСТАФАЕВА, Р.К. ВЕЛИЕВ,

А.Б. МАГЕРРАМОВ, Л.А. ИСМАИЛЗАДЕ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Приведена полная диаграмма состояния системы TlTe-FeTe. Установлено, что кривая ликвидуса системы TlTe-FeTe состоит из областей первичных кристаллизаций соединений Tl₂Te, TlFeTe₂ и FeTe. Между соединениями TlFeTe₂ и FeTe образуется простая эвтектика состава (TlTe)_{0,4}(FeTe)_{0,6}, плавящаяся при температуре 813 К.

Изучена температурная зависимость электропроводности и коэффициента Холла для TlFeTe₂. Определена ширина запрещенной зоны TlFeTe₂, которая составила 0,42 эВ. Из концентрационной и температурной зависимостей подвижности носителей тока в TlFeTe₂ получено, что при высоких температурах доминирует механизм рассеяния носителей тока на акустических колебаниях решетки ($\mu \sim T^{-3/2}$). Изучен температурный ход коэффициента термоэдс в TlFeTe₂. Рассчитана концентрация $n_p = 6,67 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и эффективная масса $m_p^* = 0,074 m_0$ дырок в TlFeTe₂.

Халькогениды железа-таллия представляют собой класс полупроводниковых материалов, обладающих магнитными свойствами [1-5]. Часть системы TlTe-FeTe, а именно участок диаграммы состояния FeTe-TlFeTe₂ и некоторые физические свойства TlFeTe₂ были изучены в работе [5]. В частности, были исследованы температурные зависимости электросопротивления и коэффициента термоэдс TlFeTe₂ в области температур от 4,2 до 300 К.

В настоящей работе представлены экспериментальные результаты исследования системы TlTe-FeTe и физических свойств TlFeTe₂ при температурах от 300-650 К.

Исходные соединения TlTe и FeTe были синтезированы прямым сплавлением элементов Tl, Fe, Te высокой чистоты, взятых в стехиометрических соотношениях в вакуумированных до 10^{-2} Па кварцевых ампулах. Сплавы получали из заранее синтезированных TlTe и FeTe. Полученные сплавы нагревали в интервале температур 700-850 К, т.е. выше температур плавления исходных соединений TlTe [6], FeTe и выдерживали при этих температурах в течение 7-9 часов. Затем температуру печи медленно снижали до комнатной. Полученные образцы сплавов системы TlTe-FeTe исследовали методами дифференциального термического и рентгенографического анализов. ДТА проводили с помощью пиromетра; температуру фазовых превращений в интервале 425-860 К определяли с точностью ± 5 К.

Точная диаграмма состояния системы Tl-Te построена методами физико-химического анализа в [6]. Показано, что в этой бинарной системе, наряду с инконгруэнтно плавящимися соединениями TlTe и Tl₂Te₃, образуются и конгруэнтно плавящиеся соединения Tl₃Te₃ и Tl₂Te. При построении диаграммы состояния TlTe-TlFeTe₂ были учтены данные [6].

Как видно из диаграммы состояния TlTe-FeTe, при соотношении компонентов TlTe:FeTe=1:1 образуется химическое соединение TlFeTe₂ с температурой плавления 853 К (рис. 1). Между TlFeTe₂ и FeTe образуется простая эвтектика, содержащая 60 мол.% FeTe и плавящаяся при 813 К. Участок TlTe-TlFeTe₂ диаграммы состояния TlTe-FeTe имеет сложный вид. Ликвидус этого участка состоит из областей первичной кристаллизации соединений Tl₂Te [6] и TlFeTe₂.

Результаты рентгенографического анализа показывают, что TlFeTe₂ кристаллизуется в моноклинной синго-

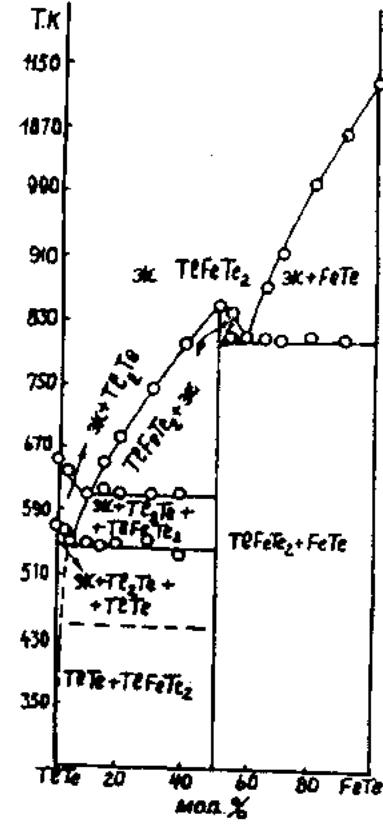


Рис. 1 Диаграмма состояния системы TlTe-FeTe.

ния с параметрами элементарной ячейки: $a = 11,84$; $b = 5,43$; $c = 6,96 \text{ \AA}$; $\beta = 117,87^\circ$; пр. гр. $\sim C2/m$.

Из синтезированного поликристаллического TlFeTe₂ был изготовлен образец в форме параллелепипеда размерами 12x5, 12x2,30 мм, который отжигали при температуре 430 К в течение 4 суток.

Были исследованы электрические свойства соединения TlFeTe₂. Исследования выполнены в интервале температур 300-650 К. На рис. 2 приводится температурная зависимость электропроводности и коэффициента Холла для соединения TlFeTe₂ (для трех образцов). Все исследованные образцы были p-типа во всем измеренном интервале температур. Концентрация примесей измеренных образцов составила: $N_a - N_d = 1,1 \cdot 10^{16} + 1,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Слабое

изменение электропроводности в области относительно низких температур для образцов 2 и 3, а также уменьшение электропроводности образца 1 с ростом температуры обусловлены наличием в кристаллах примесных центров акцепторного характера. Экспоненциальный рост σ с

температурой во всех трех образцах в области высоких температур связан с наступлением собственной проводимости. Ширина запрещенной зоны, определенная из наклона этих кривых, составила 0.42 эВ.

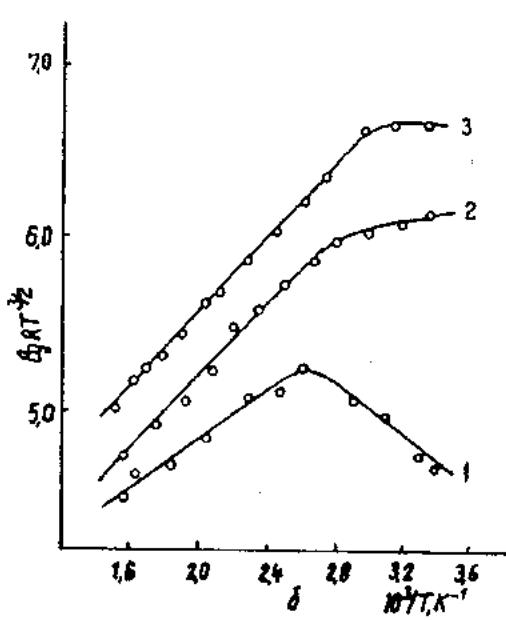
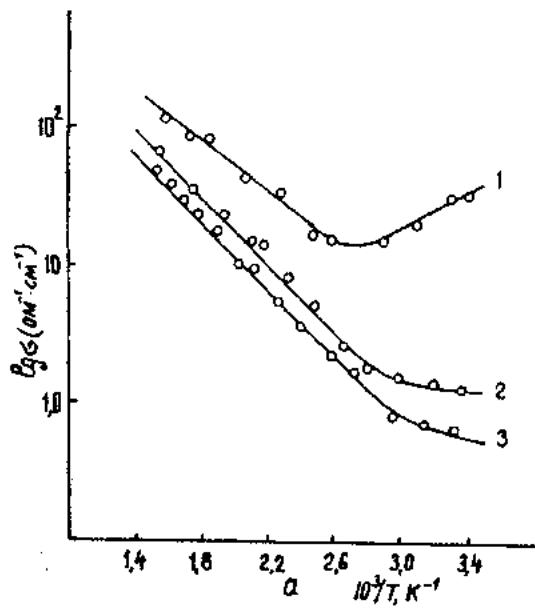


Рис. 2. Температурная зависимость электропроводности (а) и коэффициента Холла (б) соединений $TlFeTe_2$ с различной концентрацией носителей тока.

Из концентрационной и температурной зависимостей подвижности носителей тока в соединении $TlFeTe_2$ (рис.3) видно, что при высоких температурах ($\mu \sim T^{-3/2}$) доминирует механизм рассеяния носителей на акустических колебаниях решетки. Значение подвижности носителей тока слабо зависит от концентрации примесей.

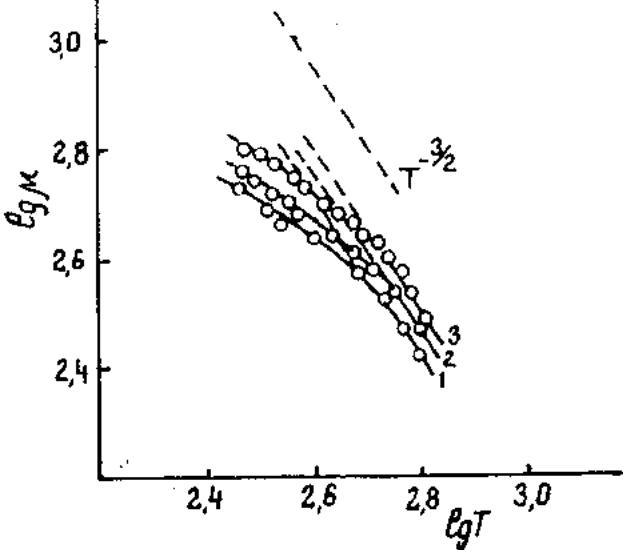


Рис. 3. Зависимость холловской подвижности от температуры и концентрации примесей кристаллов $TlFeTe_2$.

Коэффициент термоэдс (рис.4) в образце $TlFeTe_2$ с ростом температуры вначале увеличивается, проходит через максимум, а затем уменьшается по мере увеличения температуры. Этот экспериментальный факт, види-

мо, обусловлен сложностью зонной структуры этого соединения.

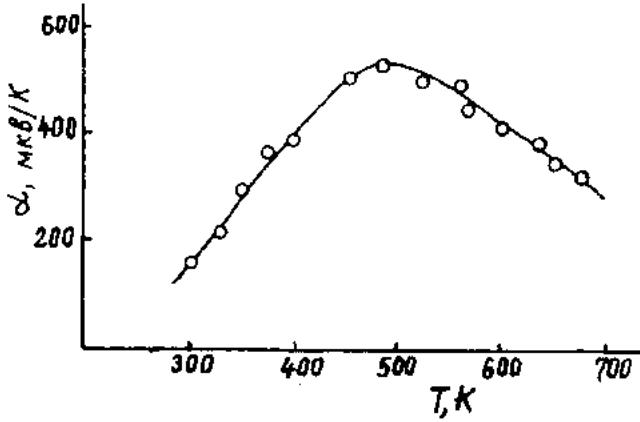


Рис. 4 Температурная зависимость коэффициента термоэдс $TlFeTe_2$.

В области собственной проводимости, как коэффициент Холла, так и коэффициент термоэдс остаются положительными и уменьшаются с повышением температуры.

Из экспериментальных данных, основываясь на модели нестандартной зоны, в двухзонном приближении для $TlFeTe_2$ рассчитана эффективная масса дырок.

Для нестандартной зоны при любой степени вырождения термоэдс для дырок определяется по формуле [7]:

$$\alpha = \frac{k_B}{e} \left[\frac{J_{r+1,2}^1(\eta_p^*, \beta)}{J_{r+1,2}^0(\eta_p^*, \beta)} - \eta_p^* \right] \quad (1)$$

Здесь $\beta = \frac{k_B T}{\Delta E_g}$ - параметр, характеризующий нестандартность зоны; ΔE_g - ширина запрещенной зоны;

$J_{r+1,2}^1(\eta_p^*, \beta)$, $J_{r+1,2}^0(\eta_p^*, \beta)$ - обобщенные или двухпараметрические интегралы Ферми. Обобщенные интегралы Ферми со всеми индексами были табулированы Завадским, Ковальчуком и Колодзайчиком [7] в интервалах параметров $-5 \leq \eta^* \leq 20$ и $0 \leq \beta \leq 1$.

Для TlFeTe₂ при 292 К, $r = 0$ ($\mu \sim T^{-3/2}$) и известных значениях $\Delta E_g = 0.42$ эВ, $\beta = 0.056$, $J_{1,2}^0 = 0.7151$, $J_{1,2}^1 = 1.6535$,

$\alpha = 156$ мкВ/град по формуле (1) вычислен приведенный химический потенциал, который оказался равным $\eta_p^* = 0.5$. Концентрация дырок n_p при любой степени вырождения при $T=290$ К и известных значениях коэффициента Холла $R=10.5$ см³/К, $\eta_p^* = 0.5$, $F_{3/2}(\eta_p^*) = 1.4853$, $F_{1/2}(\eta_p^*) = 0.7156$, $F_1(\eta_p^*) = 0.9741$ вычислялась по формуле

$$n_p = \frac{0.625 \cdot 10^{19}}{R} \cdot \frac{F_{3/2}(\eta_p^*) \cdot F_{2r+1/2}(\eta_p^*)}{[F_{r+1}(\eta_p^*)]^2} \quad (2)$$

и составляла $n_p = 6.67 \cdot 10^{17}$ см⁻³.

По вычисленному значению концентрации дырок при $T=290$ К и значению $\eta_p^* = 0.5$; $\beta = 0.05$; $J_{3/2}^0(\eta_p^*, \beta) = 1.8332$ для TlFeTe₂ была определена эффективная масса дырок в нестандартной зоне по формуле:

$$n_p = \frac{(2m_p^* k_B T)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3} J_{3/2,0}^0(\eta_p^*, \beta) \quad (3)$$

и получено $m_p^* = 0.074 m_0$.

- [1] A. Kutogly. Naturforschungen, 1974, v. 150, № 3, p. 125-126.
- [2] K. Klepp, H. Beller Monatsh. Chem., 1979, v.110, №56, p.1045-1046.
- [3] И.Г. Маковецкий, Е.И. Касинский. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 1984, т. 20, № 10, с. 1752-1753.
- [4] М.А. Алдожанов, М.Д. Наджсафзаде. ФТТ, 1990, т.32, №8, с.2494-2495.
- [5] А.И.Джаббарлы, Э.М.Керимова, Ф.М.Сейдов, А.К. Заманова.Неорг. Материалы, 1996, т.32, №1,с.118-119.
- [6] М.М. Асадов, М.Б. Бабанлы, А.А. Кулев. Изв. АН СССР,Неорг. материалы, 1977, т.13, №8,с.1407-1410.
- [7] Б.М. Аскеров. В кн. «Кинетические эффекты в полупроводниках», Л. 1970.

F.M. Seyidov, E.M. Kerimova, S.N. Mustafayeva, R.K. Veliyev, Ә.B. Məhərrəmov, L.A. İsmayıllızadə

TİTe-FeTe SİSTEMİNİN TƏDQİQİ VƏ TlFeTe₂-İN ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

TlTe-FeTe sisteminin tam hal diaqramı gösterilir. Müəyyən olunmuşdur ki, TlTe-FeTe sisteminin likvidus əyrisi, Tl₂Te, TlFeTe₂ və FeTe birləşmələrinin ilk kristallaşma oblastlarından ibarətdir. TlFeTe₂ və FeTe birləşmələri arasında 813 K temperaturda əriyən (TİTe)_{0.4}(FeTe)_{0.6} kimi sadə evtekтик tərkib əmələ gelir.

TlFeTe₂ üçün Holl əmsalının elektrik keçiriciliyinin temperaturdan asılılığı öyrənilmiş, qadağan olunmuş zolağın eni $E_g = 0.42$ eV olduğu təyin edilmişdir. Yükdaşıyıcıların mütəhərrikliyinin konsentrasiyadan və temperaturdan asılılıq əyrisindən TlFeTe₂ üçün yüksək temperaturlarda yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizminin əsasən qəfəsin akustik rəqslarından olduğu ($\mu \sim T^{-3/2}$) göstərilmişdir. TlFeTe₂-də termoe.h.q. əmsalının temperatur qədisi öyrənilmiş, deşik keçiricilərinin konsentrasiyası hesablanmışdır. Göstərilmişdir ki, $n_p = 6.67 \cdot 10^{17}$ cm⁻³, effektiv kütlə $m_p^* = 0.074 m_0$ qiymətinə malikdir.

F.M. Seidov, E.M. Kerimova, S.N. Mustafayeva, R.K. Veliev, A.B. Magerramov, L.A. Ismailzade

INVESTIGATION OF TlTe-FeTe SYSTEM AND ELECTRICAL PROPERTIES OF TlFeTe₂.

Complete phase diagram of TlTe-FeTe system is represented. It was established that liquidus curve of TlTe-FeTe system consist of crystallization regions of Tl₂Te, TlFeTe₂ and FeTe compounds. Simple eutectics of (TİTe)_{0.4}(FeTe)_{0.6} composition is formed between TlFeTe₂ and FeTe compounds. This eutectic is melted at 813 K.

Temperature dependences of electrical conductivity and Hall coefficient of TlFeTe₂ are studied. Forbidden band width of TlFeTe₂ is equal to 0.42 eV. It was shown that scattering of current carriers on acoustic vibrations of lattice takes place at high temperatures ($\mu \sim T^{-3/2}$).

Temperature behavior of thermo-e.m.f. at TlFeTe₂ is studied. The concentration ($n_p = 6.67 \cdot 10^{17}$ см⁻³) and effective mass of holes ($m_p^* = 0.074 m_0$) are calculated for TlFeTe₂.

ОСОБЕННОСТЬ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ ЭВТЕКТИЧЕСКОЙ КОМПОЗИЦИИ ПОЛУПРОВОДНИК-СВЕРХПРОВОДНИК

Г.И. ИСАКОВ

Институт Физики АН Азербайджана
370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследована сверхпроводимость образцов различных размеров и формы из эвтектической композиции $\text{GaSb-V}_2\text{Ga}_5$ типа полуроводник-сверхпроводник. Показано, что по направлению кристаллизации сверхток в основном протекает по вискерам. При отличном от нуля угле между направлением вискеров и предполагаемым направлением сверхтока увеличивается роль слабых связей типа сверхпроводник-полупроводник-сверхпроводник.

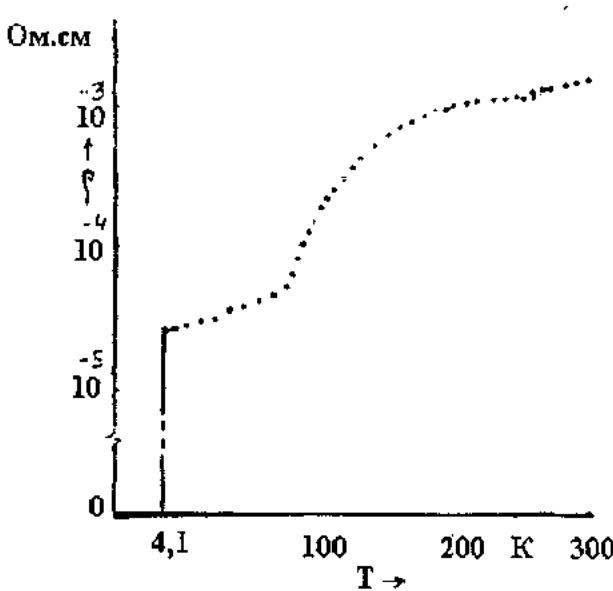
В наших работах [1-3] сообщалось об обнаружении сверхпроводимости и эффекта Джозефсона в эвтектической композиции полупроводник-сверхпроводник ($\text{GaSb-V}_2\text{Ga}_5$), где при направленной кристаллизации сверхпроводящая фаза V_2Ga_5 в полупроводниковой матрице GaSb формируется в виде длинных параллельных вискеров. Плотность вискеров в среднем на единицу площади перпендикулярно направлению роста образца и при скорости получения $v = 7 \text{ см/ч}$ составляет $N = 1.8 \cdot 10^4 \text{ мм}^{-2}$.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Из эвтектической композиции $\text{GaSb-V}_2\text{Ga}_5$ были вырезаны образцы в виде прямоугольного длинного парал-

лелепипеда вдоль и поперек направлению сверхпроводящих вискеров. Результаты исследования удельного сопротивления этих образцов в широком интервале температур показали, что при температуре $T = 4,1 \text{ K}$ при параллельности электрического тока (I) к направлению вискеров (X) образцы в виде прямоугольных длинных параллелепипедов ($I \parallel X$) переходят в сверхпроводящее состояние (Рис.1а).

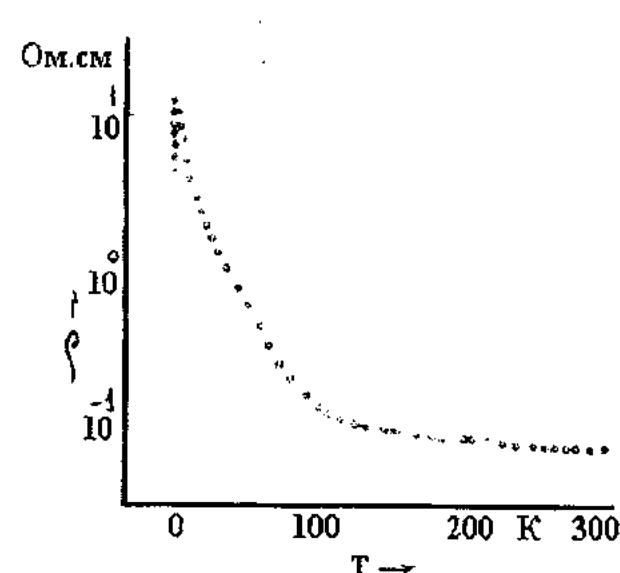
В образцах же, вырезанных поперек направлению вискеров ($I \perp X$), сверхпроводимость не обнаруживалась. Однако, следует отметить, что в таких образцах при $T = 4,1 \text{ K}$ обнаруживается некоторое резкое падение удельного сопротивления (Рис.1б).



a)

Рис. 1. а) Температурная зависимость удельного сопротивления образца $\text{GaSb-V}_2\text{Ga}_5$ в форме длинного прямоугольного параллелепипеда при $I \parallel H$;

б) Температурная зависимость удельного сопротивления образца $\text{GaSb-V}_2\text{Ga}_5$ в форме длинного прямоугольного параллелепипеда при $I \perp X$.



б)

Из сплава $\text{GaSb-V}_2\text{Ga}_5$ вырезали пластинку, две боковые грани которой были параллельны направлению кристаллизации (направлению вискеров) и имели форму квадратика (Рис.2а). Измерение сопротивления такой пластины преследовало цель выяснить, при каком угле

между направлением электрического тока и направлением вискеров исчезает сверхпроводимость. Вопреки ожиданию, пластина при всех направлениях тока и вискеров переходила в сверхпроводящее состояние вблизи температуры $T = 4 \text{ K}$ (Рис.2б).

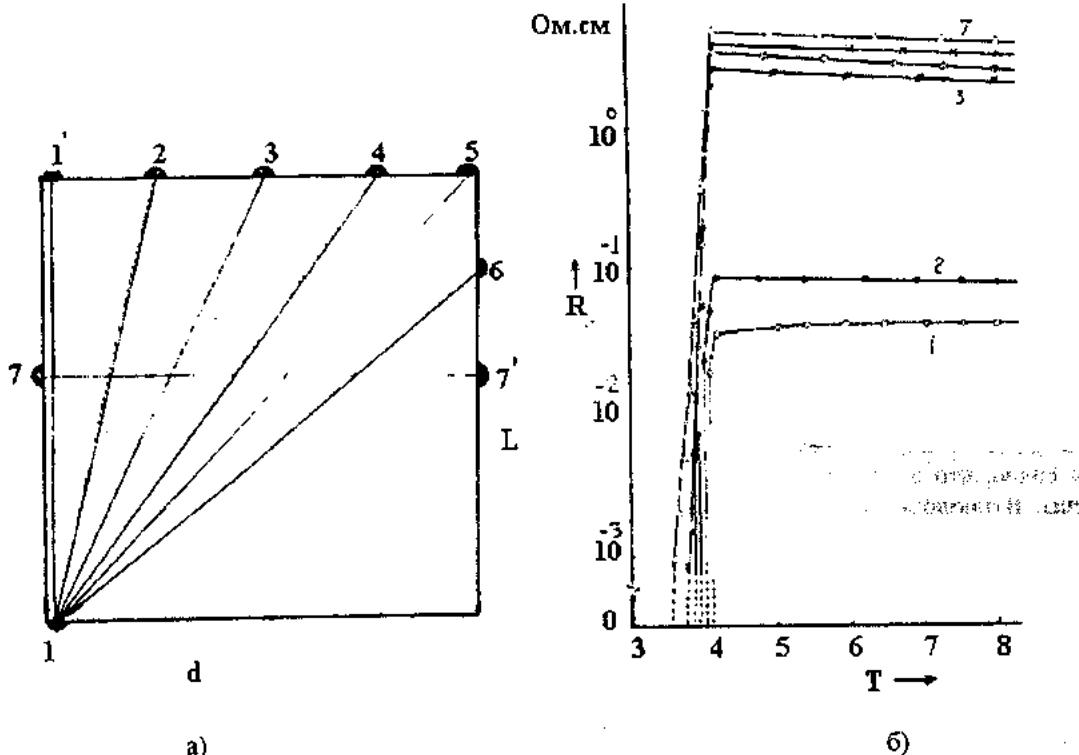


Рис.2. а) Схематическое изображение пластины для исследования сопротивления;
б) Температурная зависимость сопротивления пластины при различных углах между направлением роста и тока.

ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Следует отметить, что, несмотря на малые объемные доли сверхпроводящей фазы V_2Ga_5 (4,4 %) эвтектическая композиция полупроводник-сверхпроводник в случае параллельности электрического тока и направления вискеров переходит в сверхпроводящее состояние. Ясно, что при $I \parallel X$ сверхток протекает по всем вискерам сверхпроводящей фазы V_2Ga_5 , в случае вискеров бесконечной длины. Однако, наблюдаются и вискеры конечной длины, как следствие локального нарушения структуры, дефектов решетки, температурных флуктуаций и т.д. По всей протяженности роста композиции на месте обрывающихся вискеров наблюдается рост новых.

Из вышеизложенного следует, что в направлении $I \parallel X$ сверхток в основном протекает по вискерам бесконечной длины. Помимо этого имеет место также некоторое протекание сверхтока по контактам типа сверхпроводник-полупроводник-сверхпроводник (S-Sm-S). При этом протекание сверхтока по вискерам бесконечной длины по сравнению с протеканием сверхтока по контактам S-Sm-S имеет явное преимущество. Поэтому при $I \parallel X$, несмотря на малое объемное отношение сверхпроводящей фазы (в случае сверхпроводящих шаров в несверхпроводящей матрице сверхпроводимость осуществляется только выше объемной доли сверхпроводящей фазы 16 %), сверхпроводимость обнаруживается во всех образцах эвтектической композиции GaSb- V_2Ga_5 .

В образцах же, имеющих форму прямоугольного длинного параллелепипеда, из эвтектической композиции GaSb- V_2Ga_5 в случае $I \perp X$ сверхпроводимость не осуществляется. Ясно, что при этом в образце существуют только контакты типа S-Sm-S. По-видимому, в этом случае отсутствие перехода в сверхпроводящее состояние

связано с большой толщиной полупроводниковой пролонгации (4-5 мкм) между параллельными вискерами.

Однако, из рис.1б видно, что в случае $I \perp X$ в образце в форме длинного параллелепипеда удельное сопротивление при температуре $T=4,1$ К резко падает. По нашему мнению в таких образцах при $T=4,1$ К образуются локальные сверхпроводящие области конечных размеров. По-видимому, в этих областях вискеры сверхпроводящей фазы расположены более плотно, чем в остальном объеме. Эти дискретные области представляют собой комбинацию контактов типа S-Sm-S.

В образцах же в виде пластинки в форме квадрата сверхпроводимость обнаруживалась во всех направлениях сверхтока по отношению к вискерам. Наши многочисленные эксперименты показали, что во всех образцах эвтектики GaSb- V_2Ga_5 , длина (в направлении вискеров) которых равна или превышает ширину ее (перпендикулярно направлению вискеров) при любом угле между направлением тока и вискеров обнаруживается сверхпроводимость. Из этих результатов следует, что в этих случаях дискретные слабосвязанные области, состоящие из контактов S-Sm-S, наблюдающихся в случае длинного параллелепипеда, при $I \perp X$ в образцах с вышеприведенными формами, соединяются друг с другом. Понятно, что при направленной кристаллизации эвтектической композиции вискеры металлической фазы V_2Ga_5 растут только по направлению движения фронта кристаллизации. Возникает вопрос. Каким образом в направленно-кристаллизованной эвтектической композиции осуществляется связь между дискретными слабосвязанными областями, состоящими из слабосвязанных S-Sm-S? Для выяснения причин этого нами фотографировались различные участки поверхности образца. Было установлено, что в различных участках образца плотность вискеров

неоднородна.

Исходя из вышеприведенной зависимости сверхпроводимости от формы образца, а также из неоднородного распределения вискера в полупроводниковой матрице, нами была предложена модель токовых линий, согласно которой в эвтектической композиции полупроводник-сверхпроводник длинные вискеры, растущие в направлении движения фронта кристаллизации, соединяют области с большой плотностью коротких вискера, расстояние между которыми ($\leq 10^{-4}$ см) порядка длины когерентности. Таким образом, прохождение сверхтока при $I \parallel X$, и при различных углах между направлением вискера и предполагаемым направлением сверхтока объясняется моделью бесконечного кластера.

На рис.3 представлена схематическая модель эвтектической композиции с нарушением регулярности роста. Из рисунка видно, что в образце образуются бесконечные кластеры. В продольном направлении вероятность образования бесконечного кластера, созданного самими вискерами, а также межфазной границей полупроводник-сверхпроводник, гораздо больше, чем в поперечном направлении.

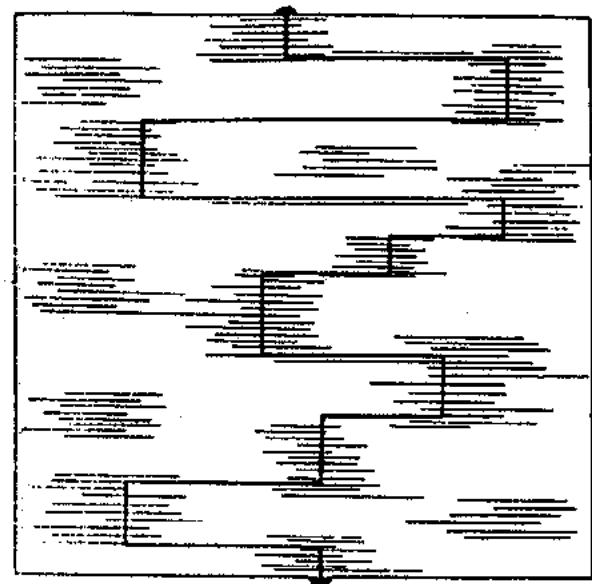


Рис.3. Модельное представление линий сверхтока в эвтектической композиции полупроводник-сверхпроводник.

- [1] М.И. Алиев, Г.И. Исаков, Ф.Ю. Алиев, А.Т. Эминзаде. Препринт №1 ИФАН Азерб. Респ., Баку, 1987, с.19.
- [2] М.И. Алиев, Г.И. Исаков, Ф.Ю. Алиев, А.Т. Эминзаде. ДАН СССР, 1989, т. 306, 3, с. 583-586.

- [3] М.И. Алиев, Г.И. Исаков, Э.А. Исаева. Сверхпроводимость: физика, химия, техника. М., 1994, т. 7, 1, с. 189-196.

Q.I. İsakov

YARIMKEÇİRİCİ-İFRATKEÇİRİCİ TİPLİ EVTEKTİK KOMPOZİSİYADA İFRATKEÇİRİCİLİYİN MƏXSUSİYYƏTİ

Yarımkeçirici-ifratkeçirici tipi GaSb-V₂Gas evtektik kompozisiyalarından hazırlanan müxtəlif ölçülü və formalı nümunelerin ifratkeçiriciliyi tədqiq olunub. Göstərilmişdir ki, kristallaşma istiqamətində ifratcərəyan əsasən viskerlərdən keçir. Viskerlərin istiqaməti ilə ifratcərəyanın təsəvvür olunan istiqaməti arasındakı sıfırdan fərqli bucaqlarda ifratkeçirici-yarımkeçirici-ifratkeçirici tipi zəif əlaqələrin də rolü artır.

G.I. Isakov

SINGULARITY OF SUPERCONDUCTIVITY OF EUTECTIC COMPOSITION SEMICONDUCTOR-SUPERCONDUCTOR

In this paper we investigated superconductivity of samples that have different sizes and forms from eutectic composition GaSb-V₂Gas type semiconductor-superconductor. It is shown that the overcurrent usually flow on whisker in crystallization direction. The role of weak coupling type S-Sm-S increases at non-zero angle between whisker direction and the overcurrent direction.

ELECTRIC AND THERMOELECTRIC PROPERTIES OF p-Ag₂Te

F.F.ALİEV

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan
370143, Baku, H. Javid av., 33*

There have been investigated temperature dependencies of Hall-coefficient R , electric conductivity σ and thermal EMF α_0 in p-Ag₂Te in the temperature range 4-300 K. There have been observed feature: retardation $R(T)$ in the temperature range ≈ 200 -300 K, minimum at ≈ 65 K and maximum at ≈ 200 K in $\sigma(T)$ and maximum in $\alpha_0(T)$ at ≈ 80 and 250 K. Obtained experimental data are rationalized semiempirically within the with two type model with regard to acceptor impurities placed from conduction band bottom by 0,030 eV. It is of electron and hole (U_n) at $T < 65$ K and generation of decrease acceptor electron concentration (n_a) at $T > 65$ K. Retardation $R(T)$ and decrease $\sigma(T)$ at $T > 200$ K at the expense of retro weakness of and decrease of $U_n(T)$. Maximum of $\alpha_0(T)$ at ≈ 270 K is accompanied by appearance of intrinsic conduction.

INTRODUCTION

Many papers [1-8] are concerned with the investigation of electrophysical and thermoelectric properties of Ag₂Te. Authors showed that the low of electron dispersion in n- Ag₂Te follows Kane model [1-2], electron interaction has non-elastic character [3], in the range 4-300 K the main scattering mechanism is the scattering on ionized impurities and optic phonons [1-4].

Unlike n-Ag₂Te electric and thermoelectric properties in p-Ag₂Te have the features that are not observed in peculiar narrow-band semiconductors.

So their analyses require knowledge of energy spectra of charge carriers in p-Ag₂Te. In spite of series of papers, dedicated to investigation of energy spectra of charge carriers in p-Ag₂Te [4-8] one cannot treat this task solved.

So, this paper deals with the investigation of temperature dependence $R(T)$, $\sigma(T)$ and $\alpha_0(T)$ to establish energy spectrum of charge carriers p- Ag₂Te.

EXPERIMENTAL DATA

In Fig. 1.1 temperature dependence R is presented. It is shown that $R(T)$ up to ≈ 45 K does not depend on T , then

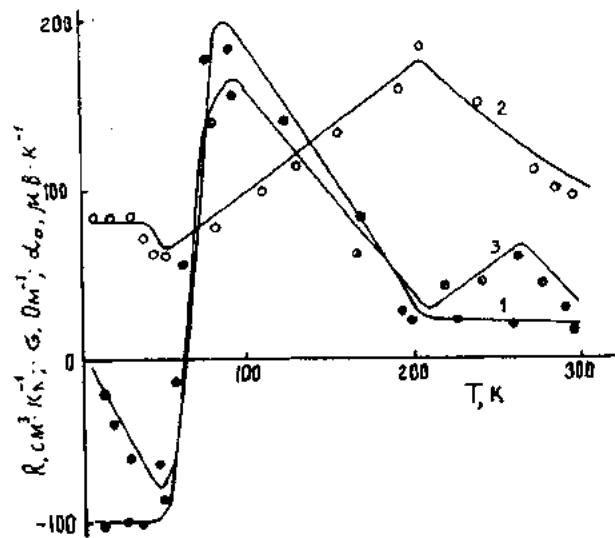


Fig. 1. Temperature dependence: Hall coefficient (1), electric conductivity (2) and thermal EMF (3).
Solid lines – calculated.

reduces and at ≈ 65 K it changes the sign for negative one, reaching the maximum at ≈ 80 K, then reduces continuously and in the range ≈ 200 -300 K heavily weakens.

In Fig. 1.2 the temperature dependence is shown. From comparing $\sigma(T)$ and $R(T)$ it is shown that $\sigma(T)$ at $T \leq 45$ K follow $R(T)$, and $T \approx 65$ K corresponding the temperature of sign inversion R , passes through the minimum, then with the temperature rise it increases and at ≈ 200 K passes through maximum. In Fig. 1.3 the temperature dependence α_0 is shown. $\alpha_0(T)$ increases linearly up to $T \leq 45$ K, and then changes the sign p for n , and at ≈ 80 and 270 K passes through maximum.

DISCUSSION OR OBTAINED DATA

Temperature dependence $\sigma(T)$, $R(T)$ and $\alpha_0(T)$ have been discussed in various papers [5-8]. Authors try to explain observed plateau on dependence $R(T)$ in the range ≈ 230 -300 K. From slope of $R(T)$ (after ≈ 80 K) there have been estimated activation energy $0,04 \pm 0,01$ eV, supposing that local energy levels are taken place in band gap. The presume of plateau in $R(T)$ is due to exhaustion of these energy levels, and activation energy is the ionization energy of these levels [5]. Authors [6] concluded that in the range of intrinsic conduction in charge concentration follows exponential function $P_i, n_i \approx T^3$, corresponding to electron activation between the bands with highly non-parabolic spectrum of electron and holes. According to experimental $R(T)$ and $\sigma(T)$ they have determined $\varepsilon_i < 6$ MeV and have supposed that in Ag₂Te gapless state is taken place at low temperatures. As to the authors point of view [6] sharp retardation of electron concentration increase (or plateau in $R(T)$) in the range ≈ 250 -300 K is due to the presence of additional valence band with high state density.

Author [7] supposed that the presence of conduction maximum and some anomaly of thermal EMF in the range ≈ 248 -283 K could be connected with possible phase transition. Decrease of α_0 above 283 K is more characteristic for impurity conduction, and increase of α_0 with the reduction of temperature in connected with the change of scattering mechanism and phonon increase of electrons. Authors of papers [8] showed that in temperature range 140-200 K $\alpha_0(T)$ behaves the law $|\alpha_0| \approx T^3$ and in this range there have taken place increase of electrons by phonons.

As it is shown authors [5-8] it makes false conclusions from low-temperature investigation R , σ and α_0 temperature dependence of band parameters. For revealing given problem one must carry out complex analysis with regard to dispersion law, with broad temperature dependence of experimental data, band parameters and mechanism of scattering.

Such kind of analysis is carried out as following:

For calculation of $R(T)$, $\sigma(T)$ and $\alpha_0(T)$ we use the following formulas:

$$R = \frac{1}{N_a e} \frac{(1-c)(1-b^2 c)}{(1+bc)^2} \quad (1)$$

$$\sigma = N_a e U_n \frac{1+bc}{b(1-c)} \quad (2)$$

$$\alpha_0 = \frac{\alpha_{op}\sigma_p - \alpha_{on}\sigma_n}{\sigma_p + \sigma_n} \quad (3)$$

where N_a - acceptor concentration, $b=U_n/U_p$ relation of electron mobility to hole mobility, $c=n/p$ relation of electron concentration to hole concentration, σ_p , σ_n , α_{op} and α_{on} are partial of electroconductivity and thermal EMF and holes, respectively. For analysis of obtained data it is necessary to determine $n(T)$, $U_n(T)$ and $U_p(T)$ by dependence, and for their determination one must know energy of acceptor activation (ε_a) and temperature dependence of Fermi level as a whole. At low value of band gap $\varepsilon_g = (0.035-7 \cdot 10^{-5} T \cdot K^{-1})$ eV [9] and at high value of N_a it is impossible to determine the value of ε_a for p-Ag₂Te. ε_a can be determined as follows: it is known, that thermal EMF (α_p) of any degree of degeneration of hole gas with standard band is defined as follows [10],

$$\alpha = -\frac{k}{e} \left[\frac{F_{x+2}(\mu_p^*)}{F_{x+1}(\mu_p^*)} - \mu_p^* \right] \quad (4)$$

where $\mu_p^* = \mu/KT$ - reducible chemical potential, μ and F level and Fermi integral. From formulas (4) μ at $T \approx 20$ K is determined. Of one knows μ , N_a and μ_p^* , ε_a can be found with formula [10]:

$$\mu = -\frac{1}{2} (\varepsilon_g - \varepsilon_a) - \frac{kT}{2} \ln \left[\frac{8\pi^{3/2} \hbar^3 N_a}{(2m_p^* kT)^{3/2}} \right] \quad (5)$$

At values $N_a = 6.25 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $m_p^* = 0.12$ [4] and $T = 20$ K it is bound that $\varepsilon_a = 0.030$ eV (reading against conduction band bottom). If values ε_a and μ , are known electron concentration on acceptor level [10] can be determined:

$$n_a = N_a \left[1 + \frac{1}{2} \exp - \frac{\varepsilon_a + \mu}{kT} \right]^{-1} \quad (6)$$

Obtained values for $n_a(T)$ are shown in Fig.2.1.

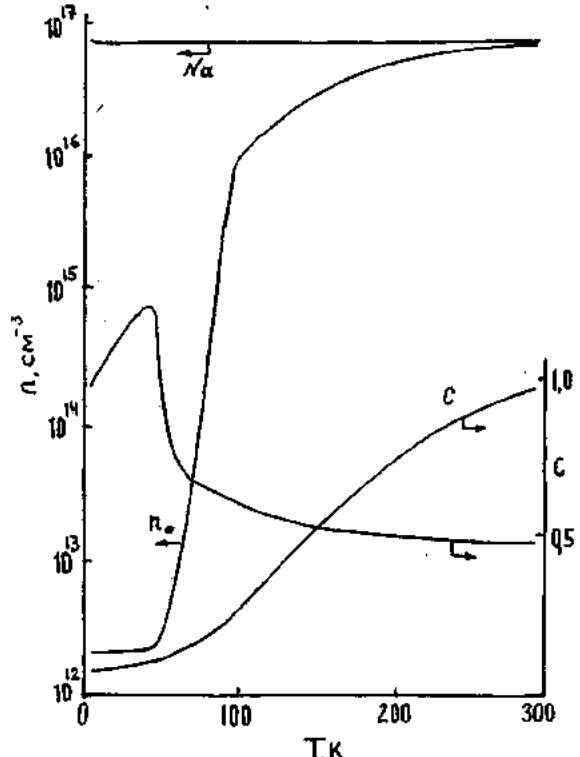


Fig.2. Temperature dependence of concentration (1) and relation of electron mobility b and c to holes (2).

Now let's define $b(T)$. Value b at $T \leq 65$ K, where conduction is far from intrinsic conduction ($n < \rho$) it is impossible to derive from formula:

$$b = \frac{P_r}{n_i} \frac{\frac{n_i}{N_a} + \sqrt{1 + \frac{P_r}{N_a}}}{1 - \frac{n_i^2}{P_r N_a}} \quad (7)$$

where $P_r = P - n$, $n_i^2 = Pn$, $P = N_a + n$ and $n = n_a + n_i$.

At inversion $R, b = 1/\sqrt{c}$ and at maximum (≈ 80 K):

$$R_{\max} = \frac{(1-b)}{4b \epsilon N_a} \quad (8)$$

where N_a can be does not depend on temperature. Above 80 K b is matched so that the calculated values R coincide with experimental data (Fig.1.1 and 2.2).

If $b(T)$ known, with (2) and according to $\sigma(T)$ (Fig.1.2) one can determine $U_n(T)$ and $U_p(T) = U_n(T)/b(T)$ (Fig.3). For theoretical determination $U_n(T)$ there have been carried out calculations as following: as it is noted in paper [2] at high degeneration and Kane law of dispersion at scattering on ionized impurities and acoustic oscillations of lattice the charge carrier mobility are expressed in the following formulas:

$$U'_{ion} = \frac{3\pi\hbar^3\epsilon^2}{2em_0^{*2}} \frac{1}{F_{ion}}, \quad (9)$$

$$U'_{ak} = \left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/3} \frac{e\rho V_L^2 \hbar^3 n^{-1/3}}{EKTm_0^{*2}} \frac{1}{f_{ak}}, \quad (10)$$

where f - factor taking account the influence of non-parabolicity on probability of scattering, ρ - crystal density, V_L - speed of sound in crystal, E - constant of deformation potential and ϵ - dielectric constant. Values ρ , V_L , ϵ and E are given from [11]. $U'(T)$ results are shown in Fig.3.

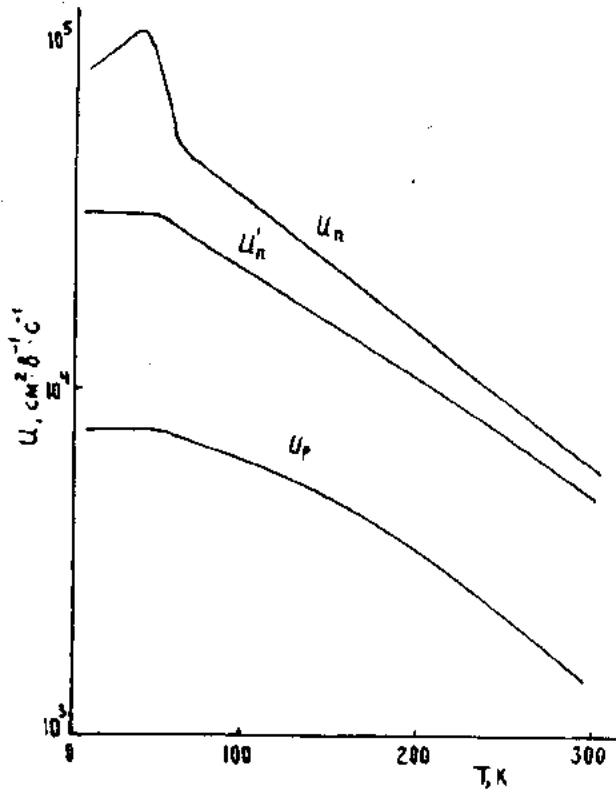


Fig.3. Temperature dependence of electron mobility (U_n and U'_n) and holes (U_p).

Calculations show that at low temperatures conduction is completely due to holes, i.e. at $T \leq 40$ K acceptor concentration is very high comparing with electron concentration. So R and σ must be change with temperature, and α_0 must be increased linearly.

As it is seen from Fig.3 hole mobility U_p at $T \leq 40$ K depends on temperature, if any, but electron mobility U_n incre-

ases with temperature, i.e. charge carriers are scattered on ionized impurities. After $T > 40$ K scattering occurs on acoustic oscillations of lattice, due which U_p and U_n reduce with the temperature leading to decrease of $\sigma(T)$. Calculations show that at the expense of decrease of $U_p(T)$ $\sigma(T)$ reduces approximately by 7 %. From Fig.1.2 it is seen that $\sigma(T)$ at ≈ 65 K is reduced approximately by 12 %, i.e. the decrease of $\sigma(T)$ occurs at the expense of high decrease of U_n in the range 50-65 K. The cause of high change of $U_n(T)$ at $T < 65$ K is probably connected with following circumstance: unlike $U_n(T)$ the design-curve $U'_n(T)$ does not depend on T at 50 K, after 50 K it decreases approximately as the law $U'_n(T) \approx T^{-0.8}$. The matter is to reveal the cause of high change U_n with the temperature rise: at low temperatures electrons are scattered on acceptor impurities where average thermal energy is much less than energy of acceptor level ($\Delta\epsilon_a = 5$ MeV) i.e. with the temperature rise electron captures on acceptors increase, that brings about decrease of band electrons and increase of U_n at $T < 40$ K. High decrease of $U_n(T)$ in the temperature range 50-65 K can be caused by additional resonance electron scattering on acceptor levels, where Fermi levels are placed in narrow vicinity near $\Delta\epsilon_a$.

Now we can analyze increase of $\sigma(T)$ and change of sign R and α_0 at $T > 65$ K. Calculation shows that at $T < 65$ K Fermi level is some less than main state of acceptor $\Delta\epsilon_a$ and n_a remains constant. At further temperature rise (where $KT > \Delta\epsilon_a$) number of vacant places on acceptors are exhausted, i.e. generation n_a and process of electron excitation from valent band into conduction band is started. As it is shown from Fig.2 $n_a >> n_i$, i.e. concentration N_a plays an important role in conduction, which at $T < 65$ K increases as the law $n_a \approx T^{2.7}$, leading to increase of σ and change R , α_0 .

Decrease of σ , retardation R and maximum α_0 in the temperature range ≈ 200 -300 K. As it is shown from Fig.2 at $T > 200$ K $n_a(T)$ retards highly, but b does not practically depend on temperature as formula (2) σ depends on U_n , i.e. with the temperature rise U_n is decreased approximately for $U_n \approx T^{-1.2}$ and σ is also decreased. In this temperature range contribution of electron in conduction is more than of holes, i.e. $n_a U_n^2$ or $R \approx 1/ln_a$. It is seen from Fig.2 that at $T > 200$ K $n_a(T)$ retards highly, that brings about high attenuation of $R(T)$ decrease of $\alpha_0(T)$. Since $c \approx 270$ K decrease of $\alpha_0(T)$ is accompanied by occurrence of intrinsic conduction.

One can conclude from above-mentioned, that suggested model, i.e. interpretation of data within two type models with the regard to acceptor impurities placed from conduction band zone by 0.030 eV, completely describes electric and thermoelectric properties of p-Ag₂Te.

- [1] S.A. Aliev, U.Ch. Sugonov, M.I. Aliev. FTP, 1973, v.7, sub. 10, pp. 2024-2027.
- [2] S.A. Aliev, Z.F. Agaev. Izvestia. Acad. of Science of USSR, series "Neorganicheskie materiali", 1983, v. 19, №12, pp.2050-2051.
- [3] G.B. Abdullaev, M.M. Aliev, S.A. Aliev, N.A. Verdieva. Institute of physics of Azerb. Academy of Sciences, Preprint № 33, 1974.
- [4] S.A. Aliev, F.F. Aliev. Izvestia. Acad. of Science of

- USSR, series "Neorganicheskie materiali", 1988, v. 24, № 2, pp.341-343.
- [5] V.V. Gorbachev, I.H. Putilin. Izvestia. Acad. of Science of USSR, series "Neorganicheskie materiali", 1975, v. 11, № 9, pp.1556-1560.
- [6] A.S. Korolyova, V. Martinov, P.P. Petrov. Second All-Union conference. Ch. GU., Material Science of chalcogenide and oxygenated semiconductors. These of reports of T.R. Chemovtsi, 1996, p.47.

- [7] O.P. Astakhov. Izvestia Acad. of Science of USSR, series "Neorganicheskie materiali", 1974; v.10, №9, pp. 1614-1617.
- [8] V.P. Zhuze, I.M. Tzidilkovski, T.S. Baratnitskaya. ZHTF, 1958, v. XXVIII, vip. 8., pp. 1646-1649.
- [9] F.F. Aliev. "Fizika" IFAN Azerb. Rebulic, 1996, v. II, № 4 pp. 15-18.
- [10] B.M. Askerov. "Kinetic effects in semiconductors", L., "Nauka", 1970, p.303.
- [11] "Physico-chemical properties of semiconductive substances", Guide. Nauka, 1979, p.399.

F.F. Əliyev

p-Ag₂Te KRİSTALININ ELEKTRİK VƏ TERMOELEKTRİK XASSƏSİ

Məqalədə p-Ag₂Te kristalının Holl əmsalı - R , elektrikkeçirme - σ və termoelektrik əmsalı - α_0 4-300 K temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur. Tecrübədə $R(T)$ -nin 200-300 K intervalında zəif asılılığı, $\sigma(T)$ -nin ≈ 65 K və ≈ 200 K minimum və maksimumu, $\alpha_0(T)$ -nin isə ≈ 270 K-də maksimumu müşahidə olunmuşdur. Alınan nticələr iki tip yukdaşıcı və keçirici zonanın dibindən 0,030 eV məsafədə olan aşqar seviyyesinin varlığı ilə izah olunmuşdur. Müəyyən olunmuşdur ki, $\sigma(T)$ -nin ≈ 65 K - dəki minimumu $T < 65$ K-də elektron və deşiklerin yürüklüğünün azalması və $T > 65$ K-də elektronların akseptor seviyyesindən generasiyası ilə əlaqədardır. $R(T)$ -nin 200-300 K temperatur intervalında zəifləməsi və $\alpha_0(T)$ -nin xətti artması $n_a(T)$ -nin zəifləməsi, $\alpha_0(T)$ -nin isə ≈ 270 K-dən sonra azalması məxsusi keçiriciliyinin başlaması ilə əlaqədardır.

Ф.Ф. Алиев

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ТЕРМОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА p-Ag₂Te

Исследованы температурные зависимости коэффициента Холла – R , электропроводности – σ и термоз.д.с. – α_0 в p-Ag₂Te в интервале температур 4-300 К. Наблюдаются особенности: замедление $R(T)$ в интервале температур ≈ 200 -300 К, минимум при ≈ 65 К и максимум при ≈ 200 К в $\sigma(T)$, и максимумы $\alpha_0(T)$ при ≈ 80 и ≈ 270 К. Полученные экспериментальные данные интерпретированы в рамках модели с двумя типами носителей тока с учетом акцепторных уровней, расположенных от дна зоны проводимости на 0,030 эВ. Установлено, что минимум $\sigma(T)$ при ≈ 65 К обусловлен уменьшением подвижности электронов (U_n) и дырок (U_p) при $T < 65$ К и генерацией акцепторных электронов (n_a) при $T > 65$ К. Замедление $R(T)$ и уменьшение $\sigma(T)$ при $T > 200$ К происходят за счет ослабления $n_a(T)$ и уменьшения $U_n(T)$. Максимум $\alpha_0(T)$ при ≈ 270 К связан с проявлением собственной проводимости.

DIFFERENCE HARMONIC OSCILLATORS. II.

Sh. M. NAGIYEV

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan
Baku, 370143, H. Javid av., 33*Four models of a q -harmonic oscillator with wave functions expressed in terms of q -orthogonal polynomials are constructed.5. Models of q -harmonic oscillator

In the previous paper [1] we are developed the factorization method to the case of the difference Schrodinger equation. The purpose of this paper is to construct the models of q -harmonic oscillator. Models of q -harmonic oscillator are being developed in connection with quantum groups (see, for example [2-11]). By a q -harmonic oscillator we understand a physical system described by an associative algebra with an identity generated by three generating operators of q -crea-

tion b^+ , q -annihilation b^- and "particle number" N . They satisfy to the q -Heisenberg algebra

$$\{b^-, b^+\}_q = q, \quad \{N, b^\pm\}_q = \pm b^\pm \quad (5.1)$$

or $b^-b^+ - q_0 b^+b^- = 1,$

where $q_0 = q^{-2}$. The Hamiltonian for the q -oscillator can be defined as $H = b^+b^-$, then from the expression (5.1) we have:

$$\{H, b^+\}_q = qb^+, \quad \{b^-, H\}_q = qb^-, \quad \{b^-, b^+\} = 1 - (1 - q_0)H = q_0^N. \quad (5.2)$$

The equation that describes the q -harmonic oscillator has the following form

$$H \Psi_n = \frac{1 - q_0^n}{1 - q_0} \Psi_n = e_n \Psi_n, \quad b^- \Psi_n = e_n^{1/2} \Psi_{n-1}, \quad b^+ \Psi_n = e_{n+1}^{1/2} \Psi_{n+1}, \quad (5.3)$$

where the energy spectrum is equal to

$$e_n = \frac{1 - q_0^n}{1 - q_0}, \quad n = 0, 1, 2, \dots. \quad (5.4)$$

In order to realize explicitly the operators b^\pm it is natural by to consider the situation

$$\{A^-, A^+\}_{q(x)} = \text{const} \quad (5.5)$$

by analogy with (3.5) [1] as the q -harmonic oscillator.

5.1. First we consider the case when h is the real quantity. Considering (5.5) as the equation for $\rho(x)$ we find that $\rho(x) = \lambda x^2$, which means that the ground state wave function for the q -harmonic oscillator model coincides with the non-relativistic one. In this case we have

$$q(x) = e^{\frac{m^2}{2}} = e^{\frac{x^2}{2}}, \quad \alpha(x) = \lambda^{-\frac{1}{2}}(ch\lambda h x)^{-1} \quad (5.6)$$

i.e. $q(x)$ is a constant. Using $\rho(x) = \lambda x^2$ and (5.6) we find:

$$\{A^-, A^+\}_q = q A^- A^+ - q^{-1} A^+ A^- = \kappa^{-1}(q - q^{-1}) \quad (5.7)$$

It is easy to see that the q -creation and q -annihilation operators b^\pm are connected with A^\pm as follows:

$$b^\pm = q \sqrt{\frac{\alpha}{q^2 - 1}} A^\pm = \mp \frac{q_0^{\pm 1/4}}{2\sqrt{1 - q_0} ch\lambda h t} \left(e^{\pm \alpha t} e^{\frac{1}{2}\partial_t} - e^{\pm \alpha t} e^{-\frac{1}{2}\partial_t} \right), \quad (5.8)$$

where $x = ht$.It can be shown that the orthonormalized wave functions of this q -oscillator model are expressed by means of q^{-1} -Hermite polynomials $h_n(x/q)$:

$$\psi_n(x) = c_n h_n(sh\lambda h x|q_0) e^{-\alpha x^2} \quad (5.9)$$

The condition $(\psi_n, \psi_m)_2 = \delta_{nm}$ gives us the orthogonality condition on the complete real axis for q^{-1} -Hermite polynomials

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} h_n(sh\lambda h x|q) h_m(sh\lambda h x|q) ch\lambda h x dx = q^{\frac{-n(n+1)-1}{2}} (q; q)_n \delta_{nm}, \quad q = e^{-2\alpha^2}. \quad (5.10)$$

Using the following limit relation

$$\lim_{\alpha \rightarrow 0} \alpha^{-n} h_n(\sinh \alpha x | q) = H_n(x),$$

which is readily proved by induction, we see that the wave functions (5.10) in the limit $h \rightarrow 0$ (i.e., as $q_0 \rightarrow 1$) transform

$$\rho(x) = \lambda x^2, \quad q(x) = q = e^{-\frac{\lambda x^2}{2}} = e^{-\frac{x^2}{2}}, \quad \alpha(x) = \lambda^{1/2} (\cos \lambda \delta x)^{-1} \quad (5.11)$$

The q -commutator of the operators A^\pm is equal to

$$[A^-, A^+]_q = \alpha^{-1}(q^{-1} - q) \quad (5.12)$$

$$b^\pm = q \sqrt{\frac{\alpha}{1 - q^2}} \quad A^\pm = \pm i \frac{q_0^{1/4}}{2\sqrt{q_0 - 1} \cos \alpha t} \left(e^{\mp \alpha t} e^{\frac{i}{2}\partial_x} - e^{\pm \alpha t} e^{-\frac{i}{2}\partial_x} \right), \quad (5.13)$$

where $x = \delta t$.

Wave functions of this q -oscillator model are expressed in terms of the q -Hermite polynomials $H_n(x|q)$:

For the q -creation and q -annihilation operators we have the following expressions:

$$\psi_n(x) = c_n H_n(\sin \lambda \delta x | q_0^{-1}) e^{-\lambda x^2} \quad (5.14)$$

The q -Hermite polynomials are defined by the recurrence relation

$$H_{n+1}(x|q) = 2x H_n(x|q) - (1 - q^n) H_{n-1}(x|q) \quad , \quad 0 < q < 1.$$

The orthogonality condition follows from $(\psi_n, \psi_m)_2 = \delta_{nm}$ for the q -Hermite polynomials:

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} H_n(\sin \alpha x | q) H_m(\sin \alpha x | q) \cos \alpha x dx = q^{\frac{1}{2}} (q; q)_n \delta_{nm} \quad (5.15)$$

5.3. For the construction of the third model of the q -harmonic oscillator, one can consider the following realization of the operators b^\pm :

$$b^\pm = \pm \frac{i}{\sqrt{1 - q_0}} e^{\mp \lambda x^2} \left(e^{\mp 2i\lambda \delta x} - \sqrt{q_0} e^{\pm \frac{i\lambda}{2}\partial_x} \right) e^{\pm \lambda x^2} \quad (5.16)$$

where $q_0 = e^{-\lambda \delta^2}$. The operators (5.16) are Hermite conjugate in respect of the scalar product $(\psi, \phi)_1$ (3.3) [1].

The wave functions in this case are expressed by means of the Rogers-Szegő polynomials $H_n(x|q)$:

$$\psi_n(x) = c_n H_n \left(-q^{-1/2} e^{-2i\lambda \delta x}; q \right) e^{-\lambda x^2} \quad (5.17)$$

The Rogers-Szegő polynomials are defined as follows:

$$H_n(x; q) = \sum_{k=0}^n \begin{bmatrix} n \\ k \end{bmatrix}_q x^k,$$

where $\begin{bmatrix} n \\ k \end{bmatrix}_q$ is the q -binomial coefficient [12]

$$\begin{bmatrix} n \\ k \end{bmatrix}_q = \frac{(q; q)_n}{(q; q)_k (q; q)_{n-k}}, \quad (a; q)_n = \prod_{j=0}^{n-1} (1 - aq^j)$$

It follows from the condition $(\psi_n, \psi_m)_2 = \delta_{nm}$ that the Rogers-Szegő polynomials satisfy to the orthogonality relation on the full real line

$$\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} H_n(-q^{-1/2} e^{2i\lambda x}; q) H_m(-q^{-1/2} e^{-2i\lambda x}; q) dx = q^{-n} (q; q)_n \delta_{nm}, \quad (5.18)$$

where $q = e^{-2a^2}$.

We can also prove the following limit relation:

$$\lim_{a \rightarrow 0} (-i \sqrt{\frac{2q}{1-q}})^n H_n(-q^{-1/2} e^{-2iax}; q) = H_n(x). \quad (5.19)$$

5.4. The fourth model of q -oscillator can be constructed if we take the following realization of q -creation and q -annihilation operators

$$b^\pm = \pm \frac{i}{\sqrt{1-q}} \left(e^{\pm i\delta x} - q_0^{\frac{1}{2} \pm \frac{1}{4}} e^{i\delta x} e^{\pm \frac{i}{2}\delta x} \right) \quad (5.20)$$

The operators (5.20) are Hermite conjugate in respect of the scalar product $(\psi, \phi)_1$ (3.3) [1].

The wave functions in this model have the form

$$\psi_n(x) = c_n h_n \left(-q_0^{-\frac{1}{2}} e^{-2i\delta x}; q_0 \right) e^{-\lambda x^2}, \quad q_0 = e^{-\lambda \delta^2}, \quad (5.21)$$

where $h_n(x/q)$ are the Stieltjes-Vigert polynomials:

$$h_n(x; q) = \sum_{k=0}^n \begin{bmatrix} n \\ k \end{bmatrix}_q q^{k^2} x^k,$$

We can prove also that

$$\lim_{a \rightarrow 0} \left(\frac{2q}{1-q} \right)^{n/2} h_n(-q^{-1/2} e^{-2ax}; q) = H_n(x), \quad (5.22)$$

where $q = e^{-2a^2}$.

- [1] Sh.M. Nagiyev. Fizika, 1998, v. 4, № 4, p. 39.
- [2] E.D. Kagramanov, R.M. Mir-Kasimov, Sh.M. Nagiyev. In: Proc. of VIII Int. Symp. on prob. of QFT, Alushta, 1987, JINR, Dubna, 1988, p. 256.
- [3] E.D. Kagramanov, R.M. Mir-Kasimov, Sh.M. Nagiyev. J. Math. Phys., 1990, v. 31, pp. 1733.
- [4] N.M. Atakishiyev, Sh.M. Nagiyev. Teor. Mat. Fiz., 1994, v. 98, p. 241.
- [5] Sh.M. Nagiyev. Teor. Mat. Fiz., 1995, v. 102, p. 247.
- [6] R.M. Mir-Kasimov. J. Phys. A: Math. Gen., 1991, v. 24, p. 4283.
- [7] N.M. Atakishiyev, Sh.M. Nagiyev. J. Phys. A: Math. Gen., v. 27, p. L611.
- [8] Sh.M. Nagiyev. Fizika, 1995, v. 1, p. 43.
- [9] A.J. Macfarlane. J. Phys. A: Math. Gen., 1989, v. 22, p. 4581.
- [10] L.C. Biedenharn. J. Phys. A: Math. Gen., 1989, v. 22, p. L873.
- [11] N.M. Atakishiyev, S.K. Suslov. Teor. Mat. Fiz., 1990, v. 85, p. 64.
- [12] G. Gasper, M. Rahman. Basic Hypergeometric Series, Cambridge University Press, Cambridge, 1990.

Ş.M. Nağıyev

SONLÜ-FƏRQ HARMONİK OSSİLYATORLAR. II.

Dalğa funksiyaları q -ortogonal çoxhedlilərlə ifadə olunan q -harmonik ossilyatorun dörd modeli qurulmuşdur.

Ш.М. Нагиев

РАЗНОСТНЫЕ ГАРМОНИЧЕСКИЕ ОСЦИЛЛЯТОРЫ. II.

Построены четыре модели q -гармонического осциллятора, волновые функции которых выражаются через q -ортогональные полиномы.

DETERMINATION OF THE NUCLEAR RADIUS AND SOME PARAMETERS OF PLANETARY NEBULAE

R.E. GUSEYNOV, K.I. ALISHOVA

Baku State University

Z. Khalilov, st 23, Baku, 370145

The method of determination of the central star radius of planetary nebulae has been proposed, when its optical thickness beyond the Layman series considerably exceeds unity.

At known parameters and data, for many investigated nebulae appropriate determined radius of a central star it is possible to estimate other parameters of these objects, which in many cases cannot be determined because of the uncertainty.

It is known, that if the optical thickness of nebulae behind a limit of Layman series is considerably more than unity, then the number of L_c -quants, radiated by a central star, will be equal to the number of Balmer quants radiated by the nebula. In this case we have [1]:

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = \sum_{Ba} A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}, \quad (1)$$

where

$$x = \frac{h\nu}{kT_*}, \quad x_i = \frac{h\nu_i}{kT_*}, \quad x_o = \frac{h\nu_o}{kT_*}.$$

T_* - the temperature of the central star, ν_i - the frequency of i-th Balmer line, ν_o - the frequency of boundary of Layman series), A_i - dimensionless quantity is expressed by the relation

$$A_i = \frac{E_i}{\nu_i E_i^*}, \quad (2)$$

where E_i - the total energy, radiated by the nebula in i-th Balmer line, E_i^* - the energy radiated by a star in a unit interval of frequencies near i-th Balmer line, which is expressed by a relation

$$E_i^* = 4\pi R_*^2 \pi I_{\nu_i}^* \quad (3)$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} e^{-(n+1)x_0} \left[\frac{x_0^2}{n+1} + \frac{2x_0}{(n+1)^2} + \frac{2}{(n+1)^3} \right] = \sum_{Ba} A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} \quad (5)$$

The summation in the right part of (5) is extended to all Balmer series lines and on Balmer continuum. At known temperature of a central star T_* , it is possible to estimate the left part of expression (5); in this case the quantum

$\sum_{Ba} A_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}$ can be considered to be known for the given nebula. Taking into consideration (3) and (4) it is possible to present the formula (2) as

In (3) R_* - the radius of a star, $I_{\nu_i}^*$ - the mean intensity of star radiation corresponding to the frequency ν_i near i-th Balmer line. In (2) E_i - is determined as:

$$E_i = E_{i2} = n_i A_{i2} h \nu_{i2} V, \quad (4)$$

where n_i - the concentration of hydrogen atoms in an i-th state, A_{i2} - Einstein coefficient of spontaneous transitions $i \rightarrow 2$, V - volume of the nebula, flashing in Balmer line. The nebula is accepted to be a sphere of radius R and filled homogeneously by ionized substance. As it was mentioned in [2], though it is only simplified model, it apparently, well represents a true state, especially it is difficult to construct more common model, which could easily be applied to all nebulae.

At first we shall estimate an integral in the left part (1), taking into account that

$$\frac{1}{e^x - 1} = \sum_{n=0}^{\infty} e^{-(n+1)x}$$

Then we shall have

$$\int_{x_0}^{\infty} \frac{x^2 dx}{e^x - 1} = \sum_{n=0}^{\infty} \int_{x_0}^{\infty} e^{-(n+1)x} x^2 dx$$

Restricting by the three addends in the previous expression and substituting it in (1) we have:

$$A_i = \frac{n_i A_{i2} h V}{4\pi^2 I_{\nu_i}^* R_*^2} \quad (6)$$

Here

$$n_i = b_i n_e n^+ \frac{i^2 h^3}{(2\pi m k T_*)^{3/2}} e^{-x_i/kT_*}, \quad (7)$$

DETERMINATION OF THE NUCLEAR RADIUS AND SOME PARAMETERS OF PLANETARY NEBULAE

$$I_{\nu_1}^* = \frac{2h\nu_1^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu_1/kT_*}{c}} - 1}, \quad (8)$$

$$V = \frac{4\pi}{3} R^3, \quad (9)$$

In (9) R - is radius of nebula.

Let us accept $R=ds \sin\theta$, where d - distance up to nebula, θ - its angular radius. Thus, at known appropriate parameters it is possible to estimate the quantity

$$B_i = \frac{n_i A_{i2} h V}{4\pi^2 I_{\nu_1}^*}. \quad (10)$$

In other words parameter A_i is expressed by a relation

$$A_i = \frac{B_i}{R_*^2}$$

Then instead of (5), we shall have

$$R_*^2 \sum_{n=0}^{\infty} e^{-(n+1)x_0} \left[\frac{x_0^2}{n+1} + \frac{2x_0}{(n+1)^2} + \frac{2}{(n+1)^3} \right] = \sum_{Ba} B_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} \quad (11)$$

With the formula (11) we estimate the radius of the central star.

As an example we shall consider well-known investigated nebula NGC 7027. Most probable distance up to this nebula 1 kps, angular radius 4",0, i.e. linear radius is very small ($6 \cdot 10^{16}$ sm); besides a central star is rather weak (apparent visual star value 19",4). It is known, that when nebula is very small or the central star is very weak, the continuous radiation in visible region is badly measured color and Zanztra temperature are determined uncertainly. In this case temperature of a central star is determined by a Stoia method; the temperature of a nucleus of nebula NGC 7027 is also determined by this method $T_* = 295 \cdot 10^3$ K. Knowing that elec-

tronic temperature T_e in this nebula is $1,4 \cdot 10^4$ K and the electron concentration is equal to $8 \cdot 10^4$ sm⁻³, for Balmer lines $H_\alpha, H_\beta, H_\gamma, H_\delta, H_\epsilon, H_\delta, H_\epsilon, H_\delta, H_\epsilon, H_{10}$ (and also for Balmer continuum) we estimated $E_{k2}, I_{\nu_1}^*, B_i, \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1}$,

$\left(B_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} \right)$; taking into account, that in quantums radiated in one H_β line approximately is equal to those of all Balmer continuum [1].

The results of calculations are given in the table:

Table

Balmer lines and continuum	$E_{k2} \times 10^{35}$ [erg/s]	$I_{\nu_1}^* \times 10^2$ [erg/sm ² s Hz s]	E_i / R_*^2	$B_i \times 10^{-21}$	$\frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} \times 10^2$	$B_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} \times 10^{-19}$
H_α	11.80	1.83	0.722	2.8700	0.539	1.5500
H_β	3.960	2.34	0.923	0.6960	0.952	0.6630
H_γ	1.980	4.03	1.590	0.1810	1.200	0.2160
H_δ	1.150	4.50	1.780	0.0886	1.320	0.1170
H_ϵ	0.741	5.04	1.972	0.0443	1.420	0.0629
H_δ	0.451	5.64	2.070	0.0221	1.490	0.0329
H_ϵ	0.3090	6.21	2.230	0.0085	1.530	0.0130
H_{10}	0.0704	6.63	2.350	0.0051	1.560	0.0080
Ba_c						0.6630

$$\sum_{Ba} B_i \frac{x_i^3}{e^{x_i} - 1} = 3,33 \cdot 10^{19}$$

If the left part of the equation (11) is equal to $2,26 R_*^2$ then we shall have the follows

$$R_* = 3,84 \cdot 10^9 \text{ sm}$$

From the literature the radius of the nebula NGC 7027 is not known for us, but its luminous is known. According to our estimation we have R for a luminous:

$$\frac{L_*}{L_0} = \left(\frac{R_*}{R_0} \right)^2 \left(\frac{T_*}{T_0} \right)^4 \cong 2 \cdot 10^4$$

According to [2] for this nebula $\frac{L_*}{L_0} \leq 10^4$, which is obtained from a relation between a luminosity L and total flux F , i.e. from $L = 4\pi d^2 F = 4\pi d^2 10^2 F(H_\beta)$ [erg/s]. This relation takes place only for nebulae, which optical thickness is more than unity in Balmer continuum, and the luminosity in this case is determined by total flux of energy radiated by the nebula in lines and in a continuum wave lengths region $\lambda > 912 \text{ \AA}$, the total flux is approximately estimated as $100 F(H_\beta)$, where $F(H_\beta)$ - the radiation flow in a line is H_β . In [2] it is supposed, that this value can differ from true no more, than two times, except for cold stars, for which this estimation is too much lowered.

At $d = 1 \text{ kps} = 3,086 \cdot 10^{21} \text{ sm}$, $F(H_\beta) = 10^{-8,81} [\text{erg/sm}^2 \cdot \text{s}]$ (taking into account the interstellar absorption) for a relative luminosity of a nucleus of the nebula NGC 7027 is really obtained

~ $5 \cdot 10^3$. At least, according to the above mentioned remarks and with respect to total flux, it is possible to expect, that the value of a relative luminosity of the central star of the considered nebula, obtained by us, should be more competent.

Thus, by determining nuclear radius of the optically thick nebula in Layman continuum, it is possible to estimate its luminosity with a greater accuracy as well.

Now we shall consider questions, connected with determination of some parameters, which in many cases are unknown or cannot be determined at all because of uncertainties.

At known distances and angular sizes of the nebula, by estimating their linear dimensions R and knowing values of the radiiuses of the central stars, from the known formula

$$W = \frac{1}{4} \left(\frac{R_*}{R} \right)^2$$

it is also possible to determine the diffusion coefficient W .

Particularly, for the nebula NGC 7027 $W = 10^{-15}$. Certainly, it is necessary to have in mind, that here constancy of W for every nebula, which can take place only at geometrically small thickness of the nebula in comparison with its radius.

According to formula (7) by estimating the concentration of the hydrogen atoms in i-th state n_i , with formula of dis-

tribution of hydrogen atoms in excited states, i.e. on

$$\frac{n_i}{n_1} = PW \frac{T_*}{T_e} b_i \frac{g_i}{g_1} e^{\frac{x_i - x_1}{kT_* - kT_e}}, \quad (12)$$

it is possible to estimate concentration of atoms of hydrogen in the ground state n_1 . In (7) and (12) quantum b_i indicating in how many times the ratio of the concentration of hydrogen atoms in a i-th state, n_i to product of concentrations of free electrons and protons n^+ in the nebulae differs from value

such relation $\frac{n_i}{n_e n^+}$ in a state of thermodynamic equilibrium

with the electron temperature T_e ; in (12) factors P - the portion of electron captures on the first level. It is also accepted $P=1/2$; besides in conditions of nebulae it is possible to consider, that $n^+=0.8 n_e$; at last, the magnitude of the value $b_i e^{\frac{x_i - x_1}{kT_*}}$ has been calculated by Citon [1].

For the nebula NGC 7027 it is obtained $n_1 = 1.94 \cdot 10^2 \text{ sm}^{-3}$.

Knowing n_1 , according to the formula of ionization in nebula with the high optical thickness τ , i.e. on

$$\frac{n_e}{n_1} \frac{n^+}{n_1} = \frac{g^+}{g_1} W \sqrt{\frac{T_e}{T_*}} \frac{2(2\pi m k T_e)^{3/2}}{h^3} \frac{e^{-\frac{h\nu_1}{kT_*}}}{e^{-\tau}} e^{-\tau} \quad (13)$$

it is possible to estimate the optical distance τ from a star beyond the border of basic series, in particular Layman series, corresponding to some average absorption coefficient.

Knowing $\frac{n_1}{n^+ + n_1}$ and also R and n_e [2], according to

the

$$\tau_0 = \chi \frac{n_1}{n^+ + n_1} n_e R \quad (14)$$

it is possible to estimate an optical thickness of the nebula in Layman continuum; in (14) $\chi = 6.3 \cdot 10^{-18} \text{ sm}^2$ - the photoelectric absorption coefficient of hydrogen at once behind Layman series limit.

For the nebula NGC 7027 by known values from (14) $\tau_0 = 91$ has been obtained. Let's note, that the value $\frac{n_1}{n^+ + n_1}$ up to now is not the measurable value, as for as the estimation of this value needs the knowledge of a radiation flow of

a central star in Layman continuum. For this reason at an estimation of corresponding values for all nebulae

$\frac{n_1}{n^+ + n_1} = 10^{-3}$, while for the nebula NGC 7027 we have

$\frac{n_1}{n^+ + n_1} = 3 \cdot 10^{-3}$, i.e. is eliminated uncertainty in numerical

value of the expression $\frac{n_1}{n^+ + n_1}$.

Applying shown in this work method of determination of the radius of the central star of planetary nebulae and receiving ways of an estimation of some parameters on the example of NGC 7027 nebula to the planetary nebulae with major optical thickness in $L_c \cdot e$, in particular we can construct more exact Herthshprung-Ressel diagram for central stars in the units of Solar, to determine the numerical values for many selected nebulae of such parameters, as the coefficient diffusion, concentration of hydrogen atoms in the ground state, optical thickness and optical distance directly behind the Layman series and may be some other parameters.

[1] V.V. Sobolev. Kurs teorecheskoy astrofiziki, Moskva, Nauka, 1985.

[2] R. Stuart. Pottasch. Planetary nebulae, Dordrecht (Boston) Lancaster, 1984.

R.Ə. Hüseynov, K.İ. Alışova

PLANETAR DUMANLIQLARIN NÜVƏSİNİN RADİUSU VƏ BƏ'Zİ PARAMETRLƏRİNİN TƏ'YİNİ

Layman seriyasının sərhəddindən e'tibarən planetar dumanlığın optik qalınlığı vahidən xeyli böyük olan halda mərkezi ulduzun radiusunun tə'yini metodu təklif edilmişdir.

Tədqiq olunan dumanlıqların çoxunun uyğun parametrlərinə istinadən mərkezi ulduzun tapılan radiuslarına görə bu obyektlərin indiyədək qeyri-müəyyənlik nəticəsində tə'yini mümkün olmayan digər parametrlərini də qiymətləndirmek olur.

DETERMINATION OF THE NUCLEAR RADIUS AND SOME PARAMETERS OF PLANETARY NEBULAEs

Р. Э. Гусейнов, К.И. Алышова

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАДИУСА ЯДРА И НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ПЛАНЕТАРНЫХ ТУМАННОСТЕЙ

Предложен метод определения радиуса центральной звезды планетарной туманности, когда её оптическая толщина за границей серии Лаймана значительно превосходит единицу.

При известных для многих изученных туманностей соответствующих параметров и данных по найденному радиусу центральной звезды можно оценить и другие параметры этих объектов, которые во многих случаях невозможно определить из-за неопределенностей.

Дата поступления: 09.06.99

Редактор: Э.С. Кулнис

ОЦЕНКА ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ПЛЕНКА-ПОДЛОЖКА В ГЕТЕРОЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ С ПОМОЩЬЮ ГАЛЬВАНОМАГНИТОРЕКОМБИНАЦИОННОГО ЭФФЕКТА

Я.Ю. ГУСЕЙНОВ

Бакинский Государственный Университет
370148, Баку, ул. акад. З. Халилова, 23

Описано применение гальваномагниторекомбинационного эффекта для оценки скорости поверхностной рекомбинации на границе раздела пленок гетероэпитаксиальной структуры. Из экспериментальных измерений вычислены скорости поверхностных рекомбинаций для образцов с различными концентрациями глубоких ловушек на границе раздела.

В [1] были описаны интегральные гальваномагниторекомбинационные (ГМР) элементы на основе локально выращенных пленок моно- и поликристаллического кремния, в которых роль боковой поверхности с высокой скоростью рекомбинации играла граница раздела между ними, а боковой гранью с малой скоростью поверхностной рекомбинации являлся р-п-переход.

Как известно, ГМР эффект заключается в изменении сопротивления полупроводникового материала в магнитном поле из-за различной скорости поверхностной рекомбинации носителей заряда на противоположных боковых гранях элемента [2].

С помощью ГМР эффекта можно изучать поверхностные свойства полупроводников, в частности такой важный параметр для интегральных схем и функциональных элементов, как скорость поверхностной рекомбинации S на границе раздела двух пленок.

Например, от состояния границы раздела пленки и подложки в гетероструктурах зависит подвижность носителей заряда, а, следовательно, и чувствительность датчиков Холла [3]. Кроме того, ГМР эффект может быть использован в тестовых кристаллах при изготовлении ИС с диэлектрической изоляцией для оценки качества моно-кристаллических "карманов" вблизи диэлектрической прослойки, что имеет важное прикладное значение.

Согласно [2], экспериментально измерив чувствительность ГМР элемента, можно определить скорость поверхностной рекомбинации на границе раздела двух пленок по формуле:

$$\frac{\Delta\sigma_B}{\sigma_0} = - \frac{q\mu_n(1+b)^2 p_0 p_L L_D^2 E_x B_z \theta}{(n_0 + p_0)(n_0 + b p_0) k T d}, \quad (1)$$

где

$$\theta = \frac{1 - L_{so} / L_{sd}}{\left(\coth \frac{d}{2L_D} + \frac{L_D}{L_{sd}} \right) \left(\coth \frac{d}{2L_D} + \frac{L_{so}}{L_D} \right) - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{L_{so}}{L_{sd}} \right) \csc h \frac{d}{2L_D}}, \quad (2)$$

L_D - длина биполярной диффузии, равная $\sqrt{D\tau}$, L_{so} и L_{sd} - длины диффузионных пробегов носителей в направлении соответствующих граней

$$L_{so} = \frac{D}{S_0}, \quad L_{sd} = \frac{D}{S_d} \quad (3)$$

b - отношение подвижностей носителей разных знаков в полупроводнике. Величина $\Delta\sigma_B/\sigma_0$ - обращается в нуль при $S_d=S_0$ и принимает максимальное значение при $d=1, 4L_D$ и $S_d/S_0 \rightarrow \infty$, т.е. когда скорость поверхностной рекомбинации на одной поверхности элемента во много раз больше, чем на другой. Здесь d - ширина образца, а S_0 и S_d - скорости поверхностной рекомбинации на противоположных гранях образца.

Поскольку решением уравнения (1) является зависимость чувствительности от отношения скоростей поверхностной рекомбинации на противоположных гранях ГМР элемента S_d/S_0 , то, построив теоретические зависимости для различных отношений, можно по экспериментально измеренным значениям $\Delta\sigma_B/\sigma_0$ определить S_d/S_0 . Если считать, что свободная поверхность элемен-

та обладает малой скоростью поверхностной рекомбинации, то, задавшись её значением, решением уравнения (1) можно вычислить скорость поверхностной рекомбинации S_d на границе раздела эпитаксиальной пленки и подложки в зависимости от технологических условий изготовления. Эти данные необходимы при проектировании, например, таких приборов, как гетероэпитаксиальные датчики Холла с различной концентрацией глубоких ловушек на границе раздела пленка-подложка для выбора толщины и удельного сопротивления эпитаксиальной пленки [4].

Использование продольных токовых контактов при поперечной направленности индукции магнитного поля позволяет наблюдать ГМР эффект (рис.1).

Использование в гетеросистемах A^3B^5 изовалентных примесей (таких, как висмут), активно влияющих на зонную структуру многокомпонентных твердых растворов открывает широкие возможности в управлении шириной запрещенной зоны и подвижности носителей с целью варьирования температурного диапазона работы магниточувствительных элементов, или, например, спектрального диапазона оптоэлектронных приборов [5].

Следует отметить, что точное знание скорости поверхностной рекомбинации S_0 не имеет принципиально-

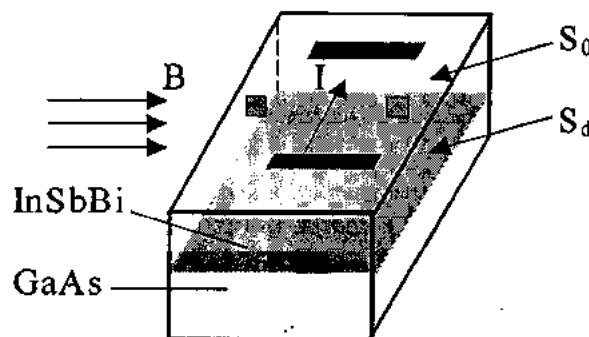


Рис. 1. Конструкция датчика Холла на основе гетероэпитаксиальной структуры n -InSb_{1-x}Bi_x-i-GaAs с $x = 0,02$, позволяющая наблюдать ГМР эффект.

го значения, поскольку вычисление отношения S_d/S_0 дает нам информацию об относительной величине скорости поверхностной рекомбинации границы раздела двух материалов, в зависимости от качества обработки и других технологических параметров, что является решающим фактором, влияющим на параметры приборов.

В силу вышеизложенных соображений нами были построены теоретические зависимости чувствительности от отношения скоростей поверхностной рекомбинации на противоположных гранях для различных значений S_0 (рис.2).

Вычисления проводились при следующих исходных данных: $\mu_n = 6,5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $b \approx 2,0$, $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$, напряженность электрического поля $E = 10^5 \text{ В/м}$, индукция магнитного поля $B = 0,06 \text{ Тл}$, ширина образца $d = 22 \cdot 10^{-6} \text{ м}$, длина диффузионного пробега $L_D = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}$.

Экспериментальные измерения чувствительности ГМР элементов проводились для образцов с концентрацией глубоких ловушек в диапазоне $N_t = (2 \div 9) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ для двух значений толщины пленки $t = 4 \text{ мкм}$ и 7 мкм .

Как видно из рис.2, наибольшей чувствительностью обладают ГМР элементы толщиной 4 мкм и концентрацией глубоких ловушек $9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, поскольку при такой толщине пленки обедненный n -и-переход подложка-пленка распространяется на всю толщину пленки, и соз-

даются условия для максимальной чувствительности. Минимальной чувствительностью обладали образцы с большей толщиной пленки (7 мкм) и меньшей концентрацией глубоких ловушек ($N_t = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$).

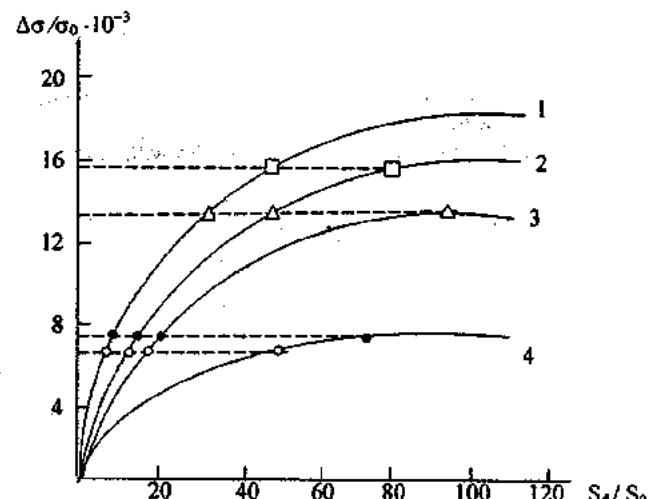


Рис.2. Теоретические зависимости относительной чувствительности ГМР элемента от отношения скоростей поверхностной рекомбинации на противоположных гранях элемента с различными параметрами.

1 – 4) $S = 1; 0,5; 0,3; 0,1 \text{ см}^{-1}$

□) $t = 4 \text{ мкм}, N_t = 9 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

△) $t = 4 \text{ мкм}, N_t = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

●) $t = 7 \text{ мкм}, N_t = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

○) $t = 7 \text{ мкм}, N_t = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$

Откладывая по оси ординат экспериментально измеренные значения чувствительности ГМРП и проводя из этих точек линии, параллельные оси абсцисс, по пересечению с теоретическими кривыми можно определить скорость поверхностной рекомбинации на границе раздела двух полупроводников.

Таким образом, ГМР эффект с одной стороны позволяет разработать на основе гетероструктур магниточувствительные элементы, а, с другой стороны, является инструментом для исследования границы раздела между составляющими её пленками, что можно использовать в производстве интегральных схем для экспресс-контроля технологических процессов.

тврдотельной электроники и микроэлектроники", Таганрог, 1999, с.74.

[4] Я.Ю. Гусейнов, Ф.Д. Касимов, Г.П. Кемерчев. Физика АН Азерб. Республики, 1999, т.5, № 3 , с.20-23.

[5] А.В. Благин, Н.В. Ермолаева, А.П. Труфманов. О возможном механизме формирования сверхрешеток в многокомпонентных пленках A^3B^5 легированных висмутом, Труды 6-й международной н.т. конф. "Актуальные проблемы твердотельной электроники и микро-электроники ", Таганрог,1999., с.65.

- [1] А.Г. Абдуллаев, Ф.Д. Касимов. Электронная техника, сер.3., Микроэлектроника. 1988, вып.3, с.71-72.
- [2] И. Левитас, Ю. Пожела, К. Сталерайтис. Преобразователи магнитных величин на основе гальваномагниторекомбинационного эффекта. В кн.: Полупроводниковые преобразователи, Вильнюс, Мокслас, 1980, с.73-139.
- [3] Ф.Д. Касимов, Я.Ю. Гусейнов, С.Х. Халилов. Датчики Холла на основе висмутосодержащих гетероэпитетаксиальных пленок антимонида индия. Труды 6-ой междунар.научно-техн.конф. "Актуальные проблемы

Y.Y. Hüseyinov

QALVANOMAQNİTOREKOMBİNASYON EFFEKTİNİ KÖMƏYİ İLƏ HETEROEPİTAKSİAL STRÜKTUR-LARDA NAZİK TƏBƏQƏ-ALTLIQ AYIRMA SƏRHƏDDİ KEYFİYYƏTİNİN QIYMƏTLƏNDİRİLMƏSİ

Qalvanomaqnitorekombinasyon effektindən istifadə etməklə müxtəlif yarımkərıcı səthlərində səthi rekombinasiya sürətinin hesablanmasına baxılmışdır.

Я.Ю. ГУСЕЙНОВ

Müxtəlif konstruktiv-texnoloji parametrlı nümunələr üçün eksperimental ölçmələrdən səthi rekombinasiya sürəti hesablanmışdır.

Ya.Yu.Guseinov

ESTIMATION OF THE BOUNDARY SEPARATION BETWEEN THIN FILM-SUBSTRATE IN THE HETEROEPITAXIAL STRUCTURES BY MEANS OF GALVANOMAGNETORECOMBINATION EFFECT

Using of galvanomagnetorecombination effects for the estimation of speed surface recombination on the boundary separation of heteroepitaxial structure thin films is described.

From experimental measurements of samples with different constructive technology parameters of speed of surface recombination is calculated.

Дата поступления: 01.11.99

Редактор: Ф.М. Гашимзаде

ВЛИЯНИЕ КИСЛОРОДА НА ПОВЕРХНОСТНЫЕ ПАРАМАГНИТНЫЕ ЦЕНТРЫ, ОБРАЗОВАВШИЕСЯ В СИЛИКАГЕЛЕ ПОД ДЕЙСТВИЕМ γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Н.Т. ПАНАХОВ

Азербайджанский Технический Университет
370602, Баку, пр. Г. Джавида, 25

Методом ЭПР спектроскопии изучено влияние кислорода на поверхностные парамагнитные центры, образовавшиеся в силикагеле под действием γ -квантов. Показано, что с ростом количества адсорбированного кислорода концентрация электронных парамагнитных центров увеличивается и достигает максимального значения при адсорбции $O_2 \sim 10^{18}$ молекул/г.

Определение истинного количества парамагнитных центров в оксидных диэлектриках под действием γ -квантов весьма актуально с точки зрения механизма дефектообразования и передачи энергии, поглощенной твердым телом, адсорбированной молекулой, что позволяет устранить качественное и количественное несоответствие между энергетическими выходами неравновесных носителей зарядов в системе оксид + H_2O [1,2]. Из работы [3] следует, что кислород не влияет на центры, образующиеся при облучении оксидов при комнатной температуре, тогда как адсорбция водорода, кислорода и воды на оксидах и силикагелях [4,5] приводит к изменению спектра электронного парамагнитного резонанса (ЭПР).

С другой стороны имеются противоречия между энергетическими выходами G парамагнитных центров и G водорода. Такое противоречие приводит к предположительному объяснению механизма передачи поглощенной оксидом энергии адсорбату.

С этой целью для выяснения природы образующихся парамагнитных центров и их истинного количества было исследовано влияние кислорода на спектры ЭПР γ -облученного образца силикагеля марки КСК.

Известно что, под действием γ -квантов или электрического разряда в оксидах образуются идентичные по природе парамагнитные центры [6]. Поэтому достаточно исследовать влияние адсорбции O_2 на спектры ЭПР парамагнитных центров γ -облученного силикагеля.

Образцы силикагеля предварительно подвергали термовакуумной обработке при 450-500 °C в течение 8 часов при остаточном давлении 10^{-3} торр. Облучение образцов проводили в запаянных ампулах из радиационностойкого стекла «Луч», не дающего спектра ЭПР в области g -фактора ~2,00, улучшами Co^{60} на установке типа К-25 при мощности дозы облучения 3,05 Гр/с при 77 K. Ампулы с образцом после γ -облучения переносили в пальчиковый дьюар с жидким азотом за 0,5-1 с, а затем помещали в резонатор ЭПР спектрометра.

Спектры ЭПР снимали на радиоспектрометре ПС 100.X при температуре 77 K. Концентрацию парамагнитных центров и g -факторы определяли с помощью программы «EPRSCAN» на компьютере типа IBM, в качестве эталона использовали радикалы моноокиси кремния (SiO).

Под действием γ -квантов в силикагеле образуются парамагнитные центры, и соответствующие им спектры ЭПР зарегистрированы при 77 K и представлены на рис. 1.

Как видно из рисунка спектр состоит из двух частей: узкой с $\Delta H=0,2$ мТл; $g_F=2,0010$ и более широкой с

$\Delta H=1$ мТл; $g_F=2,0032; g_2=2,0091; g_{cp}=(g_1+g_2)/2; g_{cp}=2,007$. Анализ спектров ЭПР показывает, что линия с $g_F=2,0010$ относится к электронным парамагнитным центрам (F -центрам) [7], а с $g_{cp}=2,007$ – к менее стойким дырочным центрам (O^+ центрам).

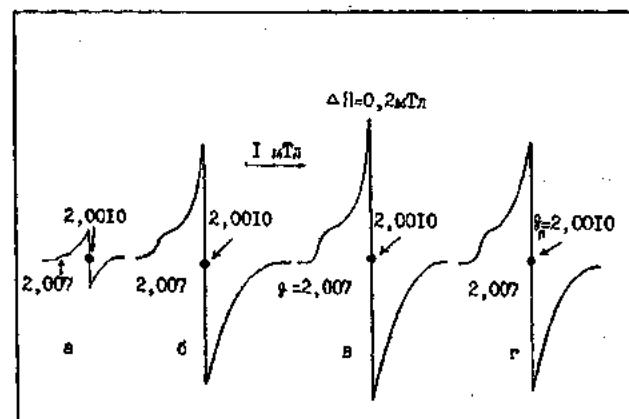
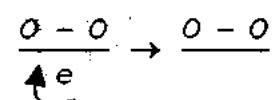


Рис. 1. Спектры ЭПР γ -облученного силикагеля: а) без адсорбата ($\sim 5,4 \times 10^{17}$ молекул/г); б) с адсорбированным после облучения O_2 (10^{18} молекул/г); в) $\sim 1,14 \times 10^{18}$ молекул/г; г) $> 10^{18}$ молекул/г

На рис. 1б, в, г приведены спектры ЭПР силикагеля с адсорбированным после облучения кислородом взятого в различных количествах. Спектры записаны в одинаковых условиях. Сравнение этих спектров показывает, что адсорбция O_2 приводит к увеличению амплитуды сигнала электронных парамагнитных центров. При этом не изменяется ширина линий спектров ЭПР (рис. 1б, в). Из рисунка 1 видно, что с ростом количества адсорбированного O_2 концентрация электронных парамагнитных центров увеличивается и достигает максимального значения при адсорбции $O_2 \sim 10^{18}$ молекул/г (рис 1в). При дальнейшем увеличении адсорбции O_2 локализация электронов на молекулах кислорода приводит к диссоциативной адсорбции O_2 в виде O^+ [9]:



Эти уровни расположены несколько ближе ко дну зоны проводимости. В работах [10] показано, что в зависимости от характера адсорбции орбитальные уровни ион-радикала O^+ могут расщепляться электрическим полем

поверхности оксида. Компоненты g -тензора определяются следующими формулами:

$$\left. \begin{array}{l} g_{zz} = g_e + \frac{2\lambda}{\delta} \\ g_{xx} = g_e + \frac{2\lambda}{\Delta} \\ g_{yy} = g_e \end{array} \right\} \text{(так как } \delta \ll \Delta, \text{то } g_{zz} < g_{xx})$$

Данные значения g -тензора должны приводить к очень малым временам спин-решеточной релаксации и большим величинам анизотропии g -фактора. В результате сигналы ЭПР должны иметь очень большую ширину, и их наблюдение становится маловероятным. Поэтому спектр ЭПР (рис.1г) уширяется и становится ненаблюдаемым.

При адсорбции кислорода $\sim 10^{18}$ молекул/г расщепление орбитальных уровней и значение g -тензора соответствует случаю (рис.1в):

$$\left. \begin{array}{l} g_{zz} = g_e \\ g_{xx} = g_e + \frac{2\lambda}{\Delta} \\ g_{yy} = g_e + \frac{2\lambda}{\Delta + \delta} \end{array} \right\} \text{(так как } \delta \ll \Delta, \text{то } g_{yy} < g_{xx})$$

Изменение амплитуды спектра обусловлено, по-видимому, тем, что при облучении силикагеля, наряду с регистрируемыми парамагнитными центрами, при данных условиях образуются нерегистрируемые, но аналогичные по типу центры, так как при облучении силикагеля с предварительно адсорбированным O_2 обнаруживаются различные по типу парамагнитные центры [11]. Такие изменения спектра ЭПР при адсорбции O_2 могут быть связаны с тем, что время спин-решеточной релаксации определенной доли парамагнитных центров достаточно велико. Адсорбция O_2 изменяет время спин-решеточной релаксации, вследствие чего эти парамагнитные центры становятся наблюдаемыми. Отсюда следует, что нерегистрируемые до адсорбции O_2 парамагнитные центры локализованы на поверхности силикагеля типа КСК. Поскольку ширина линий электронных парамагнитных центров не изменяется при адсорбции O_2 , механизм изменения времени спин-решеточной релаксации не связан с диполь-дипольным взаимодействием. Значит, после адсорбции O_2 на поверхности КСК между электронными парамагнитными центрами поверхности и молекулой O_2 возникает обменное взаимодействие, обеспечивающее

кресс-релаксацию через систему спинов парамагнитных молекул O_2 . С увеличением числа адсорбированных молекул O_2 среднее расстояние между электронными парамагнитными центрами и молекулой уменьшается, и следовательно, растет частота обмена. Поэтому постепенно та часть парамагнитных центров, на которых адсорбирован O_2 , стабилизируется и становится наблюдаемой. Доля таких центров должна быть не больше доли центров, время релаксации которых уменьшается в результате адсорбции O_2 .

Подтверждением выше предложенного механизма служит следующий экспериментальный факт. Как видно из рис.2, зависимость концентрации электронных парамагнитных центров при нагревании, как без адсорбата, так и с адсорбированным после облучения O_2 , носит приблизительно идентичный характер, что свидетельствует об одинаковой природе парамагнитных центров, образовавшихся в КСК.

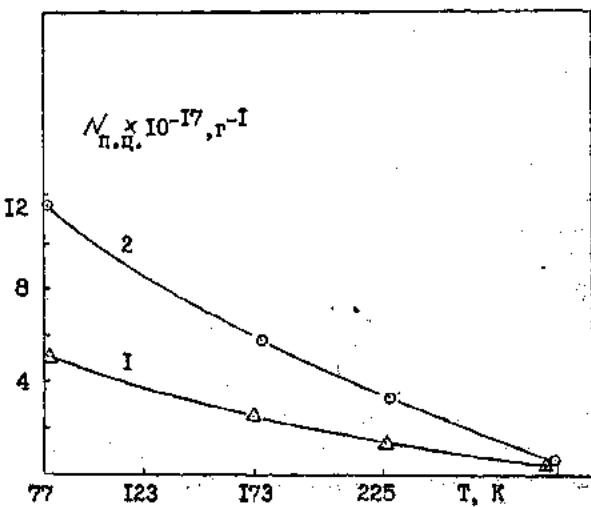


Рис.2. Температурная зависимость концентрации образовавшихся электронных парамагнитных центров в КСК под действием γ -излучения: 1. без адсорбата; 2. с адсорбированным после облучения O_2 .

С другой стороны, анализ литературных данных [9,10] показывает, что образование анион-радикалов O_2^- на поверхности оксидов сопровождается известными сверхтонкой структурой и g -тензорами, что нами не наблюдалось, хотя не исключено, что образование подобных парамагнитных центров связано с хемосорбированным O_2 .

Данные об адсорбции O_2 позволяют сделать вывод о том, что электронные парамагнитные центры стабилизируются как на поверхности КСК, так и в его объеме. Более устойчивые парамагнитные центры, регистрируемые в облученных КСК без адсорбата стабилизируются, по-видимому, в объеме КСК, а менее устойчивые парамагнитные центры, наблюдавшиеся при адсорбции O_2 на облученных КСК, локализованы, вероятнее всего, на поверхности или в приповерхностном слое.

- [1] З.Л. Крылова, П.И. Долин, М.Х. Рамазанова. Химия высоких энергий, 1968, т.2, №3, с.268.
- [2] А.А. Гарифов, Kh.B. Гезалов, R.D. Касумов, T.M. Агайев. J. Radiat. Phys. Chem., 1987, v. 30, №3, p. 197.
- [3] Г.Б. Парийский, Ю.А. Мищенко. Кинетика и катализ, 1965, т. 6, в.4, с. 625-633.
- [4] А.А. Гарифов, М.Х. Рамазанова. Химия высоких энергий, 1982, т. 16, №3, с. 225-227.

- [5] A.M. Gasanov, N.T. Panahov, S.G. Melikov. The definition of the true share of paramagnetic centers in silica gels treated in the medium of electric discharge. In Proc. Satellite conference of the XXX Annual Meeting of the European High Pressure Research Group., Baku, 1992, p.49.
- [6] C.A. Сурин, А.Д. Шуклов, Б.Н. Шелимов, В.Б. Казанский. Проблемы кинетики и катализа. Нестационарные и неравновесные процессы в гетерогенном катализе. М.:Наука, 1978, с.80-101.
- [7] Kh.B. Gezalov, A.M. Gasanov, A.A. Garibov et.al. J. Phys. Stat. Sol.(a), 1990, v. 117, p. 57-60.
- [8] А.А. Гаривов, Х.Б. Гезалов, Р.Д. Касумов, А.М. Гасанов, М.М. Алиев. Химия высоких энергий, 1987, т.21, № 2, с.134-137.
- [9] В.Б. Казанский, О.В. Никитина, Г.Б. Парийский, В.Ф. Киселев. ДАН СССР, 1963, т.15, №2, с. 369-372.
- [10] В.А. Щвец, В.М. Воротинцев, В.Б. Казанский. Кинетика и катализ, 1969, т.10, в.2, с. 356-363.
- [11] R.R. Woug, A.O. Allen. J. Phys. Chem., 1970, v. 74, p. 774-778.
- [12] В.Р. Рустамов, М.А. Курбанов, В.К. Керимов, В.Р. Мардухаев. Химия высоких энергий, 1981, т. 15, №3, с. 284-285. .

N.T.Pənahov

γ-ŞÜALARIN TƏ'SİRİ İLƏ SİLİKAGELDƏ YARANMİŞ SƏTHİ PARAMAQNİT MƏRKƏZLƏRƏ OKSİGENİN TƏ'SİRİ

EPR metodu ilə γ-şüaların tə'siri ilə silikagelde yaranmış səthi paramaqnit mərkəzlərə oksigenin tə'siri öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, adsorbsiya edilmiş oksigenin miqdarı böyükçə elektron paramaqnit mərkəzlərin konsentrasiyası çoxalır ve O₂-nın miqdan 10^{18} molekul/q-ma çatanda paramaqnit mərkəzlerin konsentrasiyası maksimal qiymət alır.

N.T. Panahov

INFLUENCE OF OXYGEN ON SURFACE PARAMAGNETIC CENTERS FORMED IN SILICAGEL UNDER THE ACTION OF γ -IRRADIATION

The influence of oxygen on surface paramagnetic centers in silicagel under the action of γ -irradiation by ESR is studied. It is shown that with raising of absorbed oxygen the quantity of concentration electron paramagnetic centers increases and reaches to maximum value at the adsorption O₂ ~ 10^{18} molecule/g.

ON THE DISTRIBUTION OF ELECTROMAGNETIC FIELDS' IN QUASI-CONDUCTORS

T.M. LAZIMOV

*Azerbaijan Research Institute of Energetics and Energy Design
Zardabi, ave. 94, Baku, 370602*

Possibility of uniform intensity distribution (absence of skin-effect), when electromagnetic wave is falling on quasi-conductor, has been shown and correspondent to this case waveform and it's alternating ratio has been determined. Variational interpretation of considered phenomenon has been provided.

1. INTRODUCTION

Firstly phenomenon of non-uniform electromagnetic field and current distribution has been discovered in conductors, i.e. in substances, in which this effect, called skin-effect, is displaying most definitely. Some authors determine skin-effect as current concentration near surface of conductor [1,2], or as field localization in the thin surface layer [3], that corresponds to its name as well as to its essence in the case of electromagnetic field interaction with typical conductors.

However, undoubtedly non-uniform distribution of current and electromagnetic fields with decreasing into conductor deep is, generally, taking place for any substances with unequal to zero electric conduction in alternating electromagnetic fields. That is why main questions and notions of skin-effect theory have later been generalized on, formally, non-comprising class of substances with relatively low electric conductances and, first of all, ground [4-10], including polarized ground [6,8,11]. Definition of skin-effect, given in [12], as non-uniform distribution of current on surface is most general, because it allows to comprise cases of electromagnetic field influence on quasi-conductors with relatively low electric conduction.

All the cases considered in sources can be divided into two groups:

1. electromagnetic wave falling from vacuum (or air) on quasi-conductor with finite and unequal to zero electric conduction. This group is characterized by exponential damping of electric and magnetic fields, decreasing of current density along field direction;

2. electromagnetic wave is falling on ideal dielectric (with zero electric conduction) under which there is not any field damping.

Thus, in all cases of electromagnetic wave falling on bodies with finite electric conduction, field damping (under other equal conditions) must be proportional to electric conduction of the body.

At the same time complicated wave resistance of quasi-conductor dependence of frequency of acting field and prop-

erties of substance in comparison with typical conductors, extraordinary cases are also possible such as uniform field and current distribution (i.e. absence of skin-effect) when wave falls on quasi-conductor with finite and unequal to zero electric conduction.

As distinct from certain cases of uniform space distribution of alternating fields, taking place in typical dielectrics [1-3,12], substance (for example, quasi-conducting ground), in further considering problem, can possess by the significant (in comparison with dielectrics) specific conductance γ ($\gamma = 10^4-10^7$ Siemens/m for ground) and inductive resistance ωL under quasi-electric conduction boundary condition $\gamma \gg \omega L$ (meanings are specified below) which has opposite sign for quasi-conductors. It means mathematically that imaginary parts of complex wave number and complex wave resistance can be essential while imaginary parts of the same values for dielectrics are considerably less. That is why uniform alternating electromagnetic field distribution in quasi-conductors is unlikely to take place and, as we know, has not been considered in sources.

2. THEORY

The following problem is being considered. The plane wave falls on the surface of infinite half-space occupied by homogeneous isotropic quasi-conductor with specific conductance γ , magnetic permeability μ and dielectric constant ϵ .

Placing coordinate system on the surface of quasi-conductor and directing z - axis into conductor deep (see [12], for instance) from equations:

$$\operatorname{rot} \bar{E} = -\mu \partial \bar{H} / \partial t , \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \bar{H} = \gamma \bar{E} + \epsilon \partial \bar{E} / \partial t \quad (2)$$

it is possible to get well known (telegraph) equations:

$$\partial^2 \bar{E} / \partial z^2 - \mu \gamma \partial \bar{E} / \partial t - \mu \epsilon \partial^2 \bar{E} / \partial t^2 = 0 , \quad (3)$$

$$\partial^2 \bar{H} / \partial z^2 - \mu \gamma \partial \bar{H} / \partial t - \mu \epsilon \partial^2 \bar{H} / \partial t^2 = 0 . \quad (4)$$

We find solutions of (3) and (4) equations, satisfying to following relations

$$\partial \bar{E} / \partial z = 0, \quad \partial \bar{H} / \partial z = 0 \quad (5)$$

If is formally implied that

$$\bar{E} (z, t) = E_0 (z) \exp (i \omega t) \quad (6)$$

$$\bar{H}(z, t) = H_0(z) \exp(i\omega t) \quad (7)$$

where $E_0(z), H_0(z)$ - complex amplitudes of intensity of electric and magnetic fields correspondingly; ω - cyclic frequency of monochromatic wave; i - imaginary unit.

Substituting (6) and (7) in to (3) and (4) taking into account relations (5), one can find for complex dielectric constant

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon - i\gamma/\omega = 0 \quad (8)$$

From (6), (7) and (8) with (1) it is possible to write the following equations

$$\bar{E}(z, t) = E_0 \exp[(-\gamma/\varepsilon)t] \quad (9)$$

$$\bar{H}(z, t) = 0 \cdot \exp[(-\gamma/\varepsilon)t] = 0 \quad (10)$$

Thus, with exponential time dependence (9) the uniform $E_x(z, t)$ distribution along z -axis takes place. Under this condition wave resistance of quasi-conductor has the following form:

$$z = [\mu/\varepsilon(\omega)]^{1/2} = \infty \quad (11)$$

It should be mentioned that $\omega = iy/\varepsilon$ is pole of spectral density of exponential function (9), which can be obtained from [13]. Physical mean of relation (10) is total reflection of \bar{H} -component of field. At a glance received result formally resembles with the process of capacitor discharge at self-leakage in case of uniform field distribution with exponential voltage drop.

However, as mentioned above, quasi-conductors have considerably more active electric conduction than dielectrics. This quasi-conductors can have magnetic properties and their time constant $\tau = \varepsilon/\gamma$ are considerably less than those of dielectrics. Therefore the best analogy is comparing with long line regime with leakage conductivity G and capacity C in case of voltage drop $U = U_0 \exp[(-G/C)t]$ when wave resistance becomes infinite and current wave is being reflected totally.

In distinction of the case of the total reflection of \bar{E} - and \bar{H} -components when superconductivity (superconductors) takes place and case of total refraction quasi-elastic dipole) the relations (5) have the exponential time dependence for exceptional case with damping ratio δ , totally determined by γ and ε parameters of quasi-conducting substance. One should

note that in anisotropic substances it is possible to obtain more compound quasi-conductor and field interaction in consequence of dependence $\varepsilon(\omega)$ on direction.

3. VARIATIONAL INTERPRETATION

Now let consider the problem with point of view of fundamental variation principle of the least action. Lagrange function L of electromagnetic field and action S , according to [14], transformed according to System International (SL) have the following forms:

$$L = 1/2 \int_V (\varepsilon E^2 - \mu H^2) dV \quad , \quad (12)$$

$$S = 1/2 \int_{t_1}^{t_2} \int_V (\varepsilon E^2 - \mu H^2) dV dt \quad , \quad (13)$$

where dV - volume element of quasi-conductor. To take into account dissipation factor ε in (12), (13) we must use (8) in complex form. Taking into consideration that we are considered monochrome waves propagation changing in time and z -coordinate it is possible to write

$$L = 1/2 \int_l (\varepsilon(\omega) E^2 - \mu H^2) dl \quad , \quad (14)$$

$$S = 1/2 \int_{t_1}^{t_2} \int_l (\varepsilon(\omega) E^2 - \mu H^2) dV dt \quad , \quad (15)$$

where dl - length element along z -axis

In order to use Euler's variational equation in (14) and (15) one must change Lagrange function. Therefore we introduce the charge density function which is equal to z - coordinate charge partial derivative $q(z, t)$, i.e.:

$$\lambda(z, t) = \partial q(z, t) / \partial z \quad , \quad (16)$$

and having therefore the dimension of linear charge density, i.e. C/m. Intensities of electric and magnetic fields are proportional to the line charge density and its time derivative correspondingly:

$$E \sim (\partial \lambda / \partial z) / \varepsilon(\omega) \quad , \quad (17)$$

$$H \sim (\partial \lambda / \partial t) \quad . \quad (18)$$

Then Lagrange function (14) has the following form:

$$L = 1/2 \int_l [A_1 (\partial \lambda / \partial z)^2 / \varepsilon(\omega) - A_2 \mu (\partial \lambda / \partial t)^2] dl \quad , \quad (19)$$

where A_1 and A_2 dimensionless proportional coefficients

Designating partial derivatives in (19) on λ_z' and λ_t' correspondingly we have:

$$\partial / \partial z \cdot \partial l / \partial \lambda_z' = [2A_1 / \varepsilon(\omega)] \int_l (\partial^2 \lambda / \partial z^2) dl \quad , \quad (20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\partial I}{\partial \lambda_e} = -2A_2\mu \int_{(1)} (\partial^2 \lambda / \partial t^2) dI \quad (21)$$

Taking into account (20) and (21) we can obtain from Euler's equation the following expression:

$$\int_{(1)} \left[-A_1(\partial^2 \lambda / \partial z^2)/\epsilon(\omega) + A_2\mu(\partial^2 \lambda / \partial t^2) \right] = 0 \quad (22)$$

As long as (7) equation shall be truth at any segment I along z -axis, we have:

$$\partial^2 \lambda / \partial z^2 - (A_2/A_1)^{1/2} [\epsilon(\omega)\mu]^{1/2} \partial^2 \lambda / \partial t^2 = 0 \quad (23)$$

This equation is single measure wave equation (not using complex dielectric constant meaning we would have obtained the telegraph type equation, such as [1] and [3]).

According to solving problem we are not interested the solution of the boundary-value problem corresponding to (23). We just need prove existence of uniform field distribution in quasi-conductor under the electromagnetic wave influence.

Indeed, from relation $\partial \lambda / \partial z = 0$, taking into consideration

$$\partial^2 \lambda / \partial t^2 \neq 0, \mu \neq 0 \quad (24)$$

we have the following result: $\epsilon(\omega) = 0$, i.e. relation (8) obtained above is based on principle of least action. Moreover, from (23) it follows that in case of alternating electromagnetic field $\partial \lambda / \partial t = \text{var}$ skin-effect takes place, i.e. $\partial \lambda / \partial z = \text{var}$ (except of the case of exponential wave damping ratio considered above). Last statement is based on equations we used, which can be obtained from Schwartchild's variational principle. Thus distributions of fields in substances (for example in quasi-conductors) satisfy to relation of minimum action.

- [1] L.D. Landau, E.M. Lifshis. Elektrodinamika sploshnih sred, M.: Nauka, 1982.
- [2] I.E. Tamm. Osnovi teorii elektrichestva, M.: Nauka, 1966.
- [3] V.G. Levich. Kurs teoreticheskoy fiziki, t. 1, M.: Nauka, 1969.
- [4] J.R. Carson. The Bell System Technical Journal, 1926, v. 5, № 4.
- [5] V.R. Bursian. Teoria elektromagnitnih poley, primenyaemih elektrorazvedke, L.: Nedra, 1972.
- [6] W.H. Wise. Proceeding IRE, 1934, v. 22, № 4.
- [7] M.V. Kostenko. Elektrichestvo, 1955, № 10.
- [8] L.S. Perelman. Utochnenie teorii rasprostraneniya voln v dlinnoy linii v svyazi s nekotorimi tekhnicheskimi voprosami, v kn.: Izvestiya NII postoyannogo toka, L.: Gosenergoizdat, 1963, vip. 10.
- [9] Ch.M. Juvarli, E.V. Dmitriev. Matematicheskoe modelirovaniye volnovih processov v elektricheskikh setyah, Baku, ELM, 1975.
- [10] T.M. Lazimov. Elektrichestvo, 1993, № 8.
- [11] T.M. Lazimov. Electroical Engineering., N.-Y., 1995, v. 66, № 2.
- [12] L.R. Neyman, K.S. Demirchan. Teoreticheskie osnovi elektrotehniki, t. 2, L.: Energoizdat, 1981.
- [13] Granino A.Korn, Theresa M.Korn. Mathematical handbook, N.-Y.: McGraw-Hill Book Company, 1968.
- [14] L.D. Landau, E.M. Lifshis. Teoriya polya, M.: Nauka, 1973.
- [15] Ya.B. Zeldovich, A.D. Mishkis. Elementi prikladnoy matematiki, M.: Nauka, 1972.
- [16] A. Sommerfeld. Elektrodynamik, Leipzig: Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., 1949.

T.M. Lazimov

DƏYİŞƏN SAHƏLƏRİN KVAZİKEÇİRİCİLƏRDƏ PAYLANMASI HAQQINDA

Dəyişən sahəlerin kvazikeçiricilərdə müntəzəm paylanması (səth effektinin mövcud olmamasının) mümkünüyü göstərilmişdir. Səth effekti ən kiçik te'sir variasiya prinsipi nöqtəyi nəzərindən yoxulmuşdur.

T.M. Лазимов

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЕЙ В КВАЗИПРОВОДНИКАХ

Показана возможность равномерного распределения переменных полей (отсутствие скин-эффекта) в квазипроводниках. Данна вариационная интерпретация скин-эффекта.

RESEARCH OF CRITICAL POINTS IN THE ENERGY SPECTRUM TIInSe_2

S.T. KAGRAMANOVA, F.A. MUSTAFAYEV, N.A. DJAVADOV

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan
370143, Baku, H. Javid av., 33*

The present work is devoted to detail study and improvement of the band structure TIInSe_2 . With this purpose we analyzed the spectroellipsometric measurement results of imaginary and real parts of dielectric function in an energy range $E = 1,2 - 3,02 \text{ eV}$ for detection of Van-Hove singularities. The classification of the found structures, identification to their transitions in the earlier designed band structure TIInSe_2 , is carried out. The correlation energy position of structures observed in TIInSe_2 with the energy-position of structures found in base crystal TISe is found.

INTRODUCTION

Halogendids of the elements of the third group of a periodic table crystallize in chain and layer structures. TISe , TIInSe_2 , TiGaTe , TIInTe crystallizes in a chain structure. Many physical properties of these compounds reveal an anisotropy. In connection with the interest to low dimensional systems the big attention is given to their electron spectra, which determine the above mentioned singularities of physical properties. The band structure TIInSe_2 are carried out by the authors [1-5]. So in [1] the spectral dependence of the absorption coefficient is investigated and the conclusion, that $E = 1,18 \text{ eV}$ and the intrinsic absorption edge is stipulated by direct transitions. In work [2] the opposite conclusion that TIInSe_2 -indirectband semiconductor with $E = 1,14 \pm 0,02 \text{ eV}$ is done and the energy of phonons participating in the optical transitions $0,08 \text{ eV}$ is estimated. The authors [3] analyzing a spectral dependence of an absorption coefficient have revealed in the energy range $1,45 - 1,6 \text{ eV}$ direct solved transitions with a minimum energy $1,44 \text{ eV}$. In work [4] investigations of a long-wave length absorption edge are shown, that TIInSe_2 - indirectband semiconductor with $E = 1,21 \text{ eV}$ and it is stipulated by phonons with an energy $E = 0,045 - 0,005 \text{ eV}$, and also, that the weak absorption bands with $E = 1,16 \text{ eV}$ and $E = 1,08 \text{ eV}$ at $T = 80 \text{ K}$ and $T = 300 \text{ K}$ accordingly are connected with indirect exiton transitions. In same work the spectra of photoconductivity TIInSe_2 are investigated. It is shown, that the crystals have high photosensitivity in the energy range $0,95 - 1,7 \text{ eV}$. A position of a long-wave length maximum at the energy $1,2 - 1,25 \text{ eV}$ the authors assign to indirect optical transitions. Spectroellipsometric measurement in the energy range $E = 1,2 - 3,02 \text{ eV}$, which allow to obtain the imaginary and real parts of dielectric function from experiment are carried out.

CLASSIFICATION OF VAN-HOVE SINGULARITIES

To improve the band structure TIInSe_2 we analyze the critical points. For data processing the analytical expression for dielectric function is used

$$\epsilon(\omega) = C - A \exp(i\varphi) (\omega - E + i\Gamma)^n ,$$

where ω - phase frequency of an incident radiation; n - parameter defining dimension of Van-Hove singularity; φ - phase angle, defining type of Van-Hove singularity; Γ - half-width of researched peak; A - amplitude of a bell of researched peak; E - energy of Van-Hove singularity.

Case $n = -1$ corresponds to exiton state (Fig.1).

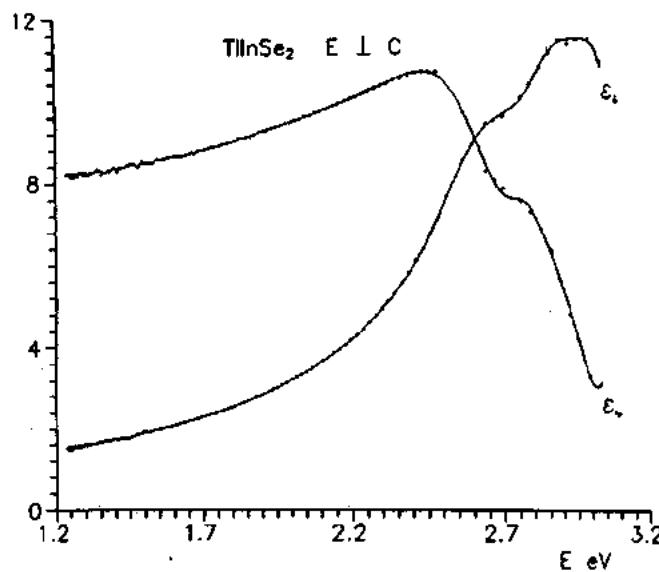


Fig.1. A real and imaginary part smoothed dielectric function in polarization $E \perp C$.

Case $n = -1/2$ corresponds to one-dimensional case. There are two such singularities: a minimum (1D min) and maximum (1D max). The value of a phase angle $\varphi = \pi/2$ corresponds to a minimum and a value $\varphi = 0$ (Fig.2) – to maximum.

Two-dimensional case corresponds to $n = 0$. The dependence (1) has the logarithmic function form. The value of a phase angle $\varphi = 0$, corresponds to a minimum (2Dmin), $\varphi = \pi/2$ – saddle point (2D sed) and $\varphi = \pi$ – maximum (2Dmax) (Fig.3).

For three-dimensional case $n = 1/2$ the value of a phase angle $\varphi = 3\pi/2$ corresponds to minimum (M0), $\varphi = 0$ – to saddle point (M1), $\varphi = \pi/2$ – to saddle point (M2) and $\varphi = \pi$ – to maximum (M3) (Fig.4).

RESULTS

For the correct definition of the energy position of Van-Hove singularities, and also their classification it is necessary to investigate the second derivatives of an imaginary and real part of dielectric function. On (Fig.4) the second derivative of a smoothed real part of dielectric function in polarization $E \perp c$ is represented. On (Fig.5) the second derivative of a smoothed real part of dielectric function in polarization $E \parallel c$ is represented. On (Fig.6) and (Fig.7) the second derivatives of smoothed imaginary part of dielectric function in two polarization $E \perp c$ and $E \parallel c$ accordingly are represented.

As result the energy position of Van-Hove singularities was found, and their classification is made.

The results are shown in a table (1).

Table I.

TlInSe ₂			
Energy (eV)	Classification	Polarization	Identification
1.51(7)	3D(M0+M1)	$E \perp c$	P5 - (P1+P4)
1.64(3)	Exiton	$E \perp c$	--
1.72(1)	2Dmin	$E \perp c$	T3 - T10
1.92(8)	2Dmin	$E \perp c$	T6 - T4
2.17(0)	3D M1	$E \perp c$	--
2.39(0)	2Dmin	$E \perp c$	N4 - N5
2.51(1)	3D(M0+M1)	$E \perp c$	--
2.67(1)	1D(min+max)	$E \perp c$	--
2.81(2)	2D min	$E \perp c$	--
2.92(7)	2D (min+c)	$E \perp c$	N4 - N8
1.55(3)	3D M1	$E \parallel c$	P5 - (P1+P4)
1.79(2)	3D(M2+M3)	$E \parallel c$	T3 - T10
1.84(7)	3D M1	$E \parallel c$	G4 - G1
2.25(0)	3D(M0+M1)	$E \parallel c$	--
2.46(8)	2D min	$E \parallel c$	N4 - N5
2.68(2)	2D(max + c)	$E \parallel c$	--
2.84(7)	2D min	$E \parallel c$	N4 - N8
2.90(5)	1D min	$E \parallel c$	--

DISCUSSION

The presence of correlation between singularities observed in base crystal TlSe [6] and TlInSe₂ is very interesting. Let's consider in the beginning singularities observed in TlInSe₂ in polarization $E \perp c$ and compare them transitions in calculated band structure [5]. The singularity at the energy $E = 1,51$ (7) eV, being superposition of a three-dimensional mixed minimum with a saddle, is interpreted by us as transition P5-P1 + P4, i.e. in polarization $E \perp c$ only one component of a doublet registered in TlSe. The exiton state at the energy 1,64 (3) eV is observed. Observed by us in TlSe exiton peak at energy $E = 1,35$ (1) eV is shifted respect of above mentioned one approximately on 0,3 eV. It is stipulated by that forbidden band width TlInSe₂ almost on 0,3 eV more than in TlSe. The energy position of a two-dimensional minimum at $E = 1,92$ (8) eV will be well agreed with the energy position of critical point being mixing of a two-dimensional minimum with a saddle at $E = 1,84$ (7) eV in TlSe. We have compared transition T3-T10 and transition T6-T4 to singularities at $E = 1,72$ (1) eV and $E = 1,92$ (8) eV accordingly. It is established that the structure observed at $E = 2,17$ (0) eV is a three-dimensional saddle, and at $E = 2,39$ (0) eV it is a two-

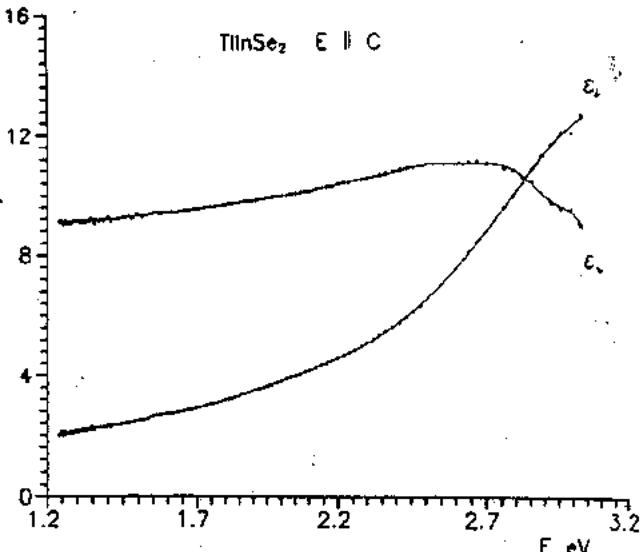


Fig.2. A real and imaginary part of dielectric function in polarization $E \parallel c$.

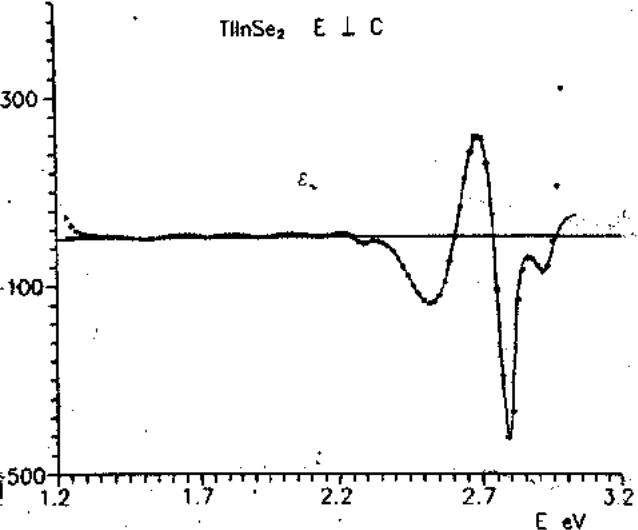


Fig.3. Second derivative of a smoothed real part of dielectric function in polarization $E \perp c$.

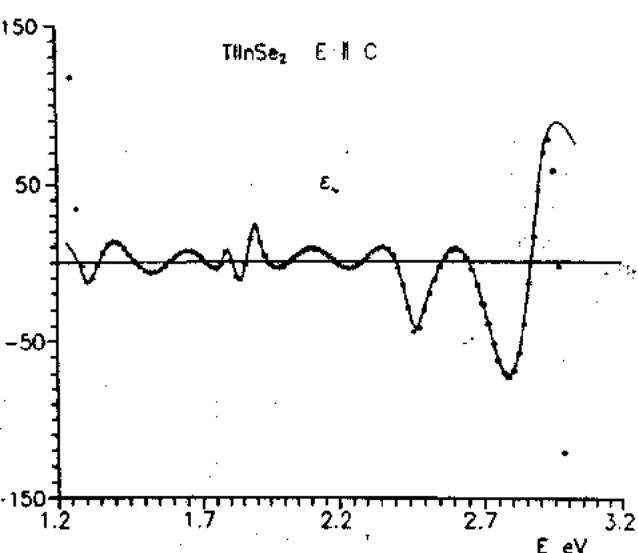


Fig.4. Second derivative of a smoothed real part of dielectric function in polarization $E \parallel c$.

dimensional minimum and corresponds to transition N4-N5. This structure will be well agreed with the two-dimensional minimum at $E=2,36(2)$ eV in TlSe. It is possible to confirm, that the singularity at $E = 2,67(1)$ eV is mixing of one-dimensional minimum with a maximum, and the structure at $E = 2,81(2)$ eV is a two-dimensional minimum. The structure at $E = 2,92(7)$ is identified as transition N4-N8. Let's consider now the singularities observed in TlInSe₂ in polarization $E \parallel c$. Structure at $E = 1,55(3)$ eV being a three-dimensional saddle M1 is interpreted as the transition P5-P1 + P4. As the energy position of this singularity disposes near of the critical point according to superposition of a three-dimensional mixed minimum and a saddle in polarization $E \parallel c$ then it is reasonably to assume, that it is the same structure. The singularity exhibiting as a mixing of a three-dimensional saddle with a maximum at $E = 1,79(2)$ eV we are identified the transitions T3-T10, and three-dimensional saddle M1 corresponds to transition G4-G1. The energy position of this singularity also well correlates with a singularity observed in TlSe at energy $E = 1,83(1)$ eV in the same polarization. It is established, that the structure at $E = 2,25(0)$ eV is superposi-

tion of a three-dimensional minimum with a saddle M1 and can be identified as transition on a line of a symmetry D1-D1. Two-dimensional minimum observed at $E = 2,46(8)$ eV corresponds to transition N4-N8. The energy position, and also classification of this singularity will be well agreed to the observed critical point at $E = 2,36(7)$ eV in the same polarization. It is established, that the structures at $E = 2,68(2)$ eV and $E = 2,84(7)$ eV are two-dimensional minima, and to a last structure there corresponds to the transition N4-N8. It is possible unequivocally to confirm, that the singularity found at $E = 2,90(5)$ eV is superposition of one-dimensional minimum and maximum.

CONCLUSIONS

Obtained as result of investigations of structures, and also their found identification allow to improve of the band structure TlInSe₂. Transitions between electronic levels univalent thallium are observed both in TlSe, and in TlInSe₂ almost at the same values of an energy and represent Van-Hove singularities of one type and dimension.

-
- [1] V. Bonch-Bruevitch, S. Kalashnikov. Physics is semiconducting "Science", Moscow, 1977, c.604-610.
 - [2] G. Abutalibov, A. Aliev, M. Nizameddinova. FTP, 1981, t.15, c.851-854.
 - [3] A. Bakhishev, L. Gasanova, A. Lebedev, S. Samedov, M. Jacobson. FTP, 1981, t.15, № 4, s.808-810.
 - [4] V. Tagirov, A. Bakhishev, M. Sobeikh, A. Akhmedov, V. Salmanov. Izv. HIGH SCHOOLS, Physics, 1978 №1, s.131-132.
 - [5] F. Gashimzade, G. Orudjev, M. Nizameddinova. Account of the band structure TlSe and its analogs by a method of a pseudo-potential. Physical properties complicated in semiconducting. Izd. ELM, 1982, s. 80-85.
 - [6] S.T. Kagramanova. Ellipsometric measures and electronic spectrum of materials with a chain structure. A thesis on competition of a scientific degree of the candidate physical and mathematical Sciences of Baku, 1995, s. 63-67.

S.T. Qəhrəmanova, F.A. Mustafayev, N.A. Cavadov

TlInSe₂ ENERJİ SPEKTRİNDE BÖHRAN NÖQTƏLƏRİN TƏDQİQİ

Bu iş TlInSe₂-nin quruluşunun daqiq öyrənilməsi və tə'yininə hesr olunmuşdur. Bu məqsədə Van-Xov xüsusiyyatlarını aşkar etmək məqsədi ilə $E=1,23,02$ eV enerji intervalında dielektrik funksiyasının həqiqi və mövhumi hisselerinin spektroellipsometrik ölçülərinin nəticələri analiz edilmişdir. Tapılan strukturların klassifikasiyası aparılmış, TlInSe₂-de qabaqcadan hesablanmış zona quruluşundakı keçidləre aidliyinə baxılmışdır. Baza kristal TlSe-de müşahidə edilən strukturların enerji vəziyyətləri ilə TlInSe₂-de görülən strukturların enerji vəziyyətlərinin korrelyasiyası müşahidə edilmişdir.

С.Т. Каграманова, Ф.А. Мустафаев, Н.А. Джавадов

ИССЛЕДОВАНИЕ КРИТИЧЕСКИХ ТОЧЕК В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ TlInSe₂

Настоящая работа посвящена детальному изучению и уточнению зонной структуры TlInSe₂. С этой целью нами были проанализированы результаты спектроэллипсометрических измерений мнимой и действительной частей диэлектрической функции в интервале энергий $E=1,2-3,02$ эВ на предмет выявления особенностей Ван-Хова. Проведена классификация найденных структур, идентификация их переходам в ранее рассчитанной зонной структуре TlInSe₂. Была обнаружена корреляция энергетического положения структур, наблюдаемых в TlInSe₂ с энергетическим положением структур, обнаруженных в базовом кристалле TlSe.

ПОВЕРХНОСТНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ ЭКСТРУДИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ И $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$

Г.З. БАГИЕВА, Д.З. АХМЕДОВА, Н.Б. МУСТАФАЕВ, Г. Д. АБДИНОВА, Н.Г. САДИГОВ

Институт Фотоэлектроники АН Азерб. Республики

370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555 квартал

Исследована поверхностная проводимость σ_s экструдированных образцов твердых растворов $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ в вакууме, открытом воздухе и в атмосфере кислорода в интервале температур 77 - 470 К. Выяснено, что поверхность среза экструдированных образцов нарушена меньше, чем монокристаллических образцов. Однако характер изменения σ_s с температурой и от состава окружающей среды в экструдированных и монокристаллических образцах почти одинаковые.

Учитывая существенную роль поверхности ветвей с малыми геометрическими размерами (≤ 1 мм) в формировании термоэлектрических свойств термоэлементов на их основе и тенденцию к микроминиатюризации термоэлементов, а также перспективы применения экструдированного термоэлектрического материала, в данной работе была исследована поверхностная проводимость экструдированных образцов твердых растворов $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ в интервале температур 77 - 470 К.

Технологические схемы получения экструдированных образцов для указанных твердых растворов были одинаковые. Однако, режимы их экструзии и послеэкструзионной обработки отличались и были установлены экспериментально. Технология получения экструдированных брусков состоит из следующих последовательных операций: дробление синтезированного материала и отбор фракции с необходимым размером зерен порошка; получение брикетов из исходного порошка; подплавление брикетов; экструзия материала (брикетов); термообработка экструдированного материала.

Образцы для исследования поверхностной проводимости вырезались с помощью электроэроздионной или струнной резки из слитков в форме параллелепипеда, а затем разрезались по плоскости диагонали на две идентичные клинообразные образцы,

На полученных диагональных плоскостях клинообразных образцов методом клина [1] была исследована температурная зависимость поверхностной проводимости. Измерения проводились в вакууме $\sim 1,33 \cdot 10^{-2}$ Па, на воздухе при атмосферном давлении и в атмосфере кислорода давлением $\sim 1,03 \cdot 10^5$ Па.

Температурная зависимость поверхностной проводимости экструдированных образцов $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ представлена на рис. 1-3.

Видно, что во всем интервале температур значения поверхностной проводимости необработанных экструдированных образцов в несколько раз меньше, чем монокристаллических [2] образцов. Однако, характер температурной зависимости σ_s в обоих случаях почти одинаковый.

После обработки поверхности среза образцов значения температурной зависимости σ_s для монокристаллических и экструдированных образцов приближаются друг к другу и почти не зависят от температуры и состава окружающей среды.

При изготовлении образцов из слитков монокристаллов или экструдированных твердых растворов $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$ на поверхности среза возникает нарушен-

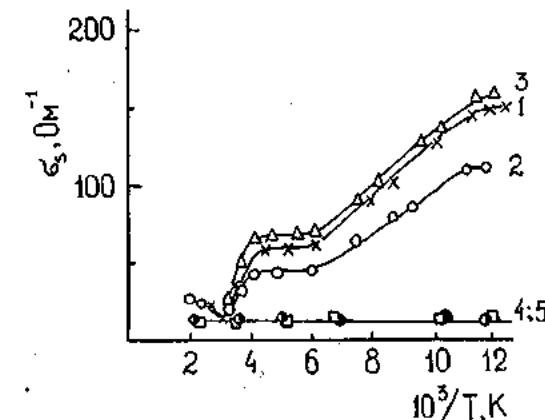


Рис. 1. Температурная зависимость поверхностной проводимости экструдированных образцов $\text{Bi}_{0,5}\text{Sb}_{1,5}\text{Te}_3$. 1-3 соответствуют измерениям на необработанных образцах в вакууме, в воздухе и в атмосфере кислорода; 4-5 соответствуют образцам, поверхности которых обработаны электрохимическим травлением и механической шлифовкой.

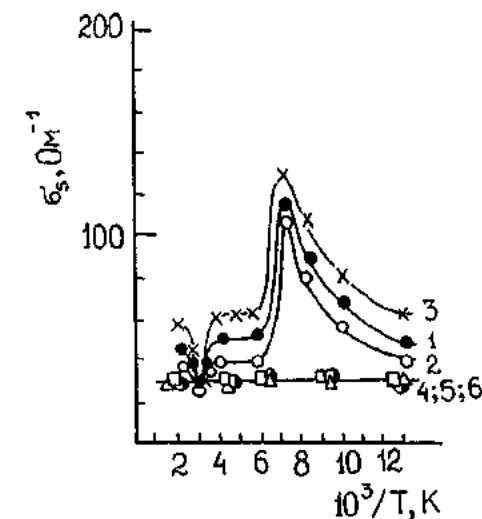


Рис. 2. Температурная зависимость поверхностной проводимости экструдированных брусков $\text{Bi}_2\text{Te}_{2,7}\text{Se}_{0,3}$, вырезанных электроэроздионной резкой. 1-3 соответствуют измерениям на необработанных образцах в вакууме, в воздухе и в атмосфере кислорода; 4-5 соответствуют образцам, поверхности которых обработаны электрохимическим травлением и механической шлифовкой; 6 - соответствует измерению на естественной поверхности образца.

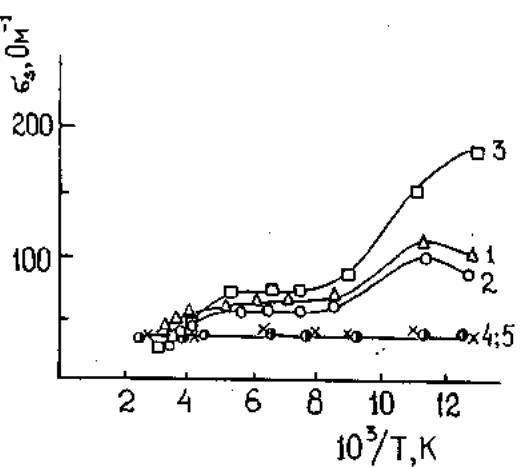


Рис.3. Температурная зависимость поверхностной проводимости экструдированных брусков $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$, вырезанных струнной резкой. Обозначения те же как на рис.2.

ный слой толщиной $\sim 10\text{-}20 \text{ мкм}$ [3]. Электрические свойства этого слоя и их зависимость от внешних факторов, в том числе от температуры, коренным образом отличаются от электрических свойств естественной поверхности этих твердых растворов.

Кривые травления и рентгеновские данные [3] показывают, что нарушенный поверхностный слой состоит из двух подслоев. Первый наружный поликристаллический слой содержит ненасыщенные связи (из-за частичного нарушения стехиометрии в результате сгорания и улетучивания легколетучего компонента теллура и селена при резке), легко взаимодействующие с компонентами окружающей среды. Кроме того, нарушенный слой содержит в себе многочисленные структурные дефекты, создающие в запрещенной зоне различные энергетические уровни и влияющие на значение и температурные зависимости проводимости слоя. Из температурной зависимости σ_5 первого подслоя на поверхности твердого раствора $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ выявлен уровень с энергией активации $\sim 0.14 \text{ эВ}$, а в случае твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ - уровни с энергиями активации 0.07 и 0.28 эВ . Эта часть нарушенного слоя существенно рыхлая и пористая. Вследствие этого, слой является хорошим абсорбентом, атомы и молекулы окружающей среды легко диффундируют в него.

В экструдированном материале глубина первого нарушенного слоя имеет размер 3-5 зерен (т.е. $8\text{-}12 \text{ мкм}$).

Второй нарушенный слой состоит из сильно деформированного поликристаллического слоя данного состава.

После травления в течение 30-40 мин. выявляется собственная структура материала, т.е. истинная поверхность твердого раствора $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ или $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$. Важным является тот факт, что на проводимость освобожденной от нарушенного слоя поверхности образцов твердого раствора $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ не влияют состав окружающей среды и температура.

- [1] Р.Н. Рубинштейн, В.И. Фистуль. Докл. АН СССР, 1959, т. 125, № 3, с. 542-545.
- [2] Г.З. Багиева, Н.Б. Мустафаев, Н.Г. Садигов, Д.Ш. Абдинов. Неорг. материалы, 1998, т. 34, № 7, с. 808-810.

В собственной поверхности образцов твердых растворов $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ вдоль слоев, связи сильные и насыщенные. Это исключает диффузию атомов и молекул окружающей среды в слой, и, тем самым, влияние окружающей среды на поверхностную проводимость образцов. В собственном поверхностном слое концентрация носителей тока значительно ниже, чем в нарушенном слое. Поэтому проводимость собственной поверхности кристаллов и экструдированных образцов твердых растворов $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ меньше, чем поверхности среза образцов до обработки.

Кроме того, кинетика травления поверхности совместно с рентгеновскими данными показывают, что первый нарушенный подслой в случае твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ снимается электрохимическим травлением в $\sim 3\text{-}4$ раза быстрее, чем в случае твердого раствора $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$. С другой стороны, скорость травления второго подслоя (поликристаллического стехиометрического слоя) в случае монокристаллических образцов больше, чем в случае экструдированных образцов. Эти данные говорят о том, что первый нарушенный подслой на поверхности среза твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ более рыхлый, чем на поверхности твердого раствора $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$. Поэтому поверхностная проводимость образцов $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$, не подвергавшихся обработке, в 2-3 раза меньше, чем поверхностная проводимость твердого раствора $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$.

Опыты также показывают, что в случае поверхности, полученной струнной резкой, кривые температурной зависимости σ_5 экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ существенно сглажены, и пикообразные максимумы и минимумы на этих кривых отсутствуют.

Механическая прочность экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ в 3-4 раза превышает прочность монокристаллических образцов. Это приводит к тому, что при изготовлении образцов из экструдированных прутков способом струнной резки, поверхность среза нарушается в меньшей степени, чем в случае монокристаллических образцов. Вследствие этого, в таком поверхностном слое отсутствуют дефекты, создающие уровни в запрещенной зоне, а кривые температурной зависимости σ_5 сглажены по сравнению с кривыми температурной зависимости σ_5 для поверхностного слоя монокристаллических образцов.

Приведенные экспериментальные данные показывают, что для стабилизации параметров термоэлементов на основе твердых растворов систем $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Sb}_2\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_3\text{-Bi}_2\text{Se}_3$ и исключения влияния внешних факторов на характеристики этих термоэлементов, их поверхность должна быть освобождена от нарушенного слоя. При этом электрические и рентгеновские данные показывают, что при резке элементов экструдированных слитков твердых растворов $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ как электроэррозионным, так и струнным способами, поверхность среза нарушается меньше, чем при резке элементов монокристаллических слитков.

- [3] М.Г. Дик, Л.Н. Рыбина, А.Н. Дубровина, Д.Ш. Абдинов. Изв. АН СССР, Неорг. материалы, 1988, т. 24, № 4, с. 688-690.

Г.З. БАГИЕВА, Д.З. АХМЕДОВА, Н.Б. МУСТАФАЕВ, Г.Д. АБДИНОВА, Н.Г. САДИГОВ

G.Z. Bağıyeva, C.Z. Əhmədova, N.B. Mustafayev, G.C. Abdinova, N.Q. Sadıqov

Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te₃ VƏ Bi₂Te_{2,7}Se_{0,3} BƏRK MƏHLULLARI EKSTRUZİYA OLUNMUŞ NÜMUNƏLƏRİNDE SƏTH KEÇİRİCİLİYİ

Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te₃ və Bi₂Te_{2,7}Se_{0,3} bərk məhlullarını ekstruziya üsulu ilə alınmış nümunələrinin müxtəlif mühitlərdə 77-470 K intervalında səth keçiriciliyi tədqiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, ekstruziya üsulu ilə alınmış nümunələrin kesilmə səthi monokristal nümunelərə nisbətən daha az pozulur. Lakin hər iki halda σ_s -in temperatur və etraf mühitdən asılılığı eyni xarakterdə olur.

G.Z. Bagiyeva, D.Z. Ahmedova, N.B. Mustafayev, G.D. Abdinova, N.G. Sadigov

SURFACE CONDUCTIVITY OF THE EXTRUDED SAMPLES OF Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te₃ AND Bi₂Te_{2,7}Se_{0,3}SOLID SOLUTION

Surface conductivity σ_s of the extruded samples of Bi_{0,5}Sb_{1,5}Te₃ and Bi₂Te_{2,7}Se_{0,3} solid solutions have been investigated in vacuum, open air and oxygen atmosphere over 77 - 470 K temperature range. It is ascertained that cutting surface of the extruded samples are distorted less in comparison to monocristalline ones. However, character of variations of σ_s depending on temperature and composition of ambient atmosphere are approximately same one for extruded samples and monocristalline ones.

Дата поступления: 20.09.99

Редактор: Д.Ш. Абдинов

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ СВИНЦА И ТЕРМООБРАБОТКИ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ПЕРЕХОДНОГО КОНТАКТА $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ – КОНТАКТНЫЙ СПЛАВ

М.М. ТАГИЕВ, Ф.С. САМЕДОВ, Н.Э. ГАСАНОВ

Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана

370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555 квартал

Исследовано влияние примесей Pb в экструдированных образцах твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ и термообработки на сопротивление переходного контакта (r_k) этого твердого раствора со сплавом Вуда в интервале температур 77–300 К и напряженности магнитного поля $\sim 74 \cdot 10^4$ А/м. Выяснено, что примеси Pb, создавая в твердом растворе акцепторные центры, приводят к росту концентрации дырок и уменьшению r_k контакта.

В [1] было показано, что переходное контактное сопротивление (r_k) твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ со сплавами, содержащими атомы Pb и Sn, определяется, в основном, диффузией атомов этих элементов из контактного сплава в твердый раствор. Для обоснования данного предположения была исследована зависимость экструдированных образцов твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ со сплавами, содержащими атомы Pb и Sn от содержания примесей свинца в твердом растворе.

Исследования производились в интервале температур ~ 77 – 300 К и напряженности магнитного поля $\sim 74 \cdot 10^4$ А/м.

Электрические измерения проводили вдоль оси экструзии. Были исследованы образцы, не прошедшие после экструзии термообработку, и эти же образцы, прошедшие после экструзии термообработку при ~ 503 К в течение 5 часов [2].

На рис. 1 показана зависимость структуры «твердый раствор $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ –контактный материал» (состав контактного материала (мас.%) 25Bi+50Pb+12,5Sn+12,5Cd–сплав Вуда), а также зависимость удельного сопротивления (ρ) твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ от концентрации Pb при ~ 77 К.

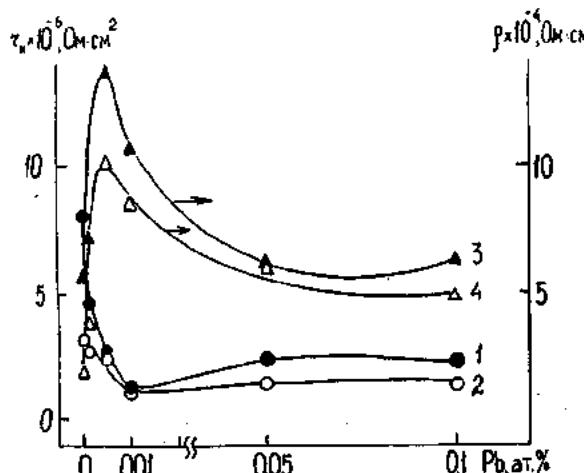


Рис. 1. Зависимости переходного контактного сопротивления и удельного сопротивления при ~ 77 К от концентрации свинца. Кривые 1 и 3 относятся к образцам $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$, не прошедшим термообработку, а 2 и 4 – к образцам, прошедшим термообработку после экструзии.

Видно, что, как в отожженных, так и в неотожженных образцах, при малых концентрациях (до 0,05 ат.-% Pb), зависимости r_k и ρ от концентрации Pb противоположны друг другу. При концентрациях больше 0,05 ат.-% Pb, за-

висимости r_k и ρ от концентрации свинца удовлетворительно коррелируют между собой. Кроме того, при ~ 77 К с ростом концентрации Pb в твердом растворе $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ зависимость $(r_k - r_{k_0})/r_{k_0}$ и $(\rho - \rho_0)/\rho_0$ от напряженности магнитного поля (H) ослабляется. Здесь r_{k_0} , ρ_0 – сопротивления переходного контакта и удельное сопротивление $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ при отсутствии магнитного поля, а r_k и ρ – в магнитном поле. При малых концентрациях зависимость $(r_k - r_{k_0})/r_{k_0}$ от H сильнее, чем зависимость магнитосопротивления от H . С ростом концентрации Pb в твердом растворе $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ величина $(r_k - r_{k_0})/r_{k_0}$ приближается к значению $(\rho - \rho_0)/\rho_0$ (рис. 2). Во всех случаях r_k и ρ отожженных образцов более чувствительны к изменению напряженности магнитного поля, чем у неотожженных образцов (таблица).

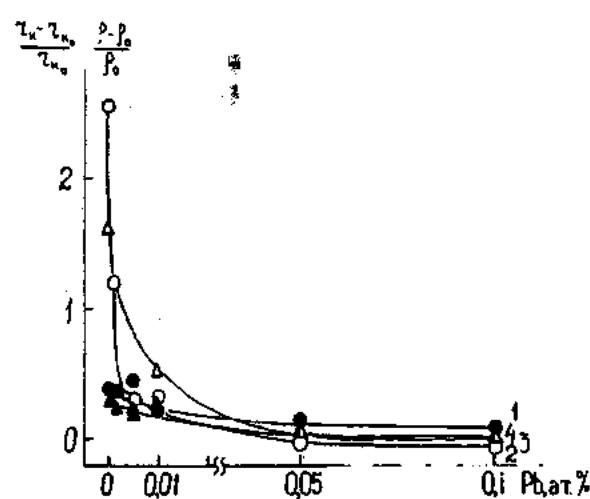


Рис. 2. Зависимости переходного контактного сопротивления и магнитосопротивления от концентрации свинца при ~ 77 К и $H = 74 \cdot 10^4$ А/м.
Обозначения те же, что и на рис. 1.

При нанесении контактного сплава на торцы твердого раствора $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ происходит взаимная диффузия компонентов твердого раствора и контактного сплава друг в друга. Поэтому, вблизи контакта возникает приконтактный слой данного твердого раствора, сильнолегированного атомами свинца и олова, и этот слой обладает p -типом проводимости при ~ 77 К [3]. Поэтому, вблизи

Таблица. Изменения контактного $(\Delta r/r_0)_{\max}$ и удельного $(\Delta\rho/\rho_0)_{\max}$ сопротивления чистого и легированного Pb образцов твердого раствора Bi₈₅Sb₁₅

Содержание Pb в Bi ₈₅ Sb ₁₅ ат.%	Образцы, не прошедшие термообработку после экструзии				Образцы, прошедшие термообработку после экструзии при 230 °C в течение 5 часов			
	$(\Delta r/r_0)_{\max}$		$(\Delta\rho/\rho_0)_{\max}$		$(\Delta r/r_0)_{\max}$		$(\Delta\rho/\rho_0)_{\max}$	
	77 K	300 K	77 K	300 K	77 K	300 K	77 K	300 K
0	2.25	0.23	1.83	0.22	11.20	0.45	7.30	0.31
0.001	1.74	0.46	1.57	0.09	6.68	0.65	6.00	0.29
0.005	1.66	1.00	1.80	1.20	0.42	0.20	1.32	0.35
0.01	1.31	0.70	1.50	0.80	1.02	1.61	0.26	0.40
0.05	0.25	0.38	0.27	0.56	0.19	0.24	0.19	0.43
0.1	0.22	0.22	0.23	0.50	0.12	0.24	0.11	0.34

контакта образуется переходная область с твердым раствором с p-типом проводимости при ~77K, и r_k контакта на основе чистого Bi₈₅Sb₁₅ определяется, в основном, сопротивлением узкозонной переходной области.

При легировании Bi₈₅Sb₁₅ акцепторными атомами Pb концентрация электронов в нем уменьшается, и твердый раствор при концентрациях Pb больших 0,01-0,05 ат.% приобретает p-тип проводимости при ~77 K [3]. В результате, в образцах на основе твердого раствора, легированного Pb с концентрацией больше 0,01-0,05 ат.%, p-n переходная область вблизи контакта отсутствует. Вследствие этого, r_k в образцах на основе легированного твердого раствора Bi₈₅Sb₁₅ меньше, чем в образцах на основе чистого твердого раствора.

При концентрациях Pb больших 0,01 ат.% твердый раствор Bi₈₅Sb₁₅ обладает p-типом проводимости при ~77K, и в этой области ρ твердого раствора с ростом концентрации Pb продолжает медленно падать. Выше 0,01 ат.% сопротивление переходного контакта образцов определяется сопротивлением перехода Bi₈₅Sb₁₅, легированного Pb – контактный сплав.

Приведенными соображениями удовлетворительно объясняется и зависимость r_k от концентрации Pb при ~300 K (рис. 3).

В отожженных экструдированных образцах твердого раствора Bi₈₅Sb₁₅ концентрация структурных дефектов меньше, чем в неотожженных образцах. Вследствие этого, подвижность электронов и дырок в отожженных образцах более высокая. Кроме того, из-за сильной дефектности структуры в неотожженных образцах примеси Pb

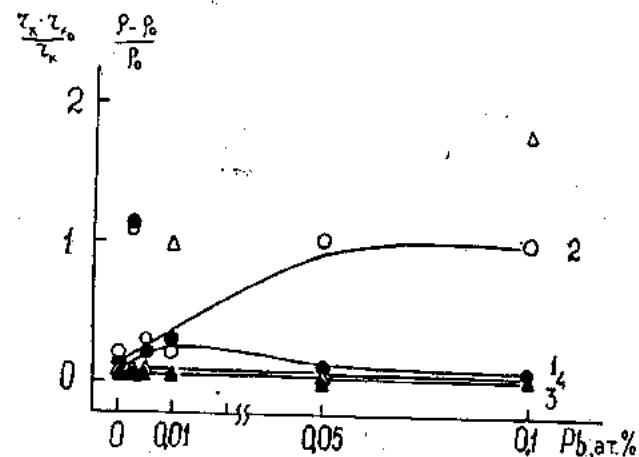


Рис. 3. Зависимости переходного контактного сопротивления и магнитосопротивления при ~300 K от концентрации свинца в $H=74 \cdot 10^4$ A/m.

Обозначения те же, что и на рис. 1.

менее активны. Поэтому в неотожженных, а также в образцах, легированных Pb (где превалируют менее подвижные носители заряда), зависимость $(r_k - r_{k0})/r_{k0}$ и $(\rho - \rho_0)/\rho_0$ от напряженности магнитного поля слабее, чем в образцах на основе нелегированного отожженного твердого раствора Bi₈₅Sb₁₅.

Таким образом, результаты, полученные на образцах на основе твердого раствора Bi₈₅Sb₁₅, легированного Pb, подтверждают правильность механизма, предложенного в [1]:

- [1] Ф.С. Самедов, М.М. Тагиев, Д.Ш. Абдинов Термоэлектрики и их применение, Санкт-Петербург, 1999, с.74-77.

- [2] М.М. Тагиев, З.Ф. Агаев, Д.Ш. Абдинов. Неорганические материалы, 1994, т.30, №3, с.375-378.

- [3] М.М. Тагиев, Д.Ш. Абдинов. Неорганические материалы, 1995, т.31, №11, с. 1405-1407.

М.М. Tagiyev, F.S. Samedov, N.E. Həsənov

QURĞUŞUN AŞQARLARININ VƏ TERMİKİ İŞLƏNMƏNİN Bi₈₅Sb₁₅-KONTAKT ƏRİNTİSİ KEÇİDİNİN KONTAKT MÜQAVİMƏTİNƏ TƏ'SİRİ

Qurğuşun aşqarlarının və termiki işlənmənin ekstruziya olunmuş Bi₈₅Sb₁₅ bərk məhlulu ilə Vud ərintisinin kecid kontaktı müqavimətinə (r_k) tə'siri ~77-300 K temperatur intervalı və maqnit sahə intensivliyinin ~74·10⁴ A/m qiymətinədək tədqiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, qurğuşun aşqarları bərk məhlulda deşiklərin konsentrasiyasını artıraraq r_k -nın azalmasına səbəb olur.

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ СВИНЦА И ТЕРМООБРАБОТКИ НА СОПРОТИВЛЕНИЕ ПЕРЕХОДНОГО КОНТАКТА $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$...

М.М. Tagiyev, F.S. Samedov, N.E. Gasanov

THE INFLUENCE OF Pb IMPURITIES AND THE HEAT TREATMENT ON THE TRANSITIONAL CONTACT RESISTANCE OF $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ -CONTACT ALLOY

The influence of Pb impurities in extruded samples of $\text{Bi}_{85}\text{Sb}_{15}$ solid solution and the heat treatment on the transitional contact resistance (r_k) of this solid solution with Wood alloy in the temperature range 77 to 300 K and magnetic field intensity $74 \cdot 10^4$ A/m have been investigated. It is established that Pb impurities create in solid solution acceptor type centers, which leads to increasing of hole concentration and decreasing of the r_k contact.

Дата поступления: 02.11.99

Редактор: Д.Ш. Абдинов

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗМЕНЕНИЯ V/R-ВАРИАЦИИ В СПЕКТРЕ НОВЫЙ HR ДЕЛЬФИНА СО ВРЕМЕНЕМ

М.Б. БАБАЕВ

Шемахинская Астрофизическая Обсерватория АН Азербайджана
Шемаха, пос. Ю. Мамедалиева, Обсерватория

В спектре Новой HR Дельфина обнаружены: изменения профилей эмиссионных линий со временем; коротковременные и долговременные изменения соотношения V/R-вариации эмиссионных констант, особенно в линиях $\lambda\lambda 4959$ и 5007 [OIII], водорода-Н_β и гелия – HeII $\lambda 4686$.

Звезда Новая Дельфина 1967=HR Del ($\alpha=20^{\circ}41'$ $\delta+19^{\circ}05'$) впервые наблюдалась, как Новая, 15 июня 1967 года. Продолжительные фотометрические и спектральные наблюдения показали, что все фазы вспышки протекали очень медленно; лишь через четыре недели после открытия Новой, в июле, она достигла $m_v=5^m.0$, затем пять месяцев блеск ее оставался почти постоянным и только 6-13 декабря 1967 года блеск ее неожиданно увеличился до $m_v=3^m.5$. Как видно, развитие вспышки Новой Дельфина 1967 протекало очень медленно, что позволило многим наблюдателям ее пронаблюдать. Поэтому, систематическое наблюдение звезды дало возможность обнаружить ряд явлений, которые до этого не наблюдались у других Новых. Так после первичного максимума блеска, где должен начинаться спад блеска, у этой Новой зарегистрированы еще две вспышки, по интенсивности сравнимые с основным максимумом [1].

Результаты многолетних исследований линейчатого и непрерывного спектров Новой Дельфина 1967 г. выявили некоторые особенности в изменениях спектров Новой. Было обнаружено, что HR Дельфина является катализмической переменной с некоторыми особенностями.

С целью изучения изменения V/R-вариации в спектре на небулярной стадии Новой Дельфина в период с 1968 по 1990 годы на 2^х-м телескопе ШАО АН Азербайджана получено около 100 спектрограмм. Из них были отобраны спектрограммы, на которых хорошо идентифицируются профили линий $\lambda\lambda 4959$ и 5007 [OIII], HeII $\lambda 4686$, водорода Н_β серии Бальмера, азота NIII $\lambda 4640$ и др.

Ранее [2] нами изучена структура и изменение параметров запрещенных линий кислорода [OIII] 4959, 5007, 4363, неона NeIII 3869, гелия HeII 4686, HeI 4471, водорода Н_β серии Бальмера, азота NIII 4640 и др.

Временные изменения спектра Новой HR Дельфина показали, что интенсивности центральных компонент у различных линий различны, наблюдаются V/R-вариации у всех линий, приведенных выше. У запрещенных линий [OIII] и NeIII на ранней небулярной стадии наиболее интенсивными являются центральные компоненты, все линии имеют 4-компоненты [3,4]. Такие профили наблюдались до 1978 года, кроме того наблюдались изменения центральных интенсивностей компонент со временем. Уже, начиная с 1978 года, наблюдаются изменения профилей линий [OIII]: у них стали сильнее крайние компоненты, а у водородных – наоборот: сильнее стали внутренние компоненты [4].

Продолжительные наблюдения показали, что, кроме этих изменений профилей спектральных линий в спектре Новой HR Дельфина, полученных в 1968-1990 гг., хорошо

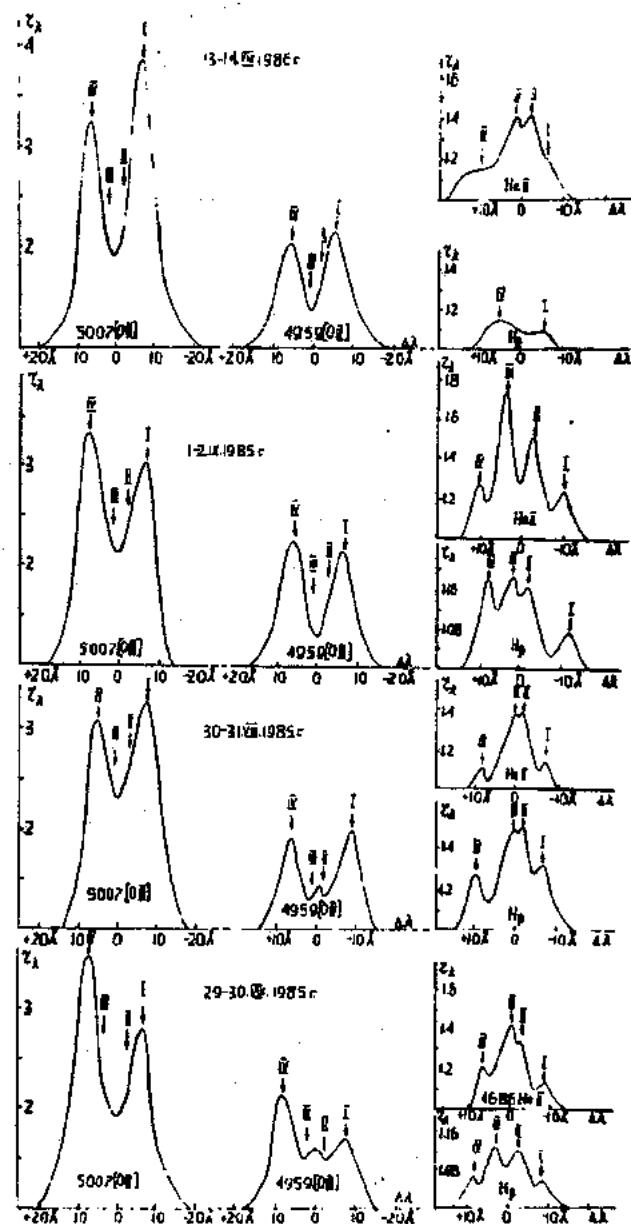


Рис. 1. Профили линий $\lambda\lambda 4959$ и 5007 [OIII], Н_β и HeII $\lambda 4686$ в четыре разные даты.

наблюдаются и другие особенности в изменениях профилей эмиссионных линий в небольшом интервале времени за одну ночь, а именно – кратковременные изменения соотношения V/R центральных компонент эмиссионных линий, особенно крайних компонент. Чаще всего наблюдается усиление красной компоненты $V \rightarrow R$, а иногда

сильнее становится фиолетовая компонента $I \rightarrow V$ (см. рис.1).

Такая картина наблюдается не только в запрещенных линиях кислорода [OIII] $\lambda\lambda 4959$ и 5007 , а также в линиях водорода и гелия (рис.1).

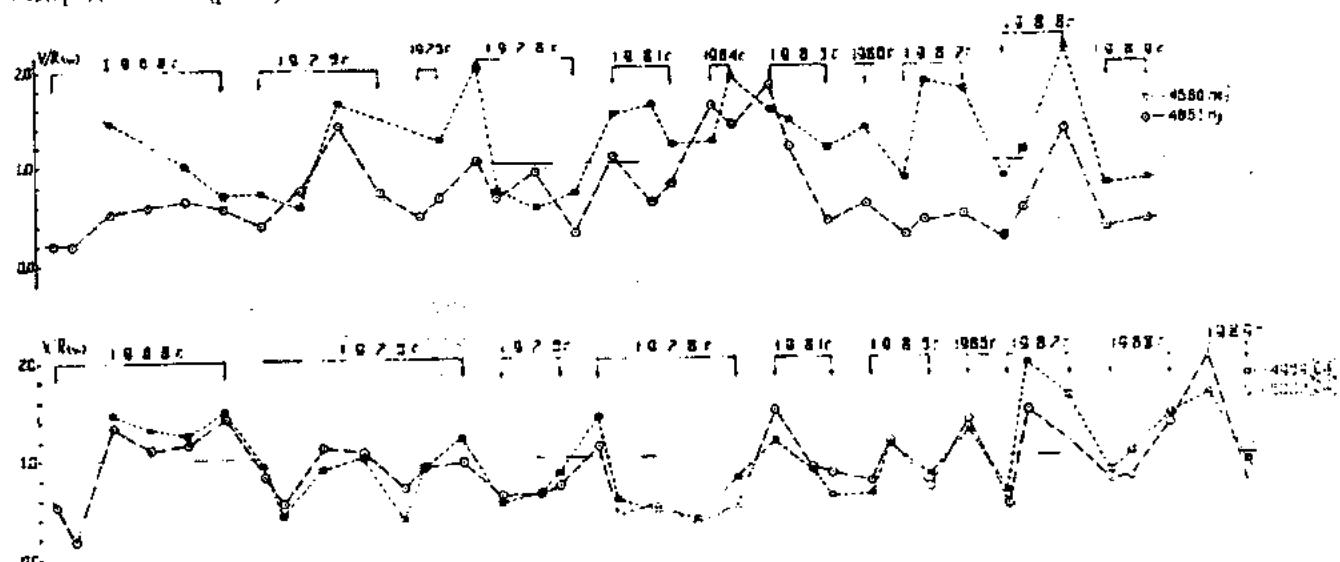


Рис.2. Изменение V/R -вариации водорода, гелия и запрещенных кислорода во времени

Из рис.2 также видно, что изменчивая картина наблюдается не только в запрещенных линиях кислорода [OIII] $\lambda\lambda 4959$ и 5007 . Эти линии образуются только в очень удаленных оболочках Новой, у которых плотность очень мала по сравнению с фотосферой звезды или дисков, которые обнаруживаются около главной звезды. Такая же картина наблюдается в линиях водорода серии Бальмера и гелия, у которых основные части этих линий образуются в дисках и на ранней стадии - в оболочках, окружающих всю систему Новой HR Дельфина. Как видно из рис.2, в 1968 году значения V/R -вариации различны для различных групп линий. Например, в линии гелия HeII 4686 и водорода-H α они меньше единицы, а у запрещенных [OIII] они больше единицы. Значит в 1968 году у линий [OIII] фиолетовая компонента сильнее, чем красная (R), а у линий гелия и водорода - наоборот: красная компонента (R) сильнее, чем фиолетовая (V) компонента. Эти соотношения изменяются и по годам и по ночам. Они показали изменчивый характер со временем. Если мы можем объяснить долговременные изменения V/R -вариации по одной из этих 3 версий [4], то невозможно объяснить кратковременные изменения, поскольку Новая HR Дельфина не является звездой типа DQ Геркулеса и не имеет глубокого провала в изменении блеска, а также не обладает такой мощной пылевой оболочкой, как у FН Змеи.

По-видимому, такой характер изменения, именно кратковременные изменения, V/R -вариации зависит, прежде всего, от двойственности самой Новой [4]. А двойственность этой Новой звезды уже обнаружена и определен период. Все наблюдатели предполагают, что система состоит из очень горячего белого карлика ($Sp. BO$, $T_1=33000^{\circ}\text{K}$) и холодной ($Sp. K8$, $T_2=3000^{\circ}\text{K}$) звезды, заполняющей свою критическую полость Роша, причем система затменная [6]. Во время затмения, падающий на отдельные сгустки пыли свет от горячей звезды будет

из рис.2 видно, что соотношения V/R крайних компонент сильно изменяется в 1968, 1975, 1978, 1981, 1990 гг., а иногда получается обратная картина, за короткое время становится сильнее то красная, то фиолетовая компонента.

отличаться по времени. Во время вращения по орбите, в зависимости от фазы, горячая звезда в затменной системе поочередно будет освещать и разогревать одну из компонент сгустка больше, чем остальные (см. рис.3), вследствие чего изменяются физические условия в отдельных сгустках [4].

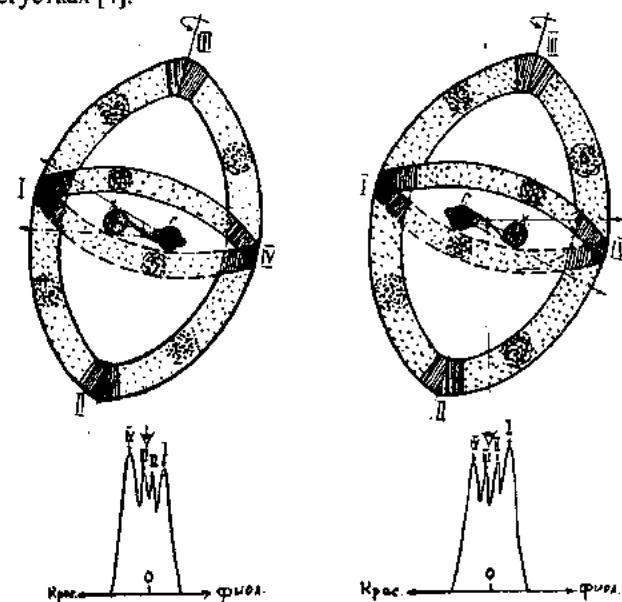


Рис.3. Зависимость профилей эмиссионных линий возможных оболочек Новых от геометрии и угла наклона к лучу зрения.

Характер этих вышеперечисленных изменений, по-видимому, зависит от плотности вещества в сгустке, где образуются отдельные линии и, соответственно, изменяются соотношения эмиссионных компонент, особенно у линий $\lambda\lambda 4959$ и 5007 [OIII]. Поскольку первый механизм, приводящий туманность в состояние свечения есть фотоионизация с последующей рекомбинацией, он дает разрешенные линии. Второй же механизм, вызывающий све-

чение туманности на этот раз в запрещенных линиях, есть механизм электронного возбуждения [7]. По этой причине, во время вращения горячей звезды, которая полностью освещает оболочку Новой, по орбите в зависимости от фазы затмения она будет разогревать или освещать отдельные сгустки по разному и, соответственно, изменится возбуждение и фотоионизация, что приводит к изменению интенсивности эмиссионных компонент, образующихся в этих сгустках оболочки Новой. Как видно, такой эффект будет хорошо наблюдаться при коротких экспозициях. Так как сама Новая очень слабая (12.5

звездной величины), у нас такого спектрального материала с короткими экспозициями нет.

Итак, в спектре Новой HR Дельфина впервые обнаружены: изменения профилей эмиссионных линий со временем; коротковременные и долговременные изменения соотношения V/R -вариации эмиссионных констант, особенно в линиях $\lambda\lambda 4959$ и 5007 [OIII], водорода- H_{β} и гелия – HeII $\lambda 4686$. Такие наблюдения с короткими выдержками могли бы подтвердить двойственность Новой звезды в поздней небулярной стадии и дали бы возможность уточнить период системы.

-
- [1] М.Б.Бабаев. Циркуляр ШАО АН Азерб., 1998, № 92, с.5.
 - [2] М.Б. Бабаев. Письма в Астрон. Журн., 1981, т.7, №7, с. 422.
 - [3] М.Б. Бабаев. Циркуляр ШАО АН Азерб., 1983, №71, с. 16.
 - [4] М.Б. Бабаев. Циркуляр ШАО АН Азерб., 1989, №84, с. 20.
 - [5] J. Solf. Astrophys. J. 1983, v. 273, p. 647.
 - [6] L. Rosino. Astron. Astrophys. 1982, v.108, p.243.
 - [7] Б.А. Воронцов-Вельяминов. В кн. «Газовые туманности и Новые звезды», М.-Л., Изд-во АН СССР, 1948, с. 588.

M.B. Babayev

YENİ HR DELFİNİN SPEKTRİNDE V/R -DƏYİŞKƏNLİYİNİN ZAMANDAN ASILI TƏDQİQİ

Yeni HR Delfin ulduzunun spektrlerinin tədqiqi göstərdi ki, emissiya ketlərinin profilləri zamandan asılı olaraq dəyişir. Emissiya komponentlərinin nisbəti V/R -variasiyası, qısa və uzun məddətli dəyişkənlilik malikdir. Bu dəyişkənlilik özünü xüsusən qadağan olunmuş Oksigen xətləri: $\lambda\lambda 4959$ və 5007 [OIII], hidrogen - H_{β} və helyumun-HeII $\lambda 4686$ xətlərində daha aydın bürüzə verir.

M.B. Babaev

THE INVESTIGATION OF TIME CHANGES OF V/R -VARIATION IN THE SPECTRUM OF NOVA HR DEL

In the spectrum of Nova HR Del of the emission line profiles and the sort-time and long-time changes of V/R -variation relation of emission constants in lines [OIII] $\lambda\lambda 4959$ and 5007 , H_{β} and HeII $\lambda 4686$ especially are observed.