BƏRK CISIMLƏRDƏ TEMPERATUR QRADIENTI, ELEKTRIK SAHƏSI VƏ MAQNIT SAHƏSINDƏ CƏRƏYAN RƏQSLƏRI

E.R.HƏSƏNOV [1], M.F.NOVRUZOV [2]

Bakı Dövlət Univesiteti[1]
Az.1148,Bakı, Z.Xəlilov küç. 23
AMEA Fizika İnstitutu[2]
Az1143, Bakı, H.Cavid pr. 33

Xarici maqnit sahəsi H_0 və sabit temperatur qradienti ∇T olduqda cərəyan rəqslərinin tezliyi və cərəyanın amplitud qiyməti hesablanmışdır. Xarici maqnit sahəsinin dəyişmə intervalı və termomaqnit dalğasının tezliyinin dəyişmə intervalı tapılmışdır.

Bərk cisimlərdə cərəyan rəqslərinin nəzəri və təcrübi olaraq öyrənilməsi praktiki cihazların yaranmasına səbəb olmuşdur.Yarımkeçirici GaAs birləşməsində elektrik sahəsinin müəyyən qiymətindən sonra yaranan qeyri tarazlıq halı Qann cihazlarının yaranmasına imkan yaratmışdır $[1]$ .Bərk cisimlərdə temperatur qradienti $\nabla T = const$ olduqda yaranan termomaqnit dalğaları $[2]$ mühiti tarazlıqdan çıxarır və xarici elektrik sahəsi olduqda cərəyan dəyişən olaraq rəqs edir.Bir və iki tip keçiriciliyə malik yarımkeçiricilərdə xarici elektrik sahəsi olduqda cərəyan rəqsləri $[3,4]$ öyrənilmişdir. Xarici maqnit sahəsi və temperatur qradienti olduqda (termomaqnit dalğaları olduqda) cərəyan rəqslərinin nəzəri olaraq öyrənilməsi qeyri xətti olduğundan tədqiq olunmamışdır.Bu işin məqsədi $\vec{E}_0, \vec{H}_0$ və $\nabla T = const$ olduqda keçirici mühitlərdə yaranan dəyişən cərəyan rəqslərinin tezliyini və amplitud qiymətini nəzəri olaraq hesablamaqdan ibarətdir.Xarici elektrik sahəsi $\vec{E}$, maqnit sahəsi $\vec{H}$, temperatur qradienti ∇T və yükdaşıyıcıların konsentrasiyası n olduqda elektrik cərəyanının sıxlığı aşağıdakı kimidir

$$\vec{I} = \sigma\vec{E} + \frac{\sigma T}{en_0}\overline{\nabla n} + \sigma_1\left[\vec{E}\vec{H}\right] + \frac{\sigma_1 T}{en_0}\left[\overline{\nabla n}\vec{H}\right] - \alpha\nabla T - \alpha'\left[\overline{\nabla T}\vec{H}\right], \qquad (1)$$

burada $\sigma -$ elektrikkeçirmə əmsalı, $\Lambda = \frac{\alpha}{\sigma} -$ differensial termoelektrik əmsalı,

$\Lambda' = \frac{\alpha'\sigma - \sigma'\alpha}{\sigma^2} -$ Nernst-Ettinqshauzen əmsalıdır.Birölçülü sistemlərdə kəsilməzlik tənliyi və Puasson tənliyini yazaq

$$e\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial I_x}{\partial x}; div\vec{E} = -\frac{4\pi e}{\varepsilon}n \qquad (2)$$

$e > 0$ -elementar elektrik yükü, ε -dielektrik sabitidir.Elektrik sahəsinin qeyri bərabər paylanması daxili maqnit sahəsinin yaranmasına səbəb olur və yükdaşıyıcıların sayı nöqtədən-nöqtəyə dəyişir.Zamana görə dəyişən konsentrasiya dəyişən maqnit sahəsinə uyğundur.Bu dəyişməni aşağıdakı kimi yazaq

$$n_1 = \vec{U}\frac{\partial\vec{H}_1}{\partial t} \qquad (3)$$

$\vec{U} - const$ -sabit vektordur.

Cərəyan rəqsləri qeyri-xətti olduğundan (1,2,3) ifadələrində $\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1, n = n_0 + n_1, \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_1$ sıraya ayrılışında $(n_1, \vec{E}_1, \vec{H}_1)$ qiymətləri $(n_0, \vec{E}_0, \vec{H}_0)$ qiymətləri ilə ixtiyari münasibətdə ola bilər,yəni

$$(n_0, \vec{E}_0, \vec{H}_0) > (n_1, \vec{E}_1, \vec{H}_1), (n_0, \vec{E}_0, \vec{H}_0) < (n_1, \vec{E}_1, \vec{H}_1), (n_0, \vec{E}_0, \vec{H}_0) \sim (n_1, \vec{E}_1, \vec{H}_1) \qquad (4)$$

(4)-şərtini nəzərə alaraq (1) tənliyini aşağıdakı tənlik şəklinə çevirək

$$\vec{Y}_1 = \frac{\vec{E}_1}{E_0} + \frac{n_1}{n_0}\frac{\vec{E}_1}{E_0} + \gamma\frac{n_1}{n_0}l\vec{k} + \gamma(\frac{n_1}{n_0})^2 l\vec{k} + \frac{\mu_1}{\mu_0}\frac{[\vec{E}\vec{H}]}{E_0 H_0} + \frac{\mu_1}{\mu_0}\frac{n_1}{n_0}\frac{[\vec{E}\vec{H}]}{E_0 H_0} + \frac{\mu_1}{\mu_0}\gamma\frac{n_1}{n_0}l\frac{[\vec{k}\vec{H}]}{H_0} + \frac{\mu_1}{\mu_0}\gamma\left(\frac{n_1}{n_0}\right)^2 l\frac{[\vec{k}\vec{H}]}{H_0} - \frac{\alpha\nabla T}{\sigma_0 E_0} - \frac{\alpha'[\nabla TH]}{\sigma_0 E_0} \quad (5)$$

(5) – vektoru tənliyində $\vec{Y} = \frac{\vec{I}_1}{\sigma_0 E_0}, \gamma = \frac{T}{eE_0 l}$, l – cərəyan istiqamətində nümunənin uzunluğu, $\vec{k}$ -dalğa vektorudur.(3) tənliyindən $\frac{n_1}{n_0} = \frac{1}{n_0}\frac{\partial(\vec{U}\vec{H}_1)}{\partial t} = \varphi$ və Puasson tənliyindən alınan $\vec{E} = -\frac{4\pi el}{\xi k^2}\vec{k}\varphi$ ifadəsini (5) vektoru tənliyində yerinə yazsaq alırıq

$$\vec{Y}_1 = \left(-\frac{E_{xar}}{E_0}\varphi - \frac{E_{xar}}{E_0}\varphi^2 + \gamma\varphi + \gamma\varphi^2\right)l\vec{k} + \varphi\frac{\vec{E}_0}{E_0} + (1+\varphi)\frac{\mu_1}{\mu_0}\frac{[\vec{E}_1\vec{H}_1] + [\vec{E}_1\vec{H}_0] + [\vec{E}_0\vec{H}_1]}{E_0 H_0} + \frac{\mu_1\gamma(1+\varphi)\varphi}{\mu_0}\frac{l[\vec{k}\vec{H}_1]}{H_0} - \frac{\alpha'[\nabla TH_1]}{\sigma_0 E_0}; E_{xar} = \frac{4\pi en_0}{\xi k^2 l} \quad (6)$$

(6)-vektoru tənliyindən Y_{1x}, Y_{1y}, Y_{1z} ifadələruni tapırıq. Birölçülü cərəyan rəqslərini tədqiq eтdiyimizdən

$$Y_{1y} = Y_{1z} = 0 \quad (7)$$

qəbul edirik. Xarici maqnit sahəsini $H_0 = H_{0z}$, elektrik sahəsini $E_0 = E_{0x}$, temperatur qradientini $\nabla T = \nabla_y T$ seçsək aşağıdakı Y_x ifadəsini alırıq:

$$Y_x = Blk_x + \left\{\left[\frac{(1+\varphi)\mu_1 L}{\mu_0}(1+\gamma\varphi Lk_z) + \frac{\mu_1\gamma\varphi}{\mu_0}lk_y(1+\varphi)\varphi\right] - \frac{\alpha'\nabla TH_0}{\sigma_0 E_0}\right\}\frac{H_{1x}}{H_0} + \left(\delta + \frac{4\pi en_0\varphi}{\xi k_x E_0}\theta\right)\left[\frac{\mu_1\gamma\varphi(1+\varphi)}{\mu_0}lk_y - \frac{\alpha'\nabla TH_0}{\sigma_0 E_0}\right]$$

$$B = \varphi(1+\varphi)\left(\gamma - \frac{E_{xar}}{E_0}\right); \quad L = \left[\gamma\varphi(1+\varphi)lk_y - \frac{\mu_0}{\mu_1}\frac{\alpha'\nabla T}{\sigma_0 E_0}\right]\frac{1}{M} \quad (8)$$

$$M = (1+\varphi)(1+\gamma\varphi lk_x); \quad \theta = \frac{H_0}{E_0}\frac{1}{1+\gamma\varphi lk_y}$$

$$\varphi = \frac{1}{n_0}\frac{\partial(\vec{U}\vec{H}_1)}{\partial t} = \frac{n_1}{n_0}; \quad \delta = Blk_y(1+\varphi)(1+\gamma\varphi lk_y)$$

(8) ifadəsində kubik kristallar üçün $k_x = k_y = k_z = \frac{2\pi}{l}$ olduğunu nəzərə alsaq, aşağıdakı qeyri-xətti tənliyi alırıq

$$\frac{\partial^2 R}{\partial\tau^2} + \frac{3\pi}{2}\frac{\alpha'\nabla TH_0}{\sigma_0 E_0}R = \xi\frac{\partial}{\partial x}l\left\{f\varphi + f\varphi^2 + \left[\frac{2\pi\gamma\varphi(1+\varphi)\mu_1}{\mu_0} + \frac{4\pi\gamma\varphi(1+\varphi)^2\mu_1}{\mu_0}\right]R + \left(\frac{f}{2} + \frac{en_0 l\varphi}{\xi E_0}\right)\left[\frac{2\pi\gamma\varphi(1+\varphi)\mu_1}{\mu_0} - \frac{\alpha'\nabla TH_0}{\sigma_0 H_0}\right]\right\} \quad (9)$$

$$\tau=\omega_0 t,\ \ R=\frac{H_{1x}}{H_{0,}},\ \ \vartheta_0=\mu_0 E_{0,}$$

$$\omega_0^{\ 2}=\frac{3\pi}{2}k\vartheta_0\sigma_0\frac{H_0}{len_0}\frac{\omega_T}{Ck},\ \ \omega_T=\Lambda'\nabla TCk$$

$$\xi=\frac{2}{3\pi}\frac{e\ln_0}{E_0}\frac{e\ln_0}{H_0}\frac{Ck}{\omega_T}<<1$$

$\xi=0$ şərtində (9) tənliyinin həlli $[5]$

$$R=R_0\cos\psi \tag{10}$$

$$\psi=\omega_0 t+\theta,\quad \theta\text{-fazadır.}$$

$R=R_0(t)\cos\psi$ kimi (9) tənliyində yazsaq alırıq

$$\frac{\partial^2 R}{\partial\tau^2}+R=\xi\left\{-\frac{4\pi en_0 l}{\xi E_0}\frac{\mu_1}{\mu_0}\gamma\beta^3(\pi+1)R^3\sin^3\psi+\left[\frac{4\pi\gamma en_0 l}{\xi E_0}\frac{\mu_1}{\mu_0}(1+\pi)+\frac{4\pi\gamma f\mu_1}{\mu_0}\right]\beta^2R_0^{\ 2}\sin^2\psi+\right.$$
$$-\left(\frac{2\pi en_0 l}{\xi E_0}\frac{\alpha'\nabla TH_0}{\sigma_0 E_0}-\frac{2\pi\gamma\mu_1}{\mu_0}-1\right)\beta R_0^{\ 2}\sin\psi\cos\psi-2R_0^{\ 4}\beta^3\sin^3\psi\cos\psi+ \tag{11}$$
$$\left.+\left(8+\frac{6\pi\gamma\mu_1}{\mu_0}\right)\beta^2R_0^{\ 3}\sin^2\psi\cos\psi\right\}=\xi\phi$$

$$\beta=\frac{\omega_0}{k\vartheta_0}$$

Amplitud R_0 və faza ψ Boqolyubov – Mitropolski metoduna əsasən aşağıdakı tənliklər sisteminin həllini tələb edir

$$\begin{aligned}\frac{dR_0}{dt}&=\xi A_1(R_0)+\xi^2A_2(R_0)+\cdots=\sum_{i=1}^{\infty}\xi^iA_i(R_0)\\ \frac{d\psi}{dt}&=\omega_0+\xi B_1(R_0)+\xi^2B_2(R_0)+\cdots=\sum_{i=1}^{\infty}\xi^iB_i(R_0)\end{aligned} \tag{12}$$

$A_1(R_0), A_2(R_0),\cdots,A_i(R_0)$ uyğun yaxınlaşmalarda R_0 amplitudunu, $B_1(R_0), B_2(R_0),\cdots,B_i(R_0)$ sabitləri isə uyğun olaraq $\omega_1,\omega_2,\cdots,\omega_i$ tezliklərini təyin edir.

Amplitud və tezliyin birinci yaxınlaşmasına baxsaq

$$A_1=-\frac{1}{2\pi\omega_0}\int_0^{2\pi}\phi\sin\psi d\psi,\quad B_1=-\frac{1}{2\pi\omega_0 R_0}\int_0^{2\pi}\phi\sin\psi d\psi, \tag{13}$$

kimidir$[5]$. A_1 – hesablayıb (12)- də yerinə yazsaq, sadə inteqralladıqdan sonra

$$H_{1x}=H_0\frac{e^{-\frac{\xi C}{4\omega_0}t}}{\left[1+dR_{01}^{\ 2}\left(1-e^{-\frac{\xi C}{2\omega_0}t}\right)\right]} \tag{14}$$

$$\omega_1=\omega_0\left[1-\frac{\xi D}{2\omega_0^{\ 2}}-\frac{7\xi FR_{01}^{\ 2}}{8\omega_0^{\ 2}}\right] \tag{15}$$

alırıq.

$$C=\left(\frac{2\pi en_0 l}{\xi E_0}\frac{\alpha'\nabla TH_0}{\sigma_0 E_0}-\frac{4\pi\gamma\mu}{\mu_0}\right)\frac{\omega_0}{k\vartheta_0};\quad D=\frac{4\pi\gamma\mu_1}{\mu_0};\quad F=\left(8+\frac{6\pi\gamma\mu_1}{\mu_0}\right)\left(\frac{\omega_0}{k\vartheta_0}\right)^2$$

(15)- ifadəsindən görünür ki, birinci yaxınlaşmada ω_1 tezliyi ω_0 tezliyinə nəzərən azalır, $R_0(t) = \frac{H_{1x}}{H_0}$ amplitudunun artması

$$\frac{4\pi\gamma\mu_1}{\mu_0} > \frac{2\pi e n_0 l}{\xi E_0}\frac{\alpha' \nabla T H_0}{\sigma_0 E_0} \tag{16}$$

şərtində mümkündür.(16) bərabərsizliyi termomaqnit dalğalarının $\omega_T < 2\pi\gamma \frac{E_0}{E_{xar}}\frac{\mu_0 E_0}{l}$ qiymətində mümkündür. ξ kiçik parametrinin $\xi << 1$ qiymətindən $\omega_T >> \frac{2}{3\pi}\frac{len_0}{E_0}\frac{len_0}{H_0}Ck$ termomaqnit dalğalarının cərəyan rəqslərinin artmasına uyğun dəyişmə intervalı aşağıdakı kimidir:

$$2\pi\gamma \frac{E_0}{Exar}\frac{\mu_0 E_0}{l} > \omega_T > \frac{2}{3\pi}\frac{len_0}{E_0}\frac{len_0}{H_0}Ck\,. \tag{17}$$

(17) ifadəsi xarici maqnit sahəsinin dəyişmə intervalını tapmağa imkan verir

$$H_0 \geq E_0 \frac{2}{3\pi^2\xi}\frac{C}{\vartheta_0}\frac{eE_0 l}{T}\left(\frac{len_0}{E_0}\right)^3 \tag{18}$$

Beləliklə xarici maqnit sahəsinin (18) qiymətində, termomaqnit dalğalarının dəyişmə intervalı (17) olan keçirici mühitlərdə, cərəyan rəqslərini amplitudu artır (14), tezliyi isə azalır (15). Belə keçirici mühitlərdə xarici maqnit sahəsinin qiyməti ilə cərəyan rəqslərini tənzimləmək olar.

1. Дж. Ганн, СВЧ – *колебания тока в полупроводниках типа* $A^{III}B^{V}$*, Новые методы полупроводниковой СВЧ- электроники, Издательство «Мир», Москва, (*1968) 51
2. Л. Э Гуревич, *ЖЭТФ*, **44** (1963) 23.
3. Э. Р.Гасанов, *Bakı universitetinin xəbərləri*, № 1 (2001) 60.
4. Э. Р.Гасанов, *Bakı Universitetinin xəbərləri*, № 1 (2003) 173.
5. Н.Н.Боголюбов, Ю.А.Митропольский, *Асимптотические методии в теории нелинейных колебаний, Москва*, (1963)36.

FLUCTUATIONS OF A CURRENT IN FIRM BODIES AT PRESENCE AN ELEC TRIC FIELD, A GRADIENT OF TEMPERATURE AND A MAGNETIC FIELD

E.R.GASANOV, M.F.NOVRUZOV

The amplitude and frequency of fluctuation of a current in conducting environmentswere calculated at presence of an external magnetic field H_o and a constant gradient of temperature $\nabla T = const$. Areas of change of an external magnetic field H_o and frequency of termomagnetic waves ω_T, of which there were fluctuations of a current in a crystal were founded.

КОЛЕБАНИЯ ТОКА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ ПРИ НАЛИЧИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Э.Р.ГАСАНОВ, М.Ф.НОВРУЗОВ

Вычислены амплитуда и частота колебаний тока в проводящих средах при наличии внешнего магнитного поля H_o и постоянного градиента температуры ∇T=const. Найдены области изменения внешнего магнитного поля H_o и частоты термомагнитных волн ω_T, при которых происходят колебания тока в кристалле.

Редактор: Ш.Нагиев