BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ
№4 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2007

# FİZİKA

## ENİNƏ MAQNİT SAHƏSİNDƏ KVANT MƏFTİLİNDƏ DİSSİPATİV CƏRƏYANLAR

**F.M.HAŞIMZADƏ, X.A.HƏSƏNOV**
***AMEA-nın Fizika İnstitutu***

*Məqalədə kvant məftilində ixtiyari cırlaşma halında cərəyan sıxlığının ifadəsindən qalvanomaqnit və termomaqnit tenzorların dissipativ diaqonal komponentləri hesablanmışdır. Maqnit sahəsi və cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq iki hala baxılmışdır: cərəyan məftil boyunca və cərəyan məftilin oxuna perpendikulyar. Göstərilmişdir ki, birinci halda relaksasiya müddəti və kinetik tənlikdən, ikinci halda isə sıxlıq matrisinin hərəkət tənliyindən istifadə etmək olar. Kvant məftilində yüksək temperaturlarda akustik fononlardan elastiki səpilmədə elektron qazının Hamiltonianından istifadə etməklə cırlaşmış hal üçün ifadələr alınmışdır. Alınmış ifadələr kvant məftilində bütün eninə qalvanomaqnit və termomaqnit effektləri hesablamağa imkan verir.*

[1] işində kvant məftili üçün cərəyan sıxlığının ifadəsində qalvanomaqnit və termomaqnit əmsalların tenzorları hesablanmışdır. Həmin işdə xüsusi hala – güclü cırlaşmış elektronların Fermi qazına baxılmışdır. Burada biz kvant məftilində yaranan cərəyan sıxlığının ifadəsində qalvanomaqnit və termomaqnit əmsalların tenzorları üçün ixtiyari cırlaşma halında alınmış nəticələri göstərəcəyik.

Fərz edilir ki, maqnit sahəsi məftilin oxuna perpendikulyar yönəlmişdir. Maqnit sahəsinin və cərəyanın istiqamətindən asılı olaraq iki müxtəlif hal ola bilər.

Əgər cərəyan məftilin oxu boyunca yönələrsə, onda relaksasiya müddəti yaxınlaşmasından və kinetik tənlikdən istifadə etmək olar [2]. Ümumiyyətlə, zona payı adlanan bu paydan başqa keçiriciliyə xarici maqnit sahəsində ossilyator mərkəzlərinin dreyf hərəkəti ilə bağlı olan miqrasiya da pay verir [3,4]. $\omega\tau \rangle\rangle 1$ şərtində baxılan payla müqayisədə axırıncı əlavə $\left(\frac{1}{\omega\tau}\right)^2$ tərtibli kiçik kəmiyyətdir.

İkinci halda – cərəyan kvant məftilinin oxuna perpendikulyar yönələrsə, onda sıxlıq matrisinin hərəkət tənliyindən istifadə etmək lazımdır. Bu halda irihəcmli kristallarda qalvanomaqnit əmsalların diaqonal komponentlərinin Adams və Holsteyn [5] tərəfindən tapılmış ifadəsinə uyğun və termomaqnit əmsalların diaqonal komponentlərinin Anselm və Əsgərov [6] tərəfindən tapılmış ifadəsinə uyğun ifadələr alarıq.

Kvant məftilində elektron qazı üçün Hamiltonian aşağıdakı kimidir [1,4]:

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}_X^2}{2m} + \frac{1}{2m}\left(\hat{P}_Y + \frac{e}{c}A_Y\right)^2 + \frac{\hat{P}_z^2}{2m} + U[x,z] \qquad (1)$$

burada $U[x,z]$ elektronların hərəkətini məhdudlaşdıran potensialdır və fərz edirik ki, aşağıdakı şəkildədir:

$$U[x,z]=\frac{m\omega_0^2\left(x^2+z^2\right)}{2} \qquad (2)$$

$A_Y = xB$, B - maqnit sahəsinin induksiyasıdır.

(1) Hamiltonianının məxsusi qiymətləri və məxsusi funksiyaları aşağıdakı şəkildədir:

$$\varepsilon_\alpha=\hbar\omega\left(N+\frac{1}{2}\right)+\hbar\omega_0\left(M+\frac{1}{2}\right)+\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\frac{\hbar^2k^2}{2m} \qquad (3)$$

$$\varphi_\alpha(x,y,z)=\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\varphi_N(x-x_\alpha)\varphi_M(z)e^{iky} \qquad (4)$$

burada

$$\varphi_N(x-x_\alpha)=\frac{1}{\sqrt[4]{\pi}\sqrt{R}\sqrt{2^N N!}}e^{-\left(\frac{x-x_\alpha}{\sqrt{2}R}\right)^2}H_N\left(\frac{x-x_\alpha}{R}\right)$$

$$\varphi_M(z)=\frac{1}{\sqrt[4]{\pi}\sqrt{R_0}\sqrt{2^M M!}}e^{-\left(\frac{z}{\sqrt{2}R_0}\right)^2}H_M\left(\frac{z}{R_0}\right) \qquad (5)$$

ossilyator funksiyalarıdır və aşağıdakı işarələmələr qəbul edilmişdir:

$$\alpha=(N,k_Y,M,\sigma);\ \omega=\sqrt{\omega_0^2+\omega_C^2};\ \omega_C=\frac{eH}{mc}; \qquad (6)$$

$$R=\sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}};\ R_0=\sqrt{\frac{\hbar}{m\omega_0}};\ x_\alpha=-\frac{\omega_C}{\omega}R^2k$$

[2,5]-ə uyğun olaraq

$$\beta_{XX}=-\frac{e}{\Omega T}\sum_{\alpha\alpha'}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon_\alpha}\right)\frac{(x_{\alpha'}-x_\alpha)^2}{2}(\varepsilon_\alpha-\zeta)W_{\alpha\alpha'} \qquad (7)$$

$$\sigma_{XX}=-\frac{e}{\Omega T}\sum_{\alpha\alpha'}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon_\alpha}\right)\frac{(x_{\alpha'}-x_\alpha)^2}{2}W_{\alpha\alpha'} \qquad (8)$$

Akustik fononlardan səpilmə üçün:

$$W_{\alpha\alpha'}=\sum_{\vec{q}}w(q)\cdot\left(\left|\left(e^{iqr}\right)_{\alpha\alpha'}\right|\right)^2$$
$$\left(N_q\delta_{k'_Y,k_Y+q_Y}\delta\left(\varepsilon_{\alpha'}-\varepsilon_\alpha-\hbar\omega_q\right)+\left(N_q+1\right)\delta_{k'_Y,k_Y-q_Y}\delta\left(\varepsilon_{\alpha'}-\varepsilon_\alpha+\hbar\omega_q\right)\right) \qquad (9)$$

burada

$$w(q)=\pi\frac{E_1^2}{\rho\Omega s}q \qquad (10)$$

Bundan sonra yüksək temperaturlarda elastiki səpilmələrə baxacağıq $\left(\hbar\omega_q\langle\langle k_0T\right)$

$$\left(\left|\left(e^{iqr}\right)_{\alpha\alpha'}\right|\right)^2 = \left(\left|J_{NN'}(q_X, q_Y)\right|\right)^2 \left(\left|J_{MM'}(q_z)\right|\right)^2 \delta_{k',k+q_Y} \tag{11}$$

$$\left(\left|J_{NN'}\right|\right)^2 = \frac{N!}{N'!} e^{-\frac{R^2\left(q_X{}^2+\left(\frac{\omega_C}{\omega}q_Y\right)^2\right)}{2}} \left(\frac{R^2\left(q_X{}^2+\left(\frac{\omega_C}{\omega}q_Y\right)^2\right)}{2}\right)^{N-N} L_N^{N-N}\left[\frac{R^2\left(q_X{}^2+\left(\frac{\omega_C}{\omega}q_Y\right)^2\right)}{2}\right]^2;$$

$$\left(\left|J_{MM'}\right|\right)^2 = \frac{M!}{M'!} e^{-\frac{R_0{}^2 q_z{}^2}{2}} \left(\frac{R_0{}^2 q_z{}^2}{2}\right)^{M'-M} L_M^{M'-M}\left[\frac{R_0{}^2 q_z{}^2}{2}\right]^2 \tag{12}$$

Kvant limit halında:

$$\beta_{XX} = -\frac{e}{\Omega T}\frac{2\pi}{\hbar}\frac{E_1^2}{\rho\Omega s^2}k_0 T\left(\frac{\omega_C}{\omega}R^2\right)^2 \sum_{k,\vec{q}}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)(\varepsilon-\zeta)q_Y{}^2 e^{-\frac{R^2\left(q_X{}^2+\left(\frac{\omega_C}{\omega}q_Y\right)^2\right)}{2}} e^{-\frac{R_0{}^2 q_Z{}^2}{2}}$$
$$\delta\left(\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\frac{\hbar^2 k q_Y}{m}+\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\frac{\hbar^2 q_Y^2}{2m}\right) \tag{13}$$

$q_X$, $q_Y$, $q_z$ üzrə cəmləmələrdən inteqrala кeçəк və inteqrallamanı aparaq:

$$\beta_{XX} = -\frac{e}{\Omega T}\frac{2\pi}{\hbar}\frac{E_1^2\cdot k_0\cdot T}{\rho\cdot\Omega\cdot s^2}\left(\frac{\omega_C}{\omega}R^2\right)^2\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\frac{L_Y}{2\pi}$$
$$\frac{2\pi}{RR_0}\frac{m}{\hbar^2}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 4\int_{-\infty}^{\infty}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)\cdot(\varepsilon-\zeta)\cdot e^{-2\left(\frac{\omega_C}{\omega}Rk\right)^2} k\,dk \tag{14}$$

"$k$" üzrə inteqrallamadan "$\varepsilon$" üzrə inteqrallamaya кeçsəк, onda

$$\beta_{XX} = -\frac{e}{\Omega T}\frac{2\pi}{\hbar}\frac{E_1^2\cdot k_0\cdot T}{\rho\cdot\Omega\cdot s^2}\left(\frac{\omega_C}{\omega}R^2\right)^2\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\frac{L_Y}{2\pi}$$
$$\frac{2\pi}{RR_0}\left(\frac{m}{\hbar^2}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 8\int_{\varepsilon_0}^{\infty}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)\cdot(\varepsilon-\zeta)\cdot e^{-\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4}{\hbar\omega}(\varepsilon-\varepsilon_0)} d\varepsilon \tag{15}$$

alınar. Burada $\varepsilon_0 = \frac{\hbar\omega}{2}+\frac{\hbar\omega_0}{2}$ (16)

Cırlaşmamış hal üçün $f_0 = Exp\left[\frac{\zeta-\varepsilon}{k_0 T}\right]$

$$\beta_{XX} = -\frac{e}{\Omega T}\frac{2\pi}{\hbar}\frac{E_1^2\cdot k_0\cdot T}{\rho\cdot\Omega\cdot s^2}\left(\frac{\omega_C}{\omega}R^2\right)^2\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\frac{L_Y}{2\pi}\frac{2\pi}{RR_0}\left(\frac{m}{\hbar^2}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 8$$
$$\left(\frac{k_0 T}{\left(1+4\frac{k_0 T}{\hbar\omega}\frac{\omega_C^2}{\omega_0^2}\right)^2}-\frac{\zeta-\varepsilon_0}{1+4\frac{k_0 T}{\hbar\omega}\frac{\omega_C^2}{\omega_0^2}}\right)Exp\left[\frac{\zeta-\varepsilon_0}{k_0 T}\right] \tag{17}$$

Anoloji olaraq $\sigma_{XX}$ üçün

$$\sigma_{XX} = \frac{e^2}{\Omega}\frac{2\pi}{\hbar}\frac{E_1^2\cdot k_0\cdot T}{\rho\cdot\Omega\cdot s^2}\left(\frac{\omega_C}{\omega}R^2\right)^2\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\frac{L_Y}{2\pi}$$
$$\frac{2\pi}{RR_0}\left(\frac{m}{\hbar^2}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 8\int_{\varepsilon_0}^{\infty}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)\cdot e^{-\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4}{\hbar\omega}(\varepsilon-\varepsilon_0)}d\varepsilon \tag{18}$$

alınar.

Cırlaşmamış halda konsentrasiyaya normallaşdırsaq

$$\sigma_{XX} = \frac{ne^2}{m\omega}\frac{2\sqrt{2\omega_0}E_1^2 m^{3/2}}{\pi^{3/2}\hbar^{5/2}s^2\rho}\sqrt{\frac{k_0 T}{\hbar\omega}\frac{\omega_C^2}{\omega_0^2}}\frac{1}{\left(1+4\frac{k_0 T}{\hbar\omega}\frac{\omega_C^2}{\omega_0^2}\right)} \tag{19}$$

alınar. Uyğun olaraq göstərmək olar ki,

$$\beta_{XX} = -\frac{k_0}{e}\left(\frac{1}{1+4\frac{T\cdot k_0\cdot\omega_C^2}{\omega\cdot\hbar\cdot\omega_0^2}} - \frac{\zeta-\varepsilon_0}{k_0\cdot T}\right)\sigma_{XX} = -\frac{k_0}{e}\left(\frac{1}{1+4\frac{T\cdot k_0\cdot\omega_C^2}{\omega\cdot\hbar\cdot\omega_0^2}} - Log\left[\frac{\sqrt{2\pi}\cdot\hbar\cdot R\cdot R_0}{\sqrt{m\cdot k_0\cdot T}}n\right]\right)\sigma_{XX} \tag{20}$$

Cırlaşmamış halda isə [ 2 ] işindən istifadə edək

$$\int_0^{\infty}\varphi(\varepsilon)\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)d\varepsilon = \varphi(\zeta)+\frac{\pi^2}{6}(k_0 T)^2\left(\partial_{\varepsilon,\varepsilon}\varphi\right)_{\varepsilon=\zeta} \tag{21}$$

buradan

$$\beta_{XX} = -\frac{e}{\Omega T}\frac{2\pi}{\hbar}\frac{E_1^2\cdot k_0\cdot T}{\rho\cdot\Omega\cdot s^2}\left(\frac{\omega_C}{\omega}R^2\right)^2\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\frac{L_Y}{2\pi}\frac{2\pi}{RR_0}$$
$$\left(\frac{m}{\hbar^2}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 82\frac{\pi^2}{6}(k_0 T)^2\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4}{\hbar\omega}e^{-\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4}{\hbar\omega}(\zeta-\varepsilon_0)} \tag{22}$$

$$\sigma_{XX} = \frac{e^2}{\Omega}\frac{2\pi}{\hbar}\frac{E_1^2 k_0 T}{\rho\cdot\Omega\cdot s^2}\left(\frac{\omega_C}{\omega}R^2\right)^2\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\frac{L_Y}{2\pi}\frac{2\pi}{RR_0}\left(\frac{m}{\hbar^2}\right)^2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 8e^{-\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4}{\hbar\omega}(\zeta-\varepsilon_0)} \tag{23}$$

ifadəsi alınır.

Cırlaşmış hal üçün $\beta_{XX} = \frac{k_0}{e}\frac{4\pi^2}{3}\frac{k_0 T}{\hbar\omega}\frac{\omega_C^2}{\omega_0^2}\sigma_{XX}$ (24)

Kinetik tənliyindən istifadə edərək $\beta_{YY}$ hesablayaq [ 2 ]:

$$\beta_{YY} = -\frac{e}{\Omega T}\sum_{\alpha}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)\cdot(\varepsilon_\alpha-\zeta)\tau_\alpha v_k^2 \tag{25}$$

burada $\tau_\alpha$ - elektronların impulsunun relaksasiya müddətidir. Yüksək temperaturlarda akustik fononlardan səpilmədə

$$\left(\frac{1}{\tau}\right)_{ac} = \sum_{\beta}W_{\alpha\beta}\left(1-\frac{\vec{k}_x'}{\vec{k}_x}\right) \tag{26}$$

Kvant limit halına baxaq:

$$\frac{1}{\tau}=-w_0\sum_{\vec{q}}\frac{q_y}{k}e^{-\frac{R^2\left(q_X{}^2+\left(\frac{\omega_C}{\omega}q_y\right)^2\right)}{2}}e^{-\frac{R_0^2 q_z{}^2}{2}}\delta\left(\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\frac{\hbar^2(k+q_y)^2}{2m}-\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\frac{\hbar^2k^2}{2m}\right) \tag{27}$$

burada $w_0=\frac{2\pi}{\hbar}\frac{\mathrm{E}_1^2}{\rho\cdot\Omega\cdot s^2}k_0\mathrm{T}$ **(28)**

$q_X$ və $q_Z$ üzrə cəmləmədən inteqrala кeçəк və $q_y$ üzrə inteqralı $\delta$ funкsiyasının кöməyi ilə açaq:

$$\frac{1}{\tau}=w_0\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\frac{2\pi}{RR_0}\frac{2m}{\hbar^2}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\frac{1}{2|k|}e^{-2\left(\frac{\omega_C}{\omega}Rk\right)^2} \tag{29}$$

Məlumdur кi, $V_k=\frac{1}{\hbar}\partial_k\varepsilon=\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2\frac{\hbar\cdot k}{m}$ **(30)**

(29) və (30)-u (25)-də yerinə yazsaq,

$$\beta_{YY}=-\frac{e}{\Omega\cdot\mathrm{T}}\frac{1}{W_0\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\frac{2\pi}{RR_0}\frac{2m}{\hbar^2}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\frac{1}{2}}
\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^4\left(\frac{\hbar}{m}\right)^2\sum_k(-\partial_\varepsilon f_0)\cdot(\varepsilon-\zeta)e^{2\left(\frac{\omega_C}{\omega}Rk\right)^2}k^2|k| \tag{31}$$

alarıq. Cəmləmədən inteqrala кeçsəк və $k^2=\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\frac{2m}{\hbar^2}(\varepsilon-\varepsilon_0)$ **(32)**

olduğunu nəzərə alsaq,

$$\beta_{YY}=-\frac{e}{\Omega\cdot\mathrm{T}}\frac{1}{W_0\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\frac{2\pi}{RR_0}\frac{2m}{\hbar^2}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\frac{1}{2}}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^4\left(\frac{\hbar}{m}\right)^2\frac{L_Y}{2\pi}2
\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2\int_{\varepsilon_0}^{\infty}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)\cdot(\varepsilon-\zeta)\cdot(\varepsilon-\varepsilon_0)\cdot e^{\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4}{\hbar\cdot\omega}\left(\varepsilon-\frac{\hbar\cdot\omega}{2}-\frac{\hbar\cdot\omega_0}{2}\right)}d\varepsilon \tag{33}$$

alarıq. Analoji olaraq $\sigma_{YY}$ üçün:

$$\sigma_{YY}=\frac{e^2}{\Omega}\frac{1}{W_0\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\frac{2\pi}{RR_0}\frac{2m}{\hbar^2}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\frac{1}{2}}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^4\left(\frac{\hbar}{m}\right)^2
\frac{L_Y}{2\pi}2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2\int_{\varepsilon_0}^{\infty}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)\cdot(\varepsilon-\varepsilon_0)\cdot e^{\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4}{\hbar\cdot\omega}\left(\varepsilon-\frac{\hbar\cdot\omega}{2}-\frac{\hbar\cdot\omega_0}{2}\right)}d\varepsilon \tag{34}$$

Bu ifadədə [ 4 ] məqaləsindən fərqli olaraq, səpilmə ehtimalında geriyə кeçidlər nəzərə alınmışdır.

Klassiк statistiкa üçün:

$$\beta_{YY}=-\frac{e}{\Omega\cdot T}\frac{1}{W_0\frac{\Omega}{(2\pi)^3}\frac{2\pi}{RR_0}\frac{2m}{\hbar^2}\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2\frac{1}{2}}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^4\left(\frac{\hbar}{m}\right)^2\frac{L_Y}{2\pi}2\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^4$$

$$\left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^2(k_0T)^2e^{\frac{\zeta-\varepsilon_0}{k_0T}}\left(\frac{2}{\left(1-\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4k_0T}{\hbar\cdot\omega}\right)^3}-(\eta-x_0)\frac{1}{\left(1-\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4k_0T}{\hbar\cdot\omega}\right)^2}\right) \tag{35}$$

burada $\eta=\frac{\zeta}{k_0T}$, $x_0=\frac{\varepsilon_0}{k_0T}$

$$\sigma_{YY}=\sigma_{YY}(0)\cdot\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{5/2}\frac{1}{\left(1-\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4k_0T}{\hbar\cdot\omega}\right)^2} \tag{36}$$

$$\sigma_{YY}(0)=\frac{n\cdot e^2}{m\cdot\omega_0}\frac{8\sqrt{2\pi}\cdot s^2\cdot\rho\cdot\hbar^3}{E_1^2\cdot m^{3/2}\cdot\sqrt{k_0T}} \tag{37}$$

Buradan isə $$\beta_{YY}=-\frac{k_0}{e}\left(\frac{2}{1-\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4k_0\cdot T}{\hbar\cdot\omega}}-Log\left[\frac{\sqrt{2\pi}\cdot\hbar\cdot R\cdot R_0}{\sqrt{m\cdot k_0\cdot T}}n\right]\right)\sigma_{YY} \tag{38}$$

alınır.

Cırlaşmış elektron qazı üçün

$$n=\frac{L_Y}{\pi\cdot\Omega}\frac{\sqrt{2m}}{\hbar}\frac{\omega}{\omega_0}\sqrt{\zeta-\varepsilon_0} \tag{39}$$

$$\frac{n\cdot e^2}{m\cdot\omega_0}=\frac{16e^{-\frac{4(\zeta-\varepsilon_0)\omega_C^2}{\omega\cdot\hbar\cdot\omega_0^2}}}{\sqrt{\pi}}\frac{1}{\omega\cdot\tau_0}\sqrt{\frac{k_0T}{\zeta-\varepsilon_0}\frac{\omega_C^2}{\omega_0^2}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{3/2}} \tag{40}$$

$$\beta_{XX}=\frac{k_0}{e}\frac{4\pi^2}{3}\frac{k_0T}{\hbar\cdot\omega}\frac{\omega_C^2}{\omega_0^2}\sigma_{XX} \tag{41}$$

$$\sigma_{YY}=\frac{n\cdot e^2\cdot\tau_0}{m}\cdot\frac{e^{\frac{4(\zeta-\varepsilon_0)\cdot\omega_C^2}{\omega\cdot\hbar\cdot\omega_0^2}}\sqrt{\pi}}{2}\cdot\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^{7/2}\sqrt{\frac{\zeta-\varepsilon_0}{k_0T}} \tag{42}$$

$$\beta_{YY}=-\frac{k_0}{e}\frac{\pi^2}{3}\frac{k_0T}{(\zeta-\varepsilon_0)}\left(1+\left(\frac{\omega_C}{\omega_0}\right)^2\frac{4}{\hbar\cdot\omega}(\zeta-\varepsilon_0)\right)\sigma_{YY} \tag{43}$$

Burada qalvanomaqnit və termomaqnit kinetik əmsalların tenzorları üçün alınmış ifadələr bütün eninə qalvanomaqnit və termomaqnit effektləri hesablamağa imkan verir.


### ƏDƏBİYYAT

1. Блох М.Д. ФТТ 17, в 3, 896, 1975, Блох М.Д., Тавгер Б.А. ФММ 34, в 4, 691, 1972
2. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л., 1970
3. Айзин Г.Р., Волков В.А. ЖЭТФ 87, в 4 (10), 1469, 1984
4. Синявский Э.П., Хамидуллин Р.А. ФТП в 11, 40, 2006
5. Adams E.N. Holstein T.D. J.Phys. Chem. Sol. 10, 254, 1959
6. Ансельм А.И., Аскеров Б.М. ФТТ в 4, 1573, 1962


## ДИССИПАТИВНЫЕ ТОКИ В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ В ПОПЕРЕЧНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ


**Ф.М.ГАШИМЗАДЕ, Х.А.ГАСАНОВ**



### РЕЗЮМЕ

В статье приведены результаты расчета диагональных диссипативных компонент тензоров гальваномагнитных и термомагнитных коэффициентов в выражении для плотности тока в квантовой проволоке произвольного вырождения. Рассмотрены два различных случая относительно расположения направления тока и магнитного поля: ток вдоль проволоки и ток направлен перпендикулярно оси проволоки. Показано, что в одном случае можно ограничиться приближением времени релаксации и применять кинетическое уравнение, а в другом использовать уравнение движения для матрицы плотности. Используя Гамильтониан для электронного газа в квантовой проволоке для рассеяния на акустических фононах и упругого рассеяние и высоких температур, получены выражения для вырожденного случая. Эти выражения позволяют вычислить все поперечные гальваномагнитные и термомагнитные эффекты в квантовых проволоках.


## DİSSİPATİVE CURRENTS OF THE QUANTUM WİRE UNDER THE TRANSVERSE MAGNETİC FİELD


**F.M.HASHİMZADE, Kh.A.HASANOV**



### SUMMARY

Calculation results of the diagonal dissipative components of the galvanomagnetic and thermomagnetic coefficients from the expression of the current density in the quantum wire of the arbitrary degeneration are presented. Two different cases, related with current and magnetic field direction position, namely 'current along wire' and 'current transverse to wire axis' is considered. It is shown that, for one case it is enough to use relaxation time approximation and apply kinetic equation, whereas for other case to use an equation for the density matrice motion. By the use of Hamiltonian for the electron gas in the quantum wire for scattering on acoustic phonons, elastic scattering and high temperatures, expressions for the degeneration case are obtained. These expressions allow to calculate all transverse galvanomagnetic and thermomagnetic effects in quantum wires.