

FİZİKA

UOT 538.97; 539.23

**ÖLÇÜYƏ GÖRƏ KVANTLANMIŞ YARIMMAQNİT
YARIMKEÇİRİCİ TƏBƏQƏDƏ ELEKTRON QAZININ
TERMOELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİ****B.M.ƏSGƏROV, M.M.MAHMUDOV***Bakı Dövlət Universiteti**mmm@bsu.az*

İşdə ölçüyə görə kvantlanmış yarımmaqnit yarımkeçirici təbəqədə elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi nəzəri cəhətdən tədqiq edilmişdir. Termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün tapılmış ümumi ifadə elektron qazının həm cırlaşmamış, həm də güclü cırlaşmış halları üçün araşdırılmışdır. Təbəqə qalınlığının müxtəlif limit hallarına baxılmışdır. Göstərilmişdir ki, kvant ölçü effektləri oblastunda cırlaşmamış elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi yarımmaqnit yarımkeçirici təbəqənin qalınlığının azalması ilə qeyri-monoton dəyişir. Tapılmışdır ki, güclü cırlaşma halında termoelektrik hərəkət qüvvəsi yükdaşıyıcıların hal sıxlığı ilə təyin olunur. Termoelektrik hərəkət qüvvəsinin mübadilə qarşılıqlı təsir enerjisindən asılılığı təyin edilmişdir.

Açar sözlər: ölçüyə görə kvantlanmış təbəqə, yarımmaqnit yarımkeçirici, termoelektrik hərəkət qüvvəsi, mübadilə qarşılıqlı təsiri.

Termoelektrik hadisələrin tədqiqi metal və yarımkeçiricilərdə elektron köçürmə prosesləri haqqında qiymətli məlumatlar əldə etməyə imkan verir. Təqdim olunmuş işdə ölçüyə görə kvantlanmış yarımmaqnit yarımkeçirici təbəqədə, termoelektrik hadisələri içərisində öz əhəmiyyətinə görə mühüm yer tutan kinetik effekt - elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi nəzəri cəhətdən tədqiq edilmişdir. Gözlənilir ki, belə tədqiqatlar bu sistemlərə olan akademik maraqdan başqa, yarımmaqnit yarımkeçirici təbəqələrdə kvant hallarının sıxlığı, Fermi temperaturu, təbəqənin elektron quruluşu və s. kimi mühüm xassələri haqda faydalı məlumatlar verəcək. Bu tədqiqat işi yarımmaqnit yarımkeçirici təbəqələrin geniş sinfinə tətbiq oluna bilər.

Məlum olduğu kimi güclü maqnit sahəsində, yəni $\omega\tau \gg 1$ olduqda

(burada ω - elektronların tsiklotron tezliyi, τ - elektronların relaksasiya müddətidir) keçiricilik tenzorlarının σ_{12} və β_{12} qeyri-diaqonal komponentləri səpilməyə görə sıfırıncı yaxınlaşmada sıfırdan fərqli olduğu halda, σ_{11} və β_{11} diaqonal komponentləri bu yaxınlaşmada sıfıra bərabər olub, yalnız səpilməyə görə birinci yaxınlaşmada sıfırdan fərqli olurlar [1]. Odur ki, güclü maqnit sahəsi halı üçün aşağıdakı bərabərsizlikləri yazı bilərik:

$$\sigma_{12} \gg \sigma_{11}, \quad \beta_{12} \gg \beta_{11}. \quad (1)$$

Bu bərabərsizlikləri nəzərə almaqla səpilməyə görə sıfırıncı yaxınlaşmada termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün [2]

$$\alpha(B) = \frac{\sigma_{11}\beta_{11} + \sigma_{12}\beta_{12}}{\sigma_{11}^2 + \sigma_{12}^2}, \quad (2)$$

alırıq

$$\alpha(B) = \frac{\beta_{12}}{\sigma_{12}}, \quad (3)$$

burada

$$\sigma_{12} = \frac{en_{el}}{B}, \quad (4)$$

- elektrik keçiriciliyi tenzorunun qeyri-diaqonal komponenti olub, maqnit sahəsinin həm kvaziklassik, həm də kvant oblastları üçün eyni düstur ilə ifadə olunur [2], burada e - elektronun yükü, n_{el} - yükdaşıyıcıların konsentrasiyası, B - maqnit sahəsinin induksiyasıdır. Əgər keçiricilik tenzorunun β_{12} qeyri-diaqonal komponenti üçün [1]

$$\beta_{12} = -\frac{S}{B}, \quad (5)$$

götürüb, (4) münasibətini nəzərə almaqla (3) düsturundan güclü maqnit sahəsində termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün alırıq:

$$\alpha = -\frac{1}{e} \frac{S}{n_{el}}, \quad (6)$$

burada S - elektron qazının entropiyasıdır.

Göründüyü kimi güclü eninə maqnit sahəsində termoelektrik hərəkət qüvvəsi yükdaşıyıcıların səpilmə mexanizmindən asılı olmayıb, termodinamik kəmiyyət – entropiya ilə təyin olunur. Entropiya və yükdaşıyıcıların ζ kimyəvi potensialını hesablamaq üçün isə məlum [3]

$$S = -\left(\frac{\partial\Omega}{\partial T}\right)_{V,\zeta}, \quad (7)$$

$$n_{el} = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial\zeta}\right)_{T,V}, \quad (8)$$

termodinamik münasibətlərdən istifadə etmək olar. Burada V elektron qazının

həcmi, ζ - kimyəvi potensialı, Ω isə böyük termodinamik potensialı olub aşağıdakı kimi təyin olunur [3]:

$$\Omega = -k_0 T \sum_k \ln \left(1 + e^{\frac{\zeta - \varepsilon_k}{\varepsilon_0 \bar{O}}} \right), \quad (9)$$

burada k - kvant ədədlərinin toplusu, ε_k isə yükdaşıyıcıların enerji spektridir. Göründüyü kimi baxılan halda elektron qazının entropiyasını və deməli, termoelektrik hərəkət qüvvəsini hesablamaq üçün yükdaşıyıcıların dispersiya qanununu bilmək lazımdır.

İşdə yükdaşıyıcıların dispersiya qanunu olaraq ölçüyə görə kvantlanmış yarımmaqnit yarımkəçirici təbəqənin enerji spektri götürülmüşdür [4]:

$$\varepsilon_{ki}(n, k_{\perp}) = \varepsilon_i + \gamma k_{\perp}^2 + \varepsilon_0 n^2, \quad (10)$$

burada $\varepsilon_i = \varepsilon_g \mp A$, $i = 1, 2$, ε_g - qadağan olunmuş zonanın eni, A - yükdaşıyıcıların və maqnit ionlarının lokallaşmış spin momentləri arasındakı mübadilə qarşılıqlı təsir enerjisi [5], $\gamma = 2P^2/3\varepsilon_g$, P - Keyn parametri, $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$, $\varepsilon_0 = \gamma(\pi/d)^2$ - birinci təbəqə səviyyəsinin enerjisi, d - təbəqənin qalınlığı, $n = 1, 2, \dots$ - ölçü kvant ədədidir.

Ölçüyə görə kvantlanmış təbəqə üçün, spin parçalanması nəzərə alınmadığı halda, böyük termodinamik potensialı aşağıdakı kimi yazıla bilər [2]:

$$\Omega = -\frac{V}{2\pi d} \sum_n \int_{\varepsilon'}^{\infty} k_{\perp}(\varepsilon, n) f_0(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (11)$$

burada $V = L_x L_y d$ - təbəqənin əsas oblastının həcmi, $f_0(\varepsilon)$ - Fermi paylanma funksiyası, integralın aşağı sərhədi ε' isə $k_{\perp}(\varepsilon', n) = 0$ tənliyinin köküdür. (10) dispersiya qanundan istifadə edərək, ölçüyə görə kvantlanmış yarımmaqnit yarımkəçirici təbəqədə, hər iki elektron alt zonası nəzərə alınmaqla, böyük termodinamik potensial üçün tapırıq:

$$\Omega = -\frac{V(k_0 T)^2}{4\pi\gamma d} \sum_n [F_2(\eta_1(n)) + F_2(\eta_2(n))], \quad (12)$$

burada $F_r(\eta(n))$ - birparametrlı Fermi integralıdır [2], $\eta_i(n) = \zeta^* - \varepsilon_i^* - \varepsilon_0^* n^2$, $\zeta^* = \zeta/k_0 T$, $\varepsilon_i^* = \varepsilon_i/k_0 T$, $\varepsilon_0^* = \varepsilon_0/k_0 T$. Qeyd etmək lazımdır ki, böyük termodinamik potensial üçün tapılmış (12) münasibəti, temperatur və təbəqə qalınlığının istənilən qiyməti üçün doğru olan ümumi ifadədir. Bu ifadədən, elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsinə daxil olan kimyəvi potensialı da tapmaq olar.

Tapılmış (6), (7) və (12) düsturlarından istifadə etsək, ölçüyə görə kvantlanmış yarımmaqnit yarımkəçirici təbəqədə vahid həcmə düşən elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsinin temperaturdan, yükdaşıyıcıların kon-

sentrasiyasından, təbəqənin qalınlığından və zona parametrlərindən asılılığını təyin edən ümumi ifadəsini alırıq:

$$\alpha = -\frac{k_0}{e} \frac{k_0 T}{\gamma n_{el}} \frac{1}{2\pi d} \sum_n \left[F_2(\eta_1(n)) - \eta_1(n) F_1(\eta_1(n)) + F_2(\eta_2(n)) - \eta_2(n) F_1(\eta_2(n)) \right] \quad (13)$$

Termoelektrik hərəkət qüvvəsinə daxil olan kimyəvi potensialı isə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının (8) ifadəsindən istifadə edərək

$$n_{el} = \frac{k_0 T}{2\pi \gamma d} \sum_n \left[F_1(\eta_1(n)) + F_1(\eta_2(n)) \right], \quad (14)$$

tənliyindən tapmaq olar [6]. Hər iki tənlik temperatur və təbəqə qalınlığının istənilən qiyməti üçün doğru olduğundan onları müxtəlif xüsusi hallar üçün ayrı-ayrılıqda araşdırırıq.

a. Cırışmamış elektron qazı: $(\zeta - \varepsilon_i - \varepsilon_0) \ll k_0 T$. Birparametrlı Fermi inteqralının məlum asimptotikasından (bax [2]) istifadə etsək, (13) və (14) düsturlarından uyğun olaraq alırıq:

$$\alpha = -\frac{k_0}{e} \left[2 - \zeta^* + \varepsilon_g^* - A^* \operatorname{th} A^* - \nu_0 \Phi(\nu_0) \right], \quad (15)$$

$$\zeta = \varepsilon_g + k_0 T \ln \left(\frac{2\pi \gamma d}{k_0 T} \frac{n_{el}}{\Theta(\nu_0) - 1} \left[ch \left(\frac{A}{k_0 T} \right) \right]^{-1} \right), \quad (16)$$

burada

$$\Theta(\nu_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \exp(-\pi \nu_0 n^2), \quad (17)$$

$$\Phi(\nu_0) = \frac{\partial}{\partial \nu_0} \left[\ln \left(\frac{\Theta(\nu_0) - 1}{2} \right) \right], \quad (18)$$

funksiyaları daxil edilmiş, $\zeta^* = \zeta/k_0 T$, $\varepsilon_g^* = \varepsilon_g/k_0 T$, $A^* = A/k_0 T$, $\nu_0 = \varepsilon_0/\pi k_0 T$ - işarələmələri qəbul olunmuşdur. (15) və (16) ifadələrini təhlil üçün daha əlverişli olan aşağıdakı şəkildə yazırıq:

$$\alpha = \alpha_M + \frac{k_0}{e} \left[\frac{1}{2} - \ln \left[\sqrt{\nu_0} (\Theta(\nu_0) - 1) \right] + \nu_0 \Phi(\nu_0) \right], \quad (19)$$

$$\zeta = \zeta_M + k_0 T \ln \left[\sqrt{\nu_0} (\Theta(\nu_0) - 1) \right], \quad (20)$$

burada

$$\alpha_M = -\frac{k_0}{e} \left(\frac{5}{2} - \zeta_M^* + \varepsilon_g^* - A^* \operatorname{th} A^* \right) \quad (21)$$

- güclü maqnit sahəsində massiv yarımmaqnit yarımkəçiricidə cırışmamış

elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi [7],

$$\zeta_M = \varepsilon_g + k_0 T \ln \left[\left(\frac{\pi \gamma}{k_0 T} \right)^{3/2} \frac{2 n_{el}}{ch(A/k_0 T)} \right] \quad (22)$$

- cırlaşmamış massiv yarımmaqnit yarımkeçirici nümunədə elektron qazının kimyəvi potensialıdır [4].

Termoelektrik hərəkət qüvvəsini təbəqə qalınlığının müxtəlif hallarında araşdırmaq üçün $\Theta(\nu_0)$ funksiyasının arqumentinin $\nu_0 \gg 1$ (ifratnazik təbəqə) və $\nu_0 \ll 1$ (qalın təbəqə) qiymətlərindəki asimptotikalarından istifadə etmək olar [8]:

$$\Theta(\nu_0) = \begin{cases} 1 + 2 \exp(-\pi \nu_0) + \dots, & \nu_0 \gg 1 \\ (1 + 2 \exp(-\pi/\nu_0) + \dots) \nu_0^{-1/2}, & \nu_0 \ll 1 \end{cases} \quad (23)$$

Ölçüyə görə kvantlanmış ifratnazik təbəqədə (19) ifadəsindən yükdaşıyıcıların termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün tapırıq:

$$\alpha = \alpha_M + \frac{1}{2} \frac{k_0}{e} [1 - \ln(4\nu_0)], \quad (24)$$

Qalın təbəqələr üçün isə termoelektrik hərəkət qüvvəsi

$$\alpha = \alpha_M + \frac{1}{2} \frac{k_0}{e} \sqrt{\nu_0}, \quad (25)$$

kimi təyin olunur. (24) və (25) ifadələrinin təhlili göstərir ki, ölçüyə görə kvantlanmış yarımmaqnit yarımkeçirici təbəqədə cırlaşmamış elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi təbəqənin qalınlığı azaldıqca əvvəlcə azalır ($\alpha_M < 0$ olduğuna görə). Təbəqə qalınlığının $\nu_0 \gg 1$ şərtini ödədiyi hallarda isə termoelektrik hərəkət qüvvəsi artmağa başlayır və $\ln(4\nu_0) > 1$ olduqda massiv nümunənin α_M termoelektrik hərəkət qüvvəsindən böyük olur. Beləliklə, kvant ölçü effektləri oblastında cırlaşmamış elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi yarımmaqnit yarımkeçirici təbəqənin qalınlığının azalması ilə qeyri-monoton dəyişir.

Qeyd edək ki, Keyn parametri üçün

$$P^2 = \frac{3\hbar^2 \varepsilon_g}{4m}, \quad (26)$$

götürüb, mübadilə qarşılıqlı təsirin olmadığını ($A = 0$) nəzərə alsaq (15) münasibəti, potensial modelini sonsuz hündür divarlı düzbucaqlı potensial quyu şəklində seçilmiş yarımkeçirici təbəqədə cırlaşmamış elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsinin məlum ifadəsinə keçir [2]:

$$\alpha = -\frac{k_0}{e} \left[2 - \zeta_0^* - \nu_0 \Phi(\nu_0) \right], \quad (27)$$

burada ζ_0 - yarımkəçirici təbəqədə cırışmamış elektron qazının kimyəvi potensialı [2]

$$\zeta_0 = k_0 T \ln \left(\frac{2 \pi \hbar^2 d}{m k_0 T} \frac{n_{el}}{\Theta(\nu_0) - 1} \right), \quad (28)$$

m - elektronun effektiv kütləsidir. Əgər (15), (16), (26)-(28) düsturlarından istifadə etsək mübadilə qarşılıqlı təsirin hesabına termoelektrik hərəkət qüvvəsinin dəyişməsinə tapı bilərik:

$$\delta\alpha(A) = \alpha(A) - \alpha_0 = -\frac{k_0}{e} \left[\ln(chA^*) - A^* thA^* \right], \quad (29)$$

Alınmış nəticənin təhlili göstərir ki, mübadilə qarşılıqlı təsirin nəzərə alınması ölçüyə görə kvantlanmış yarımmaqnit yarımkəçirici təbəqədə termoelektrik hərəkət qüvvəsinin qiymətini azaldır.

b. Cırışmış elektron qazı: $(\zeta_F - \varepsilon_i - \varepsilon_0) \gg k_0 T$. Güclü cırışmış elektron qazı üçün Fermi inteqrallarının məlum asimptotikasından (bax [4]) istifadə edərək, cırışmaya görə birinci yaxınlaşmada (13)-dən termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün alırıq:

$$\alpha = -\frac{\pi^2 k_0 k_0 T}{3 e n_{el}} g(\zeta_F), \quad (30)$$

burada $g(\zeta_F)$ - Fermi sərhədində elektron qazının hal sıxlığı funksiyasıdır:

$$g(\zeta_F) = \frac{1}{2\pi\gamma d} \left[\left[\sqrt{\frac{\zeta_F - \varepsilon_1}{\varepsilon_0}} \right] + \left[\sqrt{\frac{\zeta_F - \varepsilon_2}{\varepsilon_0}} \right] \right], \quad (31)$$

ζ_F - elektron qazının Fermi sərhədi olub (14) düsturundan tapılır:

$$n_{el} = \frac{1}{2\pi\gamma d} \left[\sum_{n=1}^{n_{01}} (\zeta_F - \varepsilon_1 - \varepsilon_0 n^2) + \sum_{n=1}^{n_{02}} (\zeta_F - \varepsilon_2 - \varepsilon_0 n^2) \right], \quad (32)$$

burada $n_{0i} = \left[\sqrt{(\zeta_F - \varepsilon_i)/\varepsilon_0} \right]$ - Fermi sərhədini kəsən təbəqə səviyyəsinin nömrəsi olub, $\sqrt{(\zeta_F - \varepsilon_i)/\varepsilon_0}$ - ədədinin tam hissəsidir. Konsentrasiyanın (32) ifadəsində n -ə görə cəmləməni yerinə yetirsək, alırıq:

$$n_{el} = \frac{1}{2\pi\gamma d} \left[\left((\zeta_F - \varepsilon_1)n_{01} - \varepsilon_0 \frac{n_{01}(n_{01}+1)(2n_{01}+1)}{6} \right) + \left((\zeta_F - \varepsilon_2)n_{02} - \varepsilon_0 \frac{n_{02}(n_{02}+1)(2n_{02}+1)}{6} \right) \right]. \quad (33)$$

Beləliklə, (33) ifadəsi ixtiyari qalınlıqlı təbəqələr üçün Fermi sərhədi

ilə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası arasında ümumi münasibətdir.

Tam cırlaşmış ifratnazik təbəqə üçün hər bir elektron altzonasında yalnız bir təbəqə səviyyəsinin dolmuş olduğunu nəzərə alsaq ($n_{0i} = 1$), (33) münasibətindən elektron qazının Fermi sərhədi üçün tapırıq:

$$\zeta_F(d) = \varepsilon_g + \varepsilon_0 + \pi \gamma d n_{el}. \quad (34)$$

Göründüyü kimi, ölçüyə görə kvantlanmış təbəqənin tam cırlaşmış halında elektron qazının Fermi sərhədi mübadilə qarşılıqlı təsirdən asılı deyil.

Güclü cırlaşmış qalın təbəqə halında $n_{0i} \gg 1$ olduğundan, yəni çox sayda təbəqə səviyyəsi dolmuş olduğundan (32) ifadəsi asanlıqla massiv nümunənin ifadəsinə keçir [6].

(30) münasibətindən göründüyü kimi güclü cırlaşmış halda termoelektrik hərəkət qüvvəsinin ifadəsi həm massiv nümunə, həm ölçüyə görə kvantlanmış təbəqə, həm də laylı birləşmələr üçün doğru olan ümumi bir ifadədir [7, 10-14], yəni enerji spektrinin şəklindən asılı deyil.

Güclü cırlaşmış elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün tapılmış (30) düsturunun təhlili göstərir ki, ölçüyə görə kvantlanmış təbəqədə bu kinetik əmsal Fermi sərhədində təbəqənin hal sıxlığı funksiyasının xüsusiyyətlərini təkrar edir. Maqnit sahəsinin dəyişməsi ilə, hər dəfə Landau səviyyəsi Fermi sərhədi ilə üst-üstə düşdükdə termoelektrik hərəkət qüvvəsi sıçrayışa məruz qalır, yəni bu halda termoelektrik hərəkət qüvvəsi müəyyən xüsusiyyətə malik olur. Belə ki, hal sıxlığı funksiyasına daxil olan $\left[\sqrt{(\zeta_F - \varepsilon_i)/\varepsilon_0} \right]$ kəmiyyəti $\sqrt{(\zeta_F - \varepsilon_i)/\varepsilon_0}$ ədədinin tam hissəsi, yəni dibi ζ_F - Fermi sərhədindən aşağıda yerləşən təbəqə səviyyələrinin sayı olduğundan, hal sıxlığının enerjiden asılılığı pilləvari xarakter daşıyır. Odur ki, hər dəfə $\zeta_F - \varepsilon_i$ enerjisi növbəti təbəqə səviyyəsinin dibi ilə üst-üstə düşdükdə hal sıxlığı və o cümlədən termoelektrik hərəkət qüvvəsi sıçrayışla dəyişir. Başqa sözlə, ölçüyə görə kvantlanmış təbəqədə güclü cırlaşmış elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi təbəqənin qalınlığından asılı olaraq ossilliyasiya edəcək. Bundan başqa qeyd etmək lazımdır ki, təbəqənin hər bir altzonası termoelektrik hərəkət qüvvəsinə eyni qədər pay verir.

Qalın təbəqə halında (30) münasibətindən güclü cırlaşmış massiv yarımmaqnit yarımqeçirici üçün elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi alınır [7].

İfratnazik təbəqə üçün isə (30)-da ζ_F Fermi sərhədinin (34) münasibətindən istifadə edərək termoelektrik hərəkət qüvvəsi üçün tapırıq:

$$\alpha = -\frac{\pi k_0}{2} \frac{k_0 T}{e} \frac{\varepsilon_g}{n_{el}} \frac{1}{P^2 d} \left(1 + \frac{2n_{el} d^3}{\pi} \right). \quad (35)$$

Tapılmış son ifadədən görünür ki, ölçüyə görə kvantlanmış yarımmaqnit yarımqeçirici ifratnazik təbəqədə cırlaşmış elektron qazının termoelektrik

hərəkət qüvvəsi temperaturun birinci dərəcəsi ilə düz mütənəşib olub, mübadilə qarşılıqlı təsir enerjisindən asılı olmur. Qeyd etmək lazımdır ki, güclü cırlaşmış halda ifratnazik təbəqənin termoelektrik hərəkət qüvvəsi elektron qazının konsentrasiyasından və təbəqənin qalınlığından mürəkkəb şəkildə asılı olur. Belə ki, baxılan maddənin parametrlərinə uyğun ($Cd_{1-x}Mn_xTe$: $x = 0,05$, $T=77K$, $\varepsilon_g = 1,64eV$, $P_K = 8 \cdot 10^{-8} eV \cdot sm$, $A=1,75 meV$, $n_{el} = 10^{14} \div 10^{18} sm^{-3}$, bax [15]) aparılmış ədədi hesablamalar göstərir ki, yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının kiçik qiymətlərində ($n_{el} = 10^{14} sm^{-3}$) termoelektrik hərəkət qüvvəsi təbəqənin qalınlığı və konsentrasiya ilə tərs mütənəşib olur. Konsentrasiyanın böyük qiymətləri ($n_{el} = 10^{18} sm^{-3}$) üçün isə bu asılılıq əsaslı surətdə dəyişir, bu zaman termoelektrik hərəkət qüvvəsi təbəqə qalınlığının kvadratı ilə düz mütənəşib olub, konsentrasiyadan asılı olmur.

ƏDƏBİYYAT

1. Аскеров Б.М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Л.: Наука, 1970, 303 с.
2. Askerov B.M. Electron transport phenomena in semiconductors. Singapore: World Scientific, 1994, 394 p.
3. Аскеров Б.М. Термодинамика и статистическая физика. Баку: БГУ, 2007, 512 с.
4. Mahmudov M.M. Ölçüyə görə kvantlanmış yarımmaqnit yarımkeçirici təbəqədə elektron qazının statistikasi // Bakı Universitetinin Xəbərləri, fizika- riyaziyyat elmləri seriyası, 2009, №2, s.156-161.
5. Фурдына Я.К., Косут Я. Полумагнитные полупроводники. М.: Мир, 1992, 496 с.
6. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Махмудов М.М. Теплоемкость электронного газа размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой пленки // Известия НАНА, серия физ.-мат. и тех. наук, 2009, т.ХХІХ, №5, с. 33-39.
7. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Махмудов М.М. Термодинамические свойства электронного газа и недиссипативные кинетические эффекты в полумагнитных полупроводниках в квантующем магнитном поле // Известия НАНА, серия физ.-мат. и тех. наук, 2003, т.ХХІІІ, №5(І), с. 29-40.
8. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М.: Наука, 1977, 552 с.
9. Аскеров Б.М., Эминов Р.Ф. К квантовой теории термоэдс в полупроводниках с непараболической зоной // ФТП, 1974, т.8, в.5, с.950-953.
10. Аскеров Б.М., Кулиев Б.И., Эминов Р.Ф. Термомагнитные явления в размерно-квантованной пленке в сильном магнитном поле // ФНТ, 1977, т.9, в.3, с.344-350.
11. Аскеров Б.М., Гашимзаде Н.Ф., Панахов М.М. Недиссипативные термомагнитные явления в квантовых сверхрешетках // ФТТ, 1987, т.29, в.3, с.818-824.
12. Аскеров Б.М., Гашимзаде Н.Ф., Кулиев Б.И., Панахов М.М. Недиссипативные термомагнитные явления в полупроводниковых сверхрешетках в квантующем магнитном поле // ФТП, 1988, т.22, в.6, с.1104-1107.
13. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Махмудов М.М. Термоэдс вырожденного электронного газа в сверхрешетках при наличии квантующего магнитного поля // Вестник Бакинского Университета, серия физ.-мат. наук, 2007, № 1, с. 85-90.
14. Furduna J.K. Diluted magnetic semiconductors // J. Appl. Phys., 1988, v.64, № 4, p.R29-R64.

ТЕРМОЭДС ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННОЙ ПОЛУМАГНИТНО-ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКИ

Б.М.АСКЕРОВ, М.М.МАХМУДОВ

РЕЗЮМЕ

В работе теоретически исследуется термоэдс электронного газа размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой пленки. Полученные выражения термоэдс исследованы как для невырожденного, так и для сильно вырожденного электронного газа. Рассмотрены различные предельные случаи толщины пленки. Показано, что в области размерного квантования термоэдс невырожденного электронного газа с уменьшением толщины пленки изменяется немонотонно. Найдено, что в случае сильного вырождения термоэдс определяется плотностью состояний в размерно-квантованной пленке. Также найдена, зависимость термоэдс от величины энергии обменного взаимодействия.

Ключевые слова: размерно-квантованная пленка, полумагнитный полупроводник, термоэдс, обменное взаимодействие

THERMOELECTRIC POWER OF ELECTRON GAS IN SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTOR QUANTUM SIZE FILM

B.M.ASKEROV, M.M.MAHMUDOV

SUMMARY

In this work, the thermoelectric power of an electron gas state in the semimagnetic semiconductor quantum size film is theoretically investigated. The received expressions of the thermoelectric power of a state are investigated both for nondegenerate and strong degenerate electron gas. Various limiting cases of a film thickness are considered. It is shown, that in the case of dimensional quantization the thermoelectric power of the nondegenerate electron gas with reduction of thickness of a film changes nonmonotonely. It is found, that in case of strong degeneration, the thermoelectric power is defined by the density of quantum states in quantum size film. Dependence of the thermoelectric power on the value of the energy of exchange interaction is established as well.

Key words: quantum size film, semimagnetic semiconductor, thermoelectric power, exchange interaction.

Redaksiyaya qəbul oldu: 23.09.2011-ci il.

Çapa imzalandı: 03.10.2011-ci il.