

PÖŞL-TELLER POTENSİALLI YARIMKEÇİRİCİ KVANT ÇUXURUNDA FONON SÖVQÜNÜN TERMÖELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİNƏ TƏSİRİ

M.M. BABAYEV, B.H. MEHDİYEV, X.B. SULTANOVA, S.İ. ZEYNALOVA

Azərbaycan Respublikası Elm və Təhsil Nazirliyinin Fizika İnstitutu

Bakı, 1143, Azərbaycan, H. Cavid pr. 131

m.babayev@physics.science.az

Elektronların fononlar tərəfindən sövqünü nəzərə almaqla modifikasiya olunmuş Pöşl-Teller potensiallı yarımkeçirici kvant çuxurunda termoelektrik hərəkət qüvvəsi (termo-ehq) hesablanmışdır. Alınan nəzəri nəticələr əsasında aşağı temperaturalarda GaAs/Al_xGa_{1-x}As kvant çuxurunda yaranan termo ehq-nin temperaturdan asılılığı tədqiq edilmişdir. Ədədi hesablamalar göstərir ki, aldığımız nəzəri nəticələr eksperimentin nəticələri ilə yaxşı uzlaşır. Bu, Pöşl-Teller potensialının yarımkeçirici kvant çuxurlarında məhdudlayıcı potensialı yaxşı təsvir etdiyini göstərir.

Açar sözlər: kvant çuxuru, Pöşl-Teller potensialı, termoelektrik hərəkət qüvvəsi.

PACS: 73.50 Lw; 73.63 Hs

GİRİŞ

Yarımkeçirici kvant çuxurlarında termoelektrik eksperimental tədqiqi uzun müddətdir ki, davam edir [1-3], son illərdə bu məsələyə maraq daha da artmışdır [4-6]. Kvant çuxurlarına aid eksperimental tədqiqatlar da, əsasən, aşağı temperaturlar oblastına baxılır ki, bu halda elektronların fononlar tərəfindən sövqü termoelektrik hadisələrdə əhəmiyyətli rol oynayır. Kvant çuxurlarında fonon sövqü şəraitində termo-ehq nəzəri olaraq [7-9] işlərində öyrənilmişdir. Nəzəri hesablamalarda kvant çuxurunda məhdudlayıcı potensialın formasının seçilməsi nəticələrə ciddi təsir edir. [7-8] işlərində məhdudlayıcı potensial olaraq düzbucaqlı potensial [9] işində isə parabolik potensial götürülmüşdür.

Modifikasiya olunmuş Pöşl-Teller potensiallı [10] kvant çuxurunda termoelektrik hərəkət qüvvəsi ilk dəfə [11] işində hesablanmışdır; bu hesablamalarda qəbul edilir ki, nümunədə yaradılan temperatur qradienti fonon sistemini tarazlıqdan çıxarmır (Nümunənin hər bir nöqtəsində fononların $N(q)$ paylanma funksiyasının yalnız həmin nöqtədəki temperaturdan asılı olduğu qə-

bul edilir). Əslində isə yarımkeçiricidə temperatur qradientinin olduğu şəraitdə fononların paylanma funksiyasının bu qradientdən asılı olan komponenti əmələ gəlir ki, bu da elektronların hərəkətinə təsir etməklə ("fonon sövqü") termoelektrik və termomagnit effektlərin qiymətini (xüsusən aşağı temperaturalarda) xeyli dəyişdirir [12].

Biz bu işdə fonon sövqünün Pöşl-Teller potensiallı kvant çuxurunda termoelektrik təsirini öyrənirik. Pöşl-Teller potensialı 2 parametrlə xarakterizə olunur [10] - λ və α . Hesablamalar göstərir ki, $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ kvant çuxurlarında təbəqənin eni $\cong 100\text{Å}$ olan halda temperaturun $T \leq 100\text{ K}$ və elektronların səth sıxlığının $n \leq 10^{16}\text{ m}^{-2}$ qiymətlərində elektronlar ən aşağı enerjili $N=0$ səviyyəsində olur. Ona görə də biz Pöşl-Teller potensialının parametrlərini $\lambda = 1$ götürəcəyik. Elektronların hərəkətinin məhdudlaşdığı istiqamət olaraq (kvant təbəqəsinə perpendikulyar istiqamət) z oxunu seçək. Bu halda modifikasiya olunmuş Pöşl-Teller potensialını və elektronların dispersiya qanununu aşağıdakı şəkildə yazmaq olar [11]:

$$U(z) = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{m} \tanh^2 \alpha z, \quad \varepsilon = \frac{\hbar^2}{2m} (\alpha^2 + k^2) \quad (1)$$

Burada m - keçirici elektronların effektiv kütləsi, $\vec{k} = (k_x, k_y)$ - elektronların 2-ölçülü dalğa vektorudur. Temperatur qradientinin 2-ölçülü elektron qazı müstəvisində yaradıldığı hala baxırıq (Bu istiqaməti x ilə işarə edək: $\nabla T = \nabla T_x$). Aydındır ki, temperatur qradienti nəticəsində yaranan termoelektrik sahə (E_x) və elektrik cərəyanı (j_x) da x oxu istiqamətində olacaq.

FONON SÖVQÜ ŞƏRAİTİNDƏ ELEKTRON VƏ FONONLAR ÜÇÜN KİNETİK TƏNLİYİN HƏLLİ

Elektron və fononlar üçün kinetik tənliklər sistemi [12]:

$$\vec{v}(\vec{k}) \cdot \nabla_{\vec{r}} f(\vec{k}) - \frac{e}{\hbar} \vec{E}_0 \cdot \nabla_{\vec{k}} f(\vec{k}) = I[f(\vec{k}), N(\vec{q})] \quad , \quad (2)$$

$$\vec{s} \cdot \nabla_{\vec{r}} N(q) = J[f(\vec{k}), N(\vec{q})] \quad (3)$$

Burada $\vec{v}(\vec{k})$ - elektronların, $\vec{s} = s \cdot \frac{\vec{q}}{q}$ - fononların sürət vektorları, $\vec{q} = (q_x, q_y, q_z)$ - fononların 3-ölçülü dalğa vektoru, $f(\vec{k})$ - elektronların, $N(\vec{q})$ - fononların paylanma funksiyaları, $I[f(\vec{k}), N(\vec{q})]$ elektronların,

$J[f(\vec{k}), N(\vec{q})]$ - fononların toqquşma hədləri, s - səsin kristalda sürətidir.

Həm elektronlar, həm də fononların tarazlıqdan kənarlaşması zəifdirsə, onların paylanma funksiyalarını aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$f(\vec{k}) = f_0(k) + f_1(\vec{k}); N(\vec{q}) = N_0(q) + N_1(\vec{q}); |f_1| \ll f_0, |N_1| \ll N_0 \quad (4)$$

Burada

$$f_0(k) = \left[\exp\left(\frac{\varepsilon - \zeta}{k_0 T}\right) + 1 \right]^{-1}; N_0(q) = \left[\exp\left(\frac{\hbar \omega_q}{k_0 T}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (5)$$

- uyğun olaraq, elektronların və fononların tarazlıq paylanma funksiyaları, ε və $\hbar \omega_q$ elektron və fononların enerjisi, k_0 - Bolsman sabiti, ζ - elektronların kimyəvi

potensialıdır. Baxdığımız $\lambda = 1$ halında Pöşl-Teller potensialı kvant çuxurunda elektron sisteminin kimyəvi potensialı aşağıdakı ifadə ilə müəyyən edilir [13]:

$$\zeta = \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m} + k_0 T \ln \left[\exp\left(\frac{\pi \hbar^2 n}{m k_0 T}\right) - 1 \right] \quad (6)$$

Biz hesab edirik ki, fononların elektronlardan səpilməsi fononların fononlardan səpilməsinə nisbətən çox zəifdir, onda fononların toqquşma həddi $f(\vec{k})$ -dan asılı olmur və relaksasiya müddəti yaxınlaşmasında

$[N(\vec{q})] = \frac{N_1(\vec{q})}{\tau_f(q)}$ kimi yazıla bilər [12]. $(\vec{q} \cdot \nabla T) = (\vec{q}_2 \cdot \nabla T)$ olduğunu nəzərə alsaq $(\vec{q}_2 = (q_x, q_y) - \text{fononların dalğa vektorunun kvant təbəqəsində toplananlarıdır})$, (3) tənliyindən $N_1(\vec{q})$ üçün alırıq:

$$N_1(\vec{q}) = \frac{s \tau_f(q)}{q} \cdot \frac{dN_0(q)}{dT} (\vec{q}_2 \cdot \nabla T) \quad (7)$$

Elektronların toqquşma həddi [12] :

$$I[f(\vec{k}), N(\vec{q})] = \sum_{\vec{k}', \sigma'} W(\vec{k}', \vec{k}) \{f(\vec{k}') [1 - f(\vec{k})] - f(\vec{k}) [1 - f(\vec{k}')]\} \quad (8)$$

Burada $W(\vec{k}', \vec{k})$ – akustik, pyezoakustik fononlardan və ionlardan səpilmə nəticəsində elektronların vahid zamanda (\vec{k}', σ') halından (\vec{k}, σ) halına keçid ehtimalı, σ - spin kvant ədədidir. Toqquşma həddini aşağıdakı kimi yazmaq:

$$I[f(\vec{k}), N(\vec{q})] = I_i[f_1(\vec{k})] + I_{ph}[f_1(\vec{k}), N_0(q)] + I_{dr}[f_0(k), N_1(\vec{q})] \quad (9)$$

Burada $I_i[f_1(\vec{k})]$ və $I_{ph}[f_1(\vec{k}), N_0(q)]$ - toqquşma həddinin elektronların, uyğun olaraq, ionlardan və fononlardan (akustik+pyezoakustik) səpilməsi ilə bağlı

komponentləri, $I_{dr}[f_0(k), N_1(\vec{q})]$ - elektronların fononlar tərəfindən sövqu ilə bağlı komponentidir. (9) ifadəsində 1-ci və 2-ci hədlər relaksasiya müddəti yaxınlaşmasında tapılır:

$$I_i[f_1(\vec{k})] + I_{ph}[f_1(\vec{k}), N_0(q)] = -\frac{f_1(\vec{k})}{\tau_e(\varepsilon)} \quad (10)$$

Burada $\tau_e(\varepsilon) = 1/\nu_e$ - elektronların ümumi relaksasiya müddəti, $\nu_e = \nu_i + \nu_a + \nu_p$ - relaksasiya tezliyidir. Pöşl-Teller potensialı kvant çuxurunda elektronların ionlardan (ν_i), akustik (ν_a) və pyezoakustik (ν_p)

fononlardan səpilməsində relaksasiya tezlikləri [13] işində hesablanmışdır. Qeyd edək ki, relaksasiya tezlikləri hesablanarkən səpici potensialların ekranlaşması da nəzərə alınmışdır. Ekranlaşma dielektrik funksiya ilə ifadə edilir [13]:

$$\epsilon(q_2) = 1 + \frac{2me^2}{\hbar^2 \pi \chi q_2} \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{q_2}{\alpha}\right)^2 \Psi^{(1)}\left(-1 + \frac{q_2}{2\alpha}\right) - \frac{4 + \left(\frac{q_2-1}{\alpha}\right)\left(\frac{q_2}{\alpha}\right)^2}{\left(\frac{q_2-2}{\alpha}\right)^2} \right\} f_0\left(\frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m}\right) \quad (11)$$

Burada $\Psi^{(1)}(z) = \frac{d^2}{dz^2} \ln \Gamma(z)$ - triqamma-funksiya, $\Gamma(z)$ - qamma-funksiya, $f_0\left(\frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m}\right)$ - ən aşağı enerjili halın ($k = 0$) elektronlar tərəfindən tutulma ehtimalıdır.

Çırlaşmış elektron qazı üçün $f_0\left(\frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m}\right) \approx 1$ və dielektrik funksiya elektronların səth sıxlığından asılı olmur. (9) tənliyində sövqetmə ilə bağlı olan sonuncu həddi hesablayaq:

$$I_{dr}[f_0(k), N_1(\vec{q})] = \sum_{\vec{k}', \sigma'} W_1(\vec{k}', \vec{k}) [f_0(k') - f_0(k)], \quad (12)$$

$W_1(\vec{k}', \vec{k})$ – həm akustik, həm də pyezoakustik fononların tarazlıqdan çıxmasının elektronların keçid ehtimalında yaratdığı əlavədir:

$$W_1(\vec{k}', \vec{k}) = \frac{\pi^3}{4\rho\alpha^2} \delta_{\sigma,\sigma'} \sum_{\vec{q}} \left[E_1^2 q^2 + \left(\frac{eE_{pz}}{\chi} \right)^2 \right] \frac{q_z^2 Csch^2 \left(\frac{\pi q_z}{2\alpha} \right)}{\epsilon^2(q_2) \omega_q} \times \\ \times N_1(\vec{q}) \left[\delta(\epsilon_{k'} - \epsilon_k - \hbar\omega_q) \delta_{\vec{k}', \vec{k} + \vec{q}_2} + \delta(\epsilon_{k'} - \epsilon_k + \hbar\omega_q) \delta_{\vec{k}', \vec{k} - \vec{q}_2} \right] \quad (13)$$

Elektron-fonon səpilməsinin kvazi-elastiklik ($\hbar\omega_q \ll \epsilon_k$) şərtindən istifadə etsək:

$f_0(k') - f_0(k) \approx \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} (\epsilon_{\vec{k} \pm \vec{q}_2} - \epsilon_k) = \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} (\pm \hbar\omega_q)$, burada $\omega_q = sq$. Bu münasibəti və (7), (13) ifadələrini (12)-də nəzərə alsaq:

$$I_{dr}[f_0(k), N_1(\vec{q})] = \frac{\pi^3 E_1^2}{4\rho\alpha^2} \sum_{\vec{k}', \sigma', \vec{q}} \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \delta_{\sigma,\sigma'} \left[1 + \left(\frac{eE_{pz}}{\chi E_1 q} \right)^2 \right] \frac{q_z^2 Csch^2 \left(\frac{\pi q_z}{2\alpha} \right)}{\epsilon^2(q_2)} \tau_f(q) \frac{dN_0(q)}{dT} \times \\ (\vec{q}_2 \cdot \nabla T) \left[\delta(\epsilon_{k'} - \epsilon_k - \hbar\omega_q) \delta_{\vec{k}', \vec{k} + \vec{q}_2} \hbar\omega_q - \delta(\epsilon_{k'} - \epsilon_k + \hbar\omega_q) \delta_{\vec{k}', \vec{k} - \vec{q}_2} \hbar\omega_q \right] \quad (14)$$

İkinci cəmdə $\vec{q} \rightarrow (-\vec{q})$ əvəzləməsi etsək, delta-funksiyanın arqumentində kvazi-klassiklik şərtinə görə $\hbar\omega_q$ həddini atsaq və spinə görə cəmləsək, (14) ifadəsini belə yazıb bilərik:

$$I_{dr}[f_0(k), N_1(\vec{q})] = \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} (\vec{v} \cdot \nabla T) k_0 A_f. \quad (15)$$

Burada

$$A_f = \frac{\pi^3 E_1^2}{k_0 \rho \alpha^2} \sum_{\vec{k}', \vec{q}} \left[1 + \left(\frac{eE_{pz}}{\chi E_1 q} \right)^2 \right] \frac{q_z^2 Csch^2 \left(\frac{\pi q_z}{2\alpha} \right)}{\epsilon^2(q_2)} \tau_f(q) \hbar\omega_q \frac{dN_0(q)}{dT} \times \frac{(\vec{q}_2 \cdot \nabla T)}{(\vec{v} \cdot \nabla T)} \delta(\epsilon_{k'} - \epsilon_k) \delta_{\vec{k}', \vec{k} + \vec{q}_2} \quad (16)$$

alsaq, δ -funksiyanın köməyi ilə k' üzrə inteqralı və -elektronların fononlar tərəfindən sövqü ilə bağlı kəmiyyətdir. (16) ifadəsində (5)-i nəzərə

$$\sum_{\vec{q}} \Phi(\vec{q}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint \Phi(q_2, \varphi, q_z) q_2 dq_2 d\varphi dq_z \quad (17)$$

düsturundan istifadə etməklə (q_2 və φ – kvant təbəqəsində polyar koordinatlarıdır; polyar ox olaraq \vec{k} vektoru götürülmüşdür) φ üzrə inteqralı aparsaq, A_f -in ifadəsi aşağıdakı şəkllə düşür:

$$A_f = - \frac{m^2 s^2 E_1^2}{16\rho\alpha^2 \hbar (k_0 T)^2 k^3} \iint dq_2 dq_z \left[1 + \left(\frac{eE_{pz}}{\chi E_1 q} \right)^2 \right] \frac{(q_2 q_z)^2 Csch^2 \left(\frac{\pi q_z}{2\alpha} \right)}{\epsilon^2(q_2)} \times \\ \left[1 - \left(\frac{q_2}{2k} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \tau_f(q) \exp \left(\frac{\hbar s q}{k_0 T} \right) \left[\exp \left(\frac{\hbar s q}{k_0 T} \right) - 1 \right]^{-2} \quad (18)$$

(2) tənliyində

$$\nabla_{\vec{k}} f(\vec{k}) \approx \nabla_{\vec{k}} f_0(\epsilon) = \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \hbar \vec{v}; \quad \nabla_{\vec{r}} f(\vec{k}) \approx \nabla_{\vec{r}} f_0(\epsilon) = - \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \left(\frac{\epsilon - \zeta}{T} \nabla T + \nabla \zeta \right) \quad (19)$$

əvəz etsək və (4), (9), (10), (15) ifadələrini (2)-də nəzərə alsaq, elektronların qeyri-tarazlıq paylanma funksiyasına əlavəni tapa bilərik:

$$f_1(\vec{k}) = \tau_e(\epsilon) \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \left[A_f k_0 (\vec{v} \cdot \nabla T) + e(\vec{v} \cdot \vec{E}) + \frac{\epsilon - \zeta}{T} (\vec{v} \cdot \nabla T) \right] \quad (20)$$

Burada

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \frac{\nabla \zeta}{e} \quad (21)$$

TERMOELEKTRİK HƏRƏKƏT QÜVVƏSİNİN HESABLANMASI

Temperatur qradienti 2-ölçülü elektron qazı müstəvisi üzrə x oxu istiqamətində ($\nabla T = \nabla_x T$) yaradıldığı üçün elektrik cərəyanı da x oxu istiqamətində

olacaq [12]: $j_x = -e \sum_{\vec{k}} \sigma f_1(\vec{k}) v_x$. (20)-ni bu ifadədə yerinə qoyub $\vec{k} = (k_x, k_y)$ üzrə cəmləmədən müstəvidə polyar koordinatlar üzrə inteqrallamaya keçsək, alırıq:

$$j_x = \sigma E_x - (\beta_e + \beta_f) \nabla_x T \quad (22)$$

σ – ikiölçülü elektron qazının elektrik keçiriciliyi, β_e və β_f isə, uyğun olaraq, vahid temperatur qradientinin yaratdığı elektrik cərəyanının elektron və fonon hissələridir:

$$\sigma = \frac{e^2 k_0 T}{\pi \hbar^2} \int_0^\infty \left(-\frac{df_0}{dx} \right) \tau_e(x) x dx \quad (23)$$

$$\beta_e = -\frac{e^2 k_0 T}{\pi \hbar^2} \frac{k_0}{e} \int_0^\infty \left(-\frac{df_0}{dx} \right) \tau_e(x) (x - \eta) x dx, \quad (24)$$

$$\beta_f = -\frac{e^2 k_0 T}{\pi \hbar^2} \frac{k_0}{e} \int_0^\infty \left(-\frac{df_0}{dx} \right) \tau_e(x) A_f(x) x dx \quad (25)$$

Burada aşağıdakı işarələmələr qəbul edilmişdir:

$$x = \frac{1}{k_0 T} \left(\varepsilon - \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m} \right); \quad \eta = \frac{1}{k_0 T} \left(\zeta - \frac{\hbar^2 \alpha^2}{2m} \right) \quad (26)$$

(6) ifadəsini nəzərə alsaq, gətirilmiş kimyəvi potensial üçün alırıq:

$$\eta = \ln \left[\exp \left(\frac{\pi \hbar^2 n}{m k_0 T} \right) - 1 \right] \quad (27)$$

Termo-ehq ($\alpha = E_x / \nabla_x T$) temperatur qradienti istiqamətində elektrik cərəyanının sıfırlıq şərtindən tapılır, buna əsasən (22)-dən tapırıq:

$$\alpha = \alpha_e + \alpha_f; \quad \alpha_e = \frac{\beta_e}{\sigma}, \quad \alpha_f = \frac{\beta_f}{\sigma}. \quad (28)$$

Burada α_e və α_f – uyğun olaraq, termo-ehq-nin elektron (diffuziya ilə bağlı) və fonon (elektronların fononlar tərəfindən sövqü ilə bağlı) hissələridir.

Termoehq üçün burada alınan nəzəri nəticələr elektronların istənilən cırılma dərəcəsində doğrudur. Aşağı temperaturlarda aparılmış təcrübələrdə [1-3] elektronların konsentrasiyalarının qiymətləri göstərir ki, onlar güclü cırılmış haldadır. Bundan istifadə edib (23) və (25) ifadələrində $\left(-\frac{df_0}{dx} \right) = \delta(x - \eta)$ əvəz etməklə hesablamaları sadələşdirmək və $k \approx k_F = \sqrt{2\pi n}$ yazmaq olar. Lakin (24) ifadəsini bu yolla hesablayanda $\beta_e = 0$ alınır, ona görə də (24)-ün hesablanmasında bu sadələşmədən istifadə etməyə cəyik.

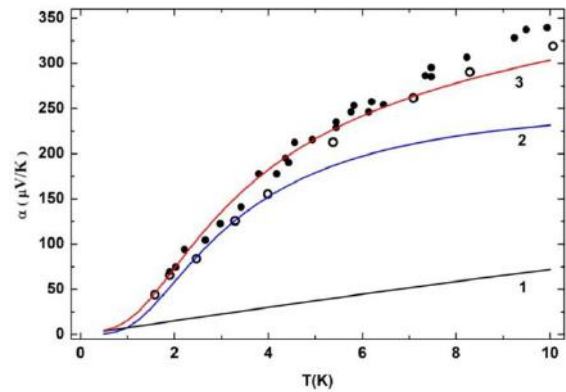
NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

Yuxarıda alınan nəzəri nəticələri GaAs/Al_xGa_{1-x}As kvant çuxurlarına tətbiq edək. Ədədi hesablamalarda istifadə olunan parametrlərin qiymətləri [11] işində verilmişdir. Bundan əlavə, qeyd edək ki, biz $\alpha = 3 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$ götürəcəyik [11,13].

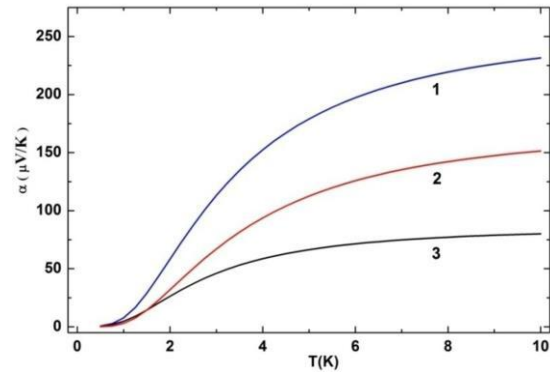
Termoehq-nin temperaturdan asılılığı üçün (23)-(28) ifadələri əsasında alınmış nəticələr şəkil 1-də verilmişdir.

Şəkildə cəm termoehq ilə yanaşı onun ayrılıqda götürülmüş elektron və fonon hissələrinin temperaturdan asılılıqları, həmçinin cəm termoehq üçün eksperimental nəticələr [1] də göstərilmişdir. Şəkildən görüldüyü kimi, Pöşl-Teller potensialı əsasında cəm termoehq üçün alınmış nəticələr eksperimentin nəticələri

ilə yaxşı uzlaşır. Bu, Pöşl-Teller potensialının yarımkeçirici kvant çuxurlarında məhdudlayıcı potensialı yaxşı təsvir etdiyini göstərir.



Şəkil 1. Termoehq-nin temperaturdan asılılıq qrafikləri. 1- elektron hissə, 2-fonon hissə, 3- cəm termoehq. Açıq və tünd nöqtələr eksperimental nəticələrdir [1].



Şəkil 2. Termoehq-nin temperaturdan asılılıq qrafikləri. 1- fonon termoehq, 2-akustik, 3- pyezoakustik fononların termoehq-yə verdiyi pay.

Qeyd edək ki, elektronların əsas səpilmə mexanizmi ionlardan səpilmə olsa da, elektronların sövqünü yarıdan akustik və pyezoakustik fononlardır. Bu iki tip fononların termoehq-yə verdiyi pay additvidir və hər iki hissə temperatur artdıqca artır (şəkil 2). Temperaturun artması ilə akustik fononların verdiyi pay daha sürətlə artır. Nəticədə 1.5K temperaturuna qədər

pyezoakustik fononların termoehtq-yə verdiyi pay akustik fononların verdiyi paydan böyük olduđu halda,

1.5K-dən böyük temperaturalarda akustik fononların payı daha üstün olur.

- [1] R. Fletcher, J.C. Maan, G. Weimann. Experimental results on the high-field thermopower of a two-dimensional electron gas in a GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunction. Phys. Rev.B, 32, 1985, 8477-8479.
- [2] R.Fletcher, J.C.Maan, K.Ploog, G.Weimann. Thermoelectric properties of GaAs-Ga_{1-x}Al_xAs heterojunctions at high magnetic fields. Phys.Rev.B, 33, 1986, 7122-7133.
- [3] R.Fletcher, J.J.Harris, C.T.Foxon, M.Tsaousidou, P.N.Butcher. Thermoelectric properties of a very low-mobility two-dimensional electron gas. Phys.Rev.B, 50, 1994, 14991-14998.
- [4] S. Goswami, C. Siegert, M. Baenninger, M.Pepper, I. Farrer, D. A. Ritchie, A. Ghosh. Highly enhanced thermopower in two-dimensional electron systems at millikelvin temperatures. Phys. Rev.Lett. PRL 103, 2009, 026602 (1-4).
- [5] W.E. Chickering, J.P. Eisenstein, J.L. Reno. Hot-electron thermocouple and the diffusion thermopower of two-dimensional electrons in GaAs. Phys. Rev. Lett., 103, 2009, 046807 (1-4).
- [6] G.M.Gusev, E.B.Olshanetsky, Z.D.Kvon, L.I.Magarill, M.V. Entin, A. Levin, N.N.Mikhailov. Thermopower of a two-dimensional semimetal in a HgTe quantum well. JETP Letters, 107, 2018, 789-793.
- [7] S.K.Lyo. Low-temperature phonon-drag thermoelectric power in heterojunctions. Phys.Rev.B, 38, 1988, 6345-6347.
- [8] B.Tieke, R. Fletcher, J.C. Maan, W.Dobrowolski, A.Mycielski, A.Wittlin. Magnetothermoelectric properties of the degenerate semiconductor HgSe:Fe. Phys. Rev.B, 54, 1996, 10565-10574.
- [9] F.M.Hashimzade, M.M.Babayev, B.H.Mehdiyev and Kh.A.Hasanov. Magneto-thermoelectric effects of 2D electron gas in quantum well with parabolic confinement potential in-plane magnetic field. Journal of Physics: Conference Series, 245, 2010, 012015-012018.
- [10] S. Cruz y Cruz, S. Kuru, J. Negro. Classical motion and coherent states for Pöschl-Teller potentials. Phys. Lett. A, 372, 2008, 1391-1405.
- [11] M.M. Babayev, X.B.Sultanova. Kvant çuxurlarında ikiölçülü elektron qazının termoelektrik hərəkət qüvvəsi. Fizika, XXVII - Az, 2021, 23-26.
- [12] Б.М. Аккерев. Электронные явления переноса в полупроводниках. Москва, Наука, 1985, 318 стр.
- [13] M.M. Babayev, Kh.B. Sultanova, N.B.Mustafayev. Relaxation processes and mobility of electrons in a semiconductor quantum well with the modified Poschl-Teller confining potential. Chinese Journal of Physics, 56, 2018, 2977-2983.

M.M. Babayev, B.H. Mehdyev, Kh.B. Sultanova, S.I. Zeynalova

EFFECT OF ELECTRON DRAG BY PHONONS ON THE THERMOPOWER OF A SEMICONDUCTOR QUANTUM WELL WITH PÖSCHL-TELLER CONFINING POTENTIAL

The thermopower in a semiconductor quantum well with a confining Pöschl-Teller potential is calculated taking into account the drag of electrons by phonons. On the basis of the obtained theoretical results, the temperature dependence of thermopower in a GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum well at low temperatures has been studied. Numerical calculations show that our theoretical results are in good agreement with experimental ones. This indicates that the Pöschl-Teller potential satisfactorily describes the confinement potential in semiconductor quantum wells.

М.М. Бабаев, Б.Г. Мехтиев, Х.Б. Султанова, С.И. Зейналова

ВЛИЯНИЕ УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ФОНОНА НА ТЕРМОЭДС ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЫ С ОГРАНИЧИВАЮЩИМ ПОТЕНЦИАЛОМ ПЁШЛЯ-ТЕЛЛЕРА

Рассчитана термоэдс в полупроводниковой квантовой яме с ограничивающим потенциалом Пёшля-Теллера с учетом увлечения электронов фононами. На основе полученных теоретических результатов исследована температурная зависимость термоэдс в квантовой яме GaAs/Al_xGa_{1-x}As при низких температурах. Численные расчеты показывают, что наши теоретические результаты хорошо согласуются с экспериментальными. Это показывает, что потенциал Пёшля-Теллера хорошо описывает потенциал конфайнмента в полупроводниковых квантовых ямах.