

ANİZOTROP KVANT MƏFTİLDƏ FONONLARLA SƏRBƏST YÜK DAŞIYICILARDAN İNFRAQIRMIZI UDULMA

R.Z. İBAYEVA

*Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyasının Fizika İnstitutu
AZ1143, Bakı ş., H. Cavid pr., 131*

Anizotrop parabolik kvant məftildə fononlardan səpilmə ilə əlaqəli olan prosesləri nəzərə alaraq sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulması nəzəri olaraq tədqiq olunmuşdur. Cırılmamış elektron qazı statistikasından istifadə edilmişdir və udulma əmsalının şüalanma tezliyindən asılılığı öyrənilmişdir.

Açar sözlər: aşağıölçülü sistemlər, kvant məftil, konfaynment, sərbəst yükdaşıyıcılardan işığın udulması

DOI: 101134/1.2045365

Müasir dövrdə aşağıölçülü sistemlərin qeyri-adi optik və optoelektron xüsusiyyətləri tədqiqatçılarda maraq doğurur [1-15]. Bu xüsusiyyətlər yeni optoelektron cihazların yaranmasında istifadə oluna bilər [11, 12]. Kvazi ikiölçülü sistemdən kvazi birölçülü sistemə keçid zamanı ölçülərin azalması nanostrukturların fiziki xüsusiyyətlərinin əhəmiyyətli dərəcədə dəyişməsinə gətirib çıxarır. Aşağıölçülü sistemlərdə optik udulma mexanizmləri analogi proseslərdən keyfiyyətcə fərqlənir və bu analogi proseslər yükdaşıyıcıların enerji spektrlərinin fərqlərinə görə həcmi yarımkeçiricilərdə baş verir.

Kvant nanostruktur arasında yarımkeçirici kvant məftillər xüsusi yer tutur. Kvant məftillər lazerlərdə, fotodetektorlarda [5] və sahə tranzistorlarında [6] geniş tətbiq olunmuşdur. Kvant məftillərin cihazlarda tətbiqi lazerlərin, tranzistorların xarakteristikasına müsbət təsir göstərə bilər. Elektron qazının spektral xüsusiyyətlərinin və müxtəlif aşağı ölçülü strukturlarda lateral konfaynmentin parametrlərinin öyrənilməsinin əsas metodlarından biri elektromaqnit şüalanmasının təsiri ilə zonadaxili elektron keçidlərin tədqiqidir [1-4, 8-10, 13, 14]. Yüksək tezlikli elektromaqnit şüalanmasının zonadaxili udulmasının tədqiqinin əsas aspekti onunla əlaqədardır ki, diskret enerji spektri halında udulma əyrisi müəyyən nöqtələrdə rezonans pikinə malikdir və bu nöqtələrdə şüalanma tezliyi elektronların enerji səviyyələri arasındakı məsafəyə bərabərdir [2, 3]. Bu halda, təcrübədən müəyyən olunan rezonans tezliyi, nanostrukturda lateral konfaynment və elektron enerji spektrinin parametrləri haqda məlumat almağa imkan verir. Nanostrukturların spektral xüsusiyyətlərinin öyrənilməsində rezonans udulmanın tədqiqi kinetik ölçmələrdən daha üstündür, çünki sistemin fiziki xüsusiyyətlərinə təsir göstərə bilən kontakt sistemləri ilə əlaqə yaratmaq tələb olunmur. Müasir texnologiyalar konfaynmentin xüsusən parabolik potensiallı strukturlarını yaratmağa imkan verir. Buna görə də, lateral kvant məftillərin konfaynment potensialı parabolik potensialın köməyi ilə daha yaxşı təsvir oluna bilər. Verilmiş potensial, kvant məftillərin fiziki xüsusiyyətlərinin öyrənilməsində geniş istifadə olunur və bir çox təcrübələrə uyğun gəlir. Bundan başqa, udulmaya çox böyük təsir göstərən elektron-elektron qarşılıqlı təsiri parabolik potensial

halında, Kon teoreminə görə, praktiki olaraq ona heç bir təsir göstərmir [1].

Kvant məftillərdə sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulması və elektromaqnit şüalanmasının düz (birbaşa) udulması kimi zonadaxili proseslər mümkündür. Bu proseslər kvant məftillərdə səpilmə mexanizmlərini öyrənməyə və optik cihazlarda enerji itkisini müəyyən etməyə imkan verir. Sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulması yalnız hər hansı üçüncü zərrəciyin (kvazizərrəciyin) mütləq şəkildə iştirakı ilə mümkündür. Bu zərrəciklər fononlar, aşqarlar, dislokasiyalar ola bilər. Bu prosesdə üçüncü zərrəciyin iştirakı impulsun saxlanma qanunu ödənmir. Sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulması kvant məftillərdə nəzəri olaraq öyrənilmişdir. Bu kvant məftillər, yükdaşıyıcılar akustik və optik fononlardan səpildikdə [13, 14], sərhəddin naharlılığı [2] və ərintinin nizamsızlığı [3] hallarında konfaynmentin düzbucaqlı potensialını təsvir edir.

Məqalədə parabolik konfaynment potensialını təsvir edən kvant məftillərə baxılır. Məlumdur ki, eyni zamanda üç zərrəciyin qarşılıqlı təsiri ehtimalı, iki zərrəciyin qarşılıqlı təsiri ehtimalından azdır. Buna görə də, düz olmayan (çəp) keçidlərdə udulma əmsalı düz keçidlərə nisbətən azdır. Kvant məftilin elektronları ilə elektromaqnit şüalanmasının udulmasına və fononlarda səpilməsinə eyni vaxtda baxaq. Belə proseslərə, elektron-foton və elektron-fonon həyəcanlaşmasına görə, ikinci tərtib həyəcanlaşma nəzəriyyəsinə baxmaq olar [16, 17]. Məqalədə konfaynmentin parabolik potensialını təsvir edən kvant məftillərə baxılır və bu halda, ümumiləşdirilmiş Kon teoreminə uyğun olaraq elektron-elektron qarşılıqlı təsiri, bir qayda olaraq, sistemin optik xüsusiyyətlərinə təsir etmir [1].

Elektron konfaynmentinin parabolik potensial modelində asimmetrik kvant məftil aşağıdakı kimi olacaqdır:

$$V(x, z) = \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_z^2 z^2), \quad (1)$$

Burada ω_x və ω_z tezlikləri – parabolik potensial tezlikləridir.

Asimmetrik kvant məftillərdə zərrəciklər üçün Hamiltonian aşağıdakı şəkildə olacaqdır:

$$H = \frac{P_y^2}{2m^*} + \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (2)$$

Elektronun məxsusi funksiyası $\Psi_{n,m,p_y}(r)$ və Hamiltonianın məxsusi qiymətləri $E_{n,m}(p_y)$ keçirici zonda aşağıdakı düsturlarla hesablanır:

$$\Psi_{n,m,p_y}(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \Psi_n(x) \Psi_m(z) \exp(ip_y y), \quad (3)$$

$$E_{n,m}(p_y) = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega_x + (m + \frac{1}{2})\hbar\omega_z + \frac{p_y^2}{2m}, \quad (4)$$

Burada $n(=0,1,2,\dots)$ və $m(=0,1,2,\dots)$ ilə elektron altzonaları səviyyələrinin indeksləri ifadə olunub, p_y - y istiqamətində elektronun impuls komponentidir (y oxu istiqaməti məftilin oxuna uyğundur), $\Psi_n(x)$ və $\Psi_m(z)$ - sadə harmonik ossilyatorun məxsusi funksiyalarıdır.

Elektromaqnit dalğası məftilin oxu boyunca polyarlaşmışdıqı zaman yükdaşıyıcının kvaziimpulsunu dəyişən “üçüncü cisim” udulma prosesində iştirak edir. Bu zaman işığın zonadaxili udulması baş verə bilər. Fononların iştirakı zamanı sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulması prosesi məlum ifadə ilə hesablanır [18]:

$$\alpha = \frac{\epsilon^{1/2}}{n_0 c} \sum_i W_i f_i, \quad (5)$$

Burada ϵ - mühitin dielektrik sabiti, n_0 - şüalanma sahəsində fotonların sayı və f_i - daşıyıcıların paylanma funksiyasıdır. Sistemin bütün başlanğıc “ i ” hallarına görə cəmləmə aparılır. W_i - mnp_y vəziyyətindən $m'n'p_y'$ vəziyyətinə keçid ehtimalıdır və aşağıdakı ifadə ilə müəyyən olunur:

$$W_i = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{fq} \left[\left| \langle f | M_+ | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega - \hbar\omega_q) + \left| \langle f | M_- | i \rangle \right|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\Omega + \hbar\omega_q) \right], \quad (6)$$

Burada E_i və E_f - elektronların enerjisinin başlanğıc və son hallarını göstərir, uyğun olaraq, $\hbar\Omega$ - fotonun enerjisi, $\hbar\omega_q$ - fononun enerjisi, və $\langle f | M_{\pm} | i \rangle$ - elektron, fonon və fotonlar arasındakı qarşılıqlı təsir

üçün başlanğıc haldan son hala keçid matris elementidir. Keçidlərin matris elementlərini aşağıdakı kimi yazmaq olar:

$$\langle f | M_{\pm} | i \rangle = \sum_{\alpha} \left(\frac{\langle f | H_R | \alpha \rangle \langle \alpha | V_s | i \rangle}{E_i - E_{\alpha} \mp \hbar\omega_q} + \frac{\langle f | V_s | \alpha \rangle \langle \alpha | H_R | i \rangle}{E_i - E_{\alpha} - \hbar\Omega} \right), \quad (7)$$

Burada E_{α} - elektronların aralıq halı enerjisidir, H_R - elektron-foton qarşılıqlı təsiri Hamiltonianı və V_s - elektron-fonon qarşılıqlı təsir operatorudur. α sistemin bütün aralıq halları üzrə cəmləmə aparılır. (7)-də α üzrə cəmləmə m , n kvant ədədlərinə görə cəmi və P_y impulsuna görə inteqralı ifadə edir. Əvvəlcə fononlarda səpilmə, sonra isə fotonun udulması baş verən prosesləri birinci toplanan təsvir edir: ikinci toplanan isə əvvəlcə fotonun udulması, sonra isə fononlarda səpilmə proseslərini ifadə edir. Elektron-foton qarşılıqlı

təsiri Hamiltonianı aşağıdakı kimi ifadə olunur:

$$H_R = -\frac{ieh}{m^*} \sqrt{\frac{2\pi\hbar N_1}{\epsilon(\omega)\omega}} \frac{\partial}{\partial y} \quad (8)$$

(3) ifadəsi ilə verilən dalğa funksiyasından istifadə etməklə elektron-foton qarşılıqlı təsirinə matris elementi aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\langle n'l'K' | H_R | n l K \rangle = -\frac{e}{m^*} \left(\frac{2\pi\hbar n_0}{V\Omega\epsilon} \right)^{1/2} (\mathcal{E}P_y) \delta_{p_y p_y'} \delta_{mm'} \delta_{ll'}, \quad (9)$$

Burada V - kristalin həcmidir. Şüalanma sahəsi y -istiqaməti boyunca polyarlaşmışdır, ϵ - şüalanma sahəsinin polyarlaşma vektorudur.

$f_0(E_{nmP_y})$ paylanma funksiyası növbəti normallaşma şərtinə tabe olur:

$$\frac{L_y}{2\pi\hbar} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_0(E_{nmP_y}) dP_y = N \quad (10)$$

Burada N - vahid həcmdə elektronların sayıdır, L_y - y oxu boyunca məftilin uzunluğudur.

Beləliklə, (10) ifadəsini nəzərə almaqla cırlaşmamış elektron qazı üçün elektronların paylanma funksiyası aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$f_0(E_{nmP_y}) = \frac{8\pi\hbar N \sinh\left(\frac{\hbar\omega_x}{2k_B T}\right) \sinh\left(\frac{\hbar\omega_z}{2k_B T}\right)}{\sqrt{2\pi m^* k T L}} \exp\left(-\frac{E_{nmP_y}}{k_B T}\right) \quad (11)$$

Elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matris elementləri aşağıdakı kimi ifadə oluna bilər:

$$\langle n''m''P_y'' | V_s | nmP_y \rangle = D_q \sqrt{N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}} \langle n''m''P_y'' | e^{\pm iqr} | nmP_y \rangle \quad (12)$$

Deformasiya (DO-fononlar) və polyarizasiya səpilməsi (PO-fononlar) üçün elektron-fonon əlaqə sabiti aşağıdakı kimi hesablanı bilər [16]:

$$|D_q|^2 = \frac{2\pi\hbar^2\alpha_l\omega_0}{m^*} \begin{cases} \sqrt{2m^*\hbar\omega_0/q^2 - PO} \\ 4\hbar^2/\sqrt{2m^*\hbar\omega_0} - DO \end{cases} \quad (13)$$

Burada α_L - ölçüsüz əlaqə sabitidir.

Nəzərə alsaq ki, $\exp(\pm aP_x/\hbar)\Phi(x) = \Phi(x \pm a)$ sürüşmə operatorudur, ifadələrdən istifadə edərək [19]:

$$\int \exp(-c^2x^2)H_m(a+cx)H_n(b+cx)dx = \frac{2^n \sqrt{\pi m!} b^{n-m}}{c} L_m^{n-m}(-2ab),$$

$$|\arg c| < \frac{\pi}{4}; m \leq n$$

$$L_n^{m-n}(z) = \frac{m!}{n!} (-z)^{n-m} L_m^{n-m}(z),$$

elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matris elementlərini hesablamaq olar.

α üçün ifadələr (12) matris elementlərindən, elektron-fonon matris elementlərindən (9) və cırlaşmamış elektron qazının paylanma funksiyasından (11) istifadə etməklə qiymətləndirilə bilər.

-
- [1] *H.G. Galkin, V.A. Marzulis, A.B. Shoroxov.* ФТТ, 2001, т. 43, Вып. 3, с.511-519.
- [2] *G.B. Ibragimov.* J. Phys.: Condens. Matter 15, 2003, 1427-1435.
- [3] *G.B. Ibragimov.* J. Phys.: Condens. Matter 14, 2002, 8145-8152.
- [4] *G.B. Ibragimov.* Phys.stat.sol.(b), 2004, v.241, p.1923-1927
- [5] *A.Singh, X.Y. Li, V. Protasenko, G. Galantai, M. Kuno, H.L. Xing, D. Jena.* Nano Lett., 2007, 7(10), p. 2999.
- [6] *Y.G. Wang, B.S. Zou, T.H. Wang, N. Wang, Y.Cai, Y.F.Chan, S.X. Zhou.* Nanotechnology, 2006, 17 (9), pp. 2420-2423.
- [7] *Э. П. Синявский, Р. А. Хамидуллин.* ФТП, 2006, т. 40. Вып. 11, С 1368.
- [8] *G.B. Ibragimov, R.G. Abaszade, R.Z. Ibaeva.* 2014, vol.3 pp.78-80.
- [9] *Ratnakar G. Validyav, Nandkumar S. Sankeshwar and Basavraj G. Mulimani* Edge Dislocation Assisted Free Carrier Optical Absorption in Nitride Quantum Wells. Journal of the Physical Society of Japan 82, 2013, 043706.
- [10] *K.S. Bhargavi, Sukanya Patil and S.S. Kubakaddi.* Journal of Applied Physics, 2015, 118, 044308.
- [11] *Linyou Cao, J.S. White, Joon-Shik Park, J.A. Schuller, B.M. Clemens, M.L. Brongersma.* Nature Mater., 2009, 8, 643.
- [12] *A.B. Greytak, C.J. Barrelet, Yat Li, Charlis M. Lieber.* Appl.Phys. Lett. 2005, 87, 151103.
- [13] *S.S. Kubakaddi and B.G. Mulimani.* J.Phys.C: State Phys.,1985, v.18 p.6647-6652.
- [14] *H. Adamska and H.N. Spector.* J.Appl. Phys., 1984,v. 56 p.1123-1127.
- [15] *Г.Б. Ибрагимов, Р.З. Ибаева.* Azerbaijan National Academy of Sciences, Transactions, Physics and Astronomy, vol XXXIV, №5, Baku. 2013, pp.7-10
- [16] *Ф.Г. Басс, И.Б. Левинсон.* Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики. 1965. Т. 49. С. 914-924.
- [17] *Р.К. Баканас.* ФТТ, 1970, т. 12, №12, с.3408-3413
- [18] *H.J. Meyer.* Phys. Rev., 1958, v.112, p. 298.
- [19] *А.Прудников, Ю. Брычков, О.Маричев.* Интегралы и ряды. Элементарные функции. Москва: Наука, 1981.

R.Z. İBAYEVA

R.Z. İbaeva

IR ABSORPTION BY FREE CHARGE CARRIERS WITH THE PARTICIPATION OF PHONONS IN ANISOTROPIC QUANTUM WIRE

The light absorption by free carriers in an anisotropic parabolic quantum wire with allowance for the processes associated with the simultaneous scattering by phonons is theoretically investigated. The statistics of a non-degenerate electron gas is used, and the absorption coefficient dependence on the radiation frequency is studied.

Р.З. Ибаева

ИК-ПОГЛОЩЕНИЕ СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА С УЧАСТИЕМ ФОНОНОВ В АНИЗОТРОПНОЙ КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ

Теоретически исследовано поглощение света свободными носителями в анизотропной параболической квантовой проволоке с учетом процессов, связанных с одновременным рассеянием на фононах. Используется статистика невырожденного электронного газа и изучена зависимость коэффициента поглощения от частоты излучения.

Qəbul olunma tarixi: 02.06.2021