UOT 535.343.2

YARIMKEÇİRİCİ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ MÜXTƏLİF SƏPİLMƏ MEXANİZMLƏRİ İLƏ İŞIĞIN ALTZONADAXİLİ UDULMASI

R.Z.İBAYEVA

Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu
AZ 1143, Bakı, H.Cavid pr., 131
raida_ibayeva@hotmail.com

Daxil olub: 21.05.2019
Çapa verilib: 01.09.2019

Açar sözlər: Yarımkeçirici ifratqəfəslər, akustik və optik fononlar, altzonadaxili udulma

REFERAT
Ikinci tərtib həyəcanlaşma nəzəriyyəsi əsasında maqnit sahəsində yarımkeçirici ifratqəfəslərdə yükdaşıyıcılar akustik və optik fononlardan səpildikdə işığın altzonadaxili udulması tədqiq edilmişdir. Yükdaşıyıcıların baxılan səpilmə mexanizmləri üçün udulma əmsalı hesablanmışdır.

Optoelektronikanın son nəaliyyətləri nanoölçülü strukturların və periodik strukturlu yarımkeçirici ifratqəfəslərin optik xassələrini tədqiq etməyi aktual edir. Belə elektron sistemlər heterostrukturlar əsasında yaradılır və mikro və nanoelektronikada geniş istifadə olunur. Yarımkeçirici ifratqəfəslər elə strukturlardır ki, onlarda elektronlara kristal qəfəsin periodik potensialı ilə yanaşı, kristal qəfəsin periodundan dəfələrlə böyük perioda malik süni yaradılmış potensial da təsir edir. Süni yaradılmış potensial elektronun enerji spektrinə təsir edərək onu minizonalara parçalayır. Həcmi kristallardan fərqli olaraq yarımkeçirici ifratqəfəslərin parametrlərini onun yaranma prosesində idarə etmək olar. Bu isə onlar əsasında yaranmış cihazların üstünlüyüdür. Maqnit sahəsi onda yerləşən yarımkeçirici ifratqəfəsin enerji spektrini dəyişərək onu idarə etməyə imkan verir.

Uzun müddətdir ki, müxtəlif naanostrukturlarda elektron fonon qarşılıqlı təsir nəzərə almaqla zonadaxili udulma tədqiq edilir. Bu işdə maqnit sahəsində yarımkeçirici ifratqəfəslərdə elektron-fonon qarşılıqlı təsiri nəzərə almaqla zonadaxili optik keçid tədqiq olunmuşdur.

Məlumdur ki, birminizonalı yaxınlaşmada yarımkeçirici ifratqəfəslərdə enerji spektri aşağıdakı kimidir [1]

$$\varepsilon\left(\vec{P}\right)=\frac{P_x^2+P_y^2}{2m^*}+\Delta\left(1-\cos(P_z d_{SL}/\hbar)\right), \qquad (1)$$

burada m^* - elektronun effektiv kütləsi, Δ - minizonanın yarımeni, d_{SL} - ifratqəfəsin enidir. Yarımkeçırici ifratqəfəs Oz oxy üzrə periodikdir, $\vec{P}_x, \vec{P}_y, \vec{P}_z$ uyğun olaraq X,Y,Z oxları üzrə elektronun kvaziimpulsunun komponentləridir. Maqnit sahəsini ifratqəfəs oxu , yəni Oz oxy istiqamətində yönəltsək, onda Landau kalibrəsinə görə vektor potensial belə seçilə bilər $(A=-Hy,0,0)$. Onda elektronun halını təsvir edən stasionar Şredinger tənliyi aşağıdakı kimi olar.

$$\frac{1}{2m^*}\left[\left(P_x+\frac{e}{c}Hy\right)^2+P_y^2+P_z^2\right]\Psi(r)+U(z)\Psi(r)=E\Psi(r), \qquad (2)$$

burada e -elektronun yükü, $U(z)$- d_{SL} periodlu potensial çuxur olub maqnit sahəsi istiqamətində yönəlibdir. Kvant mexanikasından məlumdur ki, (2) tənliyinin həlli $\Psi(r)=\frac{1}{\sqrt{L_y}}\exp\left(\frac{i}{\hbar}P_x x\right)\phi(y)\xi_{k_z}(z)$ şəklində axtarılır. $\Psi(r)$-in bu ifadəsini (2)-də nəzərə alsaq, aşağıdakı tənlik alınar

$$\frac{\hbar^2}{2m^*}\phi''(y)+\left(E-\Delta\left(1-\cos\left(\frac{p_z d}{\hbar}\right)\right)-\frac{m^*\omega_c^2}{2}(y-y_0)^2\right)\phi(y)=0\,, \tag{3}$$

burada $\omega_c=\frac{eH}{m^*c}$, $y_0=\frac{cP_x}{eH}$. (3) tənliyi həlli yaxşı məlum olan xətti harmonik ossilyatorun tənliyidir [2] və elektronun məxsusi enerjisi və məxsusi funksiyası aşağıdakı şəkildə ifadə olunur

$$E_n(k_z)=\hbar\omega_c\left(n+\frac{1}{2}\right)+\Delta\left(1-\cos\left(\frac{P_z d}{\hbar}\right)\right), \tag{4}$$

$$\phi_{nk_x}(y)=\left(\frac{1}{2^n n!\sqrt{\pi}R}\right)^{1/2}\exp\left[-\frac{(y-y_0)^2}{2R^2}\right]H_n\left(\frac{y-y_0}{R}\right), \tag{5}$$

burada H_n - Ermit polinomu, $R=\sqrt{\hbar/m^*\omega_c}$ - maqnit uzunluğudur.

Beləliklə, uzununa maqnit sahəsinin ($H=H_z$) təsiri altında z oxu boyunca d_{SL} periodlu, $U(z)$ potensial çuxurlu ifratqəfəslərdə elektronun enerji spektri və dalğa funksiyası aşağıdakı kimi ifadə oluna bilir

$$E_n(k_z)=(n+1/2)\hbar\omega_c+\Delta(1-\cos k_z d_{SL})\,, \tag{6}$$

$$\Psi_{nk_xk_z}=\frac{1}{\sqrt{L_y}}\exp(ik_x x)\phi_{nk_x}(y)\xi_{k_z}(z)\,, \tag{7}$$

burada $P=\hbar k$ olduğu nəzərə alınmışdır. L_x, L_y və L_z ifratqəfəs nümunəsinin ölçüləridir və $\xi_{k_z}(z)$ - z istiqamətində Blox funksiyasını göstərir.

Maqnit sahəsi ifratqəfəsin səthinə perpendikulyar yönəldikdə Landau kvantlanması baş verir və enerji diskret səviyyələrə ayrılır. Eyni zamanda z istiqamətində elektronlar və deşiklərin hərəkətinin nəticəsi olan minizonalar kəsilməz olaraq qalırlar.

Maqnit sahəsində yüksək tezlikli sahə ilə qarşılıqlı təsiri təsvir edən H_R Hamiltonunu aşağıdakı formada yazımaq olar

$$H_R=\frac{e}{m^*}\sqrt{\frac{2\pi\hbar n_0}{\in(\omega)\omega}}\vec{\varepsilon}\left(p+\frac{e}{c}A\right), \tag{8}$$

burada $\vec{\varepsilon}$ şüalanma sahəsinin polyarizasiya vektoru, $\in$ - dielektrik sabiti, ω və c işıq dalğasının tezliyi və sürətidir. H_R operatorunun matris elementlərini hesabladıqda yüksək tezlikli sahə bircins hesab olunur. H_R matris elementi kvadratının ifadəsini aşağədakı kimi olar

$$\left|\langle nk_x k_z | H_R | n'k'_x k'_z \rangle\right|^2 = \left(\frac{2\pi\hbar n_0}{\in(\omega)\omega}\right)\left(e\Delta d_{SL}\sin\left(k_z d_{SL}\right)/2\hbar\right)^2 \delta_{nn'}\delta_{k_x k'_x}\delta_{k_z k'_z} \ . \tag{9}$$

Hesab etsək ki, elektron fonon və elekton foton qarşılıqlı təsiri çox kiçikdir və $\omega\tau \succ\succ 1$ (τ-elektronun orta yaşama müddətidir) olduğundan, həyəcanlaşma nəzəriyyəsindən istifadə edirik. İşığın baxılan polyarizasiyasında birincı tərtib həyacanlaşma nəzəriyyəsi ilə işığın udulması baş vermədiyindən ikinci tırtib həyacanlaşma nəzəriyyəsindən istifadə edəcəyik.

Kvant mexaniki keçid ehtimalı ilə əlaqədar olaraq yükdaşıyıcıların fononlardan səpilməsi ilə eyni zamanda yükdaşıyıcılar ya foton udur ya da özündən foton buraxır, bu zaman sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulma əmsalı belə hesablanır

$$\alpha = \frac{\in^{1/2}}{n_0 c}\sum_i W_i f_i \ , \tag{10}$$

burada n_0 - şüalanma sahəsində fotonların sayı, f_i sərbəst yükdaşıyıcıların paylanma funksiyası, W_i - aşağıdakı ifadə ilə müəyyən olunan keçid ehtimalıdır

$$W_i = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{fq}\left[\left|\langle f|M_+|i\rangle\right|^2 \delta\left(E_f - E_i - \hbar\omega - \hbar\omega_q\right) + \left|\langle f|M_-|i\rangle\right|^2 \delta\left(E_f - E_i - \hbar\omega + \hbar\omega_q\right)\right], \tag{11}$$

burada E_i və E_f - uyğun olaraq başlanğıc və son halda elektronların enerjisinin göstərir, $\hbar\omega_q$ - fononun enerjisidir və $\langle f|M_+|i\rangle$ - elektron, fonon və fotonlar arasındakı qarşılıqlı təsir üçün başlanğıc vəziyyətdən son vəziyyətə keçidin matris elementləridir. Bu matris elementləri aşağıdakı kimi ifadə oluna bilər

$$\langle f|M_\pm|i\rangle = \sum_\alpha \left(\frac{\langle f|H_R|\alpha\rangle\langle\alpha|V_s|i\rangle}{E_i - E_\alpha \mp \hbar\omega_q} + \frac{\langle f|V_s|\alpha\rangle\langle\alpha|H_R|i\rangle}{E_i - E_\alpha - \hbar\omega} \right), \tag{12}$$

burada i,α,f indeksləri elektronun başlanğıc, aralıq və son vəziyyətini göstərir. V_S - elektron-fonon qarşılıqlı təsir operatorudur.

Elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matrisa elementi aşağıdakı kimidir

$$\langle k'_y \ n'l|V_s|k_y nl\rangle = C'_j \delta_{k_x k'_x + q_x}\delta_{k_z, k'_z + q_z} J_{nn'}\left(q_x q_y\right), \tag{13}$$

burada

$$J_{n',n}\left(q_x q_y\right) = \int_{-\infty}^{\infty} dx \exp\left(iq_y x\right)\Phi_{n'}\left(y - R^2 k_x - R^2 q_x\right)\Phi_n\left(y - R^2 k_x\right), \tag{14}$$

$$C_j'^2 = C_j^2 F_j(q),$$

V_S - elektronun fononla qarşılıqlı təsirinin enerji operatorudur. C_j - elektronlar və fononlar arasındakı qarşılıqlı təsiri xarakterizə edən funksiyadır.

Elektronlar akustik fononlarla qarşılıqlı təsirdə olduqda

$$C_{DP}^2 = \frac{E_{ac}^2 K_B T}{2\rho\upsilon_s^2\Omega_0}, \qquad F_{DP}(q) = 1,$$

burada E_{ac} -deformasiya potensialı sabiti, υ_s - yarımkeçirici səsin sürətidir.

Ədəbiyyatdan məlumdur ki, C_j' verilmiş qarşılıqlı təsir potensialının q_z-dən asılılığını nəzərə almaya bilirik.

Elektronların polyar-optik fononlarla qarşılıqlı təsiri üçün

$$C_{POL}^2 = 2\pi e^2 \hbar\omega_0 \left\{ \frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right\}, \quad F_{POL} = \frac{N_0^\pm}{q^2},$$

$$N_0 = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{K_B T} \right) - 1 \right]^{-1}, \qquad N_0^- = N_0, \; N_0^+ = N_0 + 1,$$

burada ε_∞ və ε_0 – yarımkeçiricinin uyğun olaraq yüksəktezlikli və statik dielektrik sabitidir. Fononun enerjisi $\hbar\omega_q = \hbar\omega_0 \approx$ const götürülüb,

$$N_0 = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{K_B T} \right) - 1 \right]^{-1}, \qquad N_0^- = N_0, \; N_0^+ = N_0 + 1,$$

burada $N_0^-\left(N_0^+\right)$ fononun məhv olmasını (yaranmasını) ifadə edir.

Elektronların qeyri polyar-optik fononlarla qarşılıqlı təsiri üçün

$$C_{np}^2 = \frac{\hbar D^2}{2\rho\omega_0 V}, \qquad F_{np}(q) = N_0^{\pm},$$

burada D – qeyri-polyar optik deformasiya potensialı sabitidir.

(9) və (13) ifadələrini (12)-də nəzərə alsaq elektron, fonon və fotonlar arasındakı qarşılıqlı təsir üçün başlanğıc vəziyyətdən son vəziyyətə keçidin matris elementi üçün alarıq

$$\left\langle f \left| M_\pm \right| i \right\rangle = C_j' \left(\frac{2\pi\hbar n_0}{\in(\omega)\omega} \right)^{1/2} \left(e\Delta d_{SL} / 2\hbar \right) \frac{\left(\sin k_z - \sin(k_z + q_z) \right) J_{nn'}\left(q_x q_y \right)}{\hbar\omega}. \tag{15}$$

Yarımkeçirici ifratqəfəslərdə elektronların sayını N_e hesab etsək paylanma funksiyası aşağıdakı şərtdən hesablanır

$$\sum_{nk_xk_z} f_0\left(E_{nk_xk_z} \right) = N_e, \tag{16}$$

$f_0\left(E_{nk_xk_z}\right)$-ə daxil olan normallaşdırıcı sabiti tapaq

$$\sum_{nk_xk_z} f_0\left(E_{nk_xk_z} \right) = \sum_{nk_xk_z} C \exp\left(-\frac{E_{nk_xk_z}}{k_B T} \right) = C \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T} \right) \exp\left(-\frac{\hbar\omega_c}{2k_B T} \right) \frac{L_x L_z}{4\pi^2} \int_{-\frac{m^*\omega_c Ly}{2\hbar}}^{\frac{m^*\omega_c Ly}{2\hbar}} dk_x$$

$$\sum_n \exp\left(-\frac{\hbar\omega_c n}{k_B T}\right)\int_{-\pi/d_{SL}}^{\pi/d_{SL}} \exp\left(\frac{\Delta\cos k_z d_{SL}}{k_B T}\right)dk_z = \frac{CL_x L_y L_z \exp\left(-\frac{\Delta}{k_B T}\right)m^*\omega_c}{4\pi^2 d_{SL}\hbar\sinh\left(\frac{\hbar\omega_c}{2k_B T}\right)} I_0\left(\frac{\Delta}{k_B T}\right) = N_e, \quad (17)$$

buradan

$$C = \frac{4\pi n_e d_{SL}\hbar\sinh\left(\frac{\hbar\omega_c}{2k_B T}\right)}{m^*\omega_c I_0\left(\frac{\Delta}{k_B T}\right)}, \quad (18)$$

burada $n_e=N_e/V$ –elektronun sıxlığını göstərir və $I_0(\Delta/k_B T)$ – modifikasiya olmuş Bessel funksiyasıdır, (5) ifadəsini alarkən

$$\sum_{n=0}^{\infty} \exp\left(-\frac{\left(n+\frac{1}{2}\right)}{k_B T}\hbar\omega_c\right) = \frac{1}{2\sinh\left(\frac{\hbar\omega_c}{2k_B T}\right)}$$

və

$$\int_0^{\pi} \exp\left(\frac{\Delta}{k_B T}\cos y\right)dy = I_0\left(\frac{\Delta}{k_B T}\right)$$

olduğu nəzərə alınmışdır.

Beləliklə, maqnit sahəsində cırlaşmamış yarımkeçirici ifratqəfəs üçün $f_0(E_n(k_z))$ elektronun paylanma funksiyasının ifadəsi belə ifadə olunur

$$f_0(E_n(k_z)) = \frac{4\pi\hbar n_e d_{SL}\sinh(\hbar\omega_c/k_B T)}{m^*\omega_c I_0(\Delta/k_B T)} e^{-\left(n+\frac{1}{2}\right)\frac{\hbar\omega_c}{k_B T}} e^{\frac{\Delta}{k_B T}\cos k_z d_{sl}} \quad . \quad (19)$$

(11), (15) və (19) ifadələrini (10)-da nəzərə alsaq, maqnit sahəsində yarımkeçirici ifratqəfəslərdə elektron-fonon qarşılıqlı təsiri nəzərə almaqla zonadaxili optik udulma əmsalı üçün ifadələr alarıq.

1. А.П.Силин. *Полупроводниковые сверхрешетки*, *УФН,* **147** №3 **(**1985) 485-520.
2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. *Квантовая механика*, *М. Наука*, (1974) 752.
3. H.Adamska, N.Spector. *Free-carrier absorption from electrons in confined systems, J.Appl. Phys.*, **59** (1986) 619-626.
4. S.S.Kubakaddi, B.G.Mulimani. *Free-carrier absorption in semiconducting quantum well wires, J.Phys.C State Phys.*, **18** (1985) 6647-6652.
5. G.BIbragimov. *Intersubband optical absorption in parabolic quantum wires under a tilted magnetic fields, Phys.stat.sol.(b)*, **241** (2004) 1923-1927.
6. K.S.Bhargavi, Sukanya Patil, S.S.Kubakaddi. *Acoustic phonon assisted free-carrier optical absorption in an n-type monolayer MoS2 and other transition-metal dichalcogenides Journal of Applied Physics*, **118** (2015) 044308.
7. G.B.İbragimov, R.G.Abaszade, R.Z.İbayeva. *Theory of free-carrier absorption in cylindrical quantum wires International Journal of Latest Research in Science and Technology,* **3** (2014) 78-80.

INTRASUBBAND LIGHT ABSORPTION IN SEMICONDUCTOR SUPERLATTICES WITH DIFFERENT SCATTERING MECHANISMS

R.Z.IBAEVA

Within the framework of the second-order perturbation theory the intrasubband magnetoabsorption of light in semiconductor superlattices has been studied taking into account the scattering of charge carriers by acoustic and optical phonons. An analytical expression for the absorption coefficient for these scattering mechanisms has been calculated.

ВНУТРИПОДЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЕТКАХ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМАХ РАССЕЯНИЯ

Р.З. ИБАЕВА

В рамках теории возмущения второго порядка изучено внутриподзонное магнетопоглощение света в полупроводниковых сверхрешетках с учетом рассеяния носителей заряда на акустических и оптических фононах. Вычислено аналитическое выражение коэффициента поглощения для указанных механизмов рассеяния.