MAGNIT MAYDONDAGI ELEKTRONLAR HARAKATI, LANDAU KVANTLASHISH SHARTLARI

Muminov Islomjon Arabboyevich
Farg'ona davlat universiteti, Fizika-matematika fanlari bo'yichafalsafa doktori (PhD)
ima220790@mail.com
Saidjonova Muqaddam Sobirjon qizi
Farg'ona transport va servis texnikumi, fizika fani o'qituvchisi

Annotatsiya: *Magnit maydon ta'sirida zarralarning garmonik kvant ossilatorlariga o'xshab harakatlanishi, yarimo'tkazgichlarni energetik sohalari o'rganilgan.*

Kalit so'zlar: *Gamiltonian vektor potensiali, kinetik energiya va impuls operatori, kvantlashgan energiya.*

Abstract: *The movement of particles under the influence of a magnetic field like harmonic quantum oscillators, energy fields of semiconductors have been studied.*

Key words: *Hamiltonian vector potential, kinetic energy and momentum operator, quantized energy.*

KIRISH

Erkin elektron Gamiltonian vektor potensiali A bo'lsa

$$H_0 = \frac{1}{2m}(p - eA)^2, \qquad (1)$$

bu yerda e va m mos ravishda elektron zaryadi va massasi. Plank doimiysi $\hbar$ ga o'rnatiladi. $\mathbf{A}$ vektor potensiali shunday tanlab olamiz, $\nabla \times \mathbf{A} = \mathbf{B}$ bu yerda $\mathbf{B} -$ magnit maydon induksiya vektori. Ushbu tezisda biz perpendikulyar magnit maydon mavjud bo'lgan ikki o'lchovli tizimlarga e'tibor qaratamiz. Shuning uchun $\boldsymbol{B} = B\hat{z}$ kanonik holat va impuls operatorlarini ikki o'lchovda tuzib quyidagicha belgilash kiritamiz: $r = (x, y)$ va $p = (p_x, p_y)$. Hisoblash natijalarida quyidagi $\boldsymbol{a} \times \boldsymbol{b} \equiv \varepsilon_{ij} a^i b^j$, (odatiy vektor) ifoda e'tiborga olindi, bu yerda ikki o'lchamdagi $\varepsilon -$ Levi - Chivita belgisi bo'lib, u quyidagi matritsa qiymatiga ega: $\varepsilon_{01} = -\varepsilon_{10} = 1, \varepsilon_{00} = \varepsilon_{11} = 0.$ Tenglamadagi Gamiltonian kinetik energiya va impuls kattaligi bilan quyidagicha ifodalanadi, $\boldsymbol{\pi} \equiv \boldsymbol{p} - e\mathbf{A}$. Komponentlari $\boldsymbol{\pi}$ nodiaganal kommutatorga ega:

$$[\pi_a, \pi_b] = ie(\partial_a A_b - \partial_b A_a) = ieB\varepsilon_{ab} \equiv i\ell_B^{-2}\varepsilon_{ab}, \qquad (2)$$

bu yerda biz $\ell_B \equiv \frac{1}{\sqrt{eB}}$ uzunlikdagi magnitni tanlab oldik. Ushbu kanonik kommutatsiya munosabati kinetik momentning tashkil etuvchilari o'rtasidagi noaniqlik munosabatiga olib keladi: bir vaqtning o'zida o'lchash kattaliklari π_x va π_y aniq bo'lishi mumkin emas, bu impuls maydonini "loyqa" qiladi. Xuddi shu narsa haqiqiy maydonga tegishli: Hisoblash mumkin bo'lgan koordinatalarni quyidagicha tanlab olsak

$$R^a \equiv r^a + \ell_B^2 \varepsilon^{ab} \pi_b, \qquad (3)$$

Ularning chegaraviy qiymatlarini

$[R^a, \pi_b] = 0, \quad [R^a, R^b] = -i\ell_B^2 \varepsilon^{ab}$ (4)

koordinatalarini $\xi^a \equiv -\ell_B^2 \varepsilon^{ab} \pi_b$ aniqlash qulay, shuning uchun holat operatoriga $r^a = R^a + \xi^a$ kattalik to'g'ri keladi. Bu aniq intuitiv talqinga ega: xuddi klassik masalada bo'lgani kabi, elektronlar markaz va radiusli siklotron orbitalarida harakat qiladi; markazning holati ahamiyatsiz (real fazoviy potensial bo'lmasa), shuning uchun R^a tenglamada Gamiltonianda ko'rinmaydi. Boshqa tomondan radius to'g'ridan-to'g'ri tezlikka va kinetik energiyaga bog'liq. Klassik muammodan farqli o'laroq, kvant mexanikasi ham yo'naltiruvchi markazni, ham siklotron koordinatalarini ℓ_B aniqlikda taxmin qiladi.

MUHOKAMA

Tenglamadagi Gamiltonian almashtirish orqali hal qilish mumkin

$\xi^x \mapsto \ell_B \frac{a-a^\dagger}{i\sqrt{2}}, \xi^y \mapsto \ell_B \frac{a+a\dagger}{\sqrt{2}}, R^x \mapsto \ell_B \frac{b+b\dagger}{\sqrt{2}}, R^y \mapsto \ell_B \frac{b-b\dagger}{i\sqrt{2}},$ (5)

bu yerda $a,\ a^\dagger$ va $b,\ b^\dagger$kanonik takrorlanuvchi o'zgaruvchilar bo'lib,$[a, a^\dagger] = [b, b^\dagger] = 1,\ \ [a, b] = \ [a, b^\dagger] = 0$ qiymatlarni qabul qiladi. Gamiltonian garmonik ossilatorga aylanadi,

$H_0 = \omega_c\left(a^\dagger a + \frac{1}{2}\right),$ (6)

bu yerda $\omega_c \equiv 1/m\ell_B^2 = eB/m$siklotron chastotasidir. Masalaning xususiy yechimi

$E_{N,k} = \omega_c(N + 1/2), |N, k\rangle \equiv \frac{(a^\dagger)^N (b\dagger)^k}{\sqrt{N!k!}} |0\rangle.$ (7)

ko'rinishda bo'lib, $E_{N,k}$ −energiya faqat N ga bog'liq; Shunday qilib, har bir energiya darajasi *makroskopik* degeneratsiyaga uchraydi. $\boldsymbol{k}$ to'lqin vektori orqali parametrlangan degeneratsiya natijasi asosan yo'naltiruvchi markazning barcha mumkin bo'lgan holatlaridan kelib chiqadi. Kommutatsion hisoblashlar natijasida $\mathcal{O}(\ell_B^2)$ har bir tarmoqlarda yo'naltiruvchi markaz fazosida kamaytirilmaydigan maydonni egallaydi, bu esa cheklangan tizimlarda degeneratsiyani cheklaydi. Cheklangan maydonga A vektor potensial hususiy qiymatga ega bo'lgandagina degeneratsiya mavjud

$g = \frac{A}{2\pi\ell_B^2} = \frac{AB}{2\pi/e} = \frac{\Phi}{\Phi_0} \equiv N_\varphi.$ (8)

Biz sistemani harakteristikasi bo'lgan magnit oqimini $\Phi = BA$ va magnit oqimining kvantini $\Phi_0 \equiv 2\pi/e$ kattaliklarni kiritdik. Zaryadlarning sochilishi sistema orqali o'tadigan magnit oqim kvantlari soni $N_\varphi$ga teng. Bu Dirakning yakkalangan kvantlash sharti tufayli juda kichik qiymatlari uchun butun son bo'lishi mumkin.

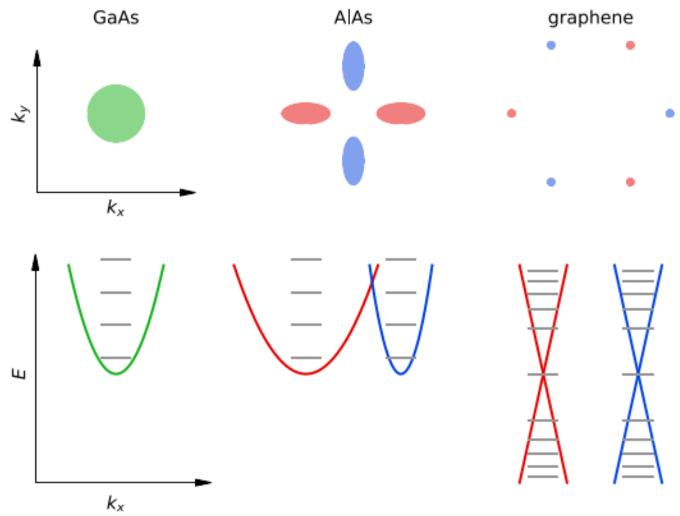
$N_\varphi$qatlamli zaryadsizlanish o'z fazosida tok tashuvchilarning energiyasi $E = \omega_c\left(N + \frac{1}{2}\right)$ ifoda bilan hisoblanib, bundagi N^* kattalikni *Landau darajasi* (Ld) deb aytiladi. Bu Hermit polinomlari nuqtai nazaridan yuqoridagi o'z holatlarini ifodalovchi orbitallar uchun aniq shakllarni yozish imkonini beradi . Biz, xususan eng past $|N, k\rangle$ Landau darajasiga (Ld) e'tibor qaratamiz: bu yerda $N = 0$

$\psi_{0,n}(x, y) = \frac{1}{\sqrt{\pi^{1/2}L}} e^{ik_n y} \exp\left(-\frac{1}{2\ell_B^2}(x - k_n\ell_B^2)^2\right), k_n = \frac{2\pi}{L} n.$ (9)

Yuqoridagi yechimni bir qator yarimo'tkazgichlarda qo'llash mumkin. Masalan GaAs , AlAs va grafen va boshqalar. Ular kvadratik dispersiyali xususiyatga ega yarimo'tkazgichlar bo'lib, izotropik Gamiltonianni qabul qildi, bu $2D$ galliy arsenid (GaAs) kvant chuqurlaridagi elektron gazlar uchun mos keladi. Bu yerda biz yana ikkita qiziqarli holatni ko'rib chiqamiz: alyuminiy arsenid ($AlAs$) ikkita anizotropik, kvadratik dispersiyali sohaga ega va grafen esa ikkita izotropik, lekin chiziqli dispersiyali tarmoqlarga egadir.

NATIJALAR

Bu materiallarning Fermi sathlari va dispersiyalari 1-rasmda tasvirlangan.



1-rasm: Fermi sathi (yuqori) va dispersiyasi (pastki) $GaAs, AlAs$ va grafenning sxemalari. Xuddi shu rangdagi fermi chuqurliklari o'zaro tugun kesishgan tarmoqlari bilan bog'liq; grafenning "fermi chuqurlari" nuqtalardir (vizual ravshanlik uchun kattalashtirilgan). Har bir dispersiya uchun Landau darajasidagi energiyalar kulrang gorizontal segmentlar bilan ifodalangan. Landau darajasi $AlAs$ va grafen ikki marta tarmoq ajralishiga ega. Grafenning Ld spektri zarracha - teshik simmetrik va nol energiyaga ega

Uning ikkita tarmog'ini kinetik energiya bilan quyidagicha tasvirlash mumkin

$$H_{0,i} = \frac{1}{2m}\left(\alpha_i p_x^2 + \alpha_i^{-1} p_y^2\right), \qquad (10)$$

bu yerda $i = \pm$ energetik sohalarni belgilab beradi va α_i har bir sohaning anizotropiyasini harakterlaydi. $AlAs$ simmetriyasi buni belgilaydi $\alpha + = \alpha_-^{-1}$, $\alpha + \approx 2.3$ (ya'ni massa anizotropiyasi $m_{yy,+}/m_{xx,+} = \alpha_+^2 \approx 5.5$). Yuqori magnit maydonda GaAs (izotrop) Landau darajalari asosida Gamiltonian tenglamasini qo'llash mumkin va xususiy yechimni hal qilish mumkin. Buning o'rniga "hajmiy kichraygan energiya" ni aniqlash osonroq va tushunarliroqdir.

$$a_\alpha \equiv \frac{\alpha^{1/2}\pi_x + i\alpha^{-1/2}\pi_y}{\sqrt{2}\ell_B}, \quad a_\alpha^\dagger \equiv \frac{\alpha^{1/2}\pi_x - i\alpha^{-1/2}\pi_y}{\sqrt{2}\ell_B}, \qquad (11)$$

Har biri bozonik $\alpha > 0$ uchun kommutatsiya munosabatini qanoatlantiradi(10). α har bir soha hosili uchun mos qiymat bilan

$$H_0, i = \omega_c\left(a_{\alpha_i}^\dagger a_{\alpha_i} + \frac{1}{2}\right), \qquad (12)$$

$E_N = \omega_c(N + 1/2)$ energiyasi bir xil spektrga ega. $GaAs$ning energetik tarmoqlardagi o'z holatlari $i = \pm$ chiziqli almashtirish $(x, y) \mapsto \left(\alpha_i^{\frac{1}{2}}x, \alpha_i^{-\frac{1}{2}}y\right)$ belgilash bilan bog'langan. E'tibor bering, bu yerda ω_c siklotron chastotasi har ikkala soha uchun bir xil bo'lgan massalarning $\omega_c = eB(m_{xx}m_{yy})^{-1/2}$ o'rtacha geometrik qiymati orqali aniqlanadi. Shunday qilib, har bir Landau energiyasi E_N"tarmoq tenglikspini" tufayli $i = \pm$ ikki karrali aynigan bo'ladi.

Brillouen zonasida ajratilgan nuqtalarda past - energiya dispersiyasi chiziqli bo'lib, relativistik zarrachaning massasiz dispersiyasiga o'xshaydi: $\mathcal{E} \sim \pm v|\delta k|$, bu yerda v Fermi zarralarining tezligi. Dirak nuqtalari olti burchakli Brillouen zonasining oltita uchida joylashgan; ulardan ikkitasi K va K', o'zaro panjara tarmoqlarida ekvivalent emas. Hozircha shunday bir Dirak nuqtasiga e'tibor qarataylik, aytaylik K kichik momentlarda dispersiyani chiziqli qilish mumkin bo'lsin

$$H_{0,}K = v\boldsymbol{p} \cdot \boldsymbol{\sigma} = v\begin{pmatrix} 0 & p_x - ip_y \\ p_x + ip_y & 0 \end{pmatrix}, \qquad (13)$$

bu yerda ichki indeks pastki panjara psevdospinini ifodalaydi $\boldsymbol{\sigma}$ va v lar esa Fermi tezligidir. Perpendikulyar magnit maydonni vujudga keltirish va (12) tenglamadan foydalanish quyidagi natijaga olib keladi

$$H_{0,}K = \sqrt{2}\frac{v}{\ell_B}(a\sigma^+ + a^\dagger\sigma^-), \qquad (14)$$

ularning xos qiymatlari oson topiladi, masalan, kvadrat H diagonal ekanligini kuzatish orqali. Biri zarracha –ikkinchisi esa teshik simmetrik spektrini oladi,

$$E_n = \frac{v}{\ell_B}\sqrt{2|n|}sign(n), \qquad (15)$$

bunda ℓ_B –musbat va manfiy cheksizlikgacha cho'zilgan o'z qiymatlari bilan hisoblanadi, aniq zarracha esa - teshik simmetriyasi bilan (katta manfiy energiya dispersiyani chiziqli qilish juda muhimdir) o'z hususiyatida qoladi. K va K' ikkala energetik sohani ham hisobga olish uchun, biz qo'shimcha τ ikkilangan spinni e'tiborga olish kerak. Keyin Gamiltonianni umumiy holda quyidagicha tavsiflash mumkin

$$H_0 = v(p_x\sigma^x\tau^0 + p_y\sigma^y\tau^z), \qquad (16)$$

H_0 –bu ikki tarmoqning qarama-qarshi shaffofmasligini hisobga oladi. Natijada ikki marta sochilishga uchraydi.

XULOSA

Boshqacha aytganda, Briullen zonasiga ta'sir qilgandan so'ng, tarmoq va pastki panjara psevdospinlari bittaga birlashadi. Tarmoqlararo tarqalish, $\propto \tau^x va\, \tau^y$ –masalan, tartibsizlik tufayli yuzaga keladigan diagonaldan tashqari kattaliklarni kiritadi.

ADABIYOTLAR RO'YXATI:

1. Baxromovich A. B., Alijon o'g'li M. A. YARIMO'TKAZGICH ASOSIDAGI TURLI STRUKTURALI NANOTRUBKALAR Muminov Islomjon Arabboyevich. – 2022.

2. Ахмедов Б., Муминов И., Ҳомиджонов Д. УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА ДЛЯ ДВУМЕРНОГО ВОЛНОВОГО ВЕКТОРА //InterConf. – 2021.

3. Akhmedov B. B., Rozikov J. Y., Muminov I. A. MATERIAL'S ELECTRONIC STRUCTURE //Zbiór artykułów naukowych recenzowanych. – С. 78.

4. Akhmedov B. et al. ABOUT WAVEFUNCTIONS IN LOW-DIMENSIONAL

SEMICONDUCTORS //Central Asian Problems of Modern Science and Education. – 2018. – Т. 3. – №. 4. – С. 51-57.

5. Muminov I. A. et al. HETEROSTRUCTURES OF ANTIMONIDE-BASED SEMICONDUCTORS //Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences. – 2021. – Т. 1. – №. 11. – С. 952-959.

6. Muminov I. A., Axmedov B. B., Sobirov U. B. N. O. G. L. TURLI SIMMETRIYAGA EGA BO'LGAN QATTIQ JISMLAR KRISTALL PANJARASI //Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences. – 2022. – Т. 2. – №. 4. – С. 541-546.

7. Баходир Бахромович Ахмедов, Исломжон Араббоевич Муминов, Хусанбой Анваржон Угли Хошимов// Размерное Квантование В Потенциальной Яме Прямоугольной Формы 2022/4