QATTIQ JISM MASALALARIDA KRONING - PENNI MODELI

Xalmatov Alisher Ilhomjonovich
Namangan muhandislik-texnologiya instituti
Baratov Xatamjon Mahmudjon o'g'li
Namangan muhandislik-texnologiya instituti
Nabiyev Shukurjon Mirmuxsin o'g'li
Namangan muhandislik-texnologiya instituti

Qattiq jismlar fizikasidan ma’lumki, lokallashgan holatlar kristalladgi nol o’lchamli (nuqtaviy nuqson), bir o’lchamli (dislokatsiyalar) va ikki o’lchamli (sirt holatlari) noideal davriy buzilishlar hisobiga bo’lishi mumkin. Bunday masalalarni hal etishdan avval tok tashuvchi zarrachalarga de-Broyl’ to’lqini xususiyatini kasb etib, uch o’lchamli davriy kristallning zonaviy nazariyasi bilan tanishamiz. Masalani sodda hal etish maqsadida bir o’lchamli kristallni z o’qi bo’ylab joylashgan to’g’ri burchakli potentsial bar’erlar to’plami sifatida qaraymiz.Kristallning bunday modelini Kronig–Penni modeli deb ham ataladi. Bunda elektron V_0 energiyaviy chuqurlikli va kengligi b bo’lgan potentsial o’rachada harakatlanadi, uning z o’qi bo’ylab xarakatiga qalinlikli potentsial devor to’sqinlik qiladi deb faraz qilamiz. Bu esa, tabiiyki, ideal kristallni bir-biridan aniq masofada qochiriq joylashgan potentsial o’rachalar majmuasidan iborat deb faraz qilish imkonini beradi.

Birorta (nolinchi) potentsial o’rachadagi elektronning harakatini ko’raylik

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + 2m_0 \hbar^{-2}\left(E - V(z)\right)\psi = 0 \tag{1}$$

Bunda m_0 - erkin elektron massasi, Ye □uning kinetik energiyasi, V(z) - kristallning davriy potentsial maydoni: V(z)=V(z+c)=V(z+2c)=... =V(z+nc)(c=a+b),n □ o’rachaning tartibi, $\psi(z)$-elektronning statsionar to’lqin funktsiyasi. Blox funktsiyasi

$$\psi(z) = \exp(ik_z z)U(z) \tag{2}$$

ko’rinishda izlaymiz, U(z)U(z+nc) - Shredinger tenglamasining yechimimni (2) ko’rinishda fizik nuqtai nazardan tabiiy hol sababi elektronning harakatini tavsiflovchi tekis yuguruvchi to’lqin $\exp(ik_z z)$ va davri s=a+b ga teng bo’lgan V(z) davriy maydondagi $\hbar k_z = P_2$ impul’sli elektronning U(z) davriy funktsiyalari ko’paytmasidan iborat. Masalaning mohiyatini $0 \le E \le V_0$. To’siqning ichida ($-a \le z \le 0$) Shredinger tenglamasining ko’rinishi (2) ni (1) ga qo’yib.

$$\left(\partial^2 U_n^+ / \partial x^2\right) + 2ik_z \frac{\partial U_n^+}{\partial k_z} - \left(a^2 + k_z^2\right)U_n^+ = 0 \tag{3}$$

ekani topiladi. Bunda $\alpha = \left(2m_0 E\hbar^{-2}\right)^{1/2}$

Potentsial o’rachada elektron ($0 \le z \le b$) uchun Shredinger tenglamasi ko’rinishda tanlanib, α $i\beta$ bilan $\beta = \left(2m_0(-E + V_0)\right)^{1/2}/\hbar$ almashtiirilishi kerak, ya’ni

$$\left(\partial^2 U_n^- / \partial x^2\right) + 2ik_z\left(\partial U_n^- / \partial x\right) - \left(\beta^2 + k_z^2\right)U_n^- = 0 \tag{4}$$

U holda n□nchi potentsial o’rachadagi elektron uchun Blox funktsiyaisini

$$U_n^+(z) = A_n e^{i(\alpha - k_z)} + B_n e^{-i(\alpha + k_z)z} \tag{5}$$

ko'rinishda, n□nchi potentsial devor ichida esa

$$U_n^-(z) = C_n e^{-iz(i\beta+k_z)} + D_n e^{-(\beta+ik_z)z} \quad (6)$$

ko'rinishda izlaymiz. Demak, n□nchi potentsial o'rachada elektronning to'lqin funktsiyaisi

$$\psi_n^+(z) = e^{iaz} A_n + B_n e^{-iaz} \quad (5)$$

n□nchi potentsial devor ichida esa

$$\psi_n^-(z) = C_n e^{iaz} + D_n e^{-\beta z} \quad (6)$$

ko'rinishda bo'ladi.

Blox funktsiyasining davriylik shartidan

$$\begin{aligned} A_n &= A_0 \exp[-i(a-k_z)nc], \\ B_n &= B_0 \exp[i(a+k_z)nc], \\ C_n &= C_0 \exp[-(\beta-ik_z)nc], \\ D_n &= D_0 \exp[(\beta+ik_z)nc] \end{aligned} \quad (7)$$

munosabatga ega bo'lamiz. (7) dan ko'rinayaptiki, noma'lum hadlarning soni to'rttagacha (A_0,V_0,S_0,D_0) kamaydi.

Elektronlar oqimining qo'shni potentsial to'siq va o'racha uchun ayniyligi to'lqin funktsiyalar va ular hosilalarining potentsial to'siq sirti (a=0, b)da o'zaro tengligi kelib chiqadi.

U holda

$$\begin{aligned} &A_0 + B_0 = C_0 + D_0, \\ &i(a-k_z)A_0 - i(a+k_z)B_0 = (\beta - ik_z)C_0 + (\beta + k_z i)D_0, \end{aligned} \quad (8)$$

$$A_0 e^{i(k_z-a)} + B_0 e^{-i(a+k_z)b} = C_0 e^{-(\beta-ik_z)a} + D_0 e^{(\beta+ik_z)a},$$

$$i(a-k_z)A_0 e^{i(a-k_z)b} + i(-a-k_z)B_0 e^{-i(a+k_z)b} =$$

$$= (\beta - ik_z)C_0 e^{-(\beta-ik_z)a} + (-\beta - ik_z)D_0 e^{(\beta-ik_z)a}$$

Bunda chegaraviy shartlarni (6) ga nisbatan yozib, oraliq hisoblashlarda (7) munosabatlarni e'tiborga oldik. A_0,V_0,S_0,D_0 larning haqiqiy qiymatlarga ega bo'lishi uchun ularning old koeffitsientlaridan hosil qilingan aniqlovchi nolga teng bo'lishi kerak.

Bu holdan

$$ch\beta a \ \cos a\beta + [(\beta^2 - a^2)/(2a\beta)] sh\beta a \sin \beta a \ \sin a\beta = \cos k_z C \quad (9)$$

(9)da α va β kattaliklarning Ye orqali ifodalangan ko'rinishlarining qayd etsak, Ye ni $k_z$ning funktsiyasi ko'rinishda topish mumkin. $k_z z$ haqiqiy qiymatli parametr. SHu sababdan $-1 \le \cos k_z z \le 1$ bo'lganligi uchun

$$-1 \le ch\beta a \cos ab + (\beta^2 - a^2) sh\beta a \sin ab / 2a\beta \le 1$$

kelib chiqadi. (9) munosabatda ko'rinayaptiki, tenglikning har ikkala tarafidagi funktsiyalar zning ostsillatsiyalanuvchi funktsiyalaridan iborat. Faqat shunga e'tibor bermoq kerakki, chap tomondagi funktsiya nodavriy funktsiya bo'lib, u miqdoran +1dan katta, -1dan kichik qiymatlar qabul qilish mumkin. SHu boisdan Yening ikki qiymat sohalari mavjudligi kelib chiqadi:

1-*soha*. Yening (9)ni qnoatlantiruvchi sohasi. Bunday energiyaviy soha *ruhsat etilgan energiyaviy soha* deb yuritiladi.

2□*soha* Yening (9)ni qanoatlantirmovchi sohasi. Yening bunday sohasi *man qilingan (taqiqlangan) energiyaviy soha* deb britiladi.

SHunday qilib kristallni davriy to'g'ri burchakli potentsial o'rachalar to'plami sifatida qarovchi modelida kristalldagi erkin elektronlar ruhsat etilgan va taqiqlangan energiyaviy sohalarda bo'lishi mumkin. Odatdagi elektronlar ruxsat etilgan energiyaviy sohalardagina bo'ladi.

Yuqorida $E < V_0$ deb hisobladik. Agar aksincha, yahni $E > V_0$ bo'lsa, u holda β mavhum qiymatli bo'ladi: $\beta = i\gamma = i[2m_0(V_0 - E)]^{1/2}/\hbar$. Bunda $chiak_z = \cos ak_z$, $shiak_z = i\sin ak_z$ ekanini e'tiborga olib, energiyaning qiymat qabul qilish mumkin bo'lgan sohasi sharti

$$-1 \leq \cos\gamma a \cos ab - \frac{\gamma^2 + a^2}{2a\gamma} \sin\gamma a \sin ab \leq 1$$

ko'rinishga o'zgaradi (tabiiyki, bunda $sh\beta a/\beta = \sin\gamma a/\gamma$ bo'lib munosabatga $\beta \to i\gamma$ almashtirish ta'sir etmaydi). Xullas $E > V_0$ hol uchun yuqorida bildirilgan fikrlar o'rinlidir.

Ta'qiqlangan energiyaviy sohaning fizik mohiyatini tushunish uchun $\hbar a$ - elektronlarning impul'si kabi, Ye energiyasiga bog'liqdir. Hisoblashlar ko'rsatadiki, $a = \hbar\pi/(a+b)$ qiymatlarda energiyaning ta'qiqlangan sohasi boshlanadi. Bu tenglik a+b=λ uchun $\lambda = n\pi/a$ ko'rinishga kelib, Vul'f Bregg shartining aynan o'zi bo'lib qoladi. Bundan elektronni $\lambda = 2\pi/a$ uzunlikli to'lqin deb qaralsa, u holda energiyaning ta'qiqlangan sohasining boshlanishida bunday to'lqinning to'la ichki (Vul'f - Bregg) qaytishi boshlanadi, yahni potentsial to'siqdan to'la sochilish elektron oqimini to'la to'sadi demakdir.

ADABIYOTLAR

1. Krasil'nik Z. F. Nanostrukturы dlya nanofotoniki // Izvestiya RAN. Seriya fizicheskaya.-2003.-T. 67,-N 2.-S. 152-154.
2. Dvurechenskiy A. V., Yakimov A. I. Kvantovыe tochki Ge v MDP-i fototranzistornыx strukturax // Izvestiya RAN. Seriya fizicheskaya.-2003.-T. 67,-N 2.-S. 166-169
3. Bastard G. Wave mechanics applied to semiconductors heterostructures, Le Ulis Ed. De Phys.,-1988,-360 p.
4. Эсаки Л. Молекулярно-лучевая эпитаксия и развитие технологии полупроводниковых сверхрешеток и структур с квантовыми ямами.-В кн: Молекулярно-лучевая эпитаксия и гетероструктуры.: Пер. с англ. /Под ред. Л. Ченга, К Плога.-М.: Мир,-1989.-с. 7 – 36.