

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ, НАУКИ И
ИННОВАЦИЙ РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН

ФЕРГАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

ЮЖНО-КАЗАХСТАНСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.АУЭЗОВА

ФЕРГАНСКИЙ МЕДИЦИНСКИЙ ИНСТИТУТ ОБЩЕСТВЕННОГО
ЗДРАВООХРАНЕНИЕ

МАТЕРИАЛЫ

Международной научной конференции

**“ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ
СРЕД”**

Фергана, 24-май, 2024 год.

qalinligi 15/15 yarim-kataklar soniga mos kelganda bipolaronlar ideal gazi BEK harorati T_{BEC} 8.03 K ga teng ekanligini ko'rsatmoqda. Tajribada LSCO/GCO O'P uchun O'O' KH $T_{c,on}=18$ K ekanligi topilgan, ammo, LSCO/GCO O'P O'O' KH $T_{c,0}$ keltirilmagan [1]. LSCO/GCO O'P da O'O' holatiga o'tishning harorat kengligi xuddi LSCO/SCO dagidek bo'lsa, $T_{c,0} = T_{c,on} - \Delta T_c = 18K - 8.5K = 9.5K$ ekanligini topamiz. Demak, biz topgan nazariy natija tajriba natijasiga qanoatlilarli darajada yaqin.

Xulosa qilib, kengaytirilgan Holstein modeli va bipolaronlar O'O' ligi negizida LSCO asosli O'P lar yuqori haroratli O'O' ligini tushuntirish mumkin ekanligini takidlash mumkin.

Adabiyotlar

1. H. Tabata et al., Appl. Phys. Lett. **58**, 1444 (1991).
2. H. Tabata et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 2633 (1993).
3. O. Yuli et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 057005 (2008).
4. K. Sen et al., Phys. Rev. B **95**, 214506 (2017).
5. A. Bussmann-Holder et al., Eur. Phys. Lett. **101**, 47004 (2013).
6. P. G. de Gennes, Rev. Mod. Phys. **36**, 225 (1964).
7. N. R. Werthamer, Phys. Rev. **132**, 2440 (1963).
8. J. Bardeen et al., Phys. Rev. **106**, 162 (1957); **108**, 1175 (1957).
9. I. Božović, Proc. of 7th ICSM, Oct 21-27, Milas-Bodrum Turkey, 2021, p. 2.
10. B. Yavidov, D. Khajibaev, J. Low Temp. Phys. **213**, 291 (2023).
11. M. Abrecht et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 057002 (2003)

ELEKTRONLARNING ENERGIYA SPEKTRINI KRONING VA PENNI USULI YORDAMIDA HISOBLASH

Rasulov Voxob Rustamovich, Axmedov Baxodir Baxromovich, Muminov

Islomjon Arabboyevich

Farg'ona davlat universiteti,

ima220790@mail.com

Annotatsiya. Ushbu maqolada kristallardagi elektronlarning davriy potensial maydonda harakati Shryodinger tenglamasi yordamida tahlil qilingan. Elektronlarning energiya spektrini aniqlash uchun Kroning va Penni metodidan foydalanilgan. Bu metod bo'yicha kristall panjaradagi atomlar to'g'ri burchakli

potensial chuqur va baryerlar bilan ifodalanadi. Elektronlar faqat ruxsat etilgan energetik zonalarda mavjud bo‘lib, taqiqlangan zonalar orqali o‘ta olmaydi. Shuningdek, energetik zonalar va taqiqlangan zonalar orasidagi bog‘lanishlar ko‘rib chiqilgan.

Kalit so‘zlar: kristall, davriy potensial maydon, energetik zonalar, taqiqlangan zonalar, elektron energiyasi, potensial chuqur, potensial baryer.

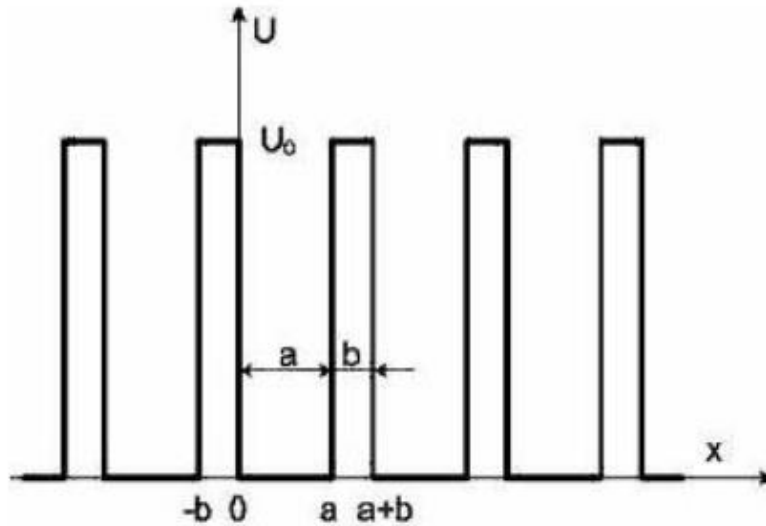
Kristallardagi elektronlar deyarli erkin elektronlar bo‘lib, ular davriy potensial maydonda xarakat qiladi, deb qaraylik. U xolda qattiq jismlardagi elektronlarning xarakati Shryodinger tenglamasi orqali ifodalanadi. Bir o‘lchovli fazoda bu tenglama quyidagicha yoziladi:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2}(\varepsilon - U)\psi = 0 \quad (1)$$

bunda ψ –elektronning kristallardagi to‘lqin funksiyasi, ε –elektronlar energiyasi, U –elektronlarning davriy maydonda olgan potensial energiyasi. Bu tenglamani umumiy xolda integrallash mumkin emas. Shuning uchun soddalashtirilgan usul bilan yechamiz.

Bizning asosiy maqsadimiz elektron energiyasining xususiy qiymatini aniqlashdan iboratdir. Buning uchun kristallardagi xar bir atom, Kroning va Penni metodiga asosan kengligi a bo‘lgan to‘g‘ri burchak potensial chuqurni xosil qiladi deb qarab, elektronning shu chuqurlikda potensial energiyasi $U = 0$ deb olamiz. Atomlar esa bir-birlari bilan kengligi b bo‘lgan to‘g‘ri burchakli potensial baryer U_0 bilan ajralgan, deb qaraymiz (1-rasm). U xolda (1) tenglama potensial baryer uchun

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} - \frac{8\pi^2m}{h^2}(U_0 - \varepsilon)\psi = 0 \quad (2)$$



1- rasm. To‘g‘ri burchakli potentsial to‘siq (baryer)

ko‘rinishni, potentsial chuqurlik uchun

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2}\varepsilon\psi = 0 \quad (3)$$

ko‘rinishni oladi. (2) va (3) tenglamalarni quyidagi sodda shaklga keltirib yozamiz:

$$\psi_1'' - x^2\psi_1 = 0, \text{ bunda } x = \sqrt{\frac{8\pi^2m}{h^2}(U_0 - \varepsilon)}$$

$$\psi_2'' + k^2\psi_2 = 0, \text{ bunda } k = \sqrt{\frac{8\pi^2m}{h^2}\varepsilon} \quad (3)$$

bu tenglamalarning yechimini quyidagi ko‘rinishda izlaymiz:

$$\psi_1(x) = A_1 \text{sh } kx + B_1 \text{ch } kx; \quad -b \leq x \leq 0,$$

$$\psi_2(x) = A_2 \sin kx + B_2 \cos kx; \quad 0 \leq x \leq a$$

$$\psi_3(x) = A_3 \text{sh } kx + B_3 \text{ch } kx; \quad a \leq x \leq b$$

bunda A_1, A_2, A_3, B_1, B_2 va B_3 lar o‘zgarmas sonlar. Bularni aniqlash uchun to‘lqin funksiyaning uzluksizlik shartidan foydalanamiz:

$$\begin{aligned} \psi_1(0) &= \psi_2(0); & \psi_1'(0) &= \psi_2'(0) \\ \psi_2(a) &= \psi_3(a); & \psi_2'(a) &= \psi_3'(a) \end{aligned} \quad (4)$$

Kristallarda atomlar tartibli joylashgan bo‘lganligi sababli, elektronlarning kristall panjaradagi to‘lqin funksiyasi davriy bo‘lib, davri panjaraning davriga teng bo‘ladi. Shuning uchun elektronlarning kristall panjaraning davriga teng bo‘lgan masofadagi nuqtalarda bo‘lish ehtimolliklari bir-birlariga teng bo‘ladi, ya’ni

$$|\psi(x)|^2 = |\psi(x - nc)|^2$$

yoki xususiy xolda $|\psi_3(x)|^2 = |\psi_1(x-c)|^2$ bo'ladi. Bundan ko'rinadiki, $\psi_3(x)$ $a \leq x \leq c$ intervalda $-b \leq x \leq 0$ intervaldagi $\psi_1(x)$ funksiyadan ko'paytuvchi $e^{i\varphi}$ bilan farqlanishi mumkin, ya'ni

$$\psi_3(x) = e^{i\varphi}[A_1 \text{sh } x(x-c) + B_1 \text{ch } x(x-c)]. \quad (5)$$

Chegaraviy shartlar (4) va (5) dan foydalansak, A_1, A_2, B_1 va B_2 lar uchun quyidagi tenglamalar sistemasini olamiz:

$$\begin{cases} B_1 - B_2 = 0, \\ \chi A_1 - kA_2 = 0, \\ \chi A_1 e^{i\varphi} \text{ch } \chi b - B_1 \chi e^{i\varphi} \text{sh } \chi b - A_2 k \cos ka + B_2 k \sin ka = 0 \\ -A_1 e^{i\varphi} \text{sh } \chi b + B_1 e^{i\varphi} \text{ch } \chi b - A_2 \sin ka - B_2 k \cos ka = 0 \end{cases} \quad (6)$$

Biz bunda $c = a + b$ dan foydalandik. Bu tenglamalar sistemasi noldan farqli yechimga ega bo'lishi uchun ulardan tuzilgan determinant nolga teng bo'lishi kerak, ya'ni

$$\Delta = \begin{vmatrix} 0 & 1 & 0 & -1 \\ x & 0 & -k & 0 \\ -e^{i\varphi} \text{sh } \chi b & e^{i\varphi} \text{ch } \chi k & -\sin ka & -\cos ka \\ x e^{i\varphi} \text{ch } \chi k & -x e^{i\varphi} \text{sh } \chi b & -k \cos ka & k \sin ka \end{vmatrix} = 0.$$

Determinantni xisoblab chiqsak,

$$\frac{\chi^2 - k^2}{2\chi k} \text{sh } \chi b \sin ka + \text{ch } \chi b \cos ka = \cos \varphi \quad (7)$$

tenglikni olamiz. Bu tenglik χ, k va φ orasidagi bog'lanishni beradi, ya'ni elektronning kristalldagi energiyasi ε bilan φ orasidagi munosabatni ko'rsatadi. Agar biz (7) ifodani ε ga nisbatan yechsak, elektronlarning spektrini aniqlagan bo'lamiz. ε bizga ma'lum bo'lsa ψ ni topa olamiz. Buning uchun (7) ni soddalashtiraylik. $U_0 \rightarrow \infty; b \rightarrow 0$ deb $U_0 b \rightarrow \text{const}$ qilib olamiz. Boshqacha qilib aytganda, potensial baryerning balandligi cheksizga intiladi, lekin uning yuzasi o'zgarmay qoladi deb qaraymiz. U xolda limitga o'tsak:

$$\lim_{\substack{U_0 \rightarrow \infty \\ b \rightarrow 0}} \frac{\chi^2 - k^2}{2\chi k} \text{sh } \chi b = \frac{4\pi^2 m}{h^2 k} U_0 b \quad (8)$$

$$\lim_{b \rightarrow 0} \chi^b = 1$$

(7) va (8) ifodalardan

$$\frac{P \sin ka}{ka} + \cos ka = \cos k'a \quad (9)$$

ifodani olamiz. Bunda

$$P = \frac{4\pi^2 m U_0 b a}{h^2}$$

(9) tenglik ε ga nisbatan algebraik yechimga ega emas. Shuning uchun bu ifodani grafik usulda yechamiz. Ordinata o'qiga

$$\frac{P \sin ka}{ka} + \cos ka$$

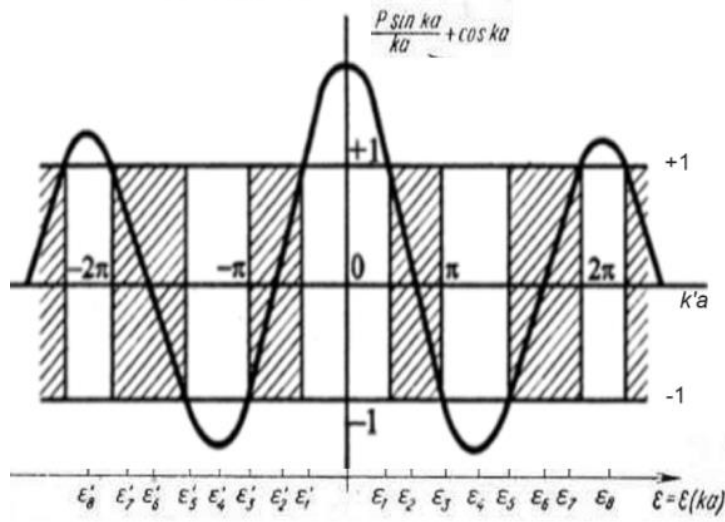
ni, absissa o'qiga ka qo'ysak, 2-rasmda ko'rsatilgan grafikni olamiz. (9) tenglikning o'ng tomonidagi $\cos k'a$ faqat $+1 \geq \cos k'a \geq -1$ qiymatlarnigina qabul qilganligi sababli, u kuchga ega bo'lishligi uchun tenglikning chap tomonidagi xadlar

$$P \frac{\sin ka}{ka} + \cos ka$$

xam $+1$ va -1 orasidagi qiymatlarni qabul qilishi kerak. $P \frac{\sin ka}{ka} + \cos ka$ ning absolyut qiymati $|\pm 1|$ dan katta bo'lishi xam mumkin, u xolda (9) tenglik kuchga ega bo'lmaydi. Kristalldagi elektronlarning energiyasi k orqali aniqlanganligi uchun ular ixtiyoriy energiya qiymatini qabul qilmasdan (9) tenglik kuchga ega bo'ladigan k ning qiymatiga mos kelgan energiyalarni qabul qilishi mumkin. 2-rasmda (9) tenglik kuchga ega bo'ladigan ka qiymatlari shtrixlar bilan ajratilgan. Ularga mos kelgan energiyalar:

$$\Delta \varepsilon'_1 = \varepsilon'_1 - \varepsilon'_2, \quad \Delta \varepsilon'_2 = \varepsilon'_3 - \varepsilon'_4, \dots$$

$$\Delta \varepsilon_1 = \varepsilon_2 - \varepsilon_1, \quad \Delta \varepsilon_2 = \varepsilon_4 - \varepsilon_3, \dots$$



2-*rasm. Kristall panjaradagi mumkin bo‘lgan energetik xolatlar.*

oraliqdagi qiymatlarni qabul qiladi. Bu oraliqlardagi energiya qiymatlari elektronlar uchun ruxsat etilgan qiymatlar bo‘lib hisoblanadi. Shuningdek,

$$\dots, \varepsilon_1 - \varepsilon'_1, \varepsilon'_2 - \varepsilon'_3, \dots, \varepsilon_3 - \varepsilon_2, \varepsilon_5 - \varepsilon_4, \dots$$

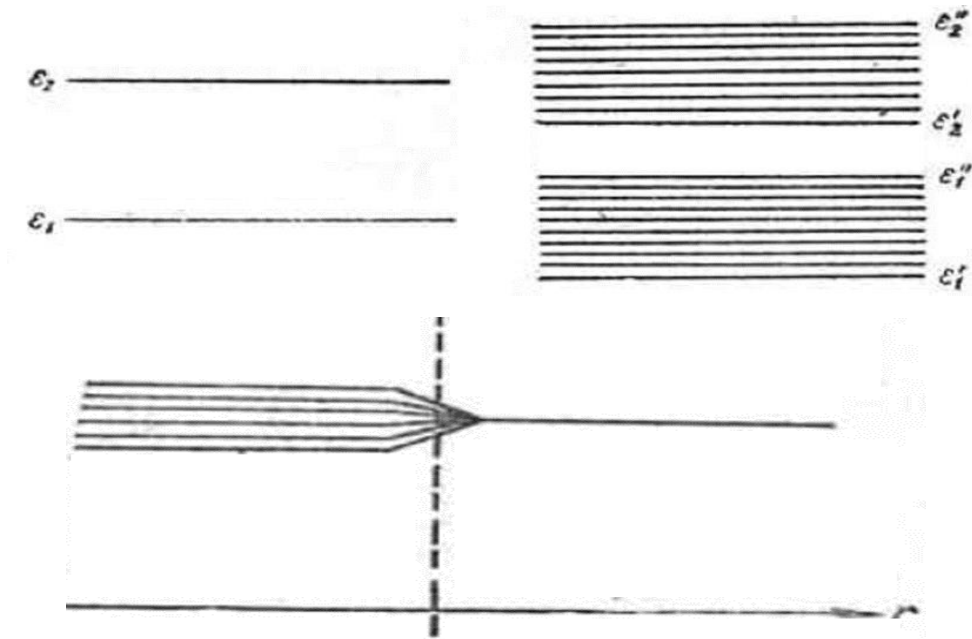
oraliqlardagi energiya qiymatlari elektronlar uchun man qilingan qiymatlardir. Ya'ni bu oraliqdagi energiyalarni elektronlar qabul qila olmaydi. Yuqorida aytilganlardan ko‘rinib turibdiki, kristallarda elektronlarning energetik satxlari, energetik zonalarga ajralar ekan. Bu energetik zonalar esa taqiqlangan zonalar bilan ajratilgan bo‘lar ekan. Elektronlar energiyasining xususiy qiymatlarini (9) ifodadan topsak, ularning xususiy funksiyalarini ham aniqlay olamiz.

(9) da $P = \infty$ bo‘lsa, $\sin ka = 0$ bo‘ladi. Bundan $k = n \frac{\pi}{a}$ qiymatlarni qabul qila oladi, yoki

$$E = \frac{n^2 h^2}{8a^2 m}; \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

bo‘lib izolyatsiyalangan atomdagi elektronlarning spektrini olamiz. P - chekli aniq qiymatni qabul qilsa, yuqorida ko‘rilganidek energetik zonalarni olamiz (3- rasm). Elektronlar bitta energetik zonadan ikkinchi energetik zonaga o‘tishi uchun kamida taqiqlangan zona kengligiga teng bo‘lgan energiyani yutishi yoki chiqarishi kerak, aks xolda, elektron zonadan zonaga o‘ta olmaydi. Ruxsat etilgan zonada elektron bir

energetik satxidan ikkinchi energetik satxga energiyasi $10^{-22} eV$ ga o'zgarishi bilan o'ta oladi.



3- rasm. Kristallarda energetik zonalarning xosil bo'lishi.

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati

1. Kittel, C. Introduction to Solid State Physics. 8th ed. Wiley, 2005.
2. Ashcroft, N.W., Mermin, N.D. Solid State Physics. Harcourt College Publishers, 1976.
3. Kronig, R. de L., Penney, W.G. Quantum Mechanics of Electrons in Crystal Lattices. Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. 1931, Vol. 130, pp. 499-513.
4. Blatt, F.J. Physics of Electronic Conduction in Solids. McGraw-Hill, 1968.
5. Ziman, J.M. Principles of the Theory of Solids. 2nd ed. Cambridge University Press, 1972.
6. Rozikov, J., Akhmedov, B., Muminov, I., & Ruziboev, V. (2019). DIMENSIONALLY QUANTIZED SEMICONDUCTOR STRUCTURES. Scientific and Technical Journal of Namangan Institute of Engineering and Technology, 1(6), 58-63.
7. Rustamovich, R. V., Yavkachovich, R. R., Forrux, K., & Arabboyevich, M. I. (2021). THEORETICAL ANALYSIS OF MULTIPHOTON INTERBAND ABSORPTION OF POLARIZED LIGHT IN CRYSTALS WITH A COMPLEX ZONE (PART 1). European science review, (3-4), 48-51.
8. Muminov, I. A., & Muminova, M. (2023). QATTIQ JISMLARNING KRISTALL PANJARALARI. Oriental renaissance: Innovative, educational, natural and social sciences, 3(3), 1314-1317.
9. Arabboyevich, M. I., & Nabijon o'g, S. U. B. (2022). QATTIQ JISM KRISTALLARINI O'STIRISH NAZARIYASI. Scientific Impulse, 1(3), 696-698.
10. Расулов, Р. Я., Расулов, В. Р., Ахмедов, Б. Б., & Муминов, И. А. (2022). Межзонный двухфотонный линейно-циркулярный дихроизм в узкозонных полупроводниках. «Узбекский физический журнал», 24(1), 19-26.
11. Arabboyevich, M. I., & Alijon o'g'li, M. A. (2023). IDEAL GAZLARDA KVANT

STATISTIKASI TAHLILI. PEDAGOGICAL SCIENCES AND TEACHING METHODS, 2(20), 235-237.

12. Yavkachovich, R. R., Umidaxon, R., Adhamovna, M. M., Arabboyevich, N. I., & Arabboyevich, M. I. (2019). To the theory of current-voltage characteristics of the three-layer structure of semiconductors in diode switching. *European science review*, (11-12), 74-76.

13. Rasulov, V. R., Mo'minov, I. M., & Maqsdova, G. N. (2023). Phenomenological Analysis of the Current of the Single-Photon Polarization Photovoltaic Effect. *Best Journal of Innovation in Science, Research and Development*, 2(5), 40-44.

14. Arabboyevich, M. I., Nasiriddinova, M. G., & Muxlisaxon, T. L. (2023, November). CAPACITANCE VOLTAGE CHARACTERISTICS. In *Fergana state university conference* (pp. 105-108).

15. Arabboyevich, M. I., Muxlisaxon, T. L., & Gulhayo, K. (2023, November). KRISTALL PANJARALARNING TUZILISHI VA ELEKTROFIZIK XUSUSIYATLARI. In *Fergana state university conference* (pp. 38-38).

РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ И ПРИМЕСНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ ПРИ РАЗРАБОТКЕ ФОТОПРИЕМНИКОВ ДЛЯ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ ЯЧЕЙКИ

З. Хайдаров

Ферганский государственный университет, Узбекистан

E-mail адрес: zokir_nursuh@mail.ru

Аннотация. В настоящей работе приводятся результаты теоретических расчётов стационарного времени жизни и стационарной примесной фотопроводимости, а так же времени спада после выключения света в зависимости от положения уровня Ферми. Показана, что с возрастанием интенсивности света примесная фотопроводимость увеличивается во всех областях равновесной концентрации, причём при очень больших интенсивностях освещения примесная фотопроводимость стремится к предельному значению. Был отмечен характер изменения стационарного времени жизни при высоком уровне оптического возбуждения так, что она уменьшается в области слабого заполнения с увеличением интенсивности оптического возбуждения J . А так же из проделанных расчётов выходит, что время релаксации слабо зависит от интенсивности света.