

SILINDRIK KVANT IPDAGI ZARRACHALARNING ENERGETIK SPEKTRI VA TO'LQIN FUNKSIYASI

U.I, Azimov¹

Sh E.

Karshiboyev²

I.M.

Egamberdiyev³

J.T. Parmanov³

1,2,3 - O'zbekiston-Finlandiya Pedagogika Institut Samarqand, O'zbekiston.

Annotatsiya: O'lchamlik va tanlangan silindrik ipdagi zarrachaning energetik holatlarini va mos to'lqin funksiyalarini Shredinger tenglamasini chegaraviy shartlardan foydalangan holda yechish orqali aniqlangan.

Kalit so'zlar: Kvant ip, to'lqin funktsiya, de Broyl to'lqin uzunligi, o'lchamli effektlar, energetik spektr.

Энергетический спектр и волновые функции частиц в квантовой провоолокецилиндрической формы.

Аннотация: Определены уровни энергии и волновые функции частиц в квантовой проволоке цилиндрической формы решением уравнение Шредингера с использованием граничных условий.

Ключевые слова: Квантовая проволока, волновая функция, длина волны де Бройля, размерные эффекты, энергетический спектр.

The energy spectrum and wave function of are particles in a cylindrical quantum wire

Abstract: Determined energy levels and wave function of are particles in a cylindrical quantum wire solving Schrodinger equation using boundary condition.

Keywords: Quantum wire, wave function, de Broyl wavelength, size effects, energy spectrum.

KIRISH

Qattiq jisimli texnologiya yutuqlari yorug'likni yutmaydigan dielektrik (yoki yarim o'tkazgichli) matrisalarda o'stirilgan, radiusi $a \approx 1-10$ nm sferik

shakldagi yarimo'tkazuvchli kvant nuqtalaridan (KN) iborat kvazi nol o'lchamli nanostrukturalar olish imkonini berdi [1-10]. KN ning bunday chiziqli o'lchamlari elektron va kovaklarning debroyl to'lqin uzunliklari yoki ularning borov radiuslari bilan taqqoslaydigan darajada. Oxirgi holat ko'rsatadiki zaryad tashuvchilarning fazoviy o'lchamlari kvantlanishi bunday nanosistemalarda optik va elektrooptik jarayonlarida muhim rol o'ynaydi [8-16].

O'z hajmida kvant nuqtasi bo'lgan yarimo'tkazgich materialning energetik tirqishi dielektrik (yarimo'tkazgich) matrisanikiga qaraganda ancha kam bo'lgani sababli sferik shakldagi KN-dagi zaryad tashuvchilarning KN-ning hajmi orqali barcha uch yo'nalish bo'ylab chegaralangan (ya'ni zaryad tashuvchilar KN-ning uch o'lchamli sferik potensial chuqurlikda harakatlanadilar). Oxirgi holat ko'rsatadiki, KN dagi kvazi zarrachalar (elektron, kovak va eksiton) kvazi impul'sga ega bo'lishmaydilar. Shuning uchun KN-da faqatgina kvazi zarrachaning holatlari to'g'risida gapirish mumkin. Bundan keyin KN-dagi eksiton deganda kvazi-impulsga ega bo'lmagan eksiton holatini tushunamiz [11, 15, 16].

TADQIQOT METODOLOGIYASI

Bunday kvazinol o'lchamli nanostrukturalarnig optik va elektrik xossalari muhim miqdorda fazoviy cheklangan elektron-kovak (eksiton) ning energetik

Azimov U.I,

¹Toshkent Axborot

Texnologiyalar

Universiteti

Samarqand filiali

O'zbekiston.

Samarqand sh,

azimovuktam1403

1983@gmail.com

Karshiboyev Sh

E.,

²O'zbekiston-

Finlandiya

Pedagogika

Instituti

O'zbekiston.
Samarqand
Sh.,140100.
Spitamen shoh
ko'chasi 166-uy.
[shavkat.qarshiboyev
v.89@bk.ru](mailto:shavkat.qarshiboyev.89@bk.ru)

Egamberdiyev

I.M.

Mirzo Ulug'bek
nomidagi
Samarqand davlat
arxitektura-
qurilish
universiteti
Samarqand sh,
Lolazor ko'chasi
47-uy

[egamberdiyevism
0360@gmail.co
m](mailto:egamberdiyevism0360@gmail.com)

Parmanov.J.T.

Mirzo Ulug'bek
nomidagi
Samarqand davlat
arxitektura-
qurilish
universiteti
Samarqand sh,
Lolazor ko'chasi
47-uy

[egamberdiyevism
0360@gmail.co
m](mailto:egamberdiyevism0360@gmail.com)

spektri bilan aniqlanadi. KN-sidagi zaryad tashuvchilarning energetik spektri elektron (a_e) yoki kovak (a_k)lar bor radiuslaridan boshlanib, ulardan kichik bo'lgan barcha o'lchamlarda butunlay diskret bo'ladi [1-9]. Shuning uchun bunday KNlar "O'taatomlar" deyiladi [9]. Bunday sharoitlarda "KN-dielektrik matrisa" chegarasida sferik tekislik ta'siri KN-dagi elektron va kovaklarning energetik spektrlarini kvantlash sohasinig faqat fazoviy chegralanganligi bilan bog'langan[1-7] va yana zaryad tashuvchilarning KN-sining sirti bilan qutblantirivch o'zaro ta'sir orqali [11-16] o'lchamli kvantlanishiga olib kelishi mumkin.

KNdagi kvazizarrachalarning energetik spektrini hisoblashda ko'pgina nazariy modellarda, avtorlar hajmiy monokristallardagidek effektiv massa usulidan foydalanishgan[11-14]. Yarimo'tkazgichli KN-larini tushuntirishda effektiv massa usulidan foydalanish mumkinligi to'g'risidagi savol hozirgacha yechilmagan masala hisoblanadi [15-22.23].

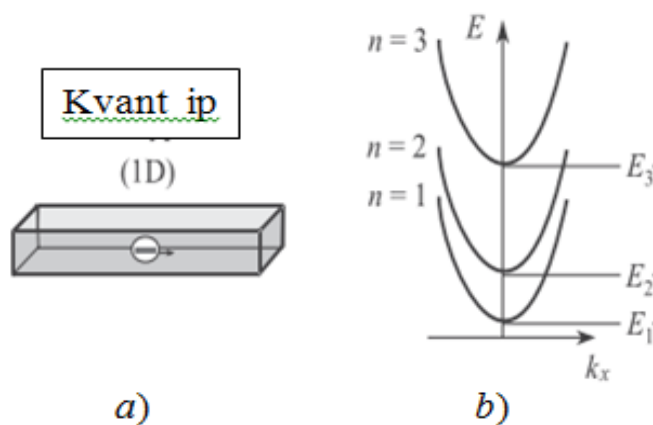
Ushbu [15] maqolada avtorlar yangi modifikasiyalashtirilgan effektiv massa usulini taklif etishgan. U yordamida radiusi $a = a_{ex}^0 (a_{ex}^0 - KN$ hajmida bo'lgan yarim-o'tkazgichli moddadagi eksitonning bor radiusi) KN ni cheksiz chuqurlikli potensiyal chuqurlik deb olingan model chegerasida radiusi a eksitonning bor radiusiga a_{ex}^0 yaqin bo'lgan KNsidagi eksiton holatini tushuntirish uchun eksitonning keltirilgan effektiv massasini KN radiusi α ning funksiyasi deb olib effektiv massa usulidan foydalanish mumkin ekanligi ko'rsatilgan.

Ushbu maqolada oraliq holatlar ikki o'lchovli eksitonlar bo'lgan holda, bitta kvant qudug'ida ikki fononli RSRS ko'rib chiqiladi. Ko'rsatilganki, kvant qudug'ida tarqalishda faqat bitta bilvosita o'tish mavjud bo'lib, bu quyma yarim o'tkazgichdagi shunga o'xshash sochilish bilan solishtirganda ikki fononli RSRSga eksitonlar hissasining sezilarli darajada oshishiga olib keladi.

Tarkibida ZnSe KN-si bo'lgan bor silikatli shisha namunasi optik xossalari [10] eksperimental ishda o'rganildi. Bu KN-larining o'rtacha radiusi $\bar{a} \approx 2 - 4.8nm$ chegarada bo'lib, ZnSe monokristallidagi eksitonning bor radiusi $a_{ex}^0 = 3.7nm$ ga yaqin. KN-larning kichik konsentrasiyalarida namunalarning optik xossalari bor silikatli shishasi matrisasidagi asosan yakka KN-lari optik xossalari bilan aniqlanganda yutilish spektri maksimumlari(piklari) siljishi va past temperaturali qisqa to'lqin uzunlikli sohasida(ZnSe – ning man etilgan zonasiga nisbatan) lyumines-sensiyasi kuzatildi. Ushbu [10.23] ishda ko'rsatilishicha, bu siljishlar yordamida, KN sferik yuzasi yaqinida joylashgan elektron va kovaklar energetik spektrlarining o'lchamli kvantlanishi bog'langan.

TAHLIL VA NATIJALAR

Kvant ip – bu bir o'lchamli (1D) ob'ektdir ($1a$ – rasm). Elektronlar harakati o'lchamlari mos ravishda a va b bo'lgan kesmalar bilan y va z o'qlari bo'ylab cheklangan va x o'qi bo'yicha, ya'ni ipning o'qi bo'ylab erkin harakat qiladi.



1 – rasm. Ikki y va z yo‘nalishlarida davomiyligi cheklangan bir o‘lchamli (1D) past o‘lchamli ob‘ekt – kvant ip (a), elektron energiyasining kvazi to‘lqin vektori k_x ga bog‘liqligi grafigi (b).

Bunda elektronning energetik spektrini va to‘lqin funksiyasini aniqlash uchun Shredinger tenglamasi umumiy holda quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi(x, y, z) + U(y, z) \psi(x, y, z) = E \psi(x, y, z) \quad (1)$$

Agar kvant ip ko‘ndalang kesim yuzi radiusi R aylanadan iborat bo‘lgan silindr shaklida bo‘lsa, silindrik koordinatalar sistemasida, ya‘ni $x = x, y = r \sin \varphi,$

$z = r \cos \varphi, \tan \varphi = y / z, r = \sqrt{y^2 + z^2} = |\vec{r}|, \vec{r} = (y, z)$ - ikki o‘lchamli radius –vektor Shredinger tenglamasi quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \psi(x, \vec{r}) - \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d^2}{d\varphi^2} + U(r) \right] \psi(x, \vec{r}) = E \psi(x, \vec{r}) \quad (2)$$

(2) tenglamaning yechimini quyidagi ko‘rinishda tasavvur qilish mumkin:

$$\psi(x, \vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{L_x}} e^{ik_x x} \psi(\vec{r}), \quad (3)$$

Bu erda $L_x - x$ o‘qi bo‘yicha normallovchi uzunlik.

(3) yechimni (2) tenglamaga qo‘ysak, elektronning energiyasi va to‘lqin funksiyasini aniqlash uchun quyidagi tenglamani olamiz:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{d}{dr} + \frac{1}{r^2} \frac{d^2}{d\varphi^2} + U(r) \right] \psi(\vec{r}) = E' \psi(\vec{r}), \quad (4)$$

bu yerda $E' = E - \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m} .$
(5)

$U(r)$ – ikki o‘lchamli cheksiz chuqur sferik simmetrik potentsiyal o‘rani quyidagi ko‘rinishda olamiz:

$$U(r) = \begin{cases} 0, r < R \\ \infty, r \geq R \end{cases} \quad (6)$$

(3) yechimi potentsiyal o‘raning (6) shakliga muvofiq quyidagi chegaraviy shartlarni qanoatlantirishi zarur, ya‘ni $\psi(r \geq R) = 0$ va $\psi(r < R) \neq 0$.

(4) tenglamaning $r < R$ yechimini

$$\psi(\vec{r}) = e^{im\phi} x(r) \quad (7)$$

ko‘rinishda olamiz.

Ushbu (7) yechimni (4) tenglamaga qo‘yib $x(r)$ uchun quyidagi tenglamani hosil qilamiz:

$$x'' + \frac{1}{r}x' + \left(\lambda^2 - \frac{m^2}{r^2}\right)x = 0, \quad (8)$$

$$\text{bu yerda } \lambda^2 = \frac{2m \cdot E'}{h^2} \quad \text{yoki} \quad E' = \frac{h^2 \lambda^2}{2m} \quad (9)$$

O‘lchamsiz o‘zgaruvchi $t = \lambda r$ ni kiritamiz. U holda (8) tenglama quyidagi ko‘rinishga ega bo‘ladi:

$$x'' + \frac{1}{t}x' + \left(1 - \frac{m^2}{t^2}\right)x = 0. \quad (10)$$

Bu tenglamaning yechimi m tartibli Bessel funksiyasi hisoblanadi [4].

$$x(t) = C J_m(t), \quad (11)$$

$J_m(t)$ funksiya $t \rightarrow 0$ da har qanday musbat va butun manfiy tartiblarda chekli bo‘lib qoladi. $|t| \ll 1, m \geq 0$ tartibda quyidagi yaqinlashish

$$J_m(t) \approx \frac{1}{\Gamma(m+1)} \left(\frac{t}{2}\right)^m \quad (12)$$

orqali ifodalash mumkin.

$x(r = R) = 0$ shartdan

$$J_m(\lambda_n R) = 0 \quad \text{yoki} \quad J_m(x_n) = 0 \quad (13)$$

Bu erda x_n - Bessel funksiyasining ildizlari.

U holda $x_n = \lambda_n R$ va bu erdan $x_n^2 = \lambda_n^2 R^2$ ni (9) ga qo‘yib

$E' = \frac{h^2 x_n^2}{2m \cdot R^2}$ va buni (5) ga qo‘yib

$$E = \frac{h^2 x_n^2}{2m \cdot R^2} + \frac{h^2 k_x^2}{2m} \quad (14)$$

Jadval – 1: Bessel funksiyasining ildizlari

$m = 0, s$	$m = 1, p$	$m = 2, d$	$m = 3, f$
------------	------------	------------	------------

n	χ_n	χ_n	χ_n	χ_n
1	2,405	3,832	5,136	6,380
2	5,520	7,016	8,417	9,761
3	8,654	10,173	11,620	13,015

Normallovchi koeffisient C ni normallash shartidan aniqlaymiz:

$$C_n = \frac{1}{\sqrt{\pi R J_{m+1}(x_n)}}, \quad (15)$$

(15) ni (11) ga va (11) ni (7) ga qo'yib, hosil bo'lgan ifodani (3) ga va undan keyin (3) dan to'liqin funksiyaning oxirgi ifodasini olamiz:

$$\psi(x, \vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{\pi L_x R J_{m+1}(x_n)}} e^{ik_x x + im\phi} J_m(\lambda_n R) \quad (16)$$

Yuqorida ishlab chiqilgan nazariya shuni ko'rsatadiki, kuchli magnit maydondagi kvant qudug'i uchun MRRS jarayonida tarqalish keskin ortadi. Magnit maydon funksiyasi sifatida rezonans yaqinidagi cho'qqilarning harakati elektron-fonon tizimining spektrini aks ettiradi. Elektron-fonon darajalarining bo'linishi fazaga o'tish cho'qqisining bir necha komponentlarga bo'linishiga olib keladi, ularning intensivligi magnit maydon funksiyasi sifatida murakkab tarzda o'zgaradi. Har bir cho'qqi - bu ikkita tarqalish kanaliga (to'g'ridan-to'g'ri yaratish va to'g'ridan-to'g'ri yo'q qilish) mos keladigan ikkita cho'qqi to'plamining superpozitsiyasi bo'lib, ularning holati va intensivligi magnit maydon tomonidan turlicha oshiriladi.

XULOSA

Bu maqola o'lchamli kvantlangan ipdagi zarrachaning energetik holatlarini va mos to'liqin funksiyalarini Shredinger tenglamasini chegaraviy shartlardan foydalangan holda yechish orqali aniqlashga bag'ishlangan. Ushbu nazariyadagi raqamli omil masalasi ochiq qolmoqda, chunki massa operatorlarini hisoblashda fonon chiziqlari kesishgan grafiklar hisobga olinmagan. Biroq, ushbu grafiklarning hissalarini raqamli baholashni hisobga olgan holda, ushbu grafiklarni hisobga olish bilan bog'liq o'zgarishlar kichik bo'lishiga ishonch hosil qilish mumkin.

FOYDALANILGAN ADABIYOTLAR:

1. Ando T., Fowler A. B., Stern F. *Elektronic properties of two-dimensional systems*. Reviews of Modern Physics, V. **54**, No. 2, pp. 437-466 (1982). Rustiliga tarjimasi: *Elektroniy i svoystva dvumernix system*. Moskva, "Mir" (1985).
2. A. Ya. Shik, L. G. Bakueva, C. F. Musixin, C.A. Riykov. *Fizika nizkorazmerniy system*. SPb.: Nauka, 2001, 160 s.
3. V. Ya. Demixovskiy, G. A. Vugal'ter. *Fizika kvantovyix nizko razmerniy struktur*. M.: Logos, 2000, 248 s.
4. V. I. Smirnov. *Kurs vysshey matematiki*, t.2. GITTL, Moskva, 1953, str. 94-95.
5. A.I. Ekimov, A.A. Onushenko. Pisma JETP, **34** (8), 363 (1981).
6. A.I. Ekimov, A.A. Onushenko. Pisma JETP, **40** (8), 337 (1984).
7. A. Ekimov, A. Efros. Sol. St. Commun., Sol. St. Commun., **56** (11), 921985).

8. A.I. Ekimov, A.A. Onushenko, Al.L. Efros. Pisma JETF, **43** (6), 292 (1986).
9. D. Cheplik, A. Efros, A.Ekimov. J. Luminecs., **47** (3), 113 (1990).
10. A.Ekimov, F. Hache, M.C. Schanne-Klein. J.Opt.Soc.Am., **B10** (1),100 (1993).
11. V.Ya. Grabovskis, Ya.Ya. Dzenis, A.I. Ekimov. FTT, **31** (1), 100 (1993).
12. J.I. Alfyorov. FTP, **32**(1), 3 (1998).
13. J.I. Alfyorov.UFN, **172** (9), 1068 (2002).
14. N.V.Bondar, M.S. Brodin. FTP, **44** (7), 915 (2010).
15. S.I. Pokutnyi. FTP, **39** (9), 1101 (2005).
16. S.I. Pokutnyi. J. Appl.Phys., **96** (2), 1115 (2004).
17. S.I. Pokutnyi. FTP, **40** (2), 223 (2006).
18. S.I. Pokutnyi. Phys.Lett.A, **342**, 347 (2005).
19. S.I. Pokutnyi. FTP, **41** (11), 1341 (2007).
20. S.I. Pokutnyi. FTP, **44** (4), 307 (2010).
21. V.N. Soloviev, A. Eeichofer, D.Frenske. Phys. Status Solidi **B 224**(1), 285 (2001).
22. R.T.Collins, P.M. Eauchet, M.A. Tischler. Phys. Today,**50**(1),24 (1997).
23. Каршибоев Ш. Э., Ходжаева У. Р., Ходжаёрова Г. Р. Осмотическое обезвоживание растительных тканей под воздействием импульсного электрического поля //Вопросы науки и образования. – 2018. – №. 5 (17). – С. 24-26.