



SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI

**MAGISTRANTLARNING
XVIII-ILMIY KONFERENSIYASI
MATERIALLARI**

(ANIQ, TABBIIY VA IJTIMOIIY-GUMANITAR FANLAR)



**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI
OLIY VA O‘RTA MAXSUS TA‘LIM VAZIRLIGI**

SAMARQAND DAVLAT UNIVERSITETI

**MAGISTRANTLARNING
XVIII-ILMIY KONFERENSIYASI
MATERIALLARI**

(ANIQ, TABIIY VA IJTIMOIIY-GUMANITAR FANLAR)

*SamDU Ilmiy texnik
kengashida muhokama qilingan
va nashrga tavsiya etilgan
(2018 yil 19 mart, 5-bayonnoma)*



Samarqand–2018

50 th Anniversary of the ICT in Azerbaijan, Volume II, p.44-47, September 10-12,2008,Boku ,Azerbaijan.

2. Лекция по квантовой теории поля. М.В. Садовский Институт Электрофизики УрО РАН,Екатеренбург,620016,Россия 2002.

XEMOSORBSIYA NAZARIYASIDA YUZADAGI MARKAZLARNI KOMPYUTERDA MODELLASHTIRISHNI TADQIQ ETISH

Furqat Islomov, Xursheda Berdiqulova, D.A Akchurina
Mutaxisislik: 5A140201-Nazariy fizika (2-bosqich)

Annotatsiya. Suyuqlik yoki qattiq jism sirtida boshqa moddalar molekularining, atomlari va ionlarining yig'ilishi adsorbsiya deyiladi. Zarrachalarni yutgan modda adsorbent deyiladi. Agar modda geterogen sistemada bo'lgan kimyoviy reaksiya tufayli yutilsa bu hodisa xemosorbsiya deyiladi. Endi qattiq jism sirtidagi sodir bo'ladigan jarayonlar yani xemosorbsiya hodisasini modellashtirishni ko'rib chiqamiz.

Cheksiz kristalni strukturasi o'zgartirmasdan yorib (packol) ideal yuza bilan chegaralangan yarim cheksiz kristalni qarab chiqamiz. Ideal yuzani (h,k,l) deb belgilaymiz. Bu yarim cheksiz kristal ideal yuza bilan chegaralanganda parallel yuzaning ikki o'lchamli davriylik xususiyatiga ega. Bunday davriylikka potensial ham ega. Demak, bunday kristalning to'lqin funksiyalarini ikki o'lchamli to'lqin vektori yordamida tariflash mumkin. Agar yuzaning indeksleri (h,k,l) aniq topilganda va cheksiz kristalga nisbatan hech qanday buzilishlar mavjud bo'lmasa, bu yuzaga mos kelgan ikki o'lchamli Burullen zonasini cheksiz kristalning Burullen zonasi bilan tenglashtirish mumkin. Olmos tipidagi panjaraning Burullen zonasini va ideal yuzaning ikki o'lchamli Burullen zonasiga shu panjaraning proeksiyasini qarab chiqamiz. Bunday holatda yarim cheksiz kristalning holatlari uchun;

$$\Psi_{\vec{k}}(\vec{R} + \vec{R}_1, Z) = \exp(i \vec{k} \cdot \vec{R}_1) \Psi_{\vec{k}}(\vec{R}_1, Z)$$

bunday holatda $\vec{k}$ vector $\Psi_{\vec{k}}$ holatni bir qiymatli bo'lmagan ko'rinishga keltiradi.

Yarim cheksiz kristal uchun holatlarning uzluksiz spektrini bitta $\vec{k}$, lekin har xil k_z larga mos keladiganlarini topamiz. Chegaralangan parallel yuzalar holatida kristalni modellashtirishda (plastina modeli) holatlarning spektrlari ajraladi va bir nechta tarmoqlarga ajraladi va ularning soni qarab chiqiladigan yuzalarga teng.

Agar yuzalar orasida o'zaro tasir kichik bo'lsa, har bir $\vec{k}$ vektor uchun holatlar to'plamiga ega bo'lamiz. Bunday sharoitni grafid kristalini yuzasini modellashtirishda ko'rish mumkin. Umumlashtirib quydagi xulosaga kelishimiz mumkin. Yuzadan qancha uzoq bo'lsak, cheksiz kristalning holatlari shuncha kam bo'ladi. Ajratilgan Z yo'nalish bu holatlarga tasir qilmaydi. Bu tushunchani batafsil o'rganamiz.

Yuzaning kristaldagi elektronlarning holatiga tasiri yuzaga yaqin bo'lgan kristalning potensialini o'zgarish xarakteriga bog'liq. Buni har xil model orqali sohaga Tam va Shokli kiritgan. Eng oddiy zinapoya potensialini erkin elektronlar sistemasi uchun qarab chiqamiz. Bu holat asosini kuchsiz potentsialli metallarda kuzatiladigan holatlarga mos keladi. Kristalni ichidagi potensial v_0 ($z>0$), kristaldan tashqarida esa ($z<0$) nolga teng, Bunday kristalning hajmidagi elektronlarning to'lqin funksiyasi

$$\Psi_{\vec{k}, -k_z}(r) = \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{R} - k_z z)]$$

$$\vec{r} = (R, z)$$

Bu to'lqinning yuzadan qaytishi $\vec{k}_z$ tolqin vektorining ishorasini o'zgartirishga olib keladi va qaytuvchi to'lqin funksiyasi quyidagiga teng:

$$\exp[i(\vec{k} \vec{R} + \vec{k} z)]$$

Energiyasi E, to'lqin vektori $\vec{k}$ bo'lgan bir elektronli Shryodenger tenglamasining to'liq yechimi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$Z > 0, \quad \Psi_{\vec{k}, E}(\vec{r}) = \Psi_{\vec{k}, -\vec{k}_z}(\vec{r}) + a \Psi_{\vec{k}}(\vec{r}) + k_z(\vec{r})$$

$$Z < 0 \quad \Psi_{\vec{k}, E}(\vec{r}) = b \exp(i \vec{k} \cdot \vec{R}) \exp(\theta z)$$

$$k_z = \sqrt{2E - k^2}$$

$$\theta = \sqrt{k^2 + 2(v_0 - E)}$$

Energiyaning hisobi $-v_0$ dan boshlanadi a va b koeffisientlar esa amplitudaning va to'lqin funksiyaning hosilasining yuzadagi uzluksizlik shartidan kelib chiqadi. Yuzaning teskari panjarasi vektorlari sifatida $\vec{g}(g_x, g_y, g_z)$ ni tanlaymiz u vaqtda $\vec{g}$ ning yuzadagi sirtga proeksiyasi $\vec{G} = (g_x, g_y)$ deyarli erkin electronlar yaqinlashuvida ularning cheksiz uch o'lchamli kristaldagi energiyasi:

$$E = \frac{1}{2m} [(k_x + g_x)^2 + (k_y + g_y)^2 + (k_z + g_z)^2]$$

bu yerda $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ - Bloxning to'lqin vektori cheksiz kristalda $\pm Z$ yo'nalishlar bo'yicha tarqaladigan to'lqinning $\vec{k} = (k_x, k_y)$ vektori va energiyasi E bo'lgan holat faqat $\vec{k}, \vec{G}$ va E qiymatlar uchun $+(k_z + g_z)$ qiymat yagona qiymatga ega. Chunki, yuzaga perpindikulyar bo'lgan teskari panjara vektorining minimal qiymati $\frac{2\pi}{d}$ bu yerda d- yuzalar orasidagi

masofa. Shuning uchun $k_z - \frac{\pi}{d}$ dan $+\frac{\pi}{d}$ gacha o'zgarishi mumkin. Shunday qilib, cheksiz va yarim cheksiz kristallarning holatlari orasidagi bog'lanish aniqlanadi va energiyasi E bo'lgan holatlarning to'lqin funksiyasi uchun umumlashgan ko'rinishi

$$\Psi_{\vec{k}, \vec{G}, E}(\vec{r}) = \Psi_{\vec{k}, \vec{G}, E}(\vec{r}) + \sum_{\vec{G}'} X_{\vec{G}, \vec{G}'} \Psi_{\vec{k}, \vec{G}, E}(\vec{r})$$

(-) ishora kristalning yuzasiga qarab tarqalgan to'lqin, (+) ishora esa yuzaga qaytgan va kristalning ichiga tushgan to'lqinlarga mos keladi. Glux kristali ($Z > 0$) $a_{\vec{G}, \vec{G}}$ koeffsientlar yuzaga tushganda uzluksizlik shartidan topiladi. Bunday to'lqin funksiya bilan Shryodenger tenglamasining yechimi kompleks mavhum k_z larga mos keladigan yechimiga ruxsat beradi.

Demak qaytgan to'lqinlar bo'yicha $\sum \exp$ o'zgaruvchi hadlar va kristalning ichiga tarqaladigan to'lqinlarga mos keladi. Bu holat cheksiz panjarada ham kuzatiladi. Bunday

holatda barcha cheksiz kristalning to'liq funksiyasi yuzaga nisbatan tarqalganda $\psi_{\vec{k}, \vec{G}, \vec{E}}(\vec{r})$ funksiyaga mos kelishi mumkin va malum bo'lgan $\vec{k}$ lar uchun har xil ega mos keluvchi uzluksiz holatlar spektri mavjud. Malumki kristalni hajmida faqat so'nmaydigan holatlarga ruxsat berilgan. Demak, mavhum k_z larga mos keluvchi holatlar cheksiz kristalning energetik spektrining ruxsat berilmagan tirqishlarda joylashishi mumkin. Shunday qilib, olingan natijalar cheksiz kristalning va yuza bilan chegaralangan kristalning elektron holatlari chegaralangan kristal uchun to'liq funksiyasi kristalning ichiga tarqalganda so'nishi mumkin va bu holatlarga mos keluvchi energetik qatlamlari cheksiz kristalning ruxsat berilmagan energetik spektrning tirqishlarda joylashadi

Bu hisoblar qattiq jismlarning yuzasining xususiyatlarini aniqlashda va qattiq jism yuzalarni modellashtirishda keng qo'llaniladi. Olingan natijalardan sanoatda turli maqsadlarda qo'llaniladi, masalan gaz aralashmalaridan qimmatbaho komponentalarni ajratib olish, zaharli moddalarni filtrlash, tayyor mahsulotlarni suvda yutilishidan foydalanib turli kislatlar olish sohalari takidlash mumkin.

ADABIYOTLAR

1. G. Grimmet. Percolation. – Berlin: Springer – Verlag. 1999.
2. M. Sahimi. Application of Percolation Theory. – London: Taylor & Francis, 1994
3. G. Kondrat. A. Pekalski. Percolation and jamming I random sequential adsorption of linear segments on a square lattice. Phys. Rev. E. 2001.
4. X.R. Rahimov Fizikaviy va kolloid ximiya Toshkent-1978
5. A. Teshaboev, S. Zaynobiddinov, Sh. Ermatov Qattiq jism fizikasi Toshkent – Moliya 2001

FUNDAMENTAL MASSALI KVANT MAYDONLAR NAZARIYASINI YUQORI ENERGIYALI JARAYONLARGA QO'LLASH

Jasur Ziyatov, Sherzod Eshquvvatov

Mutaxislik: 5A140201-Nazariy fizika (2-bosqich)

Annotatsiya: Ushbu ishda fundamental massali kvant maydonlar nazariyasi ikkinchi yaqinlashishdagi hisoblashlardagi ayrim eksperimental bashoratlari keltirilgan. Yuqori energiyalarda $e^-e^- \rightarrow e^-e^-$ va $e^-e^+ \rightarrow e^-e^+$ jarayonlarini boshlang'ich va so'ngi holatlar polarizatsiyalarini e'tiborga olingan holda kesimlari hisoblangan.

Kirish: Biz yashab turgan moddiy olam tabiatida massa yoki uzunlikning yangi universal o'zgarmas o'lchamligi mavjudligi adabiyotlarda ko'p marta muhokama etilgan. Masalan, yaxshi ma'lum bo'lgan juda kichik masshtablar chegaralaridagi fazo-vaqtning diskret(kvantlangan) strukturaga ega ekanligi haqidagi gipotezaga asoslangan kvant maydonlar nazariyasida fazo-vaqtni kvantlashni misol sifatida keltirish mumkin.

Bundan tashqari kvarklar orqali adronlarning tuzilishini tushitiruvchi kvant xromodinamikasi (KXD) ham keng rivojlanib kelmoqda. V.G. Kadyshchevskiy va R.M. Ibadovlar[1-3], tomonidan yaratilgan yangi nazariya fundamental massali kvant maydonlar nazariyasi esa yuqori energiyalarda kuchli, kuchsiz va elektromagnit o'zaro ta'sirlanuvchi zarralar uchun lokal nazariya bo'lib, tabiatda yorug'lik tezligi c va Plank doymiyisi $\hbar$ lar bilan bir qatorda yangi "fundamental massa" M , yoki bunga mos holda teskari bo'lgan "fundamental uzunlik" $\ell = \frac{\hbar}{Mc}$ mavjud degan gipotezaga asoslangan. Bu yangi kattaliklarni olimlar tomonidan bir necha bor maydon nazariyasiga kiritilishiga