

**“TIQXMMI” MTU HUZURIDAGI FUNDAMENTAL VA AMALIY  
TADQIQOTLAR INSTITUTI HUZURIDAGI ILMIY DARAJALAR  
BERUVCHI DSc.03/31.03.2022.T/FM.10.04 RAQAMLI ILMIY KENGASH**

---

**FUNDAMENTAL VA AMALIY TADQIQOTLAR INSTITUTI  
YADRO FIZIKASI INSTITUTI**

**KARIMBAYEV ELDOR XALMURATOVICH**

**LEGIRLANGAN YUQORI HARORATLI O‘TAO‘TKAZUVCHAN  
KUPRATLARNING NORMAL VA O‘TAO‘TKAZUVCHAN  
HOLATLARIDAGI G‘AYRIODDIY TERMODINAMIK  
XUSUSIYATLARINING MIQDORIY NAZARIYASI**

**01.04.02 – Nazariy fizika**

**fizika-matematika fanlari doktori (DSc) dissertatsiyasi  
AVTOREFERATI**

**Toshkent - 2024**

**Fizika-matematika fanlari doktori dissertatsiyasi (DSc)  
avtoreferati mundarijasi**

**Оглавление автореферата  
диссертации доктора (DSc) по физико-математическим наукам**

**Content of the dissertation abstract  
of the doctor (DSc) on physical and mathematical sciences**

**Karimbayev Eldor Xalmuratovich**

Legirlangan yuqori haroratli o'tao'tkazuvchan kupratlarning normal va o'tao'tkazuvchan holatlaridagi g'ayrioddiy termodinamik xususiyatlarining miqdoriy nazariyasi..... 3

**Каримбаев Элдор Халмуратович**

Количественная теория аномальных термодинамических свойств легированных высокотемпературных купратных сверхпроводников в их нормальном и сверхпроводящих состояниях..... 33p

**Karimbaev Eldor Xalmuratovich**

Quantitative theory of anomalous thermodynamic properties of doped high-temperature cuprate superconductors in their normal and superconducting states..... 63

**E'lon qilingan ishlar ro'uxati**

**Список опубликованных работ**

List of published works..... 68

**“TIQXMMI” MTU HUZURIDAGI FUNDAMENTAL VA AMALIY  
TADQIQOTLAR INSTITUTI HUZURIDAGI ILMIY DARAJALAR  
BERUVCHI DSc.03/31.03.2022.T/FM.10.04 RAQAMLI ILMIY KENGASH**

---

**FUNDAMENTAL VA AMALIY TADQIQOTLAR INSTITUTI  
YADRO FIZIKASI INSTITUTI**

**KARIMBAYEV ELDOR XALMURATOVICH**

**LEGIRLANGAN YUQORI HARORATLI O‘TAO‘TKAZUVCHAN  
KUPRATLARNING NORMAL VA O‘TAO‘TKAZUVCHAN  
HOLATLARIDAGI G‘AYRIODDIY TERMODINAMIK  
XUSUSIYATLARINING MIQDORIY NAZARIYASI**

**01.04.02 – Nazariy fizika**

**fizika-matematika fanlari doktori (DSc) dissertatsiyasi  
AVTOREFERATI**

**Toshkent - 2024**

**Fan doktori (DSc) dissertatsiyasi mavzusi O‘zbekiston Respublikasi Oliy ta’lim, fan va innovatsiyalar vazirligi huzuridagi Oliy attestatsiya komissiyasida B2024.3.DSc/FM279 raqam bilan ro‘yxatga olingan.**

Doktorlik dissertatsiyasi “TIQXMMI” Milliy tadqiqot universiteti huzuridagi Fundamental va amaliy tadqiqotlar institutida va O‘zR FA Yadro fizikasi institutida bajarilgan.

Dissertatsiya avtoreferati uch tilda (o‘zbek, rus, ingliz (rezyume)) Ilmiy kengash vebsahifasi (www.inp.uz) va «Ziyonet» axborot-ta’lim portalida (www.ziyonet.uz) joylashtirilgan.

**Ilmiy rahbar:**

**Djumanov Safarali,**

fizika-matematika fanlari doktori, professor

**Rasmiy opponentlar:**

**Rasulov Rustam Yavkachevich**

fizika-matematika fanlari doktori, professor

**Gulyamov Gafur**

fizika-matematika fanlari doktori, professor

**Sapayev Usman Kalandarovich**

fizika-matematika fanlari doktori, katta ilmiy xodim

**Yetakchi tashkilot:**

**Al-Farobiy nomidagi**

**Qozoqiston Milliy universiteti**

Dissertatsiya himoyasi “TIQXMMI” Milliy tadqiqot universiteti huzuridagi Fundamental va amaliy tadqiqotlar instituti huzuridagi DSc.03/31.03.2022.T/FM.10.04 raqamli Ilmiy kengashning 2024 yil “\_\_\_” \_\_\_\_\_ soat \_\_\_\_\_ dagi majlisida bo‘lib o‘tadi. (Manzil: 100000, Toshkent shahri, Mirzo Ulug‘bek tumani, Qori Niyoziy 39, Fundamental va amaliy tadqiqotlar instituti. Tel. (+99871) 237-09-61; faks (+99871) 237-09-62; e-mail: info@ifar.uz).

Dissertatsiya bilan Fundamental va amaliy tadqiqotlar institutining Axborot-resurs markazida tanishish mumkin (\_\_\_\_\_ raqami bilan ro‘yxatga olingan). (Manzil: 100000, Toshkent shahri, Mirzo Ulug‘bek tumani, Qori Niyoziy 39, FATI. Tel. (+99871) 237-09-61).

Dissertatsiya avtoreferati 2024 yil «\_\_\_» \_\_\_\_\_ kuni tarqatildi.  
(2024 yil “\_\_\_” \_\_\_\_\_ dagi \_\_\_ raqamli reestr bayonnomasi).

**B.J. Axmedov**

Ilmiy darajalar beruvchi

Ilmiy kengash raisi f.-m.f.d., professor, akademik

**J.R. Rayimbayev**

Ilmiy darajalar beruvchi Ilmiy

kengash ilmiy kotibi

f.-m.f.d., katta ilmiy xodim

**B.M. Narzulloev**

Ilmiy darajalar beruvchi

Ilmiy kengash huzuridagi ilmiy seminar raisi, f.-m.f.d., katta ilmiy xodim

## KIRISH (doktorlik (DSc) dissertatsiyasi annotatsiyasi)

**Dissertatsiya mavzusining dolzarbligi va zarurati.** Hozirgi kunda kritik o'tish harorati  $T_c$  dan yuqori bo'lgan psevdotirqish holatining tabiati va kelib chiqishini, shuningdek, legirlangan mis oksidli (kupratli) birikmalarda o'tao'tkazuvchanlik holatini tadqiq qilish zamonaviy kondensirlangan holatlar fizikasining muhim yo'nalishlaridan biridir. 1986-yilda kashf etilgan kupratli yuqori haroratli o'tao'tkazuvchanlikning (YHO'O') normal va o'tao'tkazuvchan holatlardagi fizikasini o'rganishga katta qiziqishning paydo bo'lishi, eng avvalo, yuqori kritik o'tish haroratiga (xona harorati) ega istiqbolli YHO'O'-materiallarini yaratish imkoniyati bilan bog'liq. Bu esa samarali va muqobil energiya manbalarini yaratish imkoniyatini beradi hamda fan, texnika va energetika sohalari uchun keng istiqbollarni ochadi. Shu sababli, butun dunyo bo'ylab, shu jumladan O'zbekistonda ham yangi normal va o'tao'tkazuvchan xususiyatlarga ega YHO'O'-kupratlarni nazariy va eksperimental o'rganishlar olib borilmoqda. Legirlangan YHO'O'-kupratlarni o'rganish bo'yicha tadqiqotlar qariyb qirq yildan beri davom etayotganiga qaramay, kam, optimal va yuqori legirlangan YHO'O'-materiallarda noodatiy YHO'O' mexanizmini tushuntirishda yetarli aniqlik hali mavjud emas.

Ushbu YHO'O'-sistemalarning fizikasi tushunishda asosiy qiyinchiliklar ularning juda g'ayrioddiy xususiyatlari, ya'ni normal (psevdotirqish) va o'tao'tkazuvchan holatlari bilan bog'liq bo'lib, ushbu xususiyatlarning kelib chiqishini to'liq tushunmasdan, yuqori haroratli o'tao'tkazuvchanlikning mikroskopik mexanizmlarini aniqlash mumkin emas. Kam va optimal legirlangan, ba'zan yuqori legirlangan YHO'O'-kupratlarda  $T_c$  dan yuqori haroratlarda yuqori bo'lgan qo'zg'alish spektridagi psevdotirqishlar hamda  $T_c$  dan past haroratlarda g'ayrioddiy o'tao'tkazuvchan holat bilan bog'liq elektron xususiyatlarning ko'plab anomaliyalari kuzatiladi. Shu bilan birga, YHO'O'-kupratlarning psevdotirqish va yangi o'tao'tkazuvchan holatlarining tabiati va xususiyatlarini tushunish ularning g'ayrioddiy YHO'O' tushuntiruvchi har qanday yondashuvning asosiy muammosi hisoblanadi. YHO'O'-kupratlarda yuqori  $T_c$  dan yuqori haroratda psevdotirqish holati va g'ayrioddiy o'tao'tkazuvchanlik holatini tasvirlash uchun ko'plab nazariy yondashuvlar mavjud. Ko'plab nazariy modellarda kuchli elektron korrelyatsiya g'oyalari (faqat legirlanmagan kupratlarda mavjud bo'lgan va kengaytirilgan Xabbard modeli orqali tasvirlanadigan), Bardeen-Kuper-Shriffer (BKS) modelining turli modifikatsiyalari va polyor kupratli materiallaridagi kuchli elektron-fonon o'zaro ta'sirini hisobga olmagan holda ideal bipolaronlardan va boshqa Boze turidagi kvazizarralardan tashkil topgan Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi (BEK) modeli asosida yondashiladi. Ammo bunday nazariy modellar psevdotirqish va o'tao'tkazuvchan holatlarni tasvirlashda jiddiy qiyinchiliklarga duch kelmoqda. Shuning uchun,  $T_c$  dan yuqori haroratlarda psevdotirqish va  $T_c$  dan past haroratlarda g'ayrioddiy o'tao'tkazuvchan holatlarning shakllanishini aniq tasvirlay oladigan, miqdoriy nazariyani ishlab chiqish juda muhim va dolzarb vazifa hisoblanadi.

O'zbekistonda nazariy fizika va kondensirlangan holatlar fizikasi, xususan, YHO'O'-materiallar va nanostrukturali materiallar fizikasi, shuningdek,

yarimo'tkazgichlar fizikasi va dunyo miqyosidagi fundamental tadqiqotlarga katta e'tibor qaratilmoqda. Mamlakatimiz fanining rivojlanishi va uning keyingi amaliy qo'llanilishi uchun katta ahamiyatga ega bo'lgan ushbu fundamental tadqiqotlar yo'nalishlari "O'zbekiston – 2030" strategiyasida aks ettirilgan.<sup>1</sup>

Mazkur dissertatsiya ishida olib borilgan tadqiqot ishlari ham ma'lum darajada O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2022-yil 22-yanvardagi "Yangi texnologiyalarni rivojlantirish strategiyasi to'g'risida"gi PF-60-son Farmon va qarorlarida belgilangan vazifalarga mos keladi. O'zbekiston 2022–2026 yillarga mo'ljallangan. 2017-yil 13-fevraldagi PQ-2772-son "2017-2021-yillarda elektrotexnika sanoatini rivojlantirishning ustuvor yo'nalishlari to'g'risida", 2017-yil 17-fevraldagi PQ-2789-son "Fanlar akademiyasi faoliyatini yanada takomillashtirish chora-tadbirlari to'g'risida", ilmiy-tadqiqot faoliyatini tashkil etish, boshqarish va moliyalashtirish", shuningdek ushbu sohada qabul qilingan boshqa me'yoriy hujjatlarda nazarda tutilgan.

**Tadqiqotning respublika fan va texnologiyalar taraqqiyotining ustuvor yo'nalishlariga mosligi.** Dissertatsiya ishi respublika fan va texnologiyalari rivojlantirishning II. "Energiya, energiya tejash va muqobil energiya manbalari" ustuvor yo'nalishlariga muvofiq bajarildi.

#### **Dissertatsiya mavzusi bo'yicha xorijiy ilmiy tadqiqotlar sharhi.**

Legirlangan YHO'O'-kupratlarning g'ayriodatiy termodinamik va boshqa bog'liq xususiyatlarini eksperimental va nazariy tadqiq qilish dunyoning yetakchi mamlakatlaridagi ilmiy markazlar, institutlar va universitetlarda olib borilmoqda. Jumladan, Angliyadagi Kembrij universiteti qoshidagi o'tao'tkazuvchanlik bo'yicha fanlararo ilmiy-tadqiqot markazi, AQShdagi Argon milliy laboratoriyasi, Norvegiya texnologiya instituti, Angliyadagi Birmingem universiteti, Shveysariyadagi Jeneva universiteti, AQShdagi Illinoys universiteti, Xitoydagi Yunnan universiteti, Germaniyadagi Kyoln universiteti, Yaponiyadagi Xokkaydo universiteti, Rossiyadagi A.D. Landau nomidagi nazariy fizika instituti, P.N. Lebedev nomidagi fizika instituti va AQShdagi Kaliforniya universiteti shular jumlasidandir.

Legirlangan YHO'O'-kupratlarining g'ayriodatiy termodinamik va boshqa bog'liq xususiyatlarini o'rganishda dunyoda quyidagi ilmiy natijalar olingan: YHO'O'-kupratlarining normal holatidagi elektron issiqlik sig'imi koeffitsiyenti aniqlangan va uning ma'lum bir  $T_c$  dan yuqori haroratda g'ayriodatiy o'zgarishi kuzatilgan (AQSh Argon milliy laboratoriyasi, Angliyadagi Kembrij universiteti, Yaponiyadagi Xokkaydo universiteti); YHO'O'-kupratlarining o'tao'tkazuvchanlik o'tishidagi kritik haroratda elektron issiqlik sig'imida  $\lambda$ -simon anomaliya (sakrash) eksperimental tarzda aniqlangan (AQSh Argon milliy laboratoriyasi, Norvegiya Texnologiya instituti, Angliyadagi Birmingem universiteti, Yaponiyadagi Xokkaydo universiteti); ayrim YHO'O'-kupratlarida elektron issiqlik sig'imida ikki cho'qqili anomaliya qayd etilgan (AQSh Kaliforniya universiteti); YHO'O'-kupratlarining

---

<sup>1</sup> O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2023-yil 11-sentyabrdagi «O'zbekiston – 2030» Strategiyasini amalga oshirish bo'yicha Davlat dasturi to'g'risida»gi PF-158-son Farmoni // O'zbekiston Respublikasi Adliya vazirligining rasmiy nashri. – Toshkent: Adolat, 2023.

o'tao'tkazuvchanlik fluktuatsiyalari modeli asosida haroratga bog'liq elektron issiqlik sig'imi koeffitsiyenti hisoblangan (AQSh Argon milliy laboratoriyasi).

Hozirgi vaqtda YHO'O'-kupratlarining g'ayrioddiy termodinamik va boshqa bog'liq xususiyatlarini o'rganish, jumladan: elektron issiqlik sig'imining sakrash anomaliyasi va YHO'O'-kupratlarining normal holatidagi psevdotirqish xatti o'rtasidagi bog'liqlikni aniqlash; YHO'O'-kupratlarida o'tao'tkazuvchanlik o'tishidagi  $\lambda$ -simon anomaliya sabablarini izohlash;  $T_c$  dan past haroratdagi entropiyasining anomaliyaviy o'zgarishini o'rganish; YHO'O'-kupratlarining yuqori kritik magnit maydonining haroratga bog'liq kink-simon anomaliyasining tabiati va kelib chiqishini aniqlash ishlari davom etmoqda.

**Muammoni o'rganilganlik darajasi.** Hozirgi kunda dunyoning yetakchi olimlari tomonidan legirlangan YHO'O'-kupratlarining elektron tuzilishi, termodinamik va boshqa bog'liq xususiyatlari eksperimental va nazariy jihatdan o'rganilgan. Xususan, amerikalik (P.V. Anderson, J.R. Shriver, D. Payns, J.-H. Shen, P.A. Li, Ch.M. Varma, D. Emin, M.B. Salamon, D.M. Ginzberg, D.B. Tanner, B.D. Dunlap, B. Yanko, J.R. Kirtli va boshqalar), ingliz (D.J. Lore, J.R. Kuper, P.J. Leggett, K.N.N. Darlington, K.A. Gufi va boshqalar), fransuz (J. Ranninger, B.K. Chakravarti, H. Alloul va boshqalar), gollandiyalik (Ya. Zaanen, D. Van der Marel va boshqalar), shveysariyalik (O. Fisher, Ch. Renner, A. Junod va boshqalar), kanadalik (T. Timusk, B. Statt, V.N. Hardy, D.A. Bonn va boshqalar), xitoylik (Yu. Lu, F.-S. Liu, G.M. Jao va boshqalar), yaponiyalik (S. Uchida, M. Oda, N. Momono, Yu. Koike, Yu. Endo, M. Sato, A. Matsuda, T. Kato va boshqalar), hindistonlik (K.N.N. Rao, G. Baskaran va boshqalar), rossiyalik (A.A. Abrikosov, A.I. Larkin, V.V. Tolmochev, A.S. Aleksandrov, S.I. Vedenev va boshqalar) va o'zbek olimlari (S. Jumanov, B. Ya. Yavidov, P.J. Baymatov, B. Abdullayev) tomonidan YHO'O'-kupratlarning normal va o'tao'tkazuvchan xususiyatlarini o'rganish bo'yicha olib borilgan tadqiqotlar katta qiziqish uyg'otadi.

Ushbu tadqiqotlar natijasida YHO'O'-kupratlarning normal va o'tao'tkazuvchan holatlaridagi ayrim g'ayrioddiy xususiyatlarini tushunishga erishildi. Shuningdek, yetakchi olimlar tomonidan legirlangan va optimal legirlangan YHO'O'-kupratlarida kuzatiladigan psevdotirqish xususiyatlarini izohlash uchun turli nazariy modellar taklif etilgan (Anderson, Jumanov, Emery, Kivelson, Varma, Payns, Castellani va boshqalar) va ulardagi o'tao'tkazuvchan fazaviy o'tishlarning o'ziga xos xususiyatlari ham ko'rsatib berilgan (Emery, Kivelson, Ranninger, Larkin, Li, Jumanov, Tolmochev va boshqalar). Ko'plab eksperimental tadqiqotlar (Sugai, Bi, Kresin, Kastner, Lonza va boshqalar) YHO'O'-materiallarida nooddiy elektron-fonon o'zaro ta'sirlari va ular bilan bog'liq polaron effektlarini ko'rsatdi, bu esa YHO'O'-kupratlarning g'ayrioddiy elektron xususiyatlariga sabab bo'lishi mumkinligini ta'kidlaydi.

Eksperimental va nazariy ishlar (Batlogg, Lore, Tallon, Kampuzano, Oda, Timusk, Shen, Jumanov, Payns, Sadovskiy, Li va boshqalar) YHO'O'-kupratlarning normal holatida kuzatilgan turli g'ayrioddiyliklarning kelib chiqishini o'rganadi, bu g'ayrioddiyliklar eksitatsiya spektrida  $T_c$  dan yuqori bo'lgan ma'lum xarakteristik harorat  $T^*$  da psevdotirqish hosil bo'lishi bilan bog'liqdir. YHO'O'-kupratlarning

g'ayrioddiy o'tao'tkazuvchan xususiyatlari turli eksperimental metodlar va nazariy yondashuvlar yordamida o'rganilmoqda, biroq legirlangan va optimal legirlangan YHO'O'-kupratlarning yangi o'tao'tkazuvchan xususiyatlarini o'rganishda bu usullar ko'pincha cheklangan bo'lib chiqmoqda. Fotoemisison (jumladan, burchakli fotoemisison) spektroskopiyasi, tunnel spektroskopiya, Raman sochilishi va infraqizil yutilish kabi turli eksperimental usullar bir zarrachali eksitatsiyalar va Fermi sathidagi BKS-simon energiya tirqishlari haqida qimmatli ma'lumotlar bera oladi, lekin ular YHO'O'-kupratlarning haqiqiy o'tao'tkazuvchan parametrlarini aniqlash uchun yetarli emas, chunki ular BKS tipidagi o'tao'tkazuvchan xususiyatlarga ega emas. Shu nuqtai nazardan, termodinamik va boshqa shunga o'xshash metodlar YHO'O'-kupratlarning o'tao'tkazuvchan parametrlarini aniqlashda qo'llanilishi mumkin. Ko'plab nazariyalar BKS-simon Fermi suyuqlik o'tao'tkazuvchanligi modellariga asoslangan bo'lsa-da, ular YHO'O'-kupratlarning yangi o'tao'tkazuvchan xususiyatlarini, xususan,  $\lambda$ -simon o'tao'tkazuvchan fazaviy o'tishni  $T_c$  da to'liq tasvirlay olmaydi.

S. Djumanov va P.J. Baymatovning ishlari YHO'O'-kupratlarda Boze-tipli suyuqlik modeli doirasida o'tao'tkazuvchanlik imkoniyatlarini ko'rib chiqdi, lekin ushbu tadqiqotlarda YHO'O'-kupratlarning termodinamik va boshqa bog'liq g'ayrioddiy xususiyatlari uchun aniq nazariy asos ishlab chiqilmagan. Hozirgi vaqtga kelib bu nazariya YHO'O'-kupratlarda o'tao'tkazuvchanlikni model asosida tasvirlashdan yuqori aniqlik darajasiga ega tizimlarning aniq tavsifiga o'tmoqda.

Legirlangan va optimal legirlangan YHO'O'-kupratlarning g'ayrioddiy normal va o'tao'tkazuvchan xususiyatlarini tushunishda muayyan yutuqlarga erishilganiga qaramasdan, ushbu materiallarning normal va o'tao'tkazuvchan holatlaridagi turli g'ayrioddiyliklarning kelib chiqish tabiati hali to'liq tushunilmagan va  $T_c$  va undan past haroratlarda o'tao'tkazuvchan fazaviy o'tishlar bilan bog'liq asosiy muammolar yetarlicha o'rganilmagan. Ushbu hal etilmagan masalalar va YHO'O'-kupratlarning termodinamik va boshqa bog'liq g'ayrioddiy xususiyatlari uchun aniq nazariyaning yo'qligi ushbu dissertatsiya doirasida olib borilgan nazariy tadqiqotlar uchun asos bo'lib xizmat qilgan.

**Dissertatsiya tadqiqotining dissertatsiya bajarilgan oliy ta'lim va ilmiy-tadqiqot muassasalarining ilmiy-tadqiqot ishlari rejalari bilan bog'liqligi.** Dissertatsiya ishi "TIQXMMI" Milliy tadqiqot universiteti huzuridagi Fundamental va amaliy tadqiqotlar instituti va O'zbekiston Fanlar akademiyasi Yadro fizikasi institutida, FA-F2-F070 "YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7- $\delta$</sub>  yuqori haroratli o'tao'tkazuvchan kupratlarning g'ayrioddiy transport, issiqlik va elastiklik xususiyatlarini o'tao'tkazuvchanlikka o'tish haroratidan yuqori haroratlarda o'rganish" (2007–2011); F.2–12 "Kupratlarning elektron tuzilishidagi psevdotirqishlar hosil bo'lishi mexanizmi va ularning kuprat-metall kontaktlarining tunnel xususiyatlarida o'tao'tkazuvchanlikka o'tish haroratidan yuqori haroratlarda ko'rinishlari" (2012–2013); F2-FA-F120 "Yuqori haroratli o'tao'tkazgichlar, yarimo'tkazgichli geterotuzilmalar, metallar va ularning oksidlarining elektron xususiyatlari va radiatsion modifikatsiyasi" (2012–2016); OT-F2-15 "Yuqori haroratli o'tao'tkazgichlar va ularga tegishli kondensatsiyalangan tizimlarning yangi o'tao'tkazuvchanlik va o'taoquvchanlik xususiyatlarini nazariy o'rganish" (2017–2021); va FA-2021-433 "Yuqori haroratli

o'tao'tkazuvchan kupratlarining donalar chegaralarida, fazalararo chegaralarda va qatlamli sohalarda xona haroratida o'tao'tkazuvchanlik imkoniyatlarini nazariy va eksperimental o'rganish" (01.10.2021–30.09.2023) ilmiy loyihalar doirasida bajarilgan.

**Tadqiqotning maqsadi** kam va optimal legirlangan YHO'O'-kupratlarining normal va o'tao'tkazuvchan holatlaridagi g'ayrioddiy termodinamik va boshqa bog'liq xususiyatlarining miqdoriy nazariyasini ishlab chiqishdan iborat.

**Tadqiqot vazifalari:**

legirlangan YHO'O'-kupratlarda bipolaronlar va kichik (polaron) Kuper juftlari uchun Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi (BEK) haroratiga tashqi bosim (kuchlanish) va bozolararo o'zarota'sirning ta'sirini o'rganish;

YHO'O'-kupratlarning normal holatidagi g'ayrioddiy termodinamik xususiyatlarini adekvat tasvirlaydigan miqdoriy nazariyani rivojlantirish;

YHO'O'-kupratlarning normal holatidagi termodinamik parametrlarni (elektron issiqlik sig'imi va entropiya) hisoblash;

YHO'O'-kupratlarning normal holatidagi elektron issiqlik sig'imi va entropiyasining g'ayrioddiy xususiyatlari tabiatini va kelib chiqishini aniqlash;

YHO'O'-kupratlarning normal holatidagi termodinamik parametrlarning haroratga bog'liqliklarini mavjud eksperimental natijalar bilan taqqoslash;

YHO'O'-kupratlarning o'tao'tkazuvchan holatidagi termodinamik va boshqa bog'liq xususiyatlarini adekvat tasvirlaydigan miqdoriy nazariyani rivojlantirish;

legirlangan YHO'O'-kupratlardagi o'tao'tkazuvchan kichik Kuper juftlarining past haroratlarda ( $T \ll T_c$ ) va  $T_c$  ga yaqin haroratlardagi issiqlik sig'imi va entropiyasi uchun analitik ifodalarni olish;

haroratga bog'liq holda YHO'O'-kupratlarning o'tao'tkazuvchan holatidagi termodinamik parametrlarni hisoblash va  $T_c$  dan past haroratlarda ushbu materiallarning termodinamik xususiyatlaridagi g'ayrioddiy xatti-harakatlarni, ayniqsa,  $T_c$  yaqinida turli YHO'O'-materiallarining  $\lambda$ -simon issiqlik sig'imi anomalialariga urg'u berib, tahlil qilish;

YHO'O'-kupratlarning yuqori kritik magnit maydonining haroratga bog'liqligini  $H_{c2}(T)$  va yangi o'tao'tkazuvchan parametr tartibini  $\Delta_{SC}(T)$  hisoblash;

YHO'O'-kupratlarda  $T_c$  dan past bo'lgan ba'zi bir xarakteristik haroratda  $H_{c2}(T)$  va  $\Delta_{SC}(T)$  da kink-simon xususiyatlar mavjudligini isbotlash hamda  $T_c$  yaqinida YHO'O'-kupratlarda eksperimental kuzatiladigan  $H_{c2}(T)$  va  $\Delta_{SC}(T)$  dagi kink-simon xususiyatlarni izohlash.

**Tadqiqotning ob'ekti** sifatida kam va optimal legirlangan YHO'O'-kupratlar olingan.

**Tadqiqotning predmeti** bo'lib kam va optimal legirlangan yuqori haroratli o'tao'tkazuvchan kupratlarning normal va o'tao'tkazuvchan holatidagi g'ayrioddiy termodinamik va boshqa tegishli xususiyatlari hisoblanadi.

**Tadqiqotning usullari:** kvant va statistik mexanikaning matematik apparati, sonli usullar, fermionlarning o'rta maydon BKS-simon usuli va o'zaro ta'sirlashuvchi bozonlarning o'rta maydon usuli.

**Tadqiqotning ilmiy yangiligi** quyidagilardan iborat:

legirlangan YHO'O'-kupratlaridagi bipolaronlar va kichik (polaron) Kuper juftliklarining Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi haroratiga tashqi bosim (kuchlanish) va bozonlararo o'zaro ta'sirning juda o'xshash va sezilarli tarzda namoyon bo'lishi ko'rsatilgan;

legirlangan YHO'O'-kupratlarining normal holatidagi g'ayrioddiy termodinamik xususiyatlarni tasvirlaydigan miqdoriy nazariya ishlab chiqilgan;

YHO'O'-kupratlarining normal holatidagi termodinamik parametrlar (elektron issiqlik sig'imi)ning xarakterli haroratga bog'liqligi aniqlangan va ular hisoblash natijalariga asoslangan;

$\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  va  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  asosli YHO'O'-kupratlarining  $T_c$  haroratidan yuqoridagi g'ayrioddiy termodinamik xususiyatlarning haqiqiy tabiati va kelib chiqishi aniqlangan hamda ushbu YHO'O'-kupratlarining normal holatidagi elektron issiqlik sig'imining haroratga bog'liq eksperimental natijalari izohlangan;

ilk bor legirlangan YHO'O'-kupratlarining o'tao'tkazuvchan holatidagi g'ayrioddiy termodinamik va boshqa bog'liq xususiyatlarni to'g'ri tasvirlaydigan miqdoriy nazariyasi ishlab chiqilgan va ulardagi kichik Kuper juftliklardan tashkil topgan o'taoquvchan (o'tao'tkazuvchi) Boze-gazining issiqlik sig'imi va entropiyasi uchun analitik ifodalar past haroratlar  $T \ll T_c$  da va  $T_c$  ga yaqin haroratlarda olingan;

legirlangan YHO'O'-kupratlarining o'tao'tkazuvchan holatidagi termodinamik parametrlarning xarakterli haroratga bog'liqligi aniqlanib,  $T_c$  dan past haroratlardagi eksperimental ravishda kuzatilgan g'ayrioddiy termodinamik xususiyatlari, xususan, issiqlik sig'imining  $\lambda$ -simon g'ayrioddiyliklari izohlangan;

ilk bor Ginzburg-Landau fenomenologik nazariyasi va 3D Boze-suyuqlik o'tao'tkazuvchanlikning mikroskopik nazariyasidan foydalangan holda, II turdagi bozon (kuprat)li o'tao'tkazgichilarining termodinamik kritik magnit maydoni  $H_c(T)$  va yuqori kritik magnit maydoni  $H_{c2}(T)$  uchun yangi ifodalar olinga;

YHO'O'-kupratlarining termodinamik magnit maydoni  $H_c(T)$ , yuqori kritik magnit maydoni  $H_{c2}(T)$  va yangi o'tao'tkazuvchanlik tartib parametri  $\Delta_{sc}(T)$  ning xarakterli haroratga bog'liqligi aniqlanib, YHO'O'-kupratlarida  $H_c(T)$ ,  $H_{c2}(T)$  va  $\Delta_{sc}(T)$  yaqinida kink-simon xususiyatlar mavjud bo'lishi mumkinligi isbotlandi.

**Tadqiqotning amaliy natijalari** quyidagilardan iborat:

YHO'O'-kupratlarning normal holatidagi ( $T_c$  yaqinida) termodinamik xususiyatlarining g'ayrioddiy xususiyatlarini hamda ushbu materiallarning o'tao'tkazuvchan holatidagi g'ayrioddiy termodinamik va boshqa bog'liq xususiyatlarini tushuntirish uchun noodatiy Fermi-suyuqlik modeli va o'taoquvchan Boze-suyuqlik modeli doirasida yangi nazariy yondashuvlar ishlab chiqilgan.

YHO'O'-kupratlarning termodinamik va boshqa parametrlarini ifodalovchi yangi formulalar keltirilgan va  $T_c$  dan yuqori haroratda elektron fazaviy o'tish,  $T_c$  yaqinida  $\lambda$ -simon o'tao'tkazuvchan fazaviy o'tish, shuningdek,  $T_c$  dan past haroratda  $H_{c2}(T)$  va  $\Delta_{sc}(T)$  dagi kink-simon xususiyatlar izohlangan.

**Tadqiqot natijalarining ishonchliligi** zamonaviy kvant mexanikasi va kondensatlangan holat nazariy fizikasi usullarini qo'llash, yuqori haroratli o'tao'tkazuvchan kupuratlarining termodinamik va boshqa parametrlar uchun yangi formulalarni keltirib chiqarishda fermion va bozonlarning o'rtacha maydon usullaridan

foydalanish hamda olingan natijalar tajriba ma'lumotlari bilan mos kelishi bilan asoslanadi.

### **Tadqiqot natijalarining ilmiy va amaliy ahamiyati.**

Tadqiqot natijalarining ilmiy ahamiyati shundan iboratki, olingan natijalar YHO'O'-kupuratlar va boshqa shunga o'xshash materiallarning normal va o'tao'tkazuvchan holatidagi anomal termodinamik va tegishli xususiyatlari haqidagi fizik tasavvurlarni kengaytirishga yordam beradi.

Tadqiqot natijalarining amaliy ahamiyati shundan iboratki, olingan natijalar YHO'O'-kupuratlarning normal va o'tao'tkazuvchan holatidagi anomal termodinamik va boshqa tegishli xususiyatlarini o'rganishda, og'ir fermionli va organik o'tao'tkazgichilar kabi boshqa g'ayrioddiy (Boze-tipidagi) o'tao'tkazgichilarning shunga o'xshash g'ayrioddiy xususiyatlarini tadqiq qilishda muhim qo'llanma bo'lishi mumkin.

**Tadqiqot natijalarining joriy qilinishi.** Legirlangan yuqori haroratli o'tao'tkazuvchan kupuratlarning normal va o'tao'tkazuvchan holatlaridagi g'ayrioddiy termodinamik va boshqa o'ziga xos xususiyatlarini o'rganish asosida:

tashqi bosim (kuchlanish) va bozonlararo o'zaro ta'sirning bipolaronlar va kichik polaron Kuper juftlarining BEK haroratiga ta'siri, legirlangan YHO'O'-kupuratlarda o'xshash va sezilarli tarzda namoyon bo'ladi. Ushbu natijalar xorijiy tadqiqotchilar (Int. Jour. of Mod. Phys. B 30, No. 26 (2016) 1650186, The European Physical Journal B 86 (2013) 312, Jour. of Low Temp. Phys. 213 (2023) 291, Physica C 604 (2023) 1354177, Jour. of Supercond. and Nov. Mag. 35 (2022) 3529) tomonidan havolalar berilgan. Ushbu ilmiy natijalar tashqi bosim va bozonlararo o'zaro ta'sirning legirlangan YHO'O'-kupuratlarda bipolaronlar va kichik polaron Kuper juftlarining BEK haroratiga ta'sirini izohlash imkonini berdi;

dissertatsiyada ishlab chiqilgan va legirlangan YHO'O'-kupuratlarning normal holatdagi g'ayrioddiy termodinamik xususiyatlarini, shuningdek, ularning termodinamik parametrlarining xarakterli haroratga bog'liq o'zgarishini tasvirlaydigan miqdoriy nazariya xorijiy tadqiqotchilar tomonidan qo'llanildi (Jour. of Phys. 592 (2015) 012075, Int. Jour. of Mod. Phys. B 29, No.24 (2015) 1550180, Phys. Lett. A 383 (2019) 1330). Ushbu ilmiy natijalar YHO'O'-materiallarning normal holatidagi elektron issiqlik sig'imini tushuntirishga yordam berdi;

YHO'O'-kupuratlar ( $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  va  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ) ning  $T_c$  dan yuqori haroratdagi termodinamik xususiyatlari g'ayrioddiyliklari mohiyati va kelib chiqishini aniqlash va tajriba natijalarini izohlash xorijiy tadqiqotchilar tomonidan ishlatildi (J. Phys. Chem. Solids 161 (2022) 110451, Physica A 517 (2019) 197, Physica Scripta 94, No.5 (2019) 273, Phys. Lett. A 381 (2017) 3089). Bu natijalar nanostrukturali qatlamlar va foton kristallardan foydalanib, samarali quyosh elementlarini yaratish va qo'llash ilmiy asoslarini ishlab chiqishda yordam berdi;

ilk bor ishlab chiqilgan miqdoriy nazariya, YHO'O'-kupuratlarning o'tao'tkazuvchan holatidagi g'ayrioddiy termodinamik va boshqa o'ziga xos xususiyatlarini va legirlangan YHO'O'-kupuratlarda kichik polaron Kuper juftlari o'tao'quvchan suyuqlik gazining issiqlik sig'imi va entropiyasining analitik ifodalarini  $T \ll T_c$  past haroratlarda va  $T_c$  ga yaqin haroratlarda tasvirlaydi, xorijiy tadqiqotchilar

tomonidan qo'llanildi (Handbook of Superconductivity: Fundamentals and Materials, 1 (2022) 73, Physica C 562 (2019) 56, Phys. Lett. A 452 (2022) 128447, Phys. Lett. A 383 (2019) 1330). Ushbu ilmiy natijalar bir jinsli bo'lmagan kupuratlarda zaryad tashuvilarning tabiati haqida tushuncha berdi.

legirlangan YHO'O'-kupuratlarning o'tao'tkazuvchan holatidagi termodinamik parametrlarning xarakterli haroratga bog'liq o'zgarishlari natijalari va  $T_c$  dan pastdagi g'ayrioddiy termodinamik xususiyatlarning xatti-harakatini, ayniqsa  $T_c$  yaqinida haroratga bog'liq  $\lambda$ -simon anomaliyalarni xorijiy tadqiqotchilar tomonidan qo'llanildi (Mod. Phys. Lett. B 38, No. 19 (2024) 2450147, Eurasian Phys. Tech. Jour. 21 No. 1 (2024) 47, Sci. Rep. 2019, Low Temp. Phys. 48 (2022) 72, Ann. der Physik (2019), Int. Jour. of Mod. Phys. B 32, No. 11 (2018) 1850130, Phys. Stat. Sol. b 2021, Phys. Lett. A 384 (2020) 126701). Ushbu ilmiy natijalar YBCO kupuratlarida psevdotirqishning haroratga bog'liq o'zgarish maksimumini BEK-BKS krossover harorati sifatida tanlashning ilmiy asosini berdi.

YHO'O'-kupuratlarda termodinamik kritik magnit maydon  $H_c(T)$ , yuqori kritik magnit maydon  $H_{c2}(T)$  va yangi o'tao'tkazuvchanlik tartib parametri  $\Delta_{SC}(T)$  uchun olingan ifodalar, ushbu parametrlarning xarakterli haroratga bog'liq o'zgarishlari va  $H_c(T)$ ,  $H_{c2}(T)$  va  $\Delta_{SC}(T)$  yaqinida kink-simon xususiyatlarning mavjudligi xorijiy tadqiqotchilar tomonidan qo'llanildi (Phys. Lett. A 381 (2017) 2731, New J. Phys. 24 (2022) 093026, Pramana 97 (2023) 205, Mod. Phys. Lett. B 35 (2021) 2150190). Ushbu ma'lumotlar, parametrlarning haroratga bog'liq o'zgarishlarini aniqlashtirish va YHO'O'-kupuratlar uchun  $H_c(T)$ ,  $H_{c2}(T)$  va  $\Delta_{SC}(T)$  da kink-simon xususiyatlarning mavjudligini tasdiqlash imkonini berdi.

**Tadqiqot natijalarining aprobatsiyasi.** Mazkur tadqiqot natijalari 6 ta xalqaro va respublika miqyosidagi ilmiy-amaliy anjumanlarda ma'ruza va muhokama qilingan.

**Tadqiqot natijalarining e'lon qilinishi.** Dissertatsiya mavzusi doirasida jami 18 ta ilmiy ish nashr qilingan, shulardan Oliy attestatsiya komissiyasining doktorlik dissertatsiyalari asosiy ilmiy natijalarini chop etish tavsiya etilgan ilmiy nashrlarda 12 ta maqola, shulardan 6 tasi xorijiy jurnallarda nashr etilgan.

**Dissertatsiyaning tuzilishi va hajmi.** Dissertatsiya tarkibi kirish, besh bob, xulosa, foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati va ilovalardan iborat. Dissertatsiyaning umumiy hajmi 166 betni tashkil etadi.

## DISSERTATSIYANING ASOSIY MAZMUNI

Dissertatsiyaning **kirish** qismida o'tkazilgan tadqiqotning dolzarbligi va zarurati asoslab berilgan, maqsad va vazifalar shakllantirilgan, tadqiqot obyekti, predmeti va usullari aniqlangan, O'zbekiston Respublikasi fan va texnologiyalar rivojlanishining ustuvor yo'nalishlariga mos kelishi belgilangan, tadqiqotning ilmiy yangiligi, olingan natijalar ishonchliligi asoslangan, ularning nazariy va amaliy ahamiyati ochib berilgan, natijalarning joriy etilishi, ishning sinovi va dissertatsiya tuzilishi haqida qisqacha ma'lumot keltirilgan.

Dissertatsiyaning birinchi bobida **“Legirlangan yuqori haroratli o'tao'tkazuvchan kupuratlarning elektron tuzilmalari, termodinamik va boshqa**

**tegishli xususiyatlari bo'yicha mavjud nazariy va eksperimental natijalar**” mavzusida teshikli legirlangan kupuratlarning elektron tuzilishi va ularning psevdotirqish hamda o'tao'tkazuvchan holatlariga oid turli nazariy yondashuvlarga bag'ishlangan nazariy tadqiqotlar tahlili keltirilgan. Adabiyotlar tahlili shuni ko'rsatdiki, so'nggi qirq yillikda YHO'O'-kupuratlardagi psevdotirqish va g'ayrioddiy o'tao'tkazuvchan holatlarni tushunishda muayyan yutuqlarga erishilgan bo'lganiga qaramasdan, ularda yangi psevdotirqish va o'tao'tkazuvchan holatlarning qoniqarli va batafsil miqdoriy nazariyasi hali ishlab chiqilmagan. Shu asosda mazkur bobda adabiyotlar ma'lumotlarini tahlil qilish asosida ushbu dissertatsiya ishining maqsad va vazifalari belgilangan.

Dissertatsiyaning ikkinchi bobida **“Legirlangan kupratlarda bipolyaronlar va polyaronlar kuper juftlarining Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi”** legirlangan YHO'O'-kupratlarida katta bipolyaronlar va qutbli Kuper juftlarining ideal Boze gazi uchun Boze-Eynshteyn kondensatsiyasining (BEK) xarakterli haroratlarini aniqlash bilan bog'liq asosiy masalalar ko'rib chiqiladi. Ushbu Boze zarralarining BEK harorati o'tao'tkazuvchanlik o'tishlarining kritik haroratlaridan ( $T_c$ ) sezilarli darajada yuqori bo'lib, hatto kam legirlangan holatda ham taxminan 300 K ga yetishi ko'rsatilgan. Ideal Boze-gazga nisbatan BEK haroratini pasaytiradigan bozonlar orasidagi o'zaro ta'sirlarning ta'siri ham muhokama qilinadi. Turli yo'nalishlarda bosimning BEK haroratiga ta'sirini tushuntirish uchun kengaytirilgan Holsteyn modeli taqdim etilgan bo'lib, siqish bosimi ta'ir o'qiga qarab BEK haroratini qanday oshirishi yoki kamaytirishi mumkinligini ko'rsatadi.

Spin  $S=0$  bo'lgan ko'p sonli  $N$  bipolyaronlar yoki qutbli Kuper juftlaridan tashkil topgan ideal Boze-gazini ko'rib chiqaylik. Energiya  $\varepsilon$  bo'lgan bunday bozonlarning soni kvant holatlari bo'yicha Boze-Eynshteyn taqsimoti funktsiyasi bilan aniqlanadi (ya'ni, impuls bo'yicha  $p$  va spin  $S$ )

$$N = \sum_p \frac{1}{\exp[(\varepsilon - \mu)/2k_B T] - 1}, \quad (1)$$

bu erda  $\mu$  – Boze-gaz zarralarining kimyoviy potentsiali,  $k_B$  - Boltsman doimiysi.

(1) ifodadagi yig'indini  $p$  bo'yicha integrallash bilan almashtirish va yangi  $y = \varepsilon/k_B T$  integral o'zgaruvchisini kiritish orqali Boze-gazi zarrachalarining umumiy soni uchun quyidagi ifodalarni olamiz:

$$\frac{N}{V} = \frac{(m_B k_B T)^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{y^{1/2} dy}{\exp[y - \mu/k_B T] - 1}. \quad (2)$$

Bu tenglamadan  $\mu$  qiymati topiladi. Endi (2) tenglamaga  $\mu=0$  va  $T=T_{\text{BEK}}$  qo'yib,  $T_{\text{BEK}}$  ni topish uchun tenglamani olamiz:

$$T_{\text{BEK}} = \frac{3,314 \hbar^2}{m_B k_B} \left[ \frac{N}{V} \right]^{2/3}. \quad (3)$$

Yuqoridagilardan ko'rinib turibdiki,  $\mu=0$  da (2) ifoda endi Boze-zarrachalarining umumiy sonini emas, balki  $\varepsilon>0$  bo'lgan zarrachalar sonini aniqlaydi. Ifoda bo'yicha  $\varepsilon >0$  bo'lgan zarrachalarning umumiy soni aniqlanadi

$$N_{\varepsilon>0} = \frac{V(m_B k_B T)^{3/2}}{\sqrt{2}\pi^2 \hbar^3} \int_0^\infty \frac{y^{1/2} dy}{e^y - 1} = N \left[ \frac{T}{T_{\text{BEK}}} \right]^{3/2}, \quad (4)$$

Bu yerda  $N = N_{\varepsilon=0} + N_{\varepsilon>0}$

Keyin ifodadan  $\varepsilon=0$  bo'lgan qolgan Boze zarrachalarining soni aniqlanadi

$$N_{\varepsilon=0} = N \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_{\text{BEK}}} \right)^{3/2} \right]. \quad (5)$$

$T \rightarrow T_{\text{BEK}}$  da  $N_{\varepsilon=0} \rightarrow 0$  va  $N_{\varepsilon>0} = N$  ga ega bo'lamiz, ya'ni xamma Boze-zarralar  $\varepsilon>0$  energetik sathda bo'ladi. Harorat  $T_{\text{BEK}}$  dan pastga tushganda, bu zarralarning aksariyati  $\varepsilon=0$  bilan eng past energiya darajasiga o'tadi.  $T=0$  da ideal Boze-gazining bipolyaronlar va qutbli Kuper juftlarining barcha zarralari shu energiya darajasida bo'ladi. Yuqorida aytib o'tilganidek, bu hodisa Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi (BEK) deb ataladi va (3) ifodadan aniqlangan  $T_{\text{BEK}}$  harorati YHO'O'-kupratlarida bipolyaronlar va polyaron Kuper juftlarining ideal Boze gazining BEK harorati deb ataladi.

Legirlangan kupratlardagi bipolyaronlar va polyaron Kuper juftlarining noideal Boze-gazining BEK haroratini ko'rib chiqamiz. O'zaro ta'sir qiluvchi Boze-zarralarining energiyasi [Luban M. Phys. Rev. 128 (1962) 965]

$$\varepsilon(\mathbf{k}, \mathbf{p}) = \varepsilon(0, \mathbf{p}) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_B} + 2 \int_0^\infty d\mathbf{p} \mathbf{p}^2 [J(\mathbf{k}, \mathbf{p}) - J(0, \mathbf{p})] \frac{1}{e^{\beta\varepsilon} - 1}, \quad (6)$$

bu yerda  $\varepsilon(0, \mathbf{p}) = -\mu + \rho_B v(0) + 2 \int_0^\infty d\mathbf{p} \mathbf{p}^2 J(0, \mathbf{p}) / (e^{\beta\varepsilon} - 1)$ ,  $\mathbf{k}$  va  $\mathbf{p}$  bozon to'liqin vektorlari,  $v(0)$ ,  $\mathbf{k}=0$  va  $\mathbf{p}=0$  da bozonlararo o'zaro ta'sir potentsiali,  $J(\mathbf{k}, \mathbf{p})$   $\mathbf{k} \neq 0$  va  $\mathbf{p} \neq 0$ ,  $\beta=1/k_B T$  da bozonlararo o'zaro ta'sir potentsiali,  $J(\mathbf{k}, \mathbf{p})$  qiymat quyidagi ifodadan aniqlanadi

$$J(\mathbf{k}, \mathbf{p}) = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-1}^{+1} dr v[\mathbf{k}^2 + \mathbf{p}^2 - 2\mathbf{p}\mathbf{k}r]^{1/2}, \quad (7)$$

Boze-zarrachalarining zichligi esa quyidagi ifodadan aniqlanadi

$$\rho_B = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{\mathbf{p}^2 d\mathbf{p}}{e^{\beta\varepsilon} - 1}. \quad (8)$$

Chegaraviy shartlaridan foydalanib va bir qator matematik amallar bajarib,  $\varepsilon(\mathbf{k})$  uchun quyidagi tenglamani olamiz:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon(0) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_B^*}, \quad (9)$$

Bu erda  $m_B^*$  - o'zaro ta'sirlashuvchi bozonlarning samarali massasi va quyidagicha

$$\frac{1}{m_B^*} = \frac{1}{m_B} - \frac{1}{\pi^2} \frac{v(0)}{\hbar^2 k_c^2} \int_0^{k_s} d\mathbf{k} \mathbf{k}^2 \frac{1}{\exp[\beta(\varepsilon(0) + \hbar^2 \mathbf{k}^2 / 2m_B^*)] - 1}. \quad (10)$$

U holda, Boze-zarralarining zichligini quyidagi tenglamadan aniqlash mumkin:

$$\rho_B = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{k_s} \frac{d\mathbf{k} \mathbf{k}^2}{\exp[\beta(\varepsilon(0) + \hbar^2 \mathbf{k}^2 / 2m_B^*)] - 1}. \quad (11)$$

(10) va (11) tenglamani solishtirish natijasida quyidagini topamiz

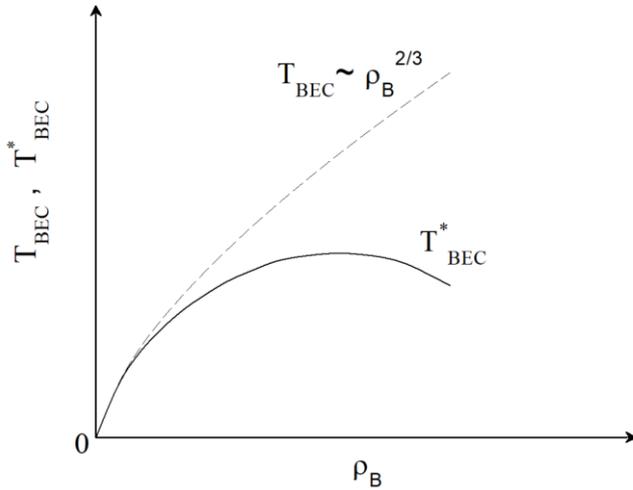
$$m_B^* = m_B [1 - 2m_B \rho_B v(0) / \hbar^2 \mathbf{k}^2]^{-1} > m_B. \quad (12)$$

Shu bilan birga, Boze-zarrachalarining bir xil zichligidagi  $m_B^* T_{\text{BEK}}^*$  va ideal Boze gazida  $m_B T_{\text{BEK}}$  natijasiga teng bo'ladi, ya'ni  $\rho_B = \text{const}$  doimiysi bilan quyidagi munosabatni yozishimiz mumkin

$$m_B^* T_{\text{BEK}}^* = m_B T_{\text{BEK}}, \quad (13)$$

$$T_{\text{BEK}}^* = T_{\text{BEK}} [1 - 2m_B \rho_B v(0) / \hbar^2 \mathbf{k}^2] < T_{\text{BEK}}. \quad (14)$$

Kuchsiz ta'sirlashuvchi Boze gazda bipolyaronlar va polyaron Kuper juftlari uchun  $2m_B \rho_B v(0) / \hbar^2 \mathbf{k}^2 \ll 1$  shart bajarilishini taxmin qilishimiz mumkin. 1-rasmda  $T_{\text{BEK}}$  va  $T_{\text{BEK}}^*$  ning bosonlar konsentratsiyasi  $\rho_B$  ga bog'liqligi keltirilgan.



1-rasm. Ideal va noideal Boze-gazlarining BEK haroratining  $T_{\text{BEK}}$  va  $T_{\text{BEK}}^*$  bosonlarning konsentratsiyasi  $\rho_B$  ga bog'liqligi va ularning muhim farqlarini keltirilgan.

Kengaytirilgan Holsteyn modeli (KHM) doirasida qo'shilgan YHO'O'-kupratlarida bipolyaronlar ideal Boze gazining BEK haroratining tashqi bosimga (stress) ta'sirini ko'rib chiqamiz. Legirlangan kupratlardagi o'zaro ta'sir qiluvchi teshikli tashuvchilar va fononlar tizimining Gamiltonianini quyidagicha yozamiz:

$$H = H_e + H_{ph} + H_V + H_{e-ph}, \quad (15)$$

Bu yerda  $H_e = \sum_{\mathbf{n} \neq \mathbf{n}'} T(\mathbf{n} - \mathbf{n}') c_{\mathbf{n}}^{\dagger} c_{\mathbf{n}'}$  - kupratlar kristall panjarasining qo'shni tugunlari orqali teshiklarni sakrash Gamiltoniani;  $H_{ph} = \sum_{\mathbf{q}, \alpha} \hbar \omega_{\mathbf{q}\alpha} (d_{\mathbf{q}\alpha}^{\dagger} d_{\mathbf{q}\alpha} + 1/2)$  - fonon tizimining Gamiltoniani,  $H_V = \sum_{\mathbf{n} \neq \mathbf{n}'} V_c(\mathbf{n} - \mathbf{n}') c_{\mathbf{n}}^{\dagger} c_{\mathbf{n}'} c_{\mathbf{n}}^{\dagger} c_{\mathbf{n}'}$  - Kulon kuchlari orqali  $\mathbf{n}$  va  $\mathbf{n}'$  tugunlarida joylashgan o'zaro ta'sir qiluvchi teshiklarning Gamiltoniyani,  $H_{e-ph} = \sum_{\mathbf{n} m \alpha} f_{m\alpha}(\mathbf{n}) c_{\mathbf{n}}^{\dagger} c_{\mathbf{n}} \xi_{m\alpha}$  - elektron (teshik)-fonon o'zaro ta'sirining Gamiltoniani.

Oddiylik uchun bipolyaronlar ideal Boze gazini hosil qiladi deb faraz qilamiz va bipolyaronning massasi  $m_B = 2m_p$  (bu erda  $m_p$  - polyaronning massasi). Keyin tugunlararo bipolyaronlar BEK harorati sifatida aniqlaymiz

$$T_{\text{BEK}} = \frac{3,31 \hbar^2 n^{2/3}}{2k_B m^*} e^{-g^2}. \quad (16)$$

Zaryad tashuvchilarning ideal gazi uchun zarrachalar orasidagi Kulon o'zaro ta'sirini e'tiborsiz qoldirish mumkin, ya'ni  $H_V$  atamasi. Bunday holda, polyaron massasini KHM doirasida baholash mumkin.

$$\frac{m_p}{m^*} = e^{g^2}, \quad (17)$$

bu yerda  $g^2 = \frac{1}{2M\hbar\omega^3} \sum_{\mathbf{m}} [f_{\mathbf{m}}^2(\mathbf{n}) - f_{\mathbf{m}}(\mathbf{n}) f_{\mathbf{m}}(\mathbf{n} + \mathbf{a})]$  va  $m^* = \hbar^2 / 2T(\mathbf{a})a^2$  teshiklarning erkin tarmoqli massasi.

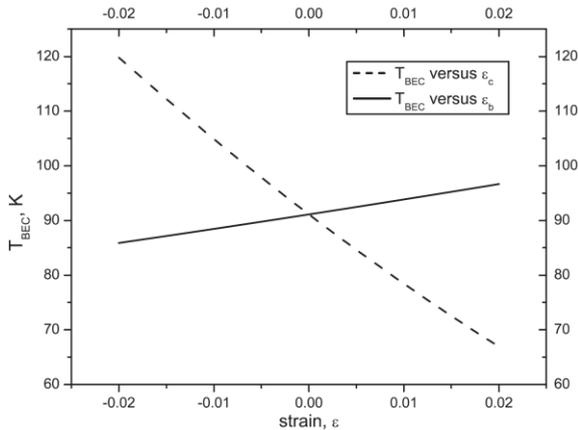
Panjara kuchlanishini (yoki deformatsiyasini) va uning (bi) polyaron massasiga va tugunlararo bipolyaronlar BEK haroratiga ta'sirini ko'rib chiqish uchun siljish zichligi kabi kuch uchun analitik ifodadan foydalanamiz.

$$f_{\mathbf{m}}(\mathbf{n}) = \frac{kc(1-\varepsilon_c)}{[|(\mathbf{n}-\mathbf{m})(1-\varepsilon_i)|^2 + (c(1-\varepsilon_c))^2]^{3/2}}, \quad (18)$$

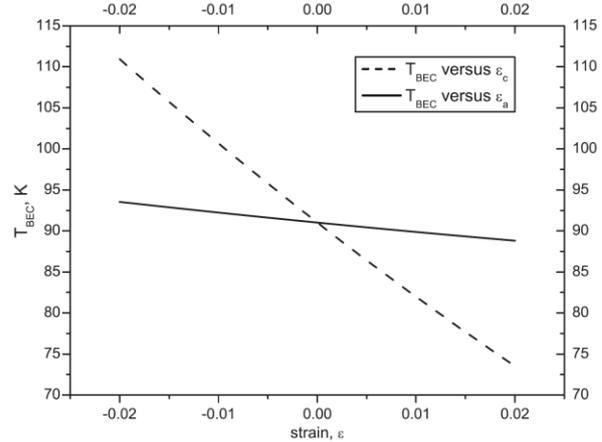
bu erda  $k$  kuprat kristall panjarasining a-, b- va c- o'qlari bo'ylab mos ravishda panjara kuchlanishining  $\varepsilon_a$ ,  $\varepsilon_b$ , va  $\varepsilon_c$  ma'lum bir koeffitsienti. Masofa  $|\mathbf{n} - \mathbf{m}|$  panjara doimiysi  $|\mathbf{a}|=1$  yoki  $|\mathbf{b}|=1$  birliklarida o'lchanadi. Panjara kuchlanishlari quyidagicha aniqlanadi

$$\varepsilon_a = \frac{|a_{\text{недеформ}} - a_{\text{деформ}}|}{a_{\text{недеформ}}}, \varepsilon_b = \frac{|b_{\text{недеформ}} - b_{\text{деформ}}|}{b_{\text{недеформ}}}, \varepsilon_c = \frac{|c_{\text{недеформ}} - c_{\text{деформ}}|}{c_{\text{недеформ}}} \quad (19)$$

(18) tenglama tugunlararo bipolyaronlar BEK haroratini ushbu bipolyaronlar massalari orqali kuchlanishlar (shtammlar) bilan bog'lash imkonini beradi. (16) tenglama YHO'O'-kupratlarida teshikli tashuvchilarning doimiy zichligida  $T_{\text{BEK}}$  ning  $\varepsilon_a$ ,  $\varepsilon_b$ , va  $\varepsilon_c$  kuchlanishlarga bog'liqligini o'rganishga imkon beradi. Bu bog'liqlik polyaron ta'siridan kelib chiqadi.  $T_{\text{BEK}}$  qiymatlarini model panjarasi uchun  $b$ - o'qi  $\varepsilon_b$  va  $c$  - o'qi  $\varepsilon_c$  bo'ylab YHO'O'-kupratlarining panjara kuchlanishiga qarab hisoblab chiqdik.  $T_{\text{BEK}}$  ( $\varepsilon_b$ ) va  $T_{\text{BEK}}$  ( $\varepsilon_a$ ) uchun hisoblash natijalari mos ravishda 2a va 2b rasmda ko'rsatilgan.



2a-rasm. YHO'O' YBCO dagi tugunlararo bipolyaronlar BEK harorati  $b$  o'qi  $\varepsilon_b$  (qattiq chiziq) va  $c$  o'qi  $\varepsilon_c$  (chiziq chiziq) bo'ylab kuchlanish funksiyasi sifatida  $n=1 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$  va  $k^2/(2M\hbar\omega^3)=5.885$  hisoblangan.



2b-rasm. YHO'O' YBCO dagi tugunlararo bipolyaronlar BEK harorati  $a$  o'qi  $\varepsilon_a$  (qattiq chiziq) va  $c$  o'qi  $\varepsilon_c$  (chiziq chiziq) bo'ylab kuchlanish funksiyasi sifatida  $k^2/(2M\hbar\omega^3)=9.265$  hisoblangan.

Yuqoridagi natijalar shuni ko'rsatadiki, tugunlararo bipolyaronlar va  $T_c$  YHO'O'-kupratlarining BEK harorati bir-biri bilan bog'liq va eksperimental ravishda kuzatilgan YHO'O'-kupratlarining  $T_c$  bosimiga ta'sirini sifat jihatidan tushuntiradi. Natijalarimiz va eksperimental ma'lumotlarimiz o'rtasidagi miqdoriy tafovutlar bir nechta omillarga bog'liq bo'lishi mumkin: (1) tanlangan model panjarasi oddiy; (2) bipolyaronlar o'tao'tkazuvchan bo'lmagan ideal Boze gazini hosil qiladi, lekin ular ideal bo'lmagan Boze gazini va Boze suyuqligini hosil qilishi mumkin degan taxmin; (3) KHMda elektron-fonon birikmasi holatida egilish zichligi tipidagi kuchning analitik formulasini tanlash, uning YHO'O'-kupratlariga qo'llanilishi bipolyarlarning boshqa modellari (masalan, katta bipolyaronlar) bilan solishtirganda taxminiydir).

Uchinchi bobda "**Kam va optimal legirlanlgan YHO'O'-kupratlarining psevdotirqish normal holatidagi g'ayrioddiy termodinamik xususiyatlari**" legirlash darajasiga qarab, YHO'O'-kupratlarida BKS-simon energiya bo'shlig'i (psevdotirqish) va incogrent qutbli Kuper juftlarini hosil qilish jarayonlari ko'rib chiqiladi.  $T_c$  dan yuqori bo'lgan bu xarakterli haroratlarning mavjudligini ko'rsatadigan miqdoriy faza diagrammasi taqdim etilgan va elektron issiqlik sig'imi  $C_e(T)$  ning  $T^*$  dan yuqori va past haroratlarda bog'liqliklari ham tahlil qilingan. Kiritma qo'shilgan fazasining ta'siri va zaryad taqsimotining bir hilligi ko'rib chiqiladi, bu issiqlik sig'imining anomal xususiyatlarini tushuntirishda asosiy rol o'ynaydi.

Oddiy metallarda va legirlangan YHO'O'-kupratlarida qutb tashuvchilarda elektronlarning Kuper juftlashishi mexanizmlari sezilarli darajada farq qiladi. O'zgartirilgan BKS formalizmini yirik qutblarning o'zaro ta'sir qiluvchi Fermi gaziga qo'llagan holda, bunday o'zaro ta'sir qiluvchi Fermi tizimining qo'zg'alish spektrlarida BKS-simon psevdotirqishni  $\Delta^*(T)$  aniqlash uchun o'rtacha fermion maydonining tenglamasini olamiz

$$\Delta^*(\mathbf{k}, T) = - \sum_{\mathbf{k}'} V_p(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \frac{\Delta^*(\mathbf{k}', T)}{2E(\mathbf{k}', T)} \tanh \frac{E(\mathbf{k}', T)}{2k_B T}, \quad (20)$$

bu yerda

$$V_p(\vec{k}, \vec{k}') = \begin{cases} V_c - V_{ph} & \text{bunda } |\varepsilon(\vec{k})|, |\varepsilon(\vec{k}')| \leq \varepsilon_A = E_p + \hbar\omega_{LO} \\ V_c & \text{bunda } \varepsilon_A \leq |\varepsilon(\vec{k}')|, |\varepsilon(\vec{k}')| < \varepsilon_c, \\ 0 & \text{boshqa hollarda} \end{cases} \quad (21)$$

to'lqin vektorlari  $\mathbf{k}$  va  $\mathbf{k}'$  bo'lgan polaronlar o'rtasidagi juftlik o'zaro ta'sir potentsiali, va  $E(\mathbf{k}, T) = \sqrt{\varepsilon^2(\mathbf{k}) + \Delta^{*2}(\mathbf{k}, T)}$  o'zaro ta'sir qiluvchi Fermi tizimining bir zarracha qo'zg'alish energiyasi,  $\varepsilon(\mathbf{k})$  qutblarning fermi energiyasidan o'lchangan qutblar energiyasi

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2(3\pi^2 n)^{2/3}}{2m_p} = \frac{\hbar^2(3\pi^2 n_{ax})^{2/3}}{2m_p}. \quad (22)$$

Model potentsialidan foydalanish (21) tenglamadagi  $\vec{k}$  yig'indini integral (20) ustidan o'zgartirib, BKS-simon psevdotirqishni  $\Delta^*(T)$  va Kuper polaron juftlarining hosil bo'lish haroratini  $T^*$  aniqlash uchun quyidagi tenglamani olamiz:

$$\frac{1}{\lambda^*} = \int_0^{\varepsilon_A} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^{*2}(T)}} \tanh \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^{*2}(T)}}{2k_B T}, \quad (23)$$

Bu erda  $\lambda^* = D_p(\varepsilon_F) \tilde{V}_p$  samarali BKS-simon ulanish konstantasi,  $D_p(\varepsilon_F) = 1/\varepsilon_F$  - bir spin orientatsiyasi uchun Fermi darajasidagi holatlarning zichligi,  $\varepsilon$  - qutbdan o'lchanadigan katta polaronlarning energiyasi Fermi energiyasi  $\varepsilon_F = \tilde{V}_p = V_{ph} - \tilde{V}_c$  qutblar o'rtasidagi juft o'zaro ta'sirning samarali potentsiali,  $V_{ph}$  - optik fononlarning almashinuvi orqali ikki qutb o'rtasidagi o'zaro ta'sirning potentsiali,  $\tilde{V}_c = V_c / [1 + D_p(\varepsilon_F) V_c \ln(\varepsilon_c / \varepsilon_A)]$  ular orasidagi ekranlangan Kulon o'zaro ta'sir potentsiali,  $V_c$  ekranlanmagan Kulon potentsiali,  $\varepsilon_A = E_p + \hbar\omega_0$  g'ayrioddiy jozibali elektron-fonon o'zaro ta'sirining kesish energiyasi,  $E_p$  - polaronning bog'lanish energiyasi,  $\varepsilon_c$  - qutblar orasidagi Kulon o'zaro ta'sirining kesish energiyasi.

$\Delta^*(T) \rightarrow 0$  da  $T \rightarrow T^*$ ,  $\Delta^*(T) \rightarrow 0$ . Unda  $\varepsilon_A \geq 7k_B T^*$  (23) dan

$$k_B T^* \approx 1.134 (E_p + \hbar\omega_0) \exp[-\frac{1}{\lambda^*}]. \quad (24)$$

(24) ifodadan, odatiy BKS ( $T_c = T^*$ ) juda kam legirlangan kupratlarda maxsus holat sifatida amalga oshiriladi, bu yerda polaron effekti  $E_p = 0$  da yo'qoladi va (24) tenglamada eksponenta oldidagi had  $\hbar\omega_0$  bilan almashtiriladi. Ushbu YHO'O'-kupratlarida legirlash darajasi va harorat oshishi bilan psevdotirqish  $\Delta^*$ , asta-sekin kamayadi.  $T \rightarrow T^*$  da bu psevdotirqish nolga intiladi va  $T = T^* > T_c$  yoki hatto  $T = T^* \gg T_c$  da yo'qoladi. Shuning uchun, BKS bo'lmagan o'ta'otkazgichlar, YHO'O'-kupratlarida, qo'shimcha aralashmalarni o'z ichiga olgan holda,  $T^*$  da ikkinchi darajali fazaga o'tish ularning termodinamik xususiyatlarida namoyon bo'lishi kerak.

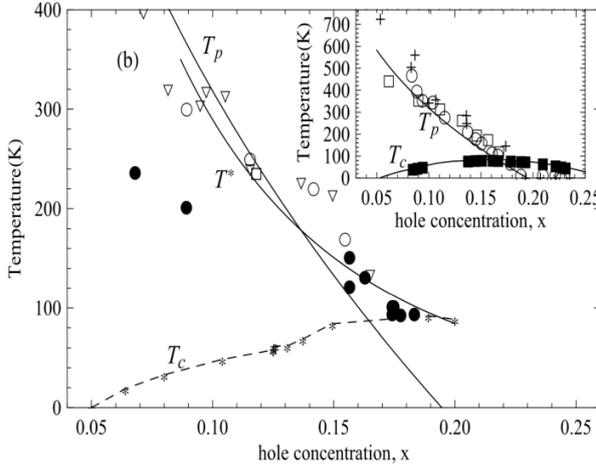
Endi  $T^*$  atrofida qutbli Kuper juftlarining hosil bo'lish haroratining YHO'O'-kupratlarida teshik legirlash darajasiga bog'liqligini o'rganish uchun polaronlar holatining zichligini oddiy shaklda taxmin qilish mumkin.

$$D_p(\varepsilon_F) = \frac{1}{\varepsilon_F}. \quad (25)$$

Keyin (20) ifodani (22) ni hisobga olgan holda quyidagicha yozish mumkin:

$$k_B T^*(x) \approx 1.134 \varepsilon_A \exp\left[-\frac{\hbar^2(3\pi^2 n_a x)^{2/3}}{2m_p}\right]. \quad (26)$$

Bizning nazariy natijalarimiz YHO'O'-materiali YBCO uchun eksperimental ma'lumotlarga mos keladi (3-rasmga qarang). Kam, optimal va yuqori legirlangan YHO'O'-kupratlar aslida BKS tipidagi o'tao'tkazgichlar emas, balki bozonli o'tao'tkazgichlar bo'lib, bu materiallarida  $T^*$  (BKS-simon o'tishning boshlanishi) va  $T_c$  ( $\lambda$ -simon o'tao'tkazuvchanlikka o'tishning boshlanishi) ikki harorat o'rtasidagi farq polaron ta'siriga bog'liq.  $T^*(x)$  Polaronli va BKS-simon psevdotirqish bo'yicha yuqoridagi miqdoriy natijalar bizga LSCO va YBCO YHO'O'-kupratlarning normal holatlarining to'liq va haqiqiy faza diagrammasini yaratishga imkon beradi va bu 3-rasmga ko'rsatilgan.



3-rasm. Oddiy holatda qutblarning Kuper juftlanishining BKS-simon senariysi bo'yicha YBCO YHO'O'-materialining fazaviy diagrammasi va uning eksperimental tasdiqlanishi.  $T^*(x)$  tenglama (3.8) yordamida egri chiziq hisoblangan va BKS-simon qutbli juftlik nazariyasi parametrlari  $m_p=3m_e$ ,  $\varepsilon_A=0.18$  eB,  $\tilde{V}_p=0.058$  eB va  $n_a=1 \cdot 10^{22}$  cm<sup>-3</sup>. Ishdan tajriba nuqtalari (qora doiralar) va (oq doira, uchburchak, kvadrat) olinadi.

YHO'O'-kupratlarining elektron issiqlik sig'imi BKS-simon psevdotirqishning hosil bo'lish harorati  $T^*$  dan yuqori bo'lgan normal holatidagi haroratga bog'liqligini o'rganib chiqdik. Taxminimizcha, YHO'O'-kupratlarining g'ayrioddiy metall holatida,  $T^*$  dan pastda polaron zonasida BKS-simon Kuper juftligi katta qutblar paydo bo'ladi, aralashmalar yaqinida joylashgan katta polaronlar esa juftlashmagan bo'ladi.  $T^*$  dan yuqorida bu ikki turdagi polaron tashuvchilar hissasi va YHO'O'-kupratlarining  $C_e(T)$  quyidagicha aniqlanadi.

$$C_e(T > T^*) = (\gamma_{e1} + \gamma_{e2})T, \quad (27)$$

bu yerda  $\gamma_{ei} = 2\pi^2 D_p(\varepsilon_{Fi}) k_B^2 / 3 = (\pi^2 / 3) k_B^2 g(\varepsilon_{Fi})$  ( $i=1,2$ ),  $g(\varepsilon_{Fi})=3N_i/2\varepsilon_{Fi}=3Nf_i/2\varepsilon_{Fi}$  – qutbli Fermi  $\varepsilon_{Fi}$  darajasidagi holatlar zichligi,  $N_i$ –  $i$ -turdagi yirik qutblar soni,  $N=N_1+N_2$ – tizimdagi qutb tashuvchilarning umumiy soni,  $f_i=N_i/N$  –  $i$ –turdagi yirik polaron tashuvchilarning ulushi. Legirlangan kupratlar uchun  $C_e(T>T^*)$  dagi chiziqli termin uchun koeffitsient quyidagicha aniqlanadi

$$\gamma_e = \gamma_{e1} + \gamma_{e2} = \frac{\pi^2}{2} k_B^2 x N_A \left( \frac{f_1}{\varepsilon_1} + \frac{f_2}{\varepsilon_2} \right), \quad (28)$$

bu yerda molyar hajm birligiga  $\text{CuO}_2$  (yoki panjara atomlari) formula birliklari soni Avogadro soniga teng ekanligini hisobga oldik  $N_A=6,02 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ ,  $x=N/N_A$  – tashuvchilarning o‘lchamsiz konsentratsiyasi,  $k_B N_A=8,314 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}$

Haqiqiy eksperimental vaziyatni va legirlangan YHO‘O‘-kupratlarida  $C_e(T)$  ning miqdoriy tavsiflovchi muhim parametrlar  $\varepsilon_{Fi}$  va  $f_i$  hisoblanadi. Polyaronda  $\varepsilon_{Fi}$  va  $f_i$  ning o'ziga xos qiymatlaridan foydalanish ( $\varepsilon_{F1} \approx 0.15 \text{ эВ}$ ,  $f_1=0.6$ ) va qo‘shimchalar kiritilgan zonasi ( $\varepsilon_{F2}=0.06 \text{ эВ}$ ,  $f_2=0.4$ ), LSCO uchun  $x=0.1$  da  $\gamma_e \approx 5,67 \text{ мДж/моль} \cdot \text{К}^2$ .  $\gamma_e$  ning eksperimental qiymati (4,9-7,3)  $\text{мДж/моль} \cdot \text{К}^2$ . oralig'ida joylashgan. YBCO birikmasi uchun legirlash darajasini nisbatdan aniqlash mumkin (M. Muroi et al. Physica C 246 (1995) 357)

$$x(\delta) = \begin{cases} (1 - \delta)^3 & 0 \leq 1 - \delta \leq 0.5 \text{ uchun} \\ (0.5 - \delta)^3 + 0.125 & 0.5 < 1 - \delta \leq 1, \text{ uchun} \end{cases} \quad (29)$$

shundan kelib chiqadiki,  $x(\delta=0.115) \approx 0.182$ . YBCO uchun  $\varepsilon_{F1}=0.20 \text{ эВ}$ ,  $\varepsilon_{F2}=0.1 \text{ эВ}$ ,  $f_1=0.6$  va  $f_2=0.4$  ni olib,  $\gamma_e=4,65 \text{ мДж/моль} \cdot \text{К}^2$  ni topamiz.  $\gamma_e$  ning bu qiymati YBCO uchun eksperimental natijalari bilan yaxshi mos keladi  $\gamma_e \approx 4.3\text{--}4.9 \text{ мДж/моль} \cdot \text{К}^2$  (A. Junod, et al., Physica C 185-189 (1991) 1399).

BKS-simon psevdotirqishning  $T^*$  hosil bo'lish haroratidan pastroqda uch turdagi zaryad tashuvchilar  $C_e(T)$  ga hissa qo'shadi: (i) qutb zonasida Kuper juftlarining dissotsiatsiyasi (qo'zg'alishi) natijasida paydo bo'ladigan Bogolyubov kvazizarralari, (ii) qo'shimchar qo'shilgan zonadagi juftlashtirilmagan qutblar va (iii) Kuper juftlarining kogerent (o'tao'tkazuvchan bo'lmagan) ideal Boze gazi. Bogolyubov kvazizarralarining  $C_e(T)$  ga hissasi quyidagicha aniqlanadi:

$$C_{e1}(T < T^*) = \frac{g(\varepsilon_{F1})}{k_B T^2} \int_0^{\varepsilon_A} f(E)(1 - f(E)) \left[ E^2(\varepsilon) - \frac{T}{2} \frac{d\Delta^*(T)}{dT} \right], \quad (30)$$

Bu yerda  $g(\varepsilon_{F1}) = 3N_A x f_1 / 2\varepsilon_{F1}$ ,  $f(E) = [e^{E/k_B T} + 1]^{-1}$   $E(\varepsilon) = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^*(T)}$ .

BEK  $T_{\text{БК}}$  haroratidan past bo'lgan ideal Boze gazining energiyasi quyidagicha aniqlanadi (Landau L., Lifshitz E., Stat. fizika. I qism. –M: Nauka, 1976. S.530):

$$U = 0.77 N_c k_B T \left( \frac{T}{T_{\text{БК}}} \right)^{3/2}, \quad (31)$$

bu erda  $N_c$  - Boze zarralari soni. Inkogerent Kuper juftlarining bunday Boze gazining issiqlik sig'imi munosabatdan aniqlanadi

$$C_{e3}(T < T^*) = \frac{dU}{dT} = 1.925 k_B N_c \left( \frac{T}{T_{\text{BEC}}} \right)^{3/2}. \quad (32)$$

$T^*$  dan past bo'lgan umumiy elektron issiqlik sig'imi ifoda bilan aniqlanadi

$$C_e(T < T^*) = C_{e1}(T) + C_{e2}(T) + C_{e3}(T), \quad (33)$$

Bu yerda  $-C_{e2}(T < T^*) = (\pi^2/2) k_B^2 T g(\varepsilon_{F2})$  qo'shimcha kiritilgan sohada juftlashmagan polyaronlarning issiqlik sig'imi va  $g(\varepsilon_{F2}) = 3N_A x f_2 / 2\varepsilon_{F2}$ .

Polyaron tashuvchilarning BKS-simon juftlashishida paydo bo'ladigan psevdotirqish  $\Delta^*(T)$  va uning hosil bo'lish harorati  $T^*$  (23) tenglamadan aniqlanadi.  $T^*$  dan past haroratlarda YHO‘O‘-kupratlarining normal holatida hosil bo'lgan bunday psevdotirqishning kattaligi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$\Delta^*(T) = 3.06 k_B T^* \sqrt{1 - \frac{T}{T^*}}, \quad (34)$$

Bu  $0.75T^* < T \leq T^*$  harorat oralig'ida eng yaxshi yaqinlashish hisoblanadi. Qiyosiy 4-rasmda BKS-simon psevdotirqish  $\Delta^*$ , tenglamaning analitik yechimining haroratga bog'liqligi ko'rsatilgan (23) qiymatlari  $\lambda^*=0.57$ ,  $T^*=98$  K va tenglamaning sonli yechimi (34) da  $T^*=98$  K. 4-rasmda ko'rishingiz mumkinki, bu yaqinlashuvlar  $0.75T^* < T \leq T^*$  harorat oralig'ida yaxshi yaqinlashish bo'lib, bizning raqamli hisoblarimiz uchun etarli, lekin past haroratlarda ular orasida og'ish bor.

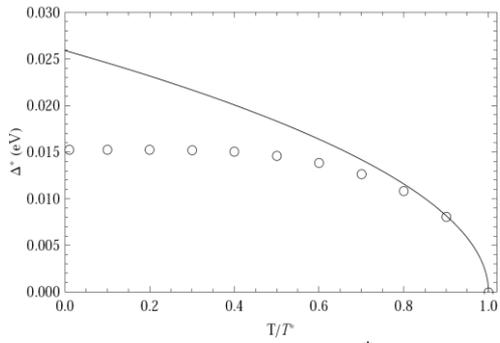
$N_c$  nokogerent Kuper juftlarining soni va ularning BEK harorati mos ravishda quyidagi ifodalardan aniqlanadi:

$$N_c = \frac{1}{4} g(\varepsilon_{F1}) \int_{-\varepsilon_A}^{\varepsilon_A} \left[ 1 - \frac{\varepsilon}{E} \right] \frac{e^{E/k_B T}}{e^{E/k_B T} + 1} d\varepsilon, \quad (35)$$

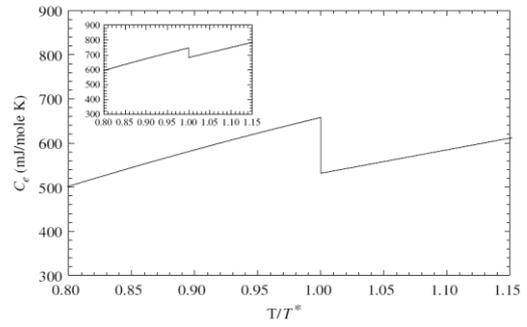
$$T_{\text{BEK}} = \frac{3.31 \cdot \hbar^2}{k_B m_c} N_c^{3/2}, \quad (36)$$

bu yerda  $m_c = 2m_p$  - qutbli Kuper juftlarining massasi,  $\varepsilon_{F1} > \varepsilon_A = 0.1 \text{ eB}$ ,  $m_p = 2m_e$ .

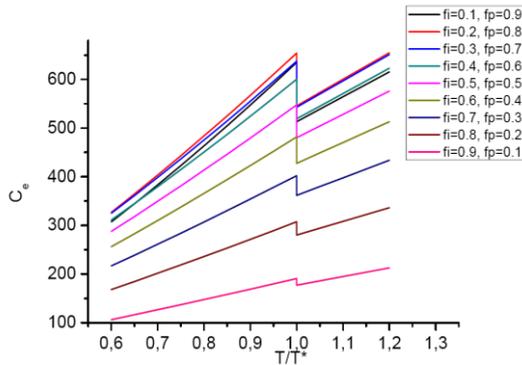
$N_c$  va  $T_{\text{BEK}}$  qiymatlarining raqamli hisob-kitoblari,  $T^*$  dan pastda  $T_{\text{BEK}}$  qiymati  $T^*$  ga juda yaqin (ya'ni  $T_{\text{BEK}} \geq T^*$ ), lekin  $T^*$ ,  $T_{\text{BEK}} \gg T^*$  dan biroz pastroqligini ko'rsatadi.  $C_e(T \leq T^*)$  va  $C_e(T > T^*)$  uchun polyaron tashuvchilarning polyaron tasmasi va kiritmali bandi o'rtasidagi taqsimlanishi tafsilotlari hisob-kitob natijalariga hamda ikkala  $\varepsilon_{Fi}$ , shuningdek  $f_i$  o'zgarishlariga bog'liq. Aslida,  $C_e(T)$  ning xatti-harakati  $\varepsilon_{Fi}$ ,  $f_i$ ,  $x$  parametrlarini tanlashga bog'liq va bizni polyaron diapazoni o'rtasida mos keladigan zaryad tashuvchilarning taqsimlanishidagi o'zgarishlarni hisobga oladigan o'z-o'zidan izchil hisob-kitoblar degan xulosaga olib keladi, va kiritmali bandini tajriba bilan solishtirish uchun ishlatish kerak. Legirlangan YHO'O'-kupratlari uchun  $C_e$  va  $C_e/T$  ning haroratga bog'liqligini tanlash va mos keladigan parametrlarini sinchkovlik bilan o'rganish orqali tanlab olinadi. Bunday tanlov nazariyani  $C_e(T)$  ning turli YHO'O'-kupratlarida o'tkazilgan tajribalar bilan uyg'unlashtirish uchun zarur.  $T = T^*$  da  $C_e(T)$  ning miqdoriy xususiyati asosan  $C_e(T)$  ga psevdotirqish va kiritmali ta'siri bilan aniqlanadi. Ushbu qarama qarshilikda kam va optimal legirlangan YHO'O'-kupratlarida  $T_c$  dan yuqorida  $C_e(T)$  da BKS-simon sakrashning shakli aniqlaydi. Qo'zg'atilgan Kuper juftlarining Fermi komponentlari va o'tao'tkazuvchan bo'lmagan bozonli Kuper juftlari hisobiga BKS-simon hissasi  $C_e(T < T^*)$  kiritmali sohadagi juftlashmagan tashuvchilar hisobiga qo'shilgan hissadan ustun bo'ladi.  $C_e(T)$  ning anomaliyasi  $T^*$  da paydo bo'ladi (5-rasm). Biroq,  $C_e(T)$  ga kiritmali hissasi BKS-simon hissadan ustun bo'lsa, vaziyat sezilarli darajada o'zgaradi. Bunday holda,  $T_c$  dan yuqori bo'lgan  $C_e(T)$  ga bog'liqligi  $C_e(T)$  ga nisbatan katta miqdordagi kiritmali hissasi tufayli sezilarli darajada o'zgaradi va  $C_e(T)$  bog'liqligining uzilishi zaiflashadi yoki tajribalarda kuzatiladigan kamroq aniqlangan BKS-simon anomaliyaga aylanadi. 5-rasmda  $\varepsilon_{F1} \approx 0.189 \text{ eB}$ ,  $\varepsilon_{F2} \approx 0.043 \text{ eB}$  va  $f_1 = 0.7$ ,  $f_2 = 0.3$  parametrlari yordamida  $T^* = 140$  K ga yaqin haroratlarda  $T/T^*$  funksiyasi sifatida hisoblangan, legirlash darajasi  $x = 0,10$  bo'lgan o'tao'tkazuvchan kupratning elektron issiqlik sig'imi ko'rsatilgan. 5-rasmning ichki qismida  $\varepsilon_{F1} \approx 0.086 \text{ eB}$ ,  $\varepsilon_{F2} \approx 0.068 \text{ eB}$  va  $f_1 = 0.15$ ,  $f_2 = 0.85$ , parametrlari yordamida  $T^* = 160$  K yaqinidagi pasaytirilgan harorat  $T/T^*$  funksiyasi sifatida hisoblangan bir xil o'tao'tkazuvchan kupratning elektron issiqlik sig'imi ko'rsatilgan, bu zaryad tashuvchilarning qutb sohasi va kiritmali sohasi o'rtasida qayta taqsimlanishiga mos keladi. Bundan tashqari, 6 va 7-rasmlarda kamaytirilgan harorat  $T/T^*$  funksiyasi



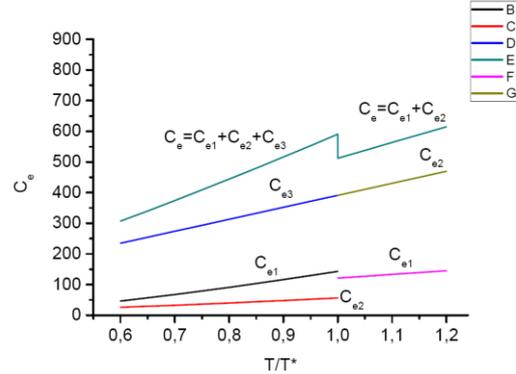
4-rasm. Pseudogap  $\Delta^*$  ning haroratga bog'liqligi va uning hosil bo'lish harorati  $T^*$



5-rasm. To'liq legirlanmagan o'tao'tkazuvchi kupratning elektron issiqlik quvvati; qo'shimchada: bir xil kupratning elektron issiqlik quvvati



6-rasm. To'liq legirlanmagan o'tao'tkazuvchi kupratning elektron issiqlik quvvati  $T/T^*$  kamaytirilgan harorat funksiyasi sifatida hisoblanadi



7-rasm. To'liq legirlanmagan o'tao'tkazuvchi kupratning elektron issiqlik quvvati  $T/T^*$  kamaytirilgan harorat funksiyasi sifatida hisoblanadi

sifatida hisoblangan legirlash darajasi  $x=0,10$  bo'lgan kam legirlangan o'tao'tkazuvchi kupratning  $C_e(T \leq T^*)$  va  $C_e(T \leq T^*)/T$  nazariy jihatdan hisoblangan qiymatlari ko'rsatilgan. Bu yerda shuni ta'kidlash kerakki, ba'zi mualliflar  $T_c$  dan yuqori o'ziga xos issiqlikda sakrashni topsalar ham, ular buni BKS-simon o'tishdan boshqa fazali o'tish bilan bog'lashdi yoki shunchaki e'tiborsiz qoldirdilar. Biroq, birinchi qarashda,  $C_e(T)$  bo'yicha ba'zi eksperimental ma'lumotlar  $T_c$  dan yuqori bo'lgan sezilarli uzluksiz anomaliyalarni umuman ko'rsatmaydi, ammo YHO'O'-kupratlarida turli haroratlarda  $T > T_c$  yaqinroq tekshirilganda  $C_e(T)$  yoki  $C_e(T)/T$  qiyaligidagi burmalar aniqlanadi. Demak, kupratlarda  $C_e(T)$  bog'liqlik egri chizig'i  $T^*=T$  da uzilgan joylarda BKS-simon fazali o'tish borligini taxmin qilishimiz mumkin. Darhaqiqat, yuqori haroratlarda ( $T=T^*$ ) issiqlik sig'imiga asosiy hissa fononlar tomonidan qo'shiladi va issiqlik sig'imining elektron qismini umumiy issiqlik sig'imidan aniq ajratish mumkin emas. Harorat  $T^*$  yaqinida, fononlarning hissasi tufayli umumiy issiqlik sig'imi issiqlik sig'imining elektron qismiga nisbatan juda katta va shuning uchun BKS-simon psevdotirgish paydo bo'lishi sababli anomaliyani kuzatish qiyin bo'ladi. Ammo LSCO va YBCO birikmalari uchun issiqlik sig'imi ma'lumotlarini diqqat bilan tekshirish bunday anomaliyaning aniq mavjudligini ko'rsatadi. Yuqoridagi mulohazalardan kelib chiqib,  $T^* > T_c$  da YHO'O'-kupratlarining elektron issiqlik sig'imida kutilayotgan BKS-simon sakrashlar ko'pincha shovqin bilan yopiladi, aralashmalar va namunalarning taqsimlanishidagi bir xillikning ta'siri tufayli kamroq sakrashlar sifatida kuzatiladi.

To'rtinchi bobda "O'tao'tkazuvchanlik holatida kam va optimal legirlangan YHO'O'-kupratlarining anomal termodinamik xususiyatlari" YHO'O'-kupratlarda qutbli Kuper juftlarining o'tao'tkazuvchi Boze-suyuqligining entropiyasi va issiqlik sig'imining haroratga bog'liqligini nazariy tadqiqotlar natijalari keltirilgan. ularning o'tao'tkazuvchanlik holati (ya'ni  $T \ll T_c$  va  $T \leq T_c$  da).

Entropiya YHO'O'-kupratlarida qutbli Kuper juftlarining o'tao'tkazuvchan Boze-suyuqligi quyidagi ifodadan aniqlanadi.

$S(T) = k_B \sum_k [(n_B(k, T) + 1) \ln|(n_B(k, T) + 1)| - n_B(k, T) \ln|n_B(k, T)|]$ , (37)  
 Bu yerda  $n_B(k, T) = [\exp(E_B(k)/k_B T) - 1]^{-1}$  - Boze taqsimot funksiyasi,  $E_B(k) = \sqrt{(\varepsilon(k) + \tilde{\mu}_B(T))^2 - \Delta_B^2(T)}$  - o'ta suyuqlik Boze-suyuqligining qo'zg'alish spektri,  $\varepsilon(k)$  - bozonlarning kinetik energiyasi,  $\tilde{\mu}_B$  - o'zaro ta'sir qiluvchi bozonlarning qayta normallashtirilgan kimyoviy potentsiali,  $\Delta_B$  - bozonlarni jalb qilishning kogerentlik parametri (yoki o'ta suyuqlik tartibi parametri) (Kuper polyaron juftligi).

$E_B(k)$  - uchun ifoda quyidagicha yozilishi mumkin

$$E_B(k) = \sqrt{\varepsilon^2 + 2\varepsilon\tilde{\mu}_B(T) + \Delta_B^2(T)}, \quad (38)$$

bu yerda  $\Delta_B(T) = \sqrt{\tilde{\mu}_B^2(T) - \Delta_B^2(T)}$ ,  $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m_B$ ,  $m_B$  - bozon massasi.

(37) ifodani quyidagicha yozish mumkin

$$S(T) = k_B \sum_k \left[ \frac{\ln \left| \frac{1}{1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)} \right|}{1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)} - \frac{\exp(-E_B(k)/k_B T)}{1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)} \ln \left| \frac{\exp(-E_B(k)/k_B T)}{1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)} \right| \right], \quad (39)$$

$\Delta_B(T) > 0$  uchun quyidagi  $[1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)]^{-1}$ ,  $\ln|\exp(-E_B(k)/k_B T)|$ ,  $\ln|1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)|$  iboralarini kuchlar bo'yicha Teylor qatoriga yoyish olamiz. U holda (39) ifodani quyidagi shaklda yozish mumkin

$$S(T) \approx k_B \sum_k \left[ 3 \exp\left(-\frac{E_B(k)}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{3E_B(k)}{k_B T}\right) \right] \approx 3k_B \sum_k \exp\left(-\frac{E_B(k)}{k_B T}\right). \quad (40)$$

(40) ifodadagi yig'indini integrallash bilan almashtirib, quyidagini olamiz

$$S(T) \approx 3\Omega k_B D_B \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\frac{E_B(k)}{k_B T}\right) d\varepsilon, \quad (41)$$

$\Omega$  - Boze gazining hajmi,  $D_B = \sqrt{2} m_B^{3/2} / 2\pi^2 \hbar^3$  - bozonlarning holat zichligi.  $\varepsilon/k_B T = y$  o'zgaruvchini almashtirib, (41) ifodani shunday yozamiz

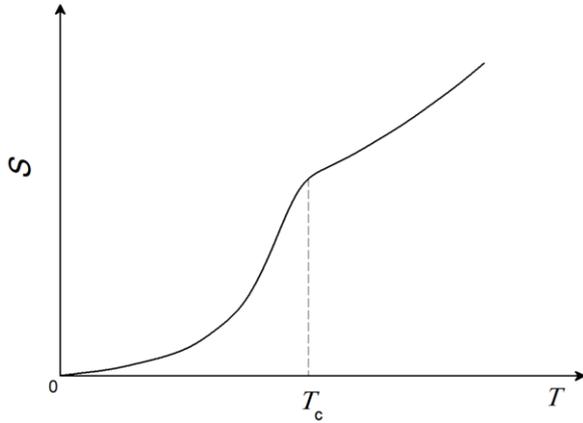
$$S(T) \approx 3\Omega k_B D_B (k_B T)^{3/2} \int_0^\infty \sqrt{y} \exp\left(-\sqrt{y^2 + 2y\tilde{\mu}_B^*(T) + \Delta_B^{*2}(T)}\right) dy, \quad (42)$$

Bu yerda  $\tilde{\mu}_B^*(T) = \tilde{\mu}_B(T)/k_B T$ ,  $\Delta_B^*(T) = \Delta_B(T)/k_B T$ .

$\tilde{\mu}_B(T)$  va  $\Delta_B(T)$   $T_c$  dan yuqorida nolga teng bo'ladi va (42) ifodani shakli

$$S(T) \approx 3\Omega k_B D_B (k_B T)^{3/2} \int_0^\infty y^{1/2} e^{-y} dy, \quad (43)$$

$T_c$ ,  $\tilde{\mu}_B(T) > 0$ ,  $\Delta_B(T) > 0$  dan pastda va entropiya subintegral ifodadagi ko'rsatkichning haroratga bog'liqligi tufayli keskin kamayadi.  $T_c$  dan yuqori va  $T_c$  dan past  $S(T)$  entropiyaning xarakterli haroratga bog'liqligi 8-rasmda ko'rsatilgan.  $S(T)$  ning bu haroratga bog'liqligi YHO'O'-kupratlarida  $S(T)$  entropiyasining eksperimental kuzatilgan haroratga bog'liqligiga o'xshashligi 2 - rasmda ko'rsatilgan [Loram J.W., et al. Physica C 235-240 (1994) 134].



8-rasm. YHO‘O‘-kupratlarida kuchli bog‘langan (polyaronli) Kuper juftlarining o‘ta suyuqlik Boze suyuqligining  $S_e(T)$  elektron entropiyasining haroratga xarakterli bog‘liqligi.

Endi (37) ifodadan foydalanib, o‘taoquvchan Boze-suyuqligining issiqlik sig‘imini quyidagi formula yordamida hisoblashimiz mumkin:

$$C_v(T) = T \frac{\partial S}{\partial T}. \quad (44)$$

(37) ifodadan foydalanib, YHO‘O‘-kupratlarida qutbli Kuper juftlarining o‘ta o‘tkazuvchi Boze-suyuqligining issiqlik sig‘imi uchun quyidagi ifodani topamiz:

$$C_v(T) = \frac{1}{k_B T^2} \sum_k n_B(k) [1 + n_B(k)] \left\{ E_B^2(k) + T \left[ \varepsilon \frac{\partial |\tilde{\mu}_B|}{\partial T} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial T} \Delta_{SF}^2 \right] \right\}, \quad (45)$$

bu yerda  $n_B(k) = [e^{E_B(k)/k_B T} - 1]^{-1} E_B = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_B^2(k) - \Delta_B^2(k)}$ , - o‘zaro ta’sir qiluvchi Boze-gazining kimyoviy potensialidan o‘lchanadigan bozonlarning energiyasi,  $\varepsilon_B(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_B$ ,  $\Delta_B(k)$ – bozonlarning tartib parametri (ya’ni, kogerentlik parametri) va  $m_B$ - bozonlarning massasi.

Yuqori suyuqlik nazariyasiga ko‘ra Boze-suyuqligi (Diss. Baimatova P.J., Toshkent 1995, 137-bet), agar bozonlararo o‘zaro ta’sirning  $\gamma_B$  ulanish konstantasi energiya bo‘shlig‘i  $\Delta_{SF} = \sqrt{\tilde{\mu}_B^2 - \Delta_B^2}$  yo‘qolgan ma’lum bir kritik qiymatdan  $\gamma_B^*$  kam bo‘lsa, o‘ta suyuqlik Boze-suyuqligining  $E_B(k)$  qo‘zg‘alish spektrlarida energiya bo‘shlig‘i  $\Delta_{SF} E = 0$  da yo‘qoladi. Past haroratlarda quyidagi shartlarni qabul qilish mumkin:  $k_B T \ll \tilde{\mu}_B$ ,  $\Delta_B$  va  $\Delta_B \approx \text{const}$ ,  $\tilde{\mu}_B \approx \text{const}$  Shunday qilib, o‘ta suyuqlikli 3D Boze gazining issiqlik sig‘imi quyidagi ifodadan aniqlanadi:

$$C_v(T) \approx \frac{\Omega D_B}{2T^2} \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{\sinh^2 \frac{E_B(\varepsilon)}{2k_B T}} E_B^2(k). \quad (45)$$

$\gamma_B > \gamma_B^*$  va  $\Delta_{SF} > 2k_B T$  funksiyani  $\sinh[E_B(\varepsilon)/2k_B T]$  integral osti (13) ifodadan  $(1/2) \exp[E_B(\varepsilon)/2k_B T]$  almashtirishi mumkin. Bundan tashqari, integralning asosiy hissasi tenglamada kichik ekanligini hisobga olsak (45)  $\varepsilon$  ning kichik qiymatlarini kiritamiz,  $E_B(\varepsilon)$  ni va  $\sqrt{2|\tilde{\mu}_B|\varepsilon + \Delta_{SF}^2} \approx \Delta_{SF} + |\tilde{\mu}_B|\varepsilon/\Delta_{SF}$  bilan almashtirishi mumkin va Teyloring ajratilgan  $\sqrt{2|\tilde{\mu}_B|\varepsilon + \Delta_{SF}^2} \approx \Delta_{SF} + |\tilde{\mu}_B|\varepsilon/\Delta_{SF}$  ko‘rsatkichini olishimiz mumkin. Keyin (45) ni integrallab, quyidagi ifodani olamiz

$$C_v(T) \approx \frac{3\Omega D_B \Delta_B^{5/2}}{|\tilde{\mu}_B|^{3/2}} \sqrt{\pi T} \left[ 1 + \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2\Delta_{SF}}{\pi k_B T}} \right] \exp\left(-\frac{\Delta_{SF}}{k_B T}\right). \quad (46)$$

$\gamma_B < \gamma_B^*$  da o‘taoquvchan 3D Boze suyuqligining qo‘zg‘alish spektridagi  $\Delta_{SF}$  energiya bo‘shlig‘i harorat pasayishi bilan kamayadi va  $T_c^*$  ning ba’zi xarakterli haroratidan pastda yo‘qoladi. Shuning uchun,  $\gamma_B < \gamma_B^*$  va  $T \leq T_c^*$  da  $k$  kichik qiymatlarda 3D Boze suyuqligining o‘taoquvchanlikining qo‘zg‘alish spektri fononga o‘xshash

$E_B(\varepsilon) \sim \sqrt{|\tilde{\mu}_B|/m_B} \hbar k$ , va shuning uchun uning issiqlik sig'imi past haroratlarda  $T^3$  ga mutanosib bo'ladi, ya'ni

$$C_v(T) \sim T^3. \quad (47).$$

O'taoquvchan Boze-suyuqligining yuqoridagi nazariyasi doirasida past haroratlarda ( $T \ll T_c$ ) YHO'O'-kupratlarning elektron issiqlik sig'imining xarakterli harorat bog'liqligini muhokama qilamiz. YHO'O'-kupratlari bilan bog'liq eksperimental faktlar shuni ko'rsatadiki, ushbu materiallardagi  $C_e$  elektron issiqlik sig'imi past haroratlarda  $T^2$  yoki  $T^3$  ga mutanosibdir va chiziqli  $T$  termini va aniq  $\lambda$  -simon anomaliya nafaqat  $T_c$ , balki  $T_c$  dan biroz pastroqdir. Elektron issiqlik sig'imi uchun kuzatilgan past haroratli quvvat qonunlari BKS nazariyasi bilan ifodalangan eksponensial  $C_e(T)$  bog'liqligidan juda farq qiladi. YHO'O'-kupratlarining elektron issiqlik sig'imi BKS-simon  $d$ -to'lqinli juftlik modeli bilan emas, balki Boze-suyuqligining o'taoquvchan nazariyasi bilan yaxshi tavsiflanadi deb hisoblaymiz, chunki  $\Delta_{SF} < \Delta_{SC}$  va ayniqsa  $\Delta_{SF} \ll \Delta_{SC}$  (yoki  $\Delta_{SF} = 0$ ) kupratlarda  $C_e(T)$  ning asosiy hissasi ularning Fermi komponentlarini qo'zg'atishi bilan emas, balki kompozit bozonli Kuper juftlarining qo'zg'alishi bilan kiritiladi.  $\Delta_{SF} = 0$  da, bu nazariya tomonidan bashorat qilingan  $C_e(T)$  ning o'zgarish qonuni (ya'ni fononga o'xshash) haroratga bog'liqligi  $\sim T^3$  va  $\sim T^2$  kuprat o'tao'tkazgichlarda 3D va 2D da YHO'O'-kupratlarida tajribada kuzatilgan. Bundan tashqari, o'ta oquvchan Boze suyuqligi nazariyasiga ko'ra, 3D bosonik o'tao'tkazgichlarda elektron issiqlik sig'imi  $T_c$  atrofida quyidagi harorat harakati  $C_e(T) \sim (T_c - T)^{-0.5}$  ni ko'rsatadi, bunga ko'ra YHO'O'-dagi  $C_e(T)$  kupratlanadi  $\lambda$  -simon o'tish yaqinida  ${}^4\text{He}$  o'ta oquvchanlikning issiqlik sig'imi  $T \rightarrow T_c$  da ajraladi. Bundan kelib chiqadiki, noan'anaviy o'tao'tkazgichlardagi uch o'lchamli Boze-suyuqliklari  $T_c$  haroratning pasayishi bilan  $T_c$  da ikkinchi tartibli fazaga o'tishi mumkin va ular  $T_c$  yaqinida issiqlik sig'imi bo'yicha  $\lambda$  -simon anomaliyani namoyon qiladi. BKS o'tao'tkazgichlaridagi o'ta oquvchan Fermi suyuqligi  $T_c$  da elektron issiqlik sig'imi cheklangan sakrash bilan birga bosqichma-bosqich ikkinchi tartibli fazaga o'tishni namoyon qilsa,  $T_c$  yaqinidagi  $C_e(T)$  ga o'xshash anomaliyalar YHO'O'-kupratlarida kuzatilgan (Diss. Baymatova P.J., Toshkent 1995, 137-bet). Bundan tashqari,  $T_c$  dan yuqori yoki  $T_c$  dan ancha yuqori bo'lgan ushbu YHO'O'-materiallarida kuzatilgan  $C_e(T)$  dagi kichik BKS-simon sakrash  $T = T^* > T_c$  yoki  $T = T^* \gg T_c$  da BKS-simon ikkinchi tartibli faza o'tishlari  $T_c$  ularning elektron quyi tizimi bilan bog'liq. YHO'O'-kupratlarida polyaron tashuvchilar  $T_c$  dan yuqori bozonik Kuper juftlariga birlashtiriladi va bu Kuper juftlari  $T_c$  da Boze suyuq holatiga kondensatsiyalanadi. Kuper juftlarining o'zaro ta'sir qiluvchi Boze gazi uchun kimyoviy potentsial va  $T_c$  ga yaqin kogerentlik parametri quyidagicha berilgan:

$$\tilde{\mu}_B(T) \approx \tilde{\mu}_B(T_c)[1 + a(T_c - T)^{0.5}], \quad (48)$$

va

$$\Delta_B(T) \approx 2\tilde{\mu}_B(T_c)a^{0.5}(T_c - T)^{0.25}, \quad (49)$$

bu  $a = 2(c_0\gamma_B T_c)^{-0.5}(\varepsilon_{BA}/k_B T_c)^{0.25}$  va  $c_0 = \pi^{3/2}/3.912$  (S. Dzhumanov, Int. J. Mod. Phys. B. 12 (1998) 2151). Endi  $\Delta_B(T) \ll \tilde{\mu}_B(T) \ll k_B T_c$  da  $T_c$  ga yaqin ajraladigan ortiqcha suyuqlik Boze gazining issiqlik sig'imi masalasiga murojaat qilaylik.

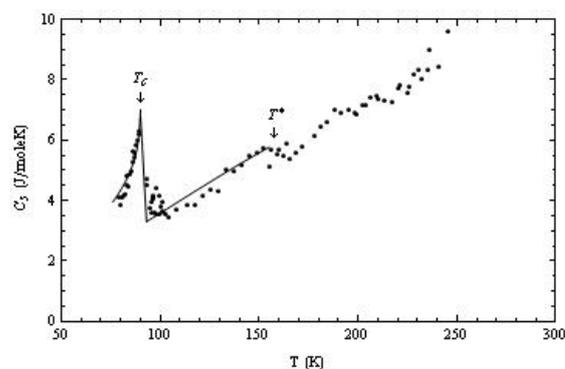
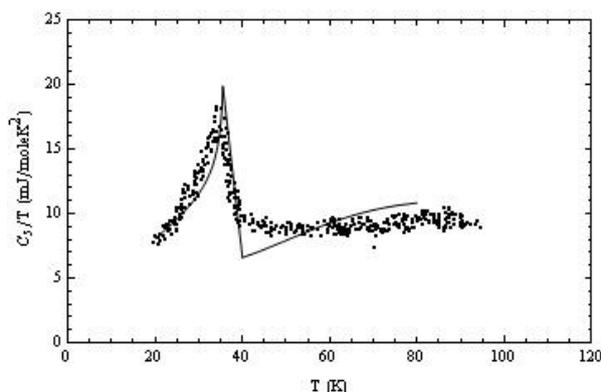
$$C_{SF}(T) \sim (T_c - T)^{-0.5}, \quad (50)$$

va  $T_c$  da  $\lambda$ --simon anomaliya namoyon bo'ladi (ya'ni,  $C_{SF}(T)$  ning xatti-harakati  $^4\text{He}$  o'ta oquvchanga o'xshaydi). Harorat hosilalari производные  $\tilde{\mu}_B$  va  $\Delta_B$ ,  $C_{SF}(T)$  ifodasiga kiritilgan, bunday  $\lambda$ --simon nomuvofiqlikni keltirib chiqaradi. Qo'shimcha suyuqlik miqdorini kiritish orqali  $\nu_B=N_B/N_A$  (bu erda  $N_B$  - jozibali bozonlar soni (qutbiy Kuper juftlari),  $N_A$  - Avogadro soni, u molyar hajm birligiga  $\text{CuO}_2$  formula birliklari soniga teng) va  $f_s=\nu_B/\nu$  (bu erda  $\nu=N/N_A$  qo'shilgan moddaning miqdori) sifatida aniqlangan o'ta suyuqlik bozonik tashuvchilarning molyar ulushi YHO'O'-kupratlarida o'tao'tkazuvchan bosonik gazning molyar issiqlik sig'imini quyidagi shaklda yozishimiz mumkin:

$$C_s(T) = f_s \frac{D_B k_B N_A}{4 \rho_B (k_B T)^2} \int_0^{\varepsilon_{BA}} \frac{\sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{\sinh^2 \frac{E_B(\varepsilon)}{k_B T}} \left\{ E_B(\varepsilon) + \frac{a \tilde{\mu}_B(T_c) T}{2(T_c - T)^{0.5}} [\varepsilon - \tilde{\mu}_B(T_c)] \right\}. \quad (51)$$

Bu erda  $\Omega/\nu_B=N_B \nu_B/\nu_B=\nu_B N_A$  va  $\nu_B=1/\rho_B$  ekanligini hisobga oldik. Yuqorida aytib o'tilganidek, kupratlardagi legirlash tashuvchilar polyaron va kiritmali zonalar o'rtasida taqsimlanadi (Fermi energiyasi  $\varepsilon_{F2}$  bilan) va  $T_c$  dan past bo'lgan o'tao'tkazmaydigan tashuvchilarning solishtirma issiqlik sig'imi  $C_n(T)$  ham uchta hissani hisobga olgan holda hisoblanadi, bular - qutbli Kuper juftlarining hayajonlangan komponentlari, nojo'ya Kuper juftlarining ideal Boze-gazi va aralashmalar bilan bog'liq bo'lmagan tashuvchilar.

Bizning nazariy hisob-kitoblarimiz tegishli tajribalar natijalari bilan taqqoslanadi (V.N. Naumov et al., Physica C 262 (1996) 143; T. Matsuzaki et al., J. Phys. Chem. Sol. 62 (2001) 29) va ular bilan juda yaxshi kelishuvda (9 va 10-rasmlarga qarang).



9-rasm. HoBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7-δ</sub> elektron issiqlik sig'ining haroratga bog'liqligi,  $T_c$  yaqinida va  $T_c$  dan yuqorida o'lchanadi va tajriba ma'lumotlari (V.N. Naumov et al., Physica C 262 (1996) 143) bilan solishtiriladi (qora doiralar)

10-rasm. LSCO elektron issiqlik sig'ining haroratga bog'liqligi,  $T_c$  yaqinida va  $T_c$  dan yuqorida o'lchanadi va tajriba ma'lumotlari (T. Matsuzaki et al., J. Phys. Chem. Sol. 62 (2001) 29) bilan solishtiriladi (qora doiralar)

Bunday holda, o'tao'tkazuvchi Boze gazining issiqlik sig'imi  $C_s(T)$  ni eksperimental gaz bilan solishtirganda, qutb zonasida joylashgan legirlash tashuvchilarning  $f_p$  ulushini va kiritmali zonasida joylashgan bunday tashuvchilarning boshqa  $f_l$  qismini hisobga olish kerak. Shunday qilib,  $T_c$  dan past bo'lgan umumiy o'ziga xos issiqlik sig'imi  $C(T)=C_s(T)+C_e(T)$  yuqorida  $C_e(T)$  ga qo'shilgan uchta hissani hisobga olgan holda hisoblanadi va YHO'O'-kupratlarida elektron issiqlik sig'imi bo'yicha eksperimental ma'lumotlar bilan solishtiriladi (9 va 10-rasmlar).  $\varepsilon_F=0.12$  эВ,  $\varepsilon_{F1}=0.012$  эВ,  $f_p=0.3$ ,  $f_l=0.7$  parametrlari yordamida,  $C_s(T)$  o'tao'tkazuvchanlikning  $C_s(T)$  ga hissasi  $\rho_B=1,6 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ,  $m_B=2,5m_p$ ,  $\tilde{\mu}_B(T_c)=1,6$  мэВ va  $f_s=0.03$  parametrlari

yordamida hisoblanadi (9-rasm). Keyinchalik,  $\varepsilon_F=0.1 \text{ \AA B}$ ,  $\varepsilon_{FI}=0.06 \text{ \AA B}$ ,  $f_p=0.4$ ,  $f_l=0.6$  parametrlari yordamida,  $C_s(T)$  o'tao'tkazuvchanlikning  $C_s(T)$  ga hissasi  $\rho_B=1,4 \times 10^{19} \text{ cM}^{-3}$ ,  $m_B=2,7m_p$ ,  $\tilde{\mu}_B(T_c)=0.5 \text{ m\AA B}$  va  $f_s=0.012$  yordamida hisoblanadi (10-rasm).

Beshinchi bobda "YHO'O'-kupratlarida termodinamik va yuqori kritik magnit maydonlarining g'ayrioddiy haroratga bog'liqligi" fenomenologik Ginzburg-Landau nazariyasi va Boze-suyuqlik o'tao'tkazuvchanligining mikroskopik nazariyasi yordamida II turdagi bozonik kuprat o'tao'tkazgichlarning termodinamik kritik magnit maydoni  $H_c(T)$  va yuqori kritik magnit maydoni  $H_{c2}(T)$  uchun yangi ifodalar olinadi. Olingan ifodalar asosida  $H_{c2}(T)$  termodinamik kritik magnit maydoni qayta normallashtirilgan kimyoviy potentsial  $\mu_B(T)$ , o'tao'tkazuvchanlik tartib parametri  $\Delta_B(T)$  va o'ta suyuqlik bozonlarining zichligi  $\rho_s(T)$  ga bog'liqligi ko'rsatilgan va bular parametrning xarakterli haroratga bog'liqligini aniqlaydi.

O'tao'tkazuvchilardagi elektronlar yoki teshiklarning termodinamik xususiyatlari (masalan, Gibbsning erkin energiyasi, entropiyasi va solishtirma issiqligi) harorat kritik o'tao'tkazuvchan o'tish harorati  $T_c$  dan pastga tushganda keskin o'zgaradi. Bundan tashqari, ushbu tizimlarda tashqi magnit maydon  $H \leq H_c$  ishtirokida normal fazadan o'tao'tkazuvchi fazaga o'tish teskari bo'ladi va shuning uchun termodinamika qonunlari o'tao'tkazgichlarda kritik magnit maydonni aniqlash uchun qo'llaniladi. Tashqi magnit maydonda joylashgan har qanday o'tao'tkazuvchi tizimda erkin termodinamik energiya quyidagi ifodadan aniqlanadi.

$$F(T, H) = U - TS - MH, \quad (52)$$

Bu yerda  $U$  entalpiya,  $S$  entropiya va  $M$  magnitlanish.

O'tao'tkazgichning normal holatida (ya'ni  $T > T_c$  va  $U = \text{const}$  da)  $F_n$   $H$  ga bog'liq emas va shuning uchun (52) ifodani quyidagicha yozish mumkin.

$$dF_n = -S_n dT. \quad (53)$$

$T < T_c$  da (ya'ni tizimning o'tao'tkazuvchanlik holatida) kiritilgan o'lchovsiz parametrni  $\chi$  hisobga olgan holda (53) ifodani quyidagi shaklda yozish mumkin.

$$F_s(T, H) = \frac{H^2}{8\pi} - \int S_s dT = \frac{H^2}{8\pi} + F_s(T, 0). \quad (54)$$

$H = H_c$  da I turdagi o'tao'tkazgich normal (o'tao'tkazmaydigan) holatga o'tadi va ifoda (52) ko'rinishga ega bo'ladi.

$$F_n(T, 0) - F_s(T, 0) = \frac{H_c^2}{8\pi}. \quad (55)$$

Shunday qilib,  $H < H_c$  va  $H = H_c$  da normal va o'tao'tkazuvchan fazalar muvozanatda bo'lguncha o'tao'tkazuvchanlik fazasi barqaror bo'lib qoladi.

Yuqorida aytib o'tilganidek, I turdagi o'tao'tkazgichlar faqat  $H_c$  bilan tavsiflanadi, II turdagi o'tao'tkazgichlar (YHO'O'-kupratlari ham) ikkita (pastki va yuqori)  $H_{c1}$  va  $H_{c2}$  kritik magnit maydonlari bilan tavsiflanadi.  $T_c$  ga yaqin haroratlarda,  $H_{c1}$ ,  $H_c$  va  $H_{c2}$  qiymatlarini Ginzburg-Landau fenomenologik nazariyasi yordamida aniqlash mumkin. Bu nazariyada o'tao'tkazuvchan tok tashuvchilarning zichlik kuchlarining kengayishi shaklida ixtiyoriy haroratda erkin energiya ifodasi shaklga ega.

$$F(T) = F_n(T) + a(T)n_s + \frac{b(T)}{2}n_s^2 + \dots, \quad (56)$$

$n_s$ - o'tao'tkazuvchan tashuvchilarning zichligi qayerda.

$n_s$  ga nisbatan erkin energiyani minimallashtirib, (56) ifodadagi  $n_s^2$  ( $n_s = -a(T)/b(T)$ ) dan yuqori tartibdagi barcha shartlarda, quyidagini topamiz.

$$F(T) = F_n(T) - \frac{a^2(T)}{2b(T)}. \quad (57)$$

O'tao'tkazuvchi zaryad tashuvchilarning zichligi  $T=T_c$  da yo'qolishi va  $a(T) \sim (T - T_c)$  qiymat haroratga bog'liq bo'lishi va yo'qolishi kerak. Hamda  $b(T)$  bu ijobiy koeffitsient deb taxmin qilinadi.  $T < T_c$  uchun (57) ifodani shaklda yozish mumkin

$$F_s(T) = F_n(T) - \frac{a^2(T)}{2b(T)}. \quad (58)$$

(57) va (58) taqqoslash orqali quyidagini olamiz

$$\frac{H_c^2(T)}{8\pi} = \frac{a^2(T)}{b(T)}. \quad (59)$$

Ginzburg-Landauning fenomenologik nazariyasida ikkita xarakterli uzunlik  $\lambda_L(T)$  va  $\xi_c(T)$  ning nisbati sifatida aniqlangan o'lchovsiz parametr  $\chi$  muhim rol o'ynaydi. Bunday holda, magnit maydonning o'tao'tkazgichga kirishining London chuqurligi quyidagicha aniqlanadi.

$$\lambda_L(T) = \left( \frac{m^*c^2}{4\pi e^{*2}n_s} \right)^{1/2} = \left( \frac{m^*c^2b(T)}{4\pi e^{*2}|a(T)|} \right)^{1/2}, \quad (60)$$

Bu yerda  $m^*$ - o'tao'tkazuvchan tok tashuvchilarning samarali massasi (ya'ni, Kuper juftlarining massasi),  $e^*$ - bu tashuvchilarning zaryadi va  $c$ - yorug'lik tezligi. Kogerentlik uzunligi  $\xi_c(T)$  o'tao'tkazuvchan tashuvchilar sifatida aniqlanadi

$$\xi_c(T) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m^*|a(T)|}}. \quad (61)$$

Yuqoridagi (59), (60) va (61) ifodalardan foydalanib, quyidagini topamiz

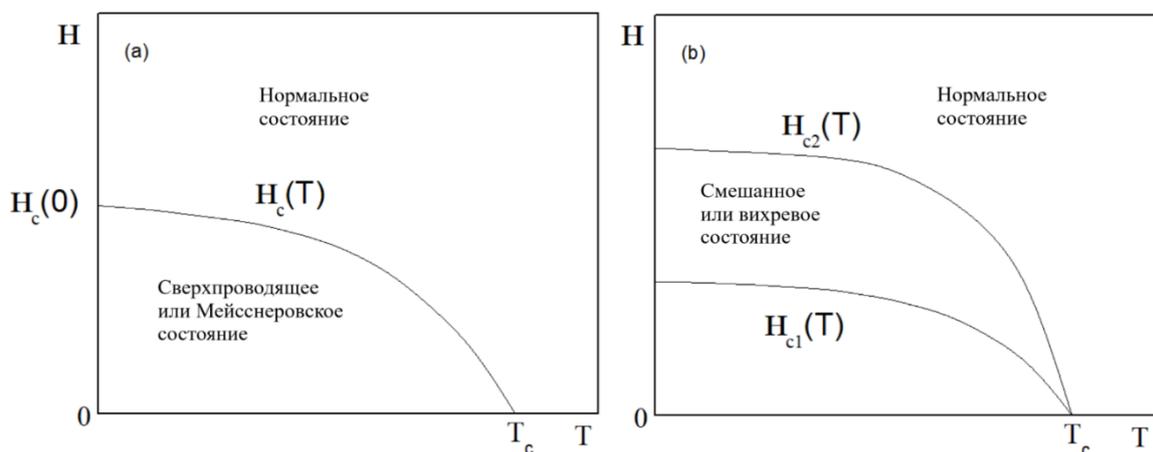
$$\mathbf{H}_c(T) = \frac{\hbar c}{\sqrt{2}e^*\lambda_L^2(T)}\chi(T). \quad (62)$$

Bu ifoda, agar o'tao'tkazuvchanlikning tegishli mikroskopik nazariyasi asosida aniqlanishi mumkin bo'lgan aniq ifoda shakllari  $\lambda_L(T)$  va  $\xi_c(T)$  ma'lum bo'lsa, kattalik va haroratga bog'liqlikni  $\mathbf{H}_c(T)$  aniqlash imkonini beradi. Termodinamik magnit maydon bilan  $\mathbf{H}_c(T)$  bog'liq o'tao'tkazgichning yana bir parametri kritik tok  $J_c(T)$  bo'lib, u ham materialning o'tao'tkazuvchanligini buzadi.

O'tao'tkazgichda  $T < T_c$  o'tao'tkazuvchanlik oqimi faqat nozik sirt qatlamida oqadi. Shuning uchun  $\mathbf{H}$  magnit maydoni bu sirtga yaqin qatlamdan  $J_c$  tashqari hamma joyda nolga teng. Oqim kritik qiymatga yetganda, oqim tomonidan sirt qatlamida hosil bo'lgan magnit maydon  $\mathbf{H}_c$  ga teng bo'ladi. Bunday holda, kritik oqim quyidagi ifodadan aniqlanadi

$$J_c(T) = \frac{cR\mathbf{H}_c}{2}, \quad (63)$$

Bu yerda  $R$ - o'tao'tkazuvchi simning radiusi.  $J > J_c$  II turdagi o'tao'tkazgich yuzasida o'tao'tkazuvchanlik buzila boshlaydi. Bunday holda,  $R < R_0$  radiusli o'tao'tkazuvchi simning ichki qismi oraliq (aralash) holatda bo'ladi. (63) ga ko'ra, aralash holatning tuzilishi shundayki, o'tao'tkazuvchi simning normal qatlamlarining qalinligi  $R$  ga mutanosib ravishda ortadi. Binobarin, magnit maydonlarining ma'lum diapazonida  $\mathbf{H}_{c1} < \mathbf{H} < \mathbf{H}_{c2}$ , II turdagi o'tao'tkazgichlar (YHO'O'-kupratlari ham) aralash holatda bo'ladi (11-rasm). Aralash holatdagi bu o'tao'tkazgichlarning xossalari asta-sekin



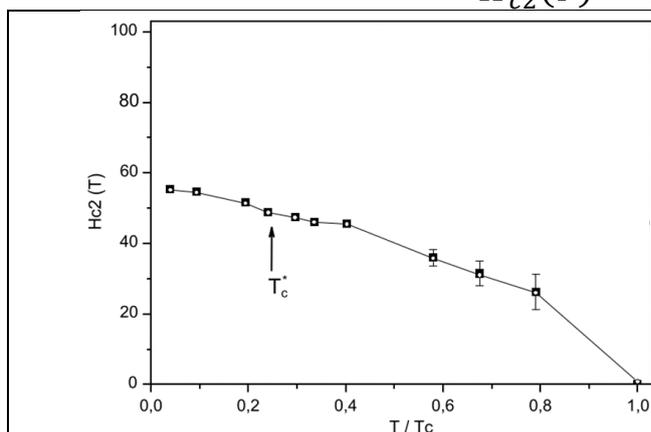
11-рasm. (a) I turdagi o'tao'tkazgichlarda termodinamik kritik magnet maydoni  $H_c$  ning haroratga bog'liqligi. (b) II turdagi o'tao'tkazgichlarning sxematik fazasi (T-P) diagrammasi. Pastki  $H_{c1}$  va yuqori  $H_{c2}$  kritik magnet maydonlarining haroratga bog'liqligi.

$H \leq H_{c1}$  da sof o'tao'tkazuvchanlikdan sof normal  $H \geq H_{c2}$  ga o'zgaradi va ular ichiga magnet maydonning kirib borishi sodir bo'ladi.  $H_{c2}$  o'tao'tkazuvchanlik mavjudligi uchun cheklovchi magnet maydon hisoblanadi va shuning uchun o'tao'tkazuvchanlik fazasining cheksiz kichik yadrosi  $H > H_{c2}$  da kamayadi va  $H < H_{c2}$  da o'sishni boshlaydi. Bunday holda,  $H_{c2}$  yuqori kritik magnet maydonini Ginzburg-Landau nazariyasi doirasida ham aniqlash mumkin. Bir o'lchovli Shredinger tenglamasi shaklida olingan Ginzburg-Landau tenglamasi ko'rinishi quyidagicha bo'ladi.

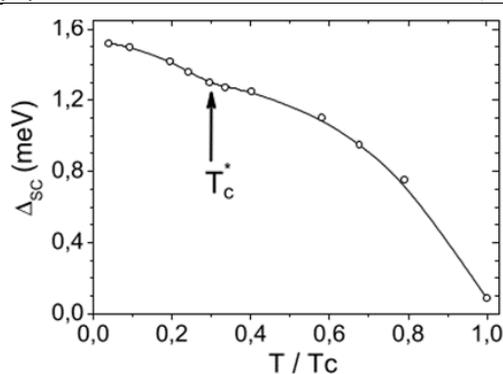
$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{(e^*H(T))^2}{2m^*c^2} x^2\Psi = a(T)\Psi, \quad (64)$$

bu erda  $a(T)$ - energiya darajasining rolini o'ynaydi. (64) ifoda chastota va energiyaga ega garmonik osilator uchun Shredinger tenglamasiga o'xshash va  $H_c(T)$  va  $H_{c2}(T)$  ni bir-biriga bog'lovchi ifodani olamiz:

$$H_{c2}(T) = \sqrt{2}\chi H_c(T). \quad (65)$$



12-rasm. Kuprat o'tao'tkazgich Bi-2201 namunalariida o'lchangan yuqori kritik magnet maydonning xarakterli haroratga bog'liqligi. Moslama parametrlari yordamida olingan Bi-2201 uchun eksperimental ma'lumotlarga Qattiq chiziq (72) tenglamaga eng mos keladi  $\rho_B=0.1 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ,  $m_B=5m_e$ ,  $R=0.5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ ,  $\epsilon_{BA}=0.13$  эВ. Yuliy chiziq Vertamer-Gelfand-Goxenberg nazariyasi asosida olingan egri chiziqni  $H_{c2}(T)$  ko'rsatadi, u eksperimental egri chiziqdan  $H_{c2}(T)$  chetga og'adi.



13-rasm. Bi-2201 kuprat o'tao'tkazgichidagi  $\Delta_{sc}(T)$  tartibidagi o'tao'tkazuvchi parametrlarning hisoblangan xarakterli haroratga bog'liqligi, 12-rasmda ko'rsatilgan parametrlardan foydalangan holda  $T_c^* \approx 0.3T_c$  haroratidagi kink shaklidagi xususiyati.

O'tao'tkazuvchan simning ichki qismidagi magnit maydon  $H(R)=H_c$  ga teng va oqim zichligi quyidagi ifodadan aniqlanadi.

$$H_c(T) = \frac{4\pi R I_c(T)}{c}. \quad (66)$$

bu yerda  $I_c(T) = 2e\rho_s(T)v_c(T)$  kritik oqim zichligi,  $\rho_s(T) = \rho_B - \rho_n(T)$  - 3D Boze-suyuqligining ortiqcha suyuqlik qismining zichligi yoki o'taoquvchan (ya'ni qo'zg'atilmagan) oqim tashuvchilarning zichligi,  $\rho_n(T)$  - Boze-suyuqligining normal qismining zichligi yoki normal deb ataladigan (ya'ni, qo'zg'atilgan) zichligi.

$$H_{c2}(T) = \frac{m_B c}{2e\hbar} \sqrt{\frac{\Delta_B(T)}{\pi\rho_s(T)}} H_c(T). \quad (67)$$

Shunday qilib, (66) va (67) tenglama yordamida YHO'O'-kupratlaridagi xarakterli haroratga bog'liqlikni aniqlaymiz. Bundan tashqari, bizning raqamli natijalarimiz  $\Delta_{SC}(T) = \Delta_B(T)$  shuni ko'rsatadiki, Bi-2201 dagi o'tao'tkazuvchi tartib parametrining haroratga bog'liqligi (13-rasmga qarang) energiya bo'shlig'ining BKSga bog'liqligidan sezilarli darajada farq qiladi va o'ziga xos harorat yaqinida  $T_c^* \approx 0.6T_c$  kuzatilgan burilishga o'xshash xatti-harakatlarga  $\Delta_{SC}(T)$  chambarchas o'xshaydi keramik kuprat o'tao'tkazgich  $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ .

## XULOSA

«Legirlangan yuqori haroratli o'tao'tkazuvchan kupratlarning normal va o'tao'tkazuvchan holatlaridagi g'ayrioddiy termodinamik xususiyatlarining miqdoriy nazariyasi» mavzusida fizika-matematika fanlari doktori (DSc) ilmiy darajasini olish uchun o'tkazilgan nazariy tadqiqotlar asosida quyidagi xulosalar taqdim etildi:

1. Holsteynning kengaytirilgan nazariy modeli va noideal Boze-gazining rivojlangan modeliga asoslanib, bosim (kuchlanish) va o'zaro bozonlararo ta'sirning bipolaronlar BEK haroratiga va YHO'O'-kupratlardagi bozon (polaron) Kuper juftlari BEK haroratiga ta'siri juda o'xshash va sezilarli ekanligi ko'rsatildi. Bu Boze-zarralarning BEK harorati 300 K yoki undan yuqori bo'lib, YHO'O'-kupratlardagi  $T_c \approx 130$  K o'tish haroratidan ancha yuqori.
2. YHO'O'-kupratlarining normal holatida BKS-simon energiya tirqishi (psevdotirqish) va nokogerent bozon (polaron) Kuper juftlarining hosil bo'lishi uchun xarakteristik  $T^*$  haroratlari aniqlangan va legirlash darajasiga bog'liq; shuningdek, ushbu xarakteristik haroratlarning mavjudligini ko'rsatgan YHO'O'-kupratlar ( $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ) uchun fazaviy diagramma ishlab chiqildi, bunda  $T^*(x)$  ning  $T_c$  dan yuqori bo'lishi mumkinligi ko'rsatilgan.
3. Legirlangan YHO'O'-kupratlarning normal holatidagi g'ayrioddiy termodinamik xususiyatlar uchun miqdoriy nazariya ishlab chiqilgan va polaron Kuper juftlari va BKS-simon psevdotirqish  $\Delta^*(T)$  ning  $T_c$  dan yuqori bo'lgan kam va optimal legirlangan YHO'O'-kupratlardagi mavjudligi ushbu YHO'O'-materiallarining normal holatidagi elektron issiqlik sig'imining  $C_e(T)$  haroratga bog'liq anomaliyasiga sabab ekanligi aniqlandi.

4. YHO'O'-kupratlarda, legirlash orqali qo'shilgan aralashmalarning ta'siri BKS-simon psevdotirqishning  $C_e(T)$  ga ta'siridan kuchli bo'lsa,  $C_e(T)$  dagi o'zgarish sezilarli darajada kamayishi yoki kamroq sezilarli bo'lishi aniqlangan.
5. Ilk bor YHO'O'-kupratlarning yuqori haroratdagi g'ayrioddiy termodinamik va boshqa bog'liq xususiyatlari uchun miqdoriy nazariyasi ishlab chiqildi va ular uchun elektron entropiya, issiqlik sig'imi, shuningdek, termodinamik va yuqori kritik magnit maydonlarning xarakterli haroratga bog'liqligi aniqlandi.
6. YHO'O'-kupratlardagi 3D o'taoqvchan (o'tao'tkazuvchan) Boze-suyuqligining entropiya  $S(T)$  ning haroratga bog'liq ifodasi aniqlandi.  $S(T)$  ning  $T_c$  dan yuqori va past haroratlarda nazariy bashorat qilingan xususiyatlari YHO'O'-kupratlar ( $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ ) dagi elektron entropiyaning eksperimental kuzatilgan haroratga bog'liq xususiyatlari bilan yaxshi mos keladi.
7. YHO'O'-kupratlarning 3D o'tao'tkazuvchan bozon suyuqligida past haroratlarda  $T_c$  ga yaqin bo'lgan holatlar uchun issiqlik sig'imining haroratga bog'liqligi aniqlandi. Past haroratdagi bozon suyuqligi issiqlik sig'imi  $T^3$  ga proporsional bo'lib,  $T_c$  ga yaqin haroratlarda  $(T_c - T)^{-0.5}$  ga teng bo'ladi, bu esa  $T_c$  da kuzatilgan  $\lambda$ -simon anomaliyalar bilan mos keladi.
8. YHO'O'-kupratlarning umumiy elektron issiqlik sig'imi bo'yicha hisoblangan natijalar va eksperimental o'lchovlar o'rtasidagi solishtirish natijasida 3D o'tao'tkazuvchan bozon suyuqligining  $C_s(T)$  ning o'rni  $T_c$  ga yaqin temperaturada dominant ekani va  $\lambda$ -simon anomaliyalar keltirib chiqarishi aniqlangan.
9. Ginzburg-Landau va 3D bozon suyuqligining mikroskopik nazariyasi yordamida II turdagi bozon YHO'O'-kupratlarning termodinamik  $H_c(T)$  va yuqori kritik magnit maydonlari  $H_{c2}(T)$  ning yangi ifodalari birinchi marta olindi.
10. II turdagi bozon YHO'O'-kupratlarning  $\tilde{\mu}_B(T)$  va  $\Delta_B(T)$  parametrlardagi g'ayrioddiy kink-simon haroratga bog'liq xususiyatlarning mavjudligi, ularning  $T_c$  dan past haroratlarda  $H_c(T)$  va  $H_{c2}(T)$  da  $T_c^*$  ( $< T_c$ ) ga yaqin haroratlarda tajribalarda kuzatiladigan kink-simon o'zgarishlarni keltirib chiqarishi aniqlandi.

**НАУЧНЫЙ СОВЕТ DSc.03/31.03.2022.T/FM.10.04 ПО ПРИСУЖДЕНИЮ  
УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ ПРИ ИНСТИТУТЕ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ И  
ПРИКЛАДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НАЦИОНАЛЬНОГО  
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОГО УНИВЕРСИТЕТА «ТИИИМСХ»**

---

**ИНСТИТУТ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ И ПРИКЛАДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

**КАРИМБАЕВ ЭЛДОР ХАЛМУРАТОВИЧ**

**КОЛИЧЕСТВЕННАЯ ТЕОРИЯ АНОМАЛЬНЫХ  
ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ЛЕГИРОВАННЫХ  
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ КУПРАТНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ В  
ИХ НОРМАЛЬНОМ И СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СОСТОЯНИЯХ**

**01.04.02 – Теоретическая физика**

**АВТОРЕФЕРАТ**  
диссертации доктора физико-математических наук (DSc)

**Ташкент-2024**

Тема диссертации доктора наук (DSc) зарегистрирована в Высшей аттестационной комиссии при Министерстве высшего образования, науки и инноваций Республики Узбекистан за номером B2024.3.DSc/FM279.

Диссертация выполнена в Институте фундаментальных и прикладных исследований Национального исследовательского университета «ТИИИМСХ» и в Институте ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан.

Автореферат диссертации на трех языках (узбекский, русский, английский (резюме)) размещен на веб-странице Научного совета ([www.ifar.uz](http://www.ifar.uz)) и на Информационно-образовательном портале «Ziyonet» ([www.ziyonet.uz](http://www.ziyonet.uz)).

|                               |   |
|-------------------------------|---|
| <b>Научный консультант:</b>   | <b>Джуманов Сафарали</b><br>доктор физико-математических наук, профессор        |
| <b>Официальные оппоненты:</b> | <b>Расулов Рустам Явкачевич</b><br>доктор физико-математических наук, профессор |
|                               | <b>Гулямов Гафур</b><br>доктор физико-математических наук, профессор            |
|                               | <b>Сапаев Усман Каландарович</b><br>доктор физико-математических наук, с.н.с.   |
| <b>Ведущая организация:</b>   | <b>Казахский Национальный университет имени аль-Фараби</b>                      |

Защита диссертации состоится “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2024 г. в \_\_\_\_\_ часов на заседании Научного совета DSc.03/31.03.2022.Т/ФМ.10.04 при Институте фундаментальных и прикладных исследований, Национальной исследовательский университет «ТИИИМСХ» (Адрес: 100000, г.Ташкент, ул. Кары Ниязи 39; тел.: (+99871) 237-09-61, факс (+99871) 237-09-62, e-mail: [info@ifar.uz](mailto:info@ifar.uz)).

С диссертацией можно ознакомиться в Информационно-ресурсном центре Института фундаментальных и прикладных исследований (регистрирована за № \_\_\_\_). (Адрес: 100000, г.Ташкент, ул. Кары Ниязи 39; тел.: (+99871) 237-09-62).

Автореферат диссертации разослан “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2024г.  
(Реестр протокола рассылки № \_\_\_\_ от “\_\_\_” \_\_\_\_\_ 2024 г.)

**Б.Ж. Ахмедов**  
председатель Научного совета по присуждению  
ученых степеней, д.ф.-м.н., профессор, академик

**Ж.Р. Райимбаев**  
ученый секретарь Научного совета  
по присуждению ученых степеней, д.ф.-м.н., с.н.с.

**Б.М. Нарзуллоев**  
председатель научного семинара при Научном совете  
по присуждению ученых степеней, д.ф.-м.н., с.н.с.

## ВВЕДЕНИЕ (аннотация докторской диссертации (DSc))

**Актуальность и востребованность темы диссертации.** В настоящее время исследование природы и происхождения псевдощелевого состояния выше критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$  и сверхпроводящего состояния в легированных медно-оксидных (купратных) соединениях является одним из важнейших направлений современной физики конденсированного состояния. Возникший большой интерес к изучению физики купратных высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в их нормальном и сверхпроводящем состояниях, открытых в 1986 году, прежде всего, связан с тем, что разработка перспективных ВТСП-материалов с наивысшей критической температурой  $T_c$  сверхпроводящего перехода (комнатная температура) гарантирует создание эффективных и альтернативных источников энергии и открывает перед различными отраслями науки, техники и энергетики серьёзные перспективы. Поэтому, интенсивные теоретические и экспериментальные исследования новых нормальных и сверхпроводящих свойств ВТСП-купратов ведутся во всем мире (в том числе и в Узбекистане). Несмотря на то, что исследования легированных ВТСП-купратов продолжаются почти четыре десятилетия, нет еще достаточной ясности в отношении понимания механизма необычной высокотемпературной сверхпроводимости в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-материалах.

При этом основные трудности понимания физики этих ВТСП-систем связаны с их очень необычными свойствами в нормальном (псевдощелевом) и сверхпроводящем состояниях, без ясного понимания природы которых трудно выяснить микроскопические механизмы высокотемпературных сверхпроводимостей. В недолегированных, оптимально легированных и даже в некоторых сверхлегированных ВТСП-купратах многочисленные аномалии их электронных свойств, связанные с образованием псевдощелей в их спектрах возбуждения выше  $T_c$  и необычного сверхпроводящего состояния ниже  $T_c$ , наблюдаются как в нормальном, так и сверхпроводящем состоянии. В этой связи понимание природы и свойств псевдощелевого и нового сверхпроводящего состояния ВТСП-купратов является ключевой проблемой в любом подходе к описанию их необычной высокотемпературной сверхпроводимости. Существуют многочисленные теоретические подходы к описанию псевдощелевого состояния выше  $T_c$  и необычного сверхпроводящего состояния в ВТСП-купратах. Большинство предложенных теоретических моделей основаны на идеях сильной электронной корреляции (которые могут существовать только в нелегированных купратах и, описываются модифицированной моделью Хаббарда), различных вариантах модели Бардеена-Купера-Шриффера (БКШ), пренебрегающих сильными электрон-фононными взаимодействиями, присущими полярным купратным материалам и на модели бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) идеального бозе газа биполяронов и других бозе-подобных квазичастиц. Однако, такие теоретические модели наталкиваются на серьёзные трудности при описании псевдощелевого и

сверхпроводящего состояния в легированных ВТСП-купратах. Поэтому, разработка удовлетворительной количественной теории, адекватно описывающей образование псевдощелевого состояния выше  $T_c$  и необычного сверхпроводящего состояния ниже  $T_c$  в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах является весьма важной и актуальной задачей.

В нашей Республике уделяется большое внимание развитию физики конденсированного состояния, в частности, физики ВТСП-материалов и наноструктурных материалов, а также физики полупроводников и проведению фундаментальных исследований направлении на мировом уровне. Направления этих фундаментальных исследований, имеющих большое значение для развития науки нашей страны и её дальнейшего практического применения, отражены в Стратегии «Узбекистан – 2030».<sup>2</sup>

Исследования, проведенные в данной диссертационной работе, в определенной мере соответствуют также задачам, обозначенным в Указах и Постановлениях Президента Республики Узбекистан № УП-60 от 22 января 2022 года «О Стратегии развития нового Узбекистана на 2022–2026 гг.» № ПП-2772 от 13 февраля 2017 года «О приоритетных направлениях развития электротехнической промышленности в 2017-2021 годах», № ПП-2789 от 17 февраля 2017 года «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности», а также в других нормативно-правовых документах, принятых в данной сфере.

**Соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий Республики Узбекистан.** Диссертационная работа выполнена в соответствии с приоритетным направлением развития науки и технологий республики П. «Энергетика, энергосбережение и альтернативные источники энергии».

#### **Обзор зарубежных научных исследований по теме диссертации.**

Экспериментальные и теоретические исследования аномальных термодинамических и других родственных свойств легированных ВТСП-купратов проводится в научных центрах, институтах и университетах ведущих стран мира, в том числе в междисциплинарном научно-исследовательском центре по сверхпроводимости при Кембриджском университете (Англия), Аргонской национальной лаборатории (США), Норвежском технологическом институте (Норвегия), Бирмингемском университете (Англия), Женевском университете (Швейцария), Иллинойском университете (США), Юннаньском университете (Китай), Кольнском университете (Германия), университете Хоккайдо (Япония), институт теор. физики им. А.Д. Ландау (Россия), институт физики им. П.Н. Лебедева (Россия), Калифорнийском университете (США).

---

<sup>2</sup> Указ Президента Республики Узбекистан № УП-158 О Государственной программе по реализации Стратегии «Узбекистан – 2030» от 11 сентября 2023 г. // Официальное издание Министерства юстиции Республики Узбекистан. – Ташкент: Адолат, 2023.

При изучении аномальных термодинамических и других родственных свойств легированных ВТСП-купратов, в мире получены следующие научные результаты: экспериментально определен коэффициент электронной теплоемкости ВТСП-купратов в нормальном состоянии, зависящий от температуры и его аномальное поведение при некоторой температуре выше  $T_c$  (Аргонская национальная лаборатория США; Кембриджский университет Англия; университет Хоккайдо Япония); экспериментально обнаружена  $\lambda$ -подобная аномалия (скачок) в электронной теплоемкости ВТСП-купратов при критической температуре сверхпроводящего перехода (Аргонской национальной лаборатории США; Норвежском технологическом институте Норвегия и Бирмингемском университете Англия; университет Хоккайдо Япония); экспериментально определена двух-пикная аномалия в электронной теплоемкости некоторых ВТСП-купратов (Калифорнийском университете США); вычислен зависящий от температуры коэффициент электронной теплоемкости ВТСП-купратов в рамках модели сверхпроводящих флуктуаций (Аргонская национальная лаборатория США).

В настоящее время в мире проводятся исследования по аномальным термодинамическим и другим родственным свойствам ВТСП-купратов, в том числе: по определению взаимосвязи между скачкообразной аномалией электронной теплоемкости и псевдощелевым поведением ВТСП-купратов в их нормальном состоянии; по определению причины происхождения  $\lambda$ -подобной аномалии электронной теплоемкости ВТСП-купратов при их сверхпроводящем переходе; по изучению аномального поведения энтропии ВТСП-купратов при температуре ниже  $T_c$ ; по выяснению природы и причины происхождения кинк-образной аномалии в температурной зависимости верхнего критического магнитного поля ВТСП-купратов.

**Степень изученности проблемы.** В настоящее время ведущими учеными мира исследованы экспериментально и теоретически электронная структура, термодинамические и другие родственные свойства легированных ВТСП-купратов. В частности, экспериментальные и теоретические работы американских (П.В. Андерсон, Дж.Р. Шриффера, Д. Пайнс, Ж.-Х. Шен, П.А. Ли, Ч.М. Варма, Д. Эмин, М.Б. Саламон, Д.М. Гинзберг, Д.Б. Тэннер Б.Д. Дунлап, Б. Янко, Дж.Р. Киртли и др.), английских (Д.Ж. Лорем, Дж.Р. Купер, П.Дж. Леггетт, К.Н.Н. Дарлингтон, К.А. Гоуфи др.), французских (Дж. Раннингер, Б.К. Чакраварти, Х. Аллоул и др.), голландских (Я. Заанен, Д. Ван Дюр Марел и др.), швейцарских (О. Фишер, Ч. Реннер А. Жунод и др.), канадских (Т. Тимуск, Б. Статт, В.Н. Харди, Д.А. Бонн и др.), китайских (Ю. Лу, Ф.-С. Лиу, Г.М. Жао и др.), японских (С. Учида, М. Ода, Н. Момоно, Ю. Коик, Ю. Эндо, М. Сато, А. Мацуда, Т. Като и др.), индийских (К.Н.Н. Рао, Г. Баскаран и др.), российских (А.А. Абрикосов, А.И. Ларкин, В.В. Толмочев, А.С. Александров, С.И. Веденев и др.) и узбекистанских ученых (С. Джуманов, Б.Я. Явидов, П.Ж. Байматов, Б. Абдуллаев) по исследованию нормальных и сверхпроводящих свойств ВТСП-купратов заслуживают особый интерес.

Благодаря результатам этих исследований удалось понять некоторые особенности аномального поведения ВТСП-купратов в их нормальном и сверхпроводящем состояниях. При этом, различные теоретические модели были предложены для объяснения псевдощелевых особенностей недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратов (Андерсон, Джуманов, Эмери, Кивельсон, Варма, Пайнс, Каstellани и др.) и отличительных особенностей сверхпроводящих фазовых переходов в них (Эмери, Кивельсон, Ранингер, Ларкин, Ли, Джуманов, Толмочев и др.). Во многих экспериментальных работах (Сугай, Би, Кресин, Каствнер, Лонзара и др.) показано, что существуют необычные электрон-фононные взаимодействия и связанные с ними поляронные эффекты в этих ВТСП-материалах и они могут быть ответственными за аномальные электронные свойства ВТСП-купратов. В экспериментальных и теоретических работах (Батлог, Лорем, Таллон, Кампузано, Ода, Тимуск, Шен, Джуманов, Пайнс, Садовский, Ли и др.) исследована природа происхождения различных аномалий, наблюдаемых в нормальном состоянии ВТСП-купратов, тесно связанных с образованием псевдощели в спектрах их возбуждения, выше температуры  $T_c$  при некоторой характеристической температуре  $T^*$ . Аномальные сверхпроводящие свойства ВТСП-купратов исследовались также с использованием различных экспериментальных методов и теоретических подходов, многие из которых оказались непригодными для изучения новых сверхпроводящих свойств недолегированных и оптимально легированных купратов. Различные экспериментальные методы, такие как фотоэмиссионные (включая фотоэмиссионные с угловым разрешением) спектроскопии, туннельные спектроскопии, романовское рассеяние и инфракрасное поглощение позволяют дать ценную информацию об одночастичных возбуждениях и о БКШ-подобной энергетической щели на поверхности ферми оказались неспособными для определения истинного сверхпроводящего параметра порядка и необычных сверхпроводящих свойств ВТСП-купратов, которые не являются БКШ-тип сверхпроводниками. В этом отношении термодинамические и другие аналогичные методы являются способны идентифицировать новые сверхпроводящие параметры ВТСП-купратов (которые могут быть в пердеде сверхпроводников Бозе-тип). Большинство теорий, основанных на различных моделях БКШ-подобной ферми-жидкостной сверхпроводимости, оказались также неспособными описать новые сверхпроводящие свойства ВТСП-купратов, в частности,  $\lambda$ -подобный сверхпроводящий фазовый переход при температуре  $T=T_c$ .

В работах С. Джуманова, П.Ж. Байматова рассмотрены возможности сверхпроводимости в модели сверхтекучей бозе-жидкости. Но в этих работах, не была разработана количественная теория термодинамических и других родственных свойств ВТСП-купратов. К настоящему времени теория сверхпроводящей бозе-жидкости перешла от модельного описания сверхпроводимости в ВТСП-купратах к количественному описанию конкретных систем с высокой степенью детализации.

Несмотря на определенный прогресс в понимании необычных, нормальных и сверхпроводящих свойств недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратов, до сих пор остается невыясненной природа и происхождение различных аномалий термодинамических и других свойств этих ВТСП-материалов как в нормальном, так и в сверхпроводящем состоянии и остаются недостаточно изученными ключевые проблемы электронного фазового перехода в нормальном состоянии и сверхпроводящих фазовых переходов при  $T=T_c$  и ниже  $T_c$ . Эти нерешенные проблемы и отсутствие количественной теории аномальных термодинамических и других родственных свойств ВТСП-купратов, послужили стимулом для проведения теоретических исследований, результаты которых составили основу данной диссертационной работы.

**Связь темы диссертационного исследования с планами научно-исследовательских работ научно-исследовательского учреждения, где выполнена диссертация.** Диссертационное исследование выполнено в рамках научных проектов Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан по темам: ФА–Ф2–Ф070 “Исследование необычных транспортных, тепловых и упругих свойств легированных купратных высокотемпературных сверхпроводников  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  выше температуры сверхпроводящего перехода” (2007–2011); Ф.2–12 “Механизм образования псевдощели в электронной структуре слаболегированных купратов и их проявления в туннельных характеристиках купрат-металл контактов выше температуры сверхпроводящего перехода” (2012–2013); Ф2–ФА–Ф120 “Электронные свойства и радиационная модификация низкоразмерных высокотемпературной сверхпроводников, полупроводниковых гетероструктур, металлов и их оксидов” (2012–2016) и ОТ–Ф2–15 “Теоретические исследования новых сверхпроводящих и сверхтекучих свойств высокотемпературных сверхпроводников и родственных конденсированных систем” (2017–2021); Ф-ФА-2021-433 “Теоретические и экспериментальные исследования возможности комнатно-температурной сверхпроводимости на границах зерен, межфазных границах разделов и расслоенных участках ВТСП-купратов” (01.10. 2021 –30.09. 2023 гг.).

**Целью исследования** является разработка количественной теории аномальных термодинамических и других родственных свойств недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратов в их нормальном и сверхпроводящем состояниях.

**Задачи исследования:**

изучить влияние внешнего давления (напряжения) и межбозонного взаимодействия на температуру бозе-эйнштейновской конденсации (БЭК) биполярных и малых (поляронных) куперовских пар в легированных ВТСП-купратах;

развить количественную теорию, адекватно описывающую аномальные термодинамические свойства легированных ВТСП-купратов в их нормальном состоянии;

вычислить термодинамические параметры (электронную теплоемкость и энтропию) ВТСП-купратов в их нормальном состоянии;

определить природу и происхождение аномалии электронной теплоемкости и энтропии в нормальном состоянии ВТСП-купратов;

сравнить рассчитанные температурные зависимости термодинамических параметров ВТСП-купратов в их нормальном состоянии с существующими экспериментальными результатами;

развить количественную теорию, адекватно описывающую термодинамические и другие родственные свойства ВТСП-купратов в их сверхпроводящих состояниях;

получить аналитические выражения для теплоемкости и энтропии сверхпроводящих малых куперовских пар в легированных ВТСП-купратах при низких температурах  $T \ll T_c$  и при температурах близких к  $T_c$ ;

рассчитать термодинамические параметры ВТСП-купратов в их сверхпроводящем состоянии в зависимости от температуры и проанализировать аномальное поведение термодинамических свойств этих материалов при температурах ниже температуры  $T_c$ , с особым акцентом на  $\lambda$ -подобные аномалии теплоемкости различных ВТСП-материалов вблизи температуры  $T_c$ ;

вычислить температурные зависимости верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  и нового сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta_{SC}(T)$  ВТСП-купратов;

доказать возможность существования кинк-образных особенностей в  $H_{c2}(T)$  и  $\Delta_{SC}(T)$  при некоторой характеристической температуре  $T_c^*$  ниже  $T_c$  и объяснить экспериментально наблюдаемые кинк-образные особенности в  $H_{c2}(T)$  и  $\Delta_{SC}(T)$  вблизи такой температуры в ВТСП-купратах.

**Объектом исследования** являются недолегированные и оптимально легированные ВТСП-купраты.

**Предметом исследования** являются аномальные термодинамические и другие родственные свойства недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратов в их нормальном и сверхпроводящем состояниях.

**Методы исследования:** математический аппарат квантовой и статической механики, численные методы, БКШ-подобный метод среднего поля фермионов и метод среднего поля взаимодействующих бозонов.

**Научная новизна исследования** заключается в следующем:

показано, что воздействие внешнего давления (напряжения) и межбозонного взаимодействия на температуру бозе-эйнштейновской конденсации биполярных и малых (поляронных) куперовских пар в легированных ВТСП-купратах проявляется довольно схожим и значительным образом;

развита количественная теория, адекватно описывающая аномальные термодинамические свойства легированных ВТСП-купратов в их нормальном состоянии;

определены характерные температурные зависимости термодинамических параметров (электронных теплоемкостей) ВТСП-купратов в их нормальном состоянии на основе результатов численных расчетов;

идентифицирована истинная природа и происхождение аномалии термодинамических свойств ВТСП на основе купратов  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-8}$  при температуре выше температуры  $T_c$  и даны объяснения экспериментальным результатам, полученным в результате изучения температурных зависимостей электронных теплоемкостей этих ВТСП-купратов в нормальном состоянии;

впервые разработана количественная теория, адекватно описывающая аномальные термодинамические и другие родственные свойства различных ВТСП-купратов в их сверхпроводящем состоянии и получены аналитические выражения для теплоемкости и энтропии сверхпроводящего (сверхтекучего) бозе-газа малых куперовских пар в легированных ВТСП-купратах при низких температурах  $T \ll T_c$  и при температурах, близких  $T_c$ ;

определены характерные температурные зависимости термодинамических параметров легированных ВТСП-купратов в их сверхпроводящем состоянии и даны объяснения экспериментально наблюдаемым аномальным поведением термодинамических свойств ниже температуры  $T_c$ , и особенно  $\lambda$ -подобным аномалиям теплоемкости различных ВТСП-материалов вблизи температуры  $T_c$ ;

впервые получены новые выражения для термодинамического критического магнитного поля  $H_c(T)$  и верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  бозонных (купратных) сверхпроводников II-рода, применяя феноменологическую теорию Гинзбурга-Ландау и микроскопическую теорию 3D бозе-жидкостной сверхпроводимости;

определены характерные температурные зависимости термодинамического магнитного поля  $H_c(T)$ , верхнего критического поля  $H_{c2}(T)$  и нового сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta_{SC}(T)$  ВТСП-купратов и доказана возможность существования в ВТСП-купратах кинк-образных особенностей в  $H_c(T)$ ,  $H_{c2}(T)$  и  $\Delta_{SC}(T)$  вблизи такой характеристической температуры.

**Практические результаты исследования** заключаются в следующем:

разработаны новые теоретические подходы в рамках необычной ферми-жидкостной модели и сверхтекучей бозе-жидкостной модели для объяснения аномального поведения термодинамических свойств ВТСП-купратов в нормальном состоянии (при температуре ниже  $T_c$ ) и для объяснения аномальных термодинамических и других родственных свойств этих материалов в сверхпроводящем состоянии (при температуре ниже  $T_c$ );

выведены новые формулы для термодинамических и других параметров ВТСП-купратов и объяснен электронный фазовый переход выше температуры  $T_c$ , и  $\lambda$ -подобный сверхпроводящий фазовый переход вблизи  $T_c$  и кинк-образные особенности в  $H_{c2}(T)$  и  $\Delta_{SC}(T)$  ниже температуры  $T_c$ .

**Достоверность результатов исследования** подтверждается применением современных методов квантовой механики и теоретической физики конденсированного состояния, а также методы среднего поля фермионов и бозонов при выводе новых формул для термодинамических и других параметров ВТСП-купратов, совпадением полученных результатов с экспериментальными данными.

### **Научная и практическая значимость результатов исследования.**

Научная значимость результатов исследования заключается в том, что полученные результаты способствуют расширению физических представлений об аномальных термодинамических и родственных свойствах ВТСП-купратов и других родственных материалов в их нормальных и сверхпроводящих состояниях.

Практическая значимость результатов исследования заключается в том, что полученные результаты по аномальным термодинамическим и другим родственным свойствам ВТСП-купратов в их нормальном и сверхпроводящем состоянии могут найти важное применение при исследовании таких аномальных свойств других необычных (Бозе-типа) сверхпроводников, таких как тяжелофермионные и органические сверхпроводники.

**Внедрение результатов исследования.** На основе полученных результатов по изучению аномальных термодинамических и других родственных свойств легированных ВТСП-купратов в их нормальном и сверхпроводящем состояниях:

показано, что воздействие внешнего давления (напряжения) и межбозонного взаимодействия на температуру БЭК биполяронов и малых (поляронных) куперовских пар в легированных ВТСП-купратах проявляется довольно схожим и значительным образом. Эти результаты были использованы зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах *Int. Jour. of Mod. Phys. B* 30, No. 26 (2016) 1650186, *The European Physical Journal B* 86 (2013) 312, *Jour. of Low Temp. Phys.* 213 (2023) 291, *Physica C* 604 (2023) 1354177, *Jour. of Supercond. and Nov. Mag.* 35 (2022) 3529). Использование научных результатов позволило объяснить воздействие внешнего давления и межбозонного взаимодействия на температуру БЭК биполяронов и малых (поляронных) куперовских пар в легированных ВТСП-купратах;

развитая в диссертации количественная теория, описывающая аномальные термодинамические свойства легированных ВТСП-купратов в их нормальном состоянии, и определенные характерные температурные зависимости их термодинамических параметров были использованы зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах *Jour. of Phys.* 592 (2015) 012075, *Int. Jour. of Mod. Phys. B* 29, No.24 (2015) 1550180, *Phys. Lett. A* 383 (2019) 1330). Использование научных результатов позволило объяснить поведение электронной теплоемкости в ВТСП в их нормальном состоянии;

прояснение природы и происхождения аномалии термодинамических свойств ВТСП-купратов ( $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  и  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ) при температуре выше  $T_c$  и полученные объяснения результатов экспериментов были использованы зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах *J. Phys. Chem. Solids* 161 (2022) 110451, *Physica A* 517 (2019) 197, *Physica Scripta* 94, No.5 (2019) 273, *Phys. Lett. A* 381 (2017) 3089). Использование этих научных результатов позволило разработать научные основы создания и практического использования эффективных солнечных элементов с применением наноструктурированных слоев и фотонного кристалла;

впервые разработанная количественная теория, которая адекватно описывает аномальные термодинамические и другие родственные свойства различных ВТСП-купратов в их сверхпроводящем состоянии и полученные аналитические выражения для теплоемкости и энтропии сверхпроводящего (сверхтекучего) бозе-газа малых куперовских пар в легированных ВТСП-купратах при низких температурах  $T \ll T_c$  и при температурах, близких  $T_c$  были использованы зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах Handbook of Superconductivity: Fundamentals and Materials, 1 (2022) 73, Physica C 562 (2019) 56, Phys. Lett. A 452 (2022) 128447, Phys. Lett. A 383 (2019) 1330). Использование научных результатов позволило объяснить природу переноса заряда в неоднородных купратах;

результаты определения характерных температурных зависимостей термодинамических параметров легированных ВТСП-купратов в их сверхпроводящем состоянии и полученные объяснения наблюдаемому аномальному поведению термодинамических свойств ниже температуры  $T_c$ , особенно  $\lambda$ -подобным аномалиям теплоемкости различных ВТСП-материалов вблизи  $T_c$  были использованы зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах Mod. Phys. Lett. B 38, No. 19 (2024) 2450147, Eurasian Phys. Tech. Jour. 21 No. 1 (2024) 47, Sci. Rep. 2019, Low Temp. Phys. 48 (2022) 72, Ann. der Physik (2019), Int. Jour. of Mod. Phys. B 32, No. 11 (2018) 1850130, Phys. Stat. Sol. b 2021, Phys. Lett. A 384 (2020) 126701). Использование этих научных результатов позволило обосновать выбор максимума температурной зависимости псевдощели в качестве температуры кроссовера БЭК-БКШ в купратах YBCO.

полученные выражения для термодинамического критического магнитного поля  $H_c(T)$ , верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  и нового сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta_{SC}(T)$  в ВТСП-купратах, а также характерные температурные зависимости для этих параметров и доказанная возможность существования кинк-образных особенностей в  $H_c(T)$ ,  $H_{c2}(T)$  и  $\Delta_{SC}(T)$  вблизи определённой характерной температуры были использованы зарубежными исследователями (ссылки в международных научных журналах Phys. Lett. A 381 (2017) 2731, New J. Phys. 24 (2022) 093026, Pramana 97 (2023) 205, Mod. Phys. Lett. B 35 (2021) 2150190). Эти данные позволили уточнить температурные зависимости параметров и подтвердить наличие кинк-образных особенностей в  $H_c(T)$ ,  $H_{c2}(T)$  и  $\Delta_{SC}(T)$  для ВТСП-купратов.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались и обсуждались на 6 международных и республиканских научно-практических конференциях.

**Публикация результатов исследований.** По теме диссертации опубликовано 18 научных работ, в том числе 12 статей в научных изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией для публикации основных научных результатов докторских диссертаций, из них 6 в зарубежных научных журналах.

**Структура и объем диссертационной работы.** Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения, списка использованной литературы и приложений. Объем диссертации составляет 166 страниц.

## **ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ**

**Во введении** обоснованы актуальность и востребованность темы диссертации, сформулированы цель и задачи, выявлены объект, предмет и методы исследования, определено соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий в Республике Узбекистан, изложена научная новизна исследования, обоснована достоверность полученных результатов, раскрыта их теоретическая и практическая значимость, приведены краткие сведения о внедрении результатов, апробации работы и структуре диссертации.

В первой главе диссертации **«Существующие теоретические и экспериментальные результаты по электронным структурам, термодинамическим и другим родственным свойствам легированных ВТСП-купратов»** приведен анализ теоретических исследований, посвященных электронной структуре дырочно- легированных купратов и различным теоретическим подходам к их псевдощелевым и сверхпроводящим состояниям. Анализ литературных данных показал, что несмотря на определенный прогресс, достигнутый в течение последних трех десятилетий в понимании псевдощелевых и необычных сверхпроводящих состояний в ВТСП-купратах, удовлетворительная и детальная количественная теория новых псевдощелевых и сверхпроводящих состояний в них не была построена. На основе сделанного анализа литературных данных в этой главе сформулированы цель и задачи данной диссертационной работы.

Во второй главе **«Бозе-Эйнштейновская конденсация биполярных и поляронных куперовских пар в легированных купратах»** рассмотрены ключевые вопросы, связанные с определением характерных температур Бозе-Эйнштейновской конденсации (БЭК) для идеального бозе-газа больших биполярных и поляронных куперовских пар в легированных ВТСП-купратах. Показано, что температуры БЭК этих бозе-частиц значительно выше критических температур сверхпроводящих переходов ( $T_c$ ), достигая порядка 300 К даже в недолегированном режиме. Также обсуждается влияние взаимодействий между бозонами, что снижает температуры БЭК по сравнению с идеальным бозе-газом. Приводится расширенная модель Холстейна, объясняющая влияние давления на температуры БЭК в различных направлениях, демонстрируя, как давление сжатия может увеличивать или уменьшать температуры БЭК в зависимости от оси воздействия.

Рассмотрим идеальный бозе-газ, состоящий из большого числа  $N$  биполярных или поляронных куперовских пар со спином  $S=0$ . Число таких бозонов с энергией  $\varepsilon$  определяется функцией распределения Бозе-Эйнштейна по квантовым состояниям (т.е. по импульсам  $p$  и спинам  $S$ )

$$N = \sum_p \frac{1}{\exp[(\varepsilon - \mu)/2k_B T] - 1}, \quad (1)$$

где  $\mu$  – химический потенциал бозе-газа,  $k_B$  – постоянная Больцмана.

Суммирование в выражение (1) по  $\mathbf{p}$  можно заменить интегрированием по  $\varepsilon$  и вводя новую переменную интегрирования  $y = \varepsilon/k_B T$ , получаем выражения для полного числа частиц в бозе-газа

$$\frac{N}{V} = \frac{(m_B k_B T)^{3/2}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \int_0^\infty \frac{y^{1/2} dy}{\exp[y - \mu/k_B T] - 1}. \quad (2)$$

Из этого уравнения находится величина  $\mu$ . Теперь подставляя в ур. (2)  $\mu=0$  и  $T=T_{\text{БЭК}}$ , получаем уравнение для нахождения  $T_{\text{БЭК}}$ :

$$T_{\text{БЭК}} = \frac{3,314 \hbar^2}{m_B k_B} \left[ \frac{N}{V} \right]^{2/3}. \quad (3)$$

Как видно из вышеизложенного, выражение (2) при  $\mu=0$  определяет уже не полное число бозе-частиц, а число частиц с  $\varepsilon > 0$ . Полное число частиц с  $\varepsilon > 0$  определяется из выражения

$$N_{\varepsilon > 0} = \frac{V(m_B k_B T)^{3/2}}{\sqrt{2\pi^2 \hbar^3}} \int_0^\infty \frac{y^{1/2} dy}{e^y - 1} = N \left[ \frac{T}{T_{\text{БЭК}}} \right]^{3/2}, \quad (4)$$

где  $N = N_{\varepsilon=0} + N_{\varepsilon > 0}$ .

Тогда число остальных бозе-частиц с  $\varepsilon=0$  определяется из выражения

$$N_{\varepsilon=0} = N \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_{\text{БЭК}}} \right)^{3/2} \right]. \quad (5)$$

При  $T \rightarrow T_{\text{БЭК}}$  имеем  $N_{\varepsilon=0} \rightarrow 0$  и  $N_{\varepsilon > 0} = N$ , т.е. все бозе-частицы находятся на энергетических уровнях с  $\varepsilon > 0$ . С уменьшением температуры ниже  $T_{\text{БЭК}}$  большая часть этих частиц будет переходить на наинизший энергетической уровень с  $\varepsilon=0$ . При  $T=0$  все частицы идеального бозе-газа биполяронов и поляронных куперовских пар будут находиться на этом энергетическом уровне. Как было сказано выше, это явление называется бозе-эйнштейновской конденсацией, а температура  $T_{\text{БЭК}}$  определяемая из выражения (3) называется температурой БЭК идеального бозе-газа биполяронов и поляронных куперовских пар в ВТСП-купратах.

Теперь рассмотрим температуру БЭК неидеального бозе-газа биполяронов и поляронных куперовских пар в легированных купратах. Энергия взаимодействующих бозе-частиц определяется как [Luban M. Phys. Rev. 128 (1962) 965]

$$\varepsilon(\mathbf{k}, \mathbf{p}) = \varepsilon(0, \mathbf{p}) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_B} + 2 \int_0^\infty d\mathbf{p} \mathbf{p}^2 [J(\mathbf{k}, \mathbf{p}) - J(0, \mathbf{p})] \frac{1}{e^{\beta \varepsilon} - 1}, \quad (6)$$

где  $\varepsilon(0, \mathbf{p}) = -\mu + \rho_B \vartheta(0) + 2 \int_0^\infty d\mathbf{p} \mathbf{p}^2 J(0, \mathbf{p}) / (e^{\beta \varepsilon} - 1)$ ,  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{p}$  волновые векторы бозонов,  $v(0)$  потенциал межбозонного взаимодействия при  $\mathbf{k}=0$  и  $\mathbf{p}=0$ ,  $J(\mathbf{k}, \mathbf{p})$  потенциал межбозонного взаимодействия при  $\mathbf{k} \neq 0$  и  $\mathbf{p} \neq 0$ ,  $\beta = 1/k_B T$ . Величина  $J(\mathbf{k}, \mathbf{p})$  определяется из выражения

$$J(\mathbf{k}, \mathbf{p}) = \frac{1}{8\pi^2} \int_{-1}^{+1} dr v [k^2 + p^2 - 2\mathbf{p}\mathbf{k}r]^{1/2}, \quad (7)$$

Плотность бозе-частиц определяется из выражения

$$\rho_B = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty \frac{p^2 dp}{e^{\beta \varepsilon} - 1}. \quad (8)$$

С использованием граничных условий и проведением ряда математических преобразований получаем для  $\varepsilon(\mathbf{k})$  следующее уравнение:

$$\varepsilon(\mathbf{k}) = \varepsilon(0) + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m_B^*}, \quad (9)$$

где  $m_B^*$  эффективная масса взаимодействующих бозонов, определяемая из

$$\frac{1}{m_B^*} = \frac{1}{m_B} - \frac{1}{\pi^2} \frac{v(0)}{\hbar^2 k_c^2} \int_0^{k_s} d\mathbf{k} k^2 \frac{1}{\exp[\beta(\varepsilon(0) + \hbar^2 \mathbf{k}^2 / 2m_B^*)] - 1}. \quad (10)$$

Теперь плотность бозе-частиц можно определить из уравнения:

$$\rho_B = \frac{1}{2\pi^2} \int_0^{k_s} \frac{d\mathbf{k} k^2}{\exp[\beta(\varepsilon(0) + \hbar^2 \mathbf{k}^2 / 2m_B^*)] - 1}. \quad (11)$$

Сравнение ур. (10) и (11) показывает, что

$$m_B^* = m_B [1 - 2m_B \rho_B v(0) / \hbar^2 k^2]^{-1} > m_B. \quad (12)$$

При этом произведение  $m_B^*$  и  $T_{\text{БЭК}}$  при одинаковой плотности бозе-частиц будет равно произведению  $m_B \cdot T_{\text{БЭК}}$  в случае идеального бозе-газа, т.е. при постоянном  $\rho_B = \text{const}$  можно написать следующее тождество

$$m_B^* T_{\text{БЭК}}^* = m_B T_{\text{БЭК}}, \quad (13)$$

откуда имеем

$$T_{\text{БЭК}}^* = T_{\text{БЭК}} [1 - 2m_B \rho_B v(0) / \hbar^2 k^2] < T_{\text{БЭК}}. \quad (14)$$

Можно считать, что в слабом неидеальном бозе-газе биполяронов и поляронных куперовских пар  $2m_B \rho_B v(0) / \hbar^2 k^2 \ll 1$ .

Зависимости  $T_{\text{БЭК}}$  и  $T_{\text{БЭК}}^*$  как функции показаны на рис. 1.

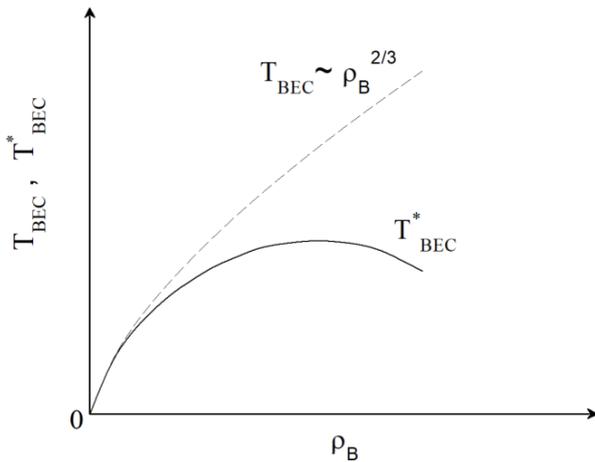


Рис. 1. Качественные зависимости температуры БЭК идеального и неидеального бозе-газов  $T_{\text{БЭК}}$  и  $T_{\text{БЭК}}^*$  от концентрации бозонов  $\rho_B$  иллюстрирующие существенные их отличия.

Далее нами рассмотрено возможное влияния внешнего давления (напряжения) на температуры БЭК идеального бозе-газа биполяронов в легированных ВТСП-купратах в рамках расширенной модели Холстейна (РМХ). Напишем гамильтониан системы взаимодействующих дырочных носителей и фононов в легированных купратах как

$$H = H_e + H_{ph} + H_V + H_{e-ph}, \quad (15)$$

где  $H_e = \sum_{\mathbf{n} \neq \mathbf{n}'} T(\mathbf{n} - \mathbf{n}') c_{\mathbf{n}}^\dagger c_{\mathbf{n}'}$  - перескок дырок соседними узлами кристаллической решетки купратов,  $H_{ph} = \sum_{\mathbf{q}, \alpha} \hbar \omega_{\mathbf{q}\alpha} (d_{\mathbf{q}\alpha}^\dagger d_{\mathbf{q}\alpha} + 1/2)$  - гамильтониан фононной системы,  $H_V = \sum_{\mathbf{n} \neq \mathbf{n}'} V_c(\mathbf{n} - \mathbf{n}') c_{\mathbf{n}}^\dagger c_{\mathbf{n}'} c_{\mathbf{n}}^\dagger c_{\mathbf{n}'}$  - гамильтониан взаимодействующих дырок расположенных на узлах  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{n}'$  через кулоновских сил,  $H_{e-ph} = \sum_{\mathbf{n} m \alpha} f_{m\alpha}(\mathbf{n}) c_{\mathbf{n}}^\dagger c_{\mathbf{n}} \xi_{m\alpha}$  - гамильтониан электрон (дырочно)-фононного взаимодействия.

Для простоты предположим, что биполярны образуют идеальный бозе-газ и масса биполярона равна  $m_B=2m_p$  (где  $m_p$  масса полярона). Тогда температура БЭК междузельных биполяронов определяется как

$$T_{\text{БЭК}} = \frac{3,31\hbar^2 n^{2/3}}{2k_B m^*} e^{-g^2}. \quad (16)$$

Для идеального газа носителей зарядов можно пренебречь межчастичным кулоновским взаимодействием, т.е. член  $H_V$  в ур. (15). В этом случае массу полярона можно оценить в рамках РМХ.

$$\frac{m_p}{m^*} = e^{g^2}, \quad (17)$$

где  $g^2 = \frac{1}{2M\hbar\omega^3} \sum_m [f_m^2(\mathbf{n}) - f_m(\mathbf{n})f_m(\mathbf{n} + \mathbf{a})]$  и  $m^* = \hbar^2/2T(\mathbf{a})a^2$  свободная зонная масса дырок.

Для того, чтобы рассмотреть напряжение (или деформация) решетки и его влияние на массу (би)полярона и на температуры БЭК междузельных биполяронов, нами будет использовано аналитическое выражение для силы типа плотности смещения

$$f_m(\mathbf{n}) = \frac{kc(1-\varepsilon_c)}{[|(n-m)(1-\varepsilon_i)|^2 + (c(1-\varepsilon_c))^2]^{3/2}}, \quad (18)$$

Здесь  $k$  некоторый коэффициент,  $\varepsilon_a$ ,  $\varepsilon_b$ , и  $\varepsilon_c$  напряжения решетки соответственно вдоль  $a$ -,  $b$ - и  $c$ - осей кристаллической решетки купратов. Расстояние  $|\mathbf{n} - \mathbf{m}|$  измеряется в единицах постоянной решетки  $|a|=1$  или  $|b|=1$ . Напряжения решетки определяются как

$$\varepsilon_a = \frac{|a_{\text{недеформ}} - a_{\text{деформ}}|}{a_{\text{недеформ}}}, \quad \varepsilon_b = \frac{|b_{\text{недеформ}} - b_{\text{деформ}}|}{b_{\text{недеформ}}}, \quad \varepsilon_c = \frac{|c_{\text{недеформ}} - c_{\text{деформ}}|}{c_{\text{недеформ}}}. \quad (19)$$

Уравнение (18) позволяет связать температуры БЭК междузельных биполяронов с напряжениями (деформациями) через массы этих биполяронов. Уравнение (16) позволяет нам исследовать зависимость  $T_{\text{БЭК}}$  от напряжений  $\varepsilon_a$ ,  $\varepsilon_b$ , и  $\varepsilon_c$  при постоянной плотности дырочных носителей в ВТСП-купратах. Эта зависимость возникает от поляронных эффектов. Нами вычислены значения  $T_{\text{БЭК}}$  как функции напряжений решетки ВТСП-купратов вдоль  $b$ - оси  $\varepsilon_b$  и  $c$ - оси  $\varepsilon_c$  для модельной решетки. Результаты расчетов для  $T_{\text{БЭК}}(\varepsilon_b)$  и  $T_{\text{БЭК}}(\varepsilon_c)$  приведены на рис. 2а и 2б соответственно.

Вышеприведенные результаты свидетельствуют, что температура БЭК междузельных биполяронов и  $T_c$  в ВТСП-купратах коррелируют друг с другом и качественно объясняют эффекты давления на  $T_c$  ВТСП-купраты наблюдаемых экспериментально. Количественные разногласия наших результатов и экспериментальных данных могут быть связаны с несколькими факторами: (1) выбранная нами модельная решетка является простой; (2) предположением, что биполярны образуют идеальный бозе-газ, который не является сверхпроводящим, но они могут образовать неидеальный бозе-газ и бозе-жидкость; (3) выбором аналитической формулы для силы типа плотности смещения в случае электрон-фононной связи в РМХ, применимость которой к ВТСП-купратам является грубым приближением по сравнению с другими моделями биполяронов (например, больших биполяронов).

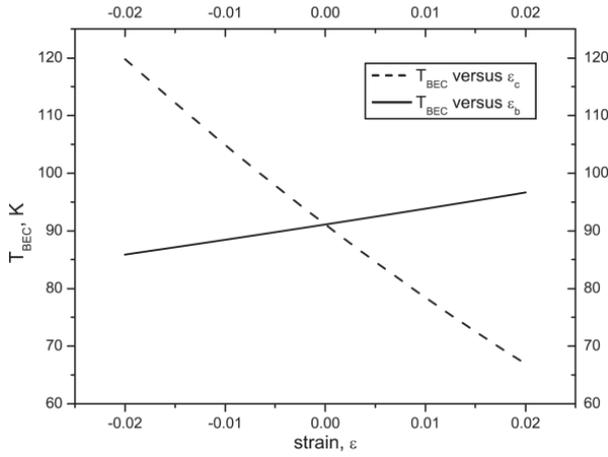


Рис. 2а. Температура БЭК межзельных биполяронов в ВТСП-купратах YBCO как функция напряжения вдоль  $b$ -оси  $\varepsilon_b$  (сплошная линия) и вдоль  $c$ -оси  $\varepsilon_c$  (пунктирная линия) вычисленная при  $n=1 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$  и  $k^2/(2M\hbar\omega^3)=5.885$ .

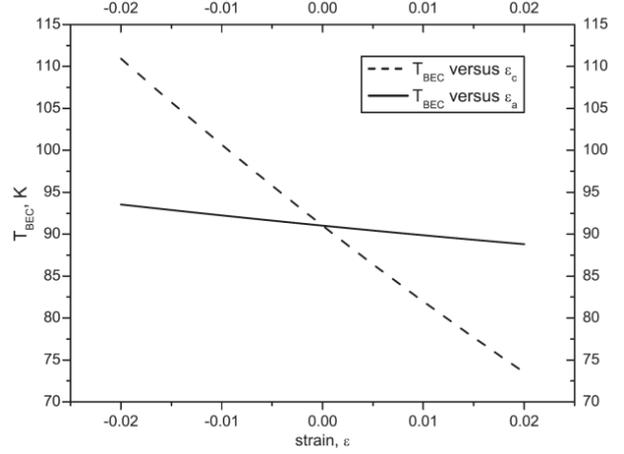


Рис. 2б. Температура БЭК межзельных биполяронов в ВТСП-купратах YBCO как функция напряжения вдоль  $a$ -оси  $\varepsilon_a$  (сплошная линия) и вдоль  $c$ -оси  $\varepsilon_c$  (пунктирная линия) вычисленная при  $k^2/(2M\hbar\omega^3)=9.265$ .

В третьей главе «Аномальные термодинамические свойства недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратов в их псевдощелевом нормальном состоянии» рассматриваются процессы образования БКШ-подобной энергетической щели (псевдощели) и некогерентных поляронных куперовских пар в легированных ВТСП-купратах, зависящих от уровня их легирования. Приводится количественная фазовая диаграмма, демонстрирующая существование этих характеристических температур выше  $T_c$ , а также анализируются температурные зависимости электронной теплоемкости  $C_e(T)$  выше и ниже  $T^*$ . Рассматривается влияние примесной фазы и неоднородности распределения заряда, что играет ключевую роль в объяснении аномальных свойств теплоемкости.

Механизмы куперовского спаривания электронов в обычных металлах и поляронных носителях в легированных ВТСП-купратах являются существенно различными. Применяя модифицированный БКШ формализм к взаимодействующему ферми-газу больших поляронов получаем уравнение среднего поля фермионов для определения БКШ-подобной псевдощели  $\Delta^*(T)$  в спектрах возбуждения такой взаимодействующей ферми системы

$$\Delta^*(\mathbf{k}, T) = - \sum_{\mathbf{k}'} V_p(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \frac{\Delta^*(\mathbf{k}', T)}{2E(\mathbf{k}', T)} \tanh \frac{E(\mathbf{k}', T)}{2k_B T}, \quad (20)$$

где

$$V_p(\vec{k}, \vec{k}') = \begin{cases} V_c - V_{ph} & \text{для } |\varepsilon(\vec{k})|, |\varepsilon(\vec{k}')| \leq \varepsilon_A = E_p + \hbar\omega_{LO} \\ V_c & \text{для } \varepsilon_A \leq |\varepsilon(\vec{k}')|, |\varepsilon(\vec{k}')| < \varepsilon_c, \\ 0 & \text{для остальных случаев} \end{cases} \quad (21)$$

потенциал парного взаимодействия между двух поляронов с волновыми векторами  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{k}'$ ,  $E(\mathbf{k}, T) = \sqrt{\varepsilon^2(\mathbf{k}) + \Delta^{*2}(\mathbf{k}, T)}$  - энергия одночастичного возбуждения взаимодействующей ферми системы,  $\varepsilon(\mathbf{k})$  энергия поляронов отсчитываемая от энергии ферми поляронов

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2(3\pi^2 n)^{2/3}}{2m_p} = \frac{\hbar^2(3\pi^2 n_a x)^{2/3}}{2m_p}. \quad (22)$$

Используя модельный потенциал (21) и заменяя суммирование по  $\vec{k}$  интегралом по  $\varepsilon$  в уравнении (20), получаем следующее уравнение для определения БКШ-подобной псевдощели  $\Delta^*(T)$  и температуры образования куперовских пар поляронов  $T^*$ :

$$\frac{1}{\lambda^*} = \int_0^{\varepsilon_A} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^{*2}(T)}} \tanh \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^{*2}(T)}}{2k_B T}, \quad (23)$$

где  $\lambda^* = D_p(\varepsilon_F) \tilde{V}_p$  – эффективная БКШ-подобная константа связи,  $D_p(\varepsilon_F) = 1/\varepsilon_F$  – плотность состояний на уровне Ферми для одной ориентации спина,  $\varepsilon$  – энергия больших поляронов, отсчитываемая от поляронной энергии Ферми  $\varepsilon_F = \tilde{V}_p = V_{ph} - \tilde{V}_c$  – эффективный потенциал парного взаимодействия между поляронами,  $V_{ph}$  – притягательный потенциал взаимодействия между двумя поляронами путем обмена оптическими фононами,  $\tilde{V}_c = V_c / [1 + D_p(\varepsilon_F) V_c \ln(\varepsilon_c / \varepsilon_A)]$  – экранированный кулоновский потенциал взаимодействия между ними,  $V_c$  – неэкранированный кулоновский потенциал,  $\varepsilon_A = E_p + \hbar\omega_0$  – энергия обрезания для необычного притягивающего электрон-фононного взаимодействия,  $E_p$  – энергия связи полярона,  $\varepsilon_c$  – энергия обрезания для кулоновского взаимодействия между поляронами.

При  $T \rightarrow T^*$ ,  $\Delta^*(T) \rightarrow 0$ . Тогда при  $\varepsilon_A \geq 7k_B T^*$  из (23) получаем

$$k_B T^* \approx 1.134 (E_p + \hbar\omega_0) \exp\left[-\frac{1}{\lambda^*}\right]. \quad (24)$$

Из формулы (24) видно, что обычная картина БКШ ( $T_c = T^*$ ) реализуется как частный случай в сверхлегированных купратах, где поляронный эффект исчезает при  $E_p = 0$  и предэкспоненциальный множитель в ур. (24) заменяется на  $\hbar\omega_0$ . В этих ВТСП-купратах псевдощель  $\Delta^*$ , постепенно уменьшается с увеличением уровня легирования и температуры. При  $T \rightarrow T^*$  эта псевдощель стремится к нулю и исчезает при  $T = T^* > T_c$  или даже при  $T = T^* \gg T_c$ . Поэтому, в ВТСП-купратах, которые являются не являются БКШ-типом сверхпроводников, содержащих легирующие примеси, фазовый переход второго рода при  $T^*$  должен проявляться в их термодинамических свойствах.

Теперь для того, чтобы изучить зависимость температуры образования поляронных куперовских пар  $T^*$  от уровня дырочного легирования в ВТСП-купратах, плотность состояния поляронов можно аппроксимировать в простой форме

$$D_p(\varepsilon_F) = \frac{1}{\varepsilon_F}. \quad (25)$$

Тогда ур. (20) с учетом ур. (22) можно написать в следующем виде:

$$k_B T^*(x) \approx 1.134 \varepsilon_A \exp\left[-\frac{\hbar^2 (3\pi^2 n_a x)^{2/3}}{2m_p}\right]. \quad (26)$$

Наши теоретические результаты для  $T^*(x)$  находятся в разумном согласии с экспериментальными данными для ВТСП-материала YBCO (см. Рис. 3). Недолегированные, оптимально легированные и слегка сверхлегированные ВТСП-купраты на самом деле являются бозонными сверхпроводниками, а не БКШ-тип сверхпроводниками. В этих ВТСП-материалах различие между двумя температурами  $T^*$  (начало БКШ-подобного перехода) и  $T_c$  (начало  $\lambda$ -подобного

сверхпроводящего перехода) обусловлено поляронными эффектами. Вышеприведенные количественные результаты по поляронной и БКШ-подобной спаривательной псевдощелям позволяют построить полную и истинную фазовую диаграммы нормальных состояний ВТСП-купратов LSCO и YBCO, которые приведены на рис. 3.

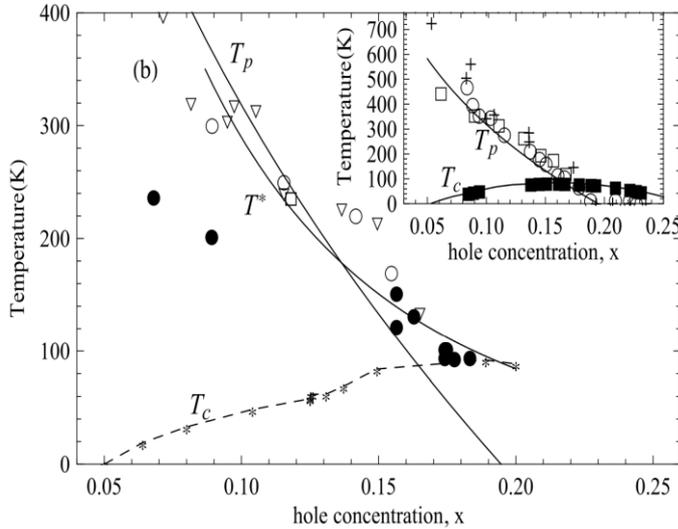


Рис. 3. Фазовая диаграмма ВТСП-материала YBCO согласно БКШ-подобного сценария куперовского спаривания поляронов в нормальном состоянии и ее экспериментальное подтверждение. Сплошная кривая  $T^*(x)$  вычислена с использованием ур. (3.8) и параметров теории БКШ-подобного спаривания поляронов  $m_p=3m_e$ ,  $\varepsilon_A=0.18$  эВ,  $\tilde{V}_p=0.058$  эВ и  $n_a=1 \cdot 10^{22}$  см<sup>-3</sup>. Экспериментальные точки взяты из работы (черные кружки) и (белые кружки, треугольники, квадраты).

Далее нами рассмотрена температурная зависимость электронной теплоемкости ВТСП-купратов в их нормальном состоянии выше температуры образования БКШ-подобной псевдощели  $T^*$ . Нами предполагается, что в необычном металлическом состоянии ВТСП-купратов БКШ-подобное куперовское спаривание больших поляронов будет происходить в поляронной зоне ниже  $T^*$ , тогда как большие поляроны, локализованные вблизи примесей, могут оставаться неспаренными. При температурах выше  $T^*$  вклад в  $C_e(T)$  вносят эти два типа поляронных носителей и электронная теплоемкость ВТСП-купратов определяется выражением

$$C_e(T > T^*) = (\gamma_{e1} + \gamma_{e2})T, \quad (27)$$

где  $\gamma_{ei} = 2\pi^2 D_p(\varepsilon_{Fi})k_B^2/3 = (\pi^2/3)k_B^2 g(\varepsilon_{Fi})$  ( $i=1,2$ ),  $g(\varepsilon_{Fi})=3N_i/2\varepsilon_{Fi}=3Nf_i/2\varepsilon_{Fi}$ — плотность состояний на поляронном уровне Ферми  $\varepsilon_{Fi}$  (включая обе спиновые ориентации),  $N_i$ — количество больших поляронов  $i$ -го типа,  $N=N_1+N_2$ — полное число поляронных носителей в системе,  $f_i=N_i/N$ — доля больших поляронных носителей  $i$ -го типа. Для легированных купратов коэффициент при линейном члене в  $C_e(T>T^*)$  определяется как

$$\gamma_e = \gamma_{e1} + \gamma_{e2} = \frac{\pi^2}{2} k_B^2 x N_A \left( \frac{f_1}{\varepsilon_1} + \frac{f_2}{\varepsilon_2} \right), \quad (28)$$

где нами учтено, что число формульных единиц CuO<sub>2</sub> (или атомов решетки) в единице молярного объема равно числу Авогадро  $N_A=6,02 \times 10^{23}$  моль<sup>-1</sup>,  $x=N/N_A$ — безразмерная концентрация носителей,  $k_B N_A=8,314$  Дж/моль · К.

Важными параметрами, которые описывают реальную экспериментальную ситуацию и количественное поведение  $C_e(T)$  в легированных ВТСП-купратах, являются  $\varepsilon_{Fi}$  и  $f_i$ . Оценим значения  $\gamma_e$  для LSCO и YBCO. Используя конкретные значения  $\varepsilon_{Fi}$  и  $f_i$  в поляронной ( $\varepsilon_{F1} \approx 0.15$  эВ,  $f_1=0.6$ ) и примесной зоне ( $\varepsilon_{F2}=0.06$  эВ,  $f_2=0.4$ ), получаем  $\gamma_e \approx 5,67$  мДж/моль · К<sup>2</sup> при  $x=0.1$  для LSCO. Экспериментальное значение  $\gamma_e$  лежит в диапазоне (4.9–7.3) мДж/моль · К<sup>2</sup>. Для

соединения YBCO уровень легирования можно определить из соотношения (M. Muroi et al. Physica C 246 (1995) 357)

$$x(\delta) = \begin{cases} (1 - \delta)^3 & \text{для } 0 \leq 1 - \delta \leq 0.5, \\ (0.5 - \delta)^3 + 0.125 & \text{для } 0.5 < 1 - \delta \leq 1, \end{cases} \quad (29)$$

из которого следует, что  $x(\delta=0.115) \approx 0.182$ . Принимая  $\varepsilon_{F1}=0.20$  эВ,  $\varepsilon_{F2}=0.1$  эВ,  $f_1=0.6$  и  $f_2=0.4$  для YBCO, находим  $\gamma_e=4,65$  мДж/моль · К<sup>2</sup>. Это значение  $\gamma_e$  хорошо согласуется с экспериментальными результатами  $\gamma_e \approx 4.3-4.9$  мДж/моль · К<sup>2</sup> для YBCO (A. Junod, et al., Physica C 185-189 (1991) 1399).

Ниже температуры образования БКШ-подобной псевдощели,  $T^*$  вклад в  $C_e(T)$  дают три типа носителей заряда: (i) боголюбовские квазичастицы, возникающие при диссоциации (возбуждении) куперовских пар в поляронной зоне, (ii) неспаренные поляроны в примесной зоне и (iii) идеальный бозе-газ некогерентных (несверхпроводящих) куперовских пар. Вклад в  $C_e(T)$  от боголюбовских квазичастиц определяется как:

$$C_{e1}(T < T^*) = \frac{g(\varepsilon_{F1})}{k_B T^2} \int_0^{\varepsilon_A} f(E)(1 - f(E)) \left[ E^2(\varepsilon) - \frac{T}{2} \frac{d\Delta^*(T)}{dT} \right], \quad (30)$$

где  $g(\varepsilon_{F1}) = 3N_A x f_1 / 2\varepsilon_{F1}$ ,  $f(E) = [e^{E/k_B T} + 1]^{-1}$ ,  $E(\varepsilon) = \sqrt{\varepsilon^2 + \Delta^*(T)}$ .

Энергия идеального бозе-газа ниже температуры БЭК  $T_{БЭК}$  определяется (Landau L., Lifshitz E., Stat. Phys. Part I. –М: Nauka, 1976. P.530):

$$U = 0.77 N_c k_B T \left( \frac{T}{T_{БЭК}} \right)^{3/2}, \quad (31)$$

где  $N_c$  – число бозе-частиц. Теплоемкость такого бозе-газа некогерентных куперовских пар определяется из соотношения

$$C_{e3}(T < T^*) = \frac{dU}{dT} = 1.925 k_B N_c \left( \frac{T}{T_{БЭК}} \right)^{3/2}. \quad (32)$$

Тогда полная электронная теплоемкость ниже  $T^*$  определяется выражением

$$C_e(T < T^*) = C_{e1}(T) + C_{e2}(T) + C_{e3}(T), \quad (33)$$

где  $C_{e2}(T < T^*) = (\pi^2/2) k_B^2 T g(\varepsilon_{F2})$  – теплоемкость неспаренных поляронов в примесной зоне и  $g(\varepsilon_{F2}) = 3N_A x f_2 / 2\varepsilon_{F2}$ .

Псевдощель  $\Delta^*(T)$ , появляющаяся при БКШ-подобном спаривании поляронных носителей, и температура образования этой псевдощели  $T^*$  определяются из ур. (23). При температурах несколько ниже  $T^*$  величина такой псевдощели, образующейся в нормальном состоянии ВТСП-купратов, определяется следующей формулой:

$$\Delta^*(T) = 3.06 k_B T^* \sqrt{1 - \frac{T}{T^*}}, \quad (34)$$

которая является лучшим приближением в температурном интервале  $0.75T^* < T \leq T^*$ . На сравнительном рис. 4 приведена температурная зависимость БКШ-подобной псевдощели  $\Delta^*$ , аналитическое решение ур. (23) при значениях  $\lambda^*=0.57$ ,  $T^*=98$  К и численное решение ур. (34) при  $T^*=98$  К. Из рис. 4 можно увидеть, что эти приближения являются хорошими приближениями в температурном интервале  $0.75T^* < T \leq T^*$ , которые для наших численных расчетов достаточны, но при низких температурах имеется отклонение между ними.

Число некогерентных куперовских пар  $N_c$  и их температура БЭК определяются соответственно из следующих выражений:

$$N_c = \frac{1}{4} g(\varepsilon_{F1}) \int_{-\varepsilon_A}^{\varepsilon_A} \left[ 1 - \frac{\varepsilon}{E} \right] \frac{e^{\varepsilon/k_B T}}{e^{\varepsilon/k_B T} + 1} d\varepsilon, \quad (35)$$

и

$$T_{\text{БЭК}} = \frac{3.31 \cdot \hbar^2}{k_B m_c} N_c^{3/2}, \quad (36)$$

где  $m_c = 2m_p$  – масса поляронных куперовских пар,  $\varepsilon_{F1} > \varepsilon_A = 0.1$  эВ,  $m_p = 2m_e$ .

Численные расчеты величин  $N_c$  и  $T_{\text{БЭК}}$  показывают, что немного ниже  $T^*$  значение  $T_{\text{БЭК}}$  очень близко к  $T^*$  (т.е.  $T_{\text{БЭК}} \geq T^*$ ), но несколько ниже  $T^*$ ,  $T_{\text{БЭК}} \gg T^*$ . Результаты расчетов для  $C_e(T \leq T^*)$  и  $C_e(T > T^*)$  чувствительно зависят от деталей распределения поляронных носителей между поляронной зоной и примесной зоной за счет изменения как  $\varepsilon_{Fi}$ , так и  $f_i$ . Фактически, поведение  $C_e(T)$  чувствительно к выбору параметров  $\varepsilon_{Fi}$ ,  $f_i$ ,  $x$  и приводит нас к выводу, что самосогласованные расчеты, которые учитывают изменения в распределении соответствующих носителей заряда между поляронной зоной и примесной зоной, следует использовать для сравнения с экспериментом. Для легированных ВТСП-купратов наблюдаемые температурные зависимости  $C_e$  и  $C_e/T$  могут быть получены путем более подходящего выбора и тщательного изучения соответствующих подгоночных параметров. Такой подбор необходим для согласования теории с экспериментами по  $C_e(T)$  в различных ВТСП-купратах. Количественная особенность  $C_e(T)$  при  $T = T^*$ , в основном, определяется конкуренцией псевдощелевых и примесных эффектов на  $C_e(T)$ . Эта конкуренция определяет форму и размер возможного БКШ-подобного скачка  $C_e(T)$  выше  $T_c$  в недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратах. Когда БКШ-подобный вклад в  $C_e(T < T^*)$ , обусловленный ферми-составляющими возбужденных куперовских пар и несверхпроводящих бозонных куперовских пар, преобладает над вкладом, обусловленным неспаренными носителями в примесной зоне, ярко выраженная БКШ-подобная аномалия  $C_e(T)$  проявляется при  $T^*$  (рис. 5). Однако, ситуация заметно изменится, если примесный вклад в  $C_e(T)$  будет доминировать над БКШ-подобным вкладом. В этом случае, зависимость  $C_e(T)$  выше  $T_c$  будет в значительной степени модифицирована из-за относительно большого примесного вклада в  $C_e(T)$  и излом в  $C_e(T)$  зависимости станет слабым или менее выраженной БКШ-подобной аномалией, что и наблюдается в экспериментах. На рис. 5 приведена электронная теплоемкость недолегированного сверхпроводящего купрата с уровнем легирования  $x = 0.10$ , рассчитанная как функция приведенной температуры  $T/T^*$  вблизи  $T^* = 140$  К с использованием параметров  $\varepsilon_{F1} \approx 0.189$  эВ,  $\varepsilon_{F2} \approx 0.043$  эВ и  $f_1 = 0.7$ ,  $f_2 = 0.3$ . На вставке к рис. 5 показана электронная теплоемкость того же сверхпроводящего купрата, рассчитанная как функция приведенной температуры  $T/T^*$  вблизи  $T^* = 160$  К с использованием параметров  $\varepsilon_{F1} \approx 0.086$  эВ,  $\varepsilon_{F2} \approx 0.068$  эВ и  $f_1 = 0.15$ ,  $f_2 = 0.85$ , которые соответствуют перераспределению носителей заряда между поляронной зоной и примесной зоной.

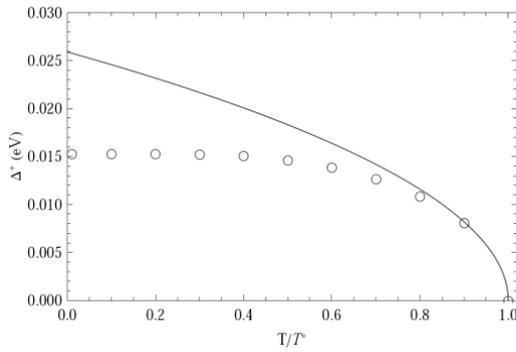


Рис. 4. Температурная зависимость псевдощели  $\Delta^*$  и температура ее образования  $T^*$

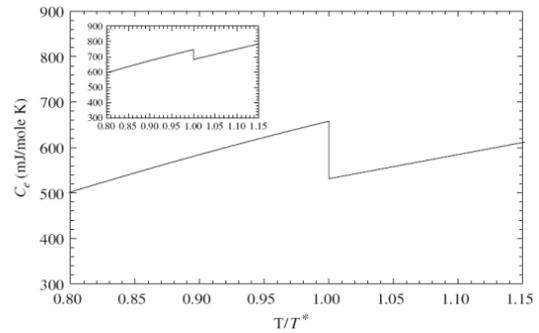


Рис. 5. Электронная теплоемкость недолегированного сверхпроводящего купрата; на вставке: электронная теплоемкость того же купрата

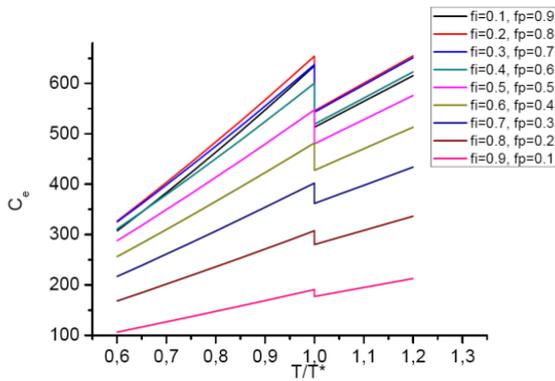


Рис. 6. Электронная теплоемкость недолегированного сверхпроводящего купрата рассчитанная как функция приведенной температуры  $T/T^*$

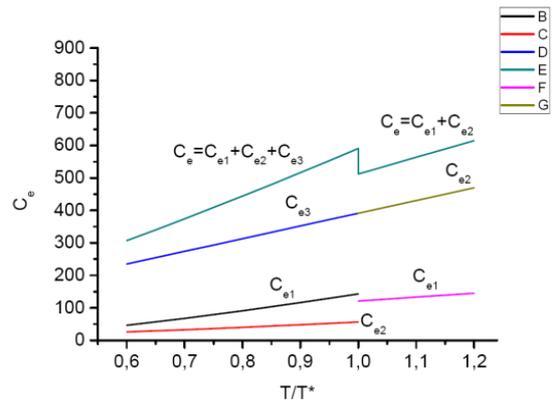


Рис. 7. Электронная теплоемкость недолегированного сверхпроводящего купрата рассчитанная как функция приведенной температуры  $T/T^*$

Кроме того, на рис. 6 и 7 приведены теоретически вычисленные значения  $C_e(T \leq T^*)$  и  $C_e(T \leq T^*)/T$  недолегированного сверхпроводящего купрата с уровнем легирования  $x=0.10$ , рассчитанные как функция приведенной температуры  $T/T^*$  вблизи  $T^*=140$  К с использованием параметров  $\varepsilon_{F1} \approx 0.189$  эВ,  $\varepsilon_{F2} \approx 0.043$  эВ и различными  $f_1$  и  $f_2$ , которые соответствуют перераспределению носителей заряда между поляронной зоной и примесной зоной, а также как функция приведенной температуры  $T/T^*$  вблизи  $T^*=160$  К с использованием параметров  $\varepsilon_{F1} \approx 0.086$  эВ,  $\varepsilon_{F2} \approx 0.068$  эВ и  $f_1=0.42, f_2=0.58$ . Здесь следует отметить, что даже когда некоторые авторы обнаружили скачок теплоемкости выше  $T_c$ , они приписали его фазовому переходу, отличному от БКШ-подобного перехода, или просто пренебрегли им. Однако, на первый взгляд некоторые экспериментальные данные по  $C_e(T)$  кажется, вообще не свидетельствуют о значительных скачкообразных аномалиях выше  $T_c$ , но при более внимательном рассмотрении обнаруживаются изломы наклона  $C_e(T)$  или  $C_e(T)/T$  при различных температурах  $T > T_c$  в ВТСП-купратах. Поэтому, мы можем предположить, что в купратах на местах излома кривой зависимости  $C_e(T)$  при  $T^*=T$  имеется БКШ-подобный фазовый переход. На самом деле, при высоких температурах ( $T=T^*$ ) основной вклад в теплоемкость вносят фононы, и невозможно точно отделить электронную часть теплоемкости от общей теплоемкости. Вблизи температуры  $T^*$  из-за вклада фононов общая теплоемкость очень велика по сравнению с электронной частью теплоемкости и

поэтому наблюдение аномалии из-за возникновения БКШ-подобной псевдощели будет затруднительным. Но, тщательная проверка данных теплоемкости соединений LSCO и YBCO показывает, что такая аномалия явно присутствует. Из вышеприведенных соображений следует, что ожидаемые БКШ-подобные скачки электронной теплоемкости ВТСП купратов при  $T^* > T_c$  часто замаскированы шумами и наблюдаются как менее выраженные скачки из-за влияния неоднородностей распределения примесей и образца.

В четвертой главе «Аномальные термодинамические свойства недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратов в их сверхпроводящем состоянии» представлены результаты теоретических исследований температурные зависимости энтропии и теплоемкости сверхпроводящей бозе-жидкости поляронных куперовских пар в ВТСП-купратах в их сверхпроводящем состоянии (т.е. при  $T \ll T_c$  и  $T \leq T_c$ ).

Энтропия сверхпроводящей бозе-жидкости поляронных куперовских пар в ВТСП-купратах определяется из выражения

$$S(T) = k_B \sum_k [(n_B(k, T) + 1) \ln|(n_B(k, T) + 1)| - n_B(k, T) \ln|n_B(k, T)|], \quad (37)$$

где  $n_B(k, T) = [\exp(E_B(k)/k_B T) - 1]^{-1}$  – функция бозе-распределения,  $E_B(k) = \sqrt{(\varepsilon(k) + \tilde{\mu}_B(T))^2 - \Delta_B^2(T)}$  – спектр возбуждения сверхтекучей бозе-жидкости,  $\varepsilon(k)$  – кинетическая энергия бозонов,  $\tilde{\mu}_B$  – перенормированный химический потенциал взаимодействующих бозонов,  $\Delta_B$  – параметр когерентности (или сверхтекучий параметр порядка) притягивающихся бозонов (поляронных куперовских пар).

Выражение для  $E_B(k)$  можно написать как

$$E_B(k) = \sqrt{\varepsilon^2 + 2\varepsilon\tilde{\mu}_B(T) + \Delta_g^2(T)}, \quad (38)$$

где  $\Delta_g(T) = \sqrt{\tilde{\mu}_B^2(T) - \Delta_B^2(T)}$ ,  $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m_B$ ,  $m_B$  – масса бозонов.

Выражение (37) можно написать, как

$$S(T) = k_B \sum_k \left[ \frac{\ln \left| \frac{1}{1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)} \right|}{1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)} - \frac{\exp(-E_B(k)/k_B T)}{1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)} \ln \left| \frac{\exp(-E_B(k)/k_B T)}{1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)} \right| \right], \quad (39)$$

При  $\Delta_g(T) > 0$ , можно разложить следующие выражения  $[1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)]^{-1}$ ,  $\ln|\exp(-E_B(k)/k_B T)|$ ,  $\ln|1 - \exp(-E_B(k)/k_B T)|$  в ряд Тэйлора по степеням. Тогда выражение (39) можно написать в следующем виде

$$S(T) \approx k_B \sum_k \left[ 3 \exp\left(-\frac{E_B(k)}{k_B T}\right) - \exp\left(-\frac{3E_B(k)}{k_B T}\right) \right] \approx 3k_B \sum_k \exp\left(-\frac{E_B(k)}{k_B T}\right). \quad (40)$$

Заменяя суммирование в выражение (40) на интегрирование, получаем

$$S(T) \approx 3\Omega k_B D_B \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} \exp\left(-\frac{E_B(k)}{k_B T}\right) d\varepsilon, \quad (41)$$

где  $\Omega$  – объем бозе-газа,  $D_B = \sqrt{2} m_B^{3/2} / 2\pi^2 \hbar^3$  – плотность состояний бозонов. Выполнив замену переменной  $\varepsilon/k_B T = y$ , выражение (41) будем написать как

$$S(T) \approx 3\Omega k_B D_B (k_B T)^{3/2} \int_0^\infty \sqrt{y} \exp\left(-\sqrt{y^2 + 2y\tilde{\mu}_B^*(T) + \Delta_g^{*2}(T)}\right) dy, \quad (42)$$

где  $\tilde{\mu}_B^*(T) = \tilde{\mu}_B(T)/k_B T$ ,  $\Delta_g^*(T) = \Delta_g(T)/k_B T$ .

Выше  $T_c$ ,  $\tilde{\mu}_B(T)$  и  $\Delta_B(T)$  становятся равными нулю и (42) будет иметь вид

$$S(T) \approx 3\Omega k_B D_B (k_B T)^{3/2} \int_0^\infty y^{1/2} e^{-y} dy, \quad (43)$$

Ниже  $T_c$ ,  $\tilde{\mu}_B(T) > 0$ ,  $\Delta_B(T) > 0$  и энтропия будет резко уменьшаться из-за температурной зависимости экспоненты в подинтегральном выражении. Характерная температурная зависимость энтропии  $S(T)$  выше  $T_c$  и ниже  $T_c$  показаны на рис. 8. Эта температурная зависимость  $S(T)$  является аналогичной экспериментально наблюдаемой температурной зависимости энтропии  $S(T)$  в ВТСП-купратах, показанная на рис. 2 в работе [Loram J.W., et al. Physica C 235-240 (1994) 134].

Теперь пользуясь выражением энтропии (37), можно вычислить теплоемкость сверхтекучей бозе-жидкости по формуле:

$$C_v(T) = T \frac{\partial S}{\partial T}. \quad (44)$$

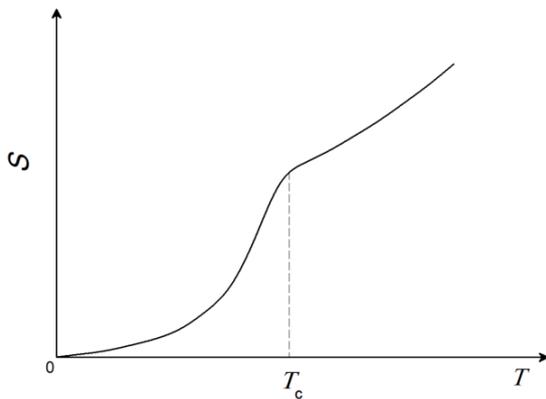


Рис. 8. Характерная температурная зависимость электронной энтропии  $S_e(T)$  сверхтекучей бозе-жидкости сильно связанных (поляронных) куперовских пар в ВТСП-купратах.

Заменяя  $S$  по формуле (37), для теплоемкости сверхпроводящей бозе-жидкости поляронных куперовских пар в ВТСП-купратах найдем следующее выражение:

$$C_v(T) = \frac{1}{k_B T^2} \sum_k n_B(k) [1 + n_B(k)] \left\{ E_B^2(k) + T \left[ \varepsilon \frac{\partial |\tilde{\mu}_B|}{\partial T} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial T} \Delta_{SF}^2 \right] \right\}, \quad (45)$$

где  $n_B(k) = [e^{E_B(k)/k_B T} - 1]^{-1}$ ,  $E_B = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_B^2(k) - \Delta_B^2(k)}$ ,  $\tilde{\varepsilon}_B(k) = \varepsilon_B(k) + \tilde{\mu}_B$  – энергия бозонов, отсчитываемая от химпотенциала взаимодействующего бозе-газа,  $\varepsilon_B(k) = \hbar^2 k^2 / 2m_B$ ,  $\Delta_B(k)$  – параметр порядка (т.е. параметр когерентности) бозонов,  $m_B$  – масса бозонов.

Согласно теории сверхтекучей бозе жидкости (Дисс. Байматова П.Ж., Ташкент 1995, стр.137), энергетическая щель  $\Delta_{SF} = \sqrt{\tilde{\mu}_B^2 - \Delta_B^2}$  существует в спектрах возбуждения сверхтекучей бозе-жидкости  $E_B(k)$ , когда константа связи межбозонного взаимодействия  $\gamma_B$  меньше некоторого критического значения  $\gamma_B^*$ , при котором энергетическая щель  $\Delta_{SF}$  исчезает при  $E = 0$ . При низких температурах можно принять следующие условия:  $k_B T \ll \tilde{\mu}_B$ ,  $\Delta_B$  и  $\Delta_B \approx \text{const}$ ,  $\tilde{\mu}_B \approx \text{const}$ . Поэтому теплоемкость сверхтекучего 3D бозе-газа определяется из следующего выражения:

$$C_v(T) \approx \frac{\Omega D_B}{2T^2} \int_0^\infty \sqrt{\varepsilon} \frac{d\varepsilon}{\sinh^2 \frac{E_B(\varepsilon)}{2k_B T}} E_B^2(k). \quad (45)$$

При  $\gamma_B > \gamma_B^*$  и  $\Delta_{SF} > 2k_B T$  функцию  $\sinh[E_B(\varepsilon)/2k_B T]$  подинтегралом в ур. (13) можно заменить на  $(1/2)\exp[E_B(\varepsilon)/2k_B T]$ . Далее, учитывая, что основной вклад в интеграл в ур. (45) вносят малые значения  $\varepsilon$ , мы можем заменить  $E_B(\varepsilon)$  на  $\sqrt{2|\tilde{\mu}_B|\varepsilon + \Delta_{SF}^2} \approx \Delta_{SF} + |\tilde{\mu}_B|\varepsilon/\Delta_{SF}$  и, использовать разложение Тейлора по показателю  $\sqrt{2|\tilde{\mu}_B|\varepsilon + \Delta_{SF}^2} \approx \Delta_{SF} + |\tilde{\mu}_B|\varepsilon/\Delta_{SF}$ . Тогда, интегрируя ур. (45), получаем следующее выражение

$$C_v(T) \approx \frac{3\Omega_D \Delta_B^{5/2}}{|\tilde{\mu}_B|^{3/2}} \sqrt{\pi T} \left[ 1 + \frac{4}{3} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\Delta_{SF}}{k_B T} \right] \exp\left(-\frac{\Delta_{SF}}{k_B T}\right). \quad (46)$$

При  $\gamma_B < \gamma_B^*$  энергетическая щель  $\Delta_{SF}$  в спектре возбуждения сверхтекучей 3D бозе-жидкости уменьшается с уменьшением температуры и исчезает ниже некоторой характеристической температуры  $T_c^*$ . Поэтому, при  $\gamma_B < \gamma_B^*$  и  $T \leq T_c^*$  спектр возбуждения сверхтекучей 3D бозе-жидкости при малых значениях  $k$  является фононоподобным  $E_B(\varepsilon) \sim \sqrt{|\tilde{\mu}_B|/m_B} \hbar k$ , и следовательно, ее теплоемкость будет пропорциональна  $T^3$  при низких температурах, т.е.,

$$C_v(T) \sim T^3. \quad (47).$$

Теперь обсудим характерные температурные зависимости электронной теплоемкости ВТСП-купратов при низких температурах ( $T \ll T_c$ ) в рамках вышеизложенной теории сверхтекучей бозе-жидкости. Экспериментальные факты, касающиеся ВТСП-купратов, показывают, что электронная теплоемкость  $C_e$  в этих материалах пропорциональна  $T^2$  или  $T^3$  при низких температурах и имеет линейный  $T$  член и четкую  $\lambda$ -подобную аномалию не только при  $T_c$ , но и несколько ниже  $T_c$ . Наблюдаемые низкотемпературные степенные законы для электронной теплоемкости сильно отличаются от экспоненциальной зависимости  $C_e(T)$ , представленной БКШ теории. Мы полагаем, что электронная теплоемкость ВТСП-купратов лучше всего описывается теорией сверхтекучей бозе-жидкости, а не БКШ-подобной моделью спаривания  $d$ -волн, поскольку при  $\Delta_{SF} < \Delta_{SC}$  и особенно при  $\Delta_{SF} \ll \Delta_{SC}$  (или  $\Delta_{SF} = 0$ ) основной вклад в  $C_e(T)$  в купратах вносится возбуждением составных бозонных куперовских пар, а не из-за возбуждения их ферми компонент. При  $\Delta_{SF} = 0$ , предсказываемые этой теорией степенные (т.е. фононоподобные) температурные зависимости  $C_e(T) \sim T^3$  и  $\sim T^2$  в 3D и 2D в купратных сверхпроводниках действительно наблюдались экспериментально в ВТСП-купратах. Кроме того, согласно теории сверхтекучей бозе-жидкости, электронная теплоемкость в 3D бозонных сверхпроводниках проявляет следующее температурное поведение  $C_e(T) \sim (T_c - T)^{-0.5}$  около  $T_c$ , согласно которому  $C_e(T)$  в ВТСП-купратах будет расходиться при  $T \rightarrow T_c$  так же, как расходится теплоемкость сверхтекучего  $^4\text{He}$  вблизи  $\lambda$ -подобного перехода. Отсюда следует, что трехмерные бозе-жидкости в нетрадиционных сверхпроводниках могут претерпевать с уменьшением температуры  $T$  фазовый переход второго рода при  $T_c$ , и они проявляют  $\lambda$ -подобную аномалию в их теплоемкости около  $T_c$ . В то время как сверхтекучая ферми-жидкость в БКШ-сверхпроводниках проявляет ступенчатый фазовый переход второго рода, сопровождающийся конечным скачком электронной теплоемкости при  $T_c$ ,  $\lambda$ -подобные аномалии в  $C_e(T)$  вблизи  $T_c$  наблюдались в ВТСП-купратах (Дисс.

Байматова П.Ж., Ташкент 1995, стр.137). Кроме того, небольшой БКШ-подобный скачок  $C_e(T)$ , наблюдаемый в этих ВТСП материалах выше  $T_c$  или намного выше  $T_c$ , связан с БКШ-подобными фазовыми переходами второго рода при  $T=T^*>T_c$  или  $T=T^*\gg T_c$  в их электронной подсистеме. В ВТСП-купратах поляронные носители связаны в бозонные куперовские пары выше  $T_c$ , и эти куперовские пары конденсируются в состоянии бозе-жидкости при  $T_c$ . Для взаимодействующего бозе-газа куперовских пар, химический потенциал и параметр когерентности вблизи  $T_c$  задаются в следующем виде:

$$\tilde{\mu}_B(T) \approx \tilde{\mu}_B(T_c)[1 + a(T_c - T)^{0.5}], \quad (48)$$

и

$$\Delta_B(T) \approx 2\tilde{\mu}_B(T_c)a^{0.5}(T_c - T)^{0.25}, \quad (49)$$

где  $a=2(c_0\gamma_B T_c)^{-0.5}(\varepsilon_{BA}/k_B T_c)^{0.25}$  и  $c_0=\pi^{3/2}/3.912$  (S. Dzhumanov, Int. J. Mod. Phys. B. 12 (1998) 2151). Теперь обратимся к проблеме теплоемкости сверхтекучего бозе-газа, которая при  $\Delta_B(T) \ll \tilde{\mu}_B(T) \ll k_B T_c$  расходится вблизи  $T_c$  как

$$C_{SF}(T) \sim (T_c - T)^{-0.5}, \quad (50)$$

и будет проявлять  $\lambda$ -подобную аномалию при  $T_c$  (т.е. поведение  $C_{SF}(T)$  аналогично поведению сверхтекучего  $^4\text{He}$ ). Температурные производные  $\tilde{\mu}_B$  и  $\Delta_B$ , входящие в выражение для  $C_{SF}(T)$ , вызывают такое  $\lambda$ -подобное расхождение. Путем введения количества сверхтекучей материи  $\nu_B=N_B/N_A$  (где  $N_B$ – количество притягивающих бозонов (поляронных куперовских пар), а  $N_A$ – число Авогадро, которое равно количеству формульных единиц  $\text{CuO}_2$  на единицу молярного объема) и молярной доли сверхтекучих бозонных носителей, определяемой как  $f_s=\nu_B/\nu$  (где  $\nu=N/N_A$ – количество легированного вещества), мы можем записать молярную теплоемкость сверхпроводящего бозонного газа в ВТСП-купратах в следующем виде:

$$C_s(T) = f_s \frac{D_B k_B N_A}{4\rho_B (k_B T)^2} \int_0^{\varepsilon_{BA}} \frac{\sqrt{\varepsilon} d\varepsilon}{\sinh^2 \frac{E_B(\varepsilon)}{k_B T}} \left\{ E_B(\varepsilon) + \frac{a\tilde{\mu}_B(T_c)T}{2(T_c - T)^{0.5}} [\varepsilon - \tilde{\mu}_B(T_c)] \right\}. \quad (51)$$

Здесь мы учли, что  $\Omega/\nu_B=N_B\nu_B/\nu_B=\nu_B N_A$  и  $\nu_B=1/\rho_B$ . Как упоминалось выше, легирующие носители в купратах распределяются между поляронной и примесной зоной (с энергией Ферми  $\varepsilon_{F2}$ ), а удельная теплоемкость несверхпроводящих носителей  $C_n(T)$  ниже  $T_c$  также рассчитывается с учетом трех вкладов возбужденных компонент поляронных куперовских пар, идеального бозе-газа некогерентных куперовских пар и неспаренных носителей, связанных с примесями.

Наши теоретические расчеты сравниваются с результатами соответствующих экспериментов (V.N. Naumov et al., Physica C 262 (1996) 143; T. Matsuzaki et al., J. Phys. Chem. Sol. 62 (2001) 29) и довольно хорошо с ними согласуются (см. рис. 9 и 10).

В этом случае следует учитывать долю  $f_p$  легирующих носителей, находящихся в поляронной зоне, и другую долю  $f_l$  таких носителей, находящихся в примесной зоне, при сравнении теплоемкости  $C_s(T)$  сверхпроводящего бозе-газа с экспериментальными данными. Таким образом, общая удельная теплоемкость  $C(T)=C_s(T)+C_e(T)$  ниже  $T_c$  рассчитывается с учетом трех указанных выше вкладов в  $C_e(T)$  и сравнивается с экспериментальными данными для

электронной теплоемкости в ВТСП-купратах (рис. 9 и 10).  $C_s(T)$  рассчитывается с использованием параметров  $\varepsilon_F=0.12$  эВ,  $\varepsilon_{F1}=0.012$  эВ,  $f_p=0.3$ ,  $f_l=0.7$ , а вклад сверхпроводимости  $C_s(T)$  в  $C_s(T)$  рассчитывается с использованием параметров  $\rho_B=1,6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $m_B=2,5m_p$ ,  $\tilde{\mu}_B(T_c)=1,6$  мэВ и  $f_s=0.03$  (рис. 9). Далее,  $C_s(T)$  рассчитывается с использованием параметров  $\varepsilon_F=0.1$  эВ,  $\varepsilon_{F1}=0.06$  эВ,  $f_p=0.4$ ,  $f_l=0.6$ , а вклад сверхпроводимости  $C_s(T)$  в  $C_s(T)$  рассчитывается с использованием параметров  $\rho_B=1,4 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $m_B=2,7m_p$ ,  $\tilde{\mu}_B(T_c)=0.5$  мэВ и  $f_s=0.012$  (рис. 10).

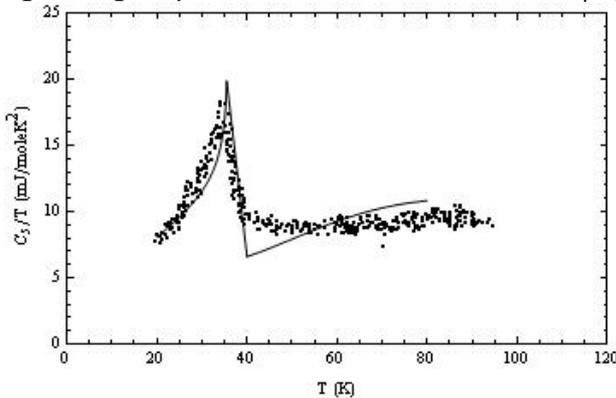


Рис. 9. Температурная зависимость электронной теплоемкости  $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , измеренная вблизи  $T_c$  и выше  $T_c$  и сравнены с экспериментальными (V.N. Naumov et al., Physica C 262 (1996) 143) данными (черные кружки)

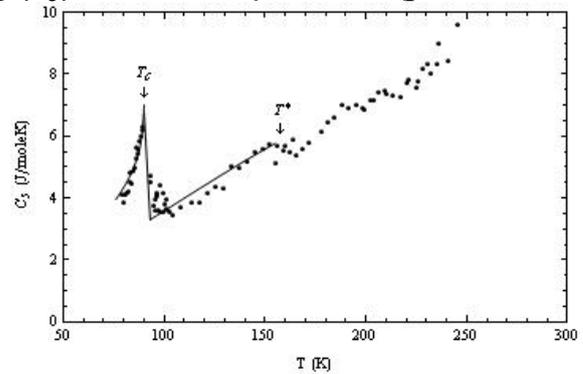


Рис. 10. Температурная зависимость электронной теплоемкости LSCO, измеренная вблизи  $T_c$  и выше  $T_c$  и сравнены с экспериментальными (Т. Matsuzaki et al., J. Phys. Chem. Sol. 62 (2001) 29) данными (черные кружки)

В пятой главе «Необычные температурные зависимости термодинамического и верхнего критического магнитного поля в ВТСП-купратах» выведены новые выражения для термодинамического критического магнитного поля  $H_c(T)$  и верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  бозонных купратных сверхпроводниках II рода, используя феноменологическую теорию Гинзбурга-Ландау и микроскопическую теорию бозе-жидкостной сверхпроводимости. На основании полученных выражений показано, что термодинамическое критическое магнитное поле  $H_{c2}(T)$  зависит от перенормированного химического потенциала  $\mu_B(T)$ , сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta_B(T)$ , и плотности сверхтекучих бозонов  $\rho_s(T)$ , которые определяют характерную температурную зависимость данного параметра.

Термодинамические свойства (например, свободная энергия Гиббса, энтропия и теплоемкость) электронов или дырок в сверхпроводниках резко изменяются, когда температура опускается ниже критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c$ . Далее в этих системах переход из нормальной фазы в сверхпроводящую фазу в присутствии внешнего магнитного поля  $H \leq H_c$  является обратимым и, следовательно, законы термодинамики применимы к определению критического магнитного поля в сверхпроводниках. В любой сверхпроводящей системе, находящейся во внешнем магнитном поле, свободная термодинамическая энергия определяется из выражения

$$F(T, H) = U - TS - MH, \quad (52)$$

где  $U$ - энтальпия,  $S$ - энтропия и  $M$ - намагниченность.

В нормальном состоянии сверхпроводника (т.е. при  $T > T_c$  и  $U = const$ )  $F_n$  не зависит от  $H$ , и поэтому выражение (52) можно написать как

$$dF_n = -S_n dT. \quad (53)$$

Тогда как при  $T < T_c$  (т.е. в сверхпроводящем состоянии системы) выражение (53), с учетом введенным безразмерным параметром  $\chi$ , можно записать в виде

$$F_s(T, H) = \frac{H^2}{8\pi} - \int S_s dT = \frac{H^2}{8\pi} + F_s(T, 0). \quad (54)$$

При  $H = H_c$  сверхпроводник I рода переходит в нормальное (несверхпроводящее) состояние и выражение (52) будет иметь вид

$$F_n(T, 0) - F_s(T, 0) = \frac{H_c^2}{8\pi}. \quad (55)$$

Таким образом, сверхпроводящая фаза остается устойчивой до тех пор, пока  $H < H_c$  и при  $H = H_c$  обе нормальная и сверхпроводящая фазы будут находиться в равновесии.

Как было сказано выше, сверхпроводники I рода характеризуются только  $H_c$ , тогда как сверхпроводники II рода (в том числе и ВТСП-купраты) характеризуются двумя (нижним и верхним) критическими магнитными полями  $H_{c1}$  и  $H_{c2}$ . При температурах близких к  $T_c$ , величины  $H_{c1}$ ,  $H_c$  и  $H_{c2}$  можно определить с помощью феноменологической теорией Гинзбурга-Ландау. В этой теории выражение для свободной энергии при произвольной температуре в виде разложения по степеням плотности сверхпроводящих носителей тока имеет вид

$$F(T) = F_n(T) + a(T)n_s + \frac{b(T)}{2}n_s^2 + \dots, \quad (56)$$

где  $n_s$  плотность сверхпроводящих носителей.

Минимизируя свободную энергию по  $n_s$ , опустив все слагаемые более высокого порядка чем  $n_s^2$  ( $n_s = -a(T)/b(T)$ ) в выражение (56), находим

$$F(T) = F_n(T) - \frac{a^2(T)}{2b(T)}. \quad (57)$$

Плотность сверхпроводящих носителей заряда при  $T = T_c$  должна обратиться в нуль и величина  $a(T) \sim (T - T_c)$  зависеть от температуры и обращаясь в нуль при  $T = T_c$ .

Далее предполагается, что  $b(T)$  является положительным коэффициентом. При  $T < T_c$  выражение (57), можно написать в виде

$$F_s(T) = F_n(T) - \frac{a^2(T)}{2b(T)}. \quad (58)$$

Сравнивая ур. (57) и ур. (58), получим

$$\frac{H_c^2(T)}{8\pi} = \frac{a^2(T)}{b(T)}. \quad (59)$$

В феноменологической теории Гинзбурга-Ландау важное значение играет безразмерный параметр  $\chi$  определяемый как отношение двух характеристических длин  $\lambda_L(T)$  и  $\xi_c(T)$ . При этом лондоновская глубина проникновения магнитного поля в сверхпроводник определяется как

$$\lambda_L(T) = \left( \frac{m^* c^2}{4\pi e^* n_s} \right)^{1/2} = \left( \frac{m^* c^2 b(T)}{4\pi e^* |a(T)|} \right)^{1/2}, \quad (60)$$

где  $m^*$ - эффективная масса сверхпроводящих носителей тока (т.е. масса куперовских пар),  $e^*$ - заряд этих носителей,  $c$ - скорость света. Длина когерентности  $\xi_c(T)$  сверхпроводящих носителей определяется как

$$\xi_c(T) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m^*|a(T)|}}. \quad (61)$$

Используя вышеприведенные выражения (59), (60) и (61), находим

$$H_c(T) = \frac{\hbar c}{\sqrt{2}e^*\lambda_L^2(T)}\chi(T). \quad (62)$$

Это выражение позволяет определить величины и температурной зависимость  $H_c(T)$  если только известны явные виды выражения для  $\lambda_L(T)$  и  $\xi_c(T)$ , которые возможно лишь определить на основе соответствующей микроскопической теории сверхпроводимости. Другим параметром сверхпроводника связанным с термодинамическим магнитным полем  $H_c(T)$  является критический ток  $J_c(T)$ , который разрушает также сверхпроводимость материала. В сверхпроводнике при  $T < T_c$  сверхпроводящий ток течет только в тонком поверхностном слое. Поэтому, магнитное поле  $H$  равно нулю везде, кроме этого приповерхностного слоя. Как только ток достигает критического значения  $J_c$ , магнитное поле создаваемой этим током на поверхностном слое становится равным  $H_c$ . В этом случае критический ток определяется из выражения

$$J_c(T) = \frac{cRH_c}{2}, \quad (63)$$

где  $R$ - радиус сверхпроводящей проводы.

При  $J > J_c$  сверхпроводимость в поверхностном сверхпроводника II рода начинает разрушаться. При этом внутренняя часть сверхпроводящего провода радиусом  $R < R_0$  будет находиться в промежуточном (смешанном) состоянии. Согласно формуле (63), структура смешанного состояния такова, что толщина нормальных слоев сверхпроводящего провода растет пропорционально  $R$ . Следовательно, в определенном интервале магнитных полей,  $H_{c1} < H < H_{c2}$ , сверхпроводники II рода (в том числе и ВТСП-купраты) находятся в смешанном состоянии (рис. 11). Свойства этих сверхпроводников в смешанном состоянии

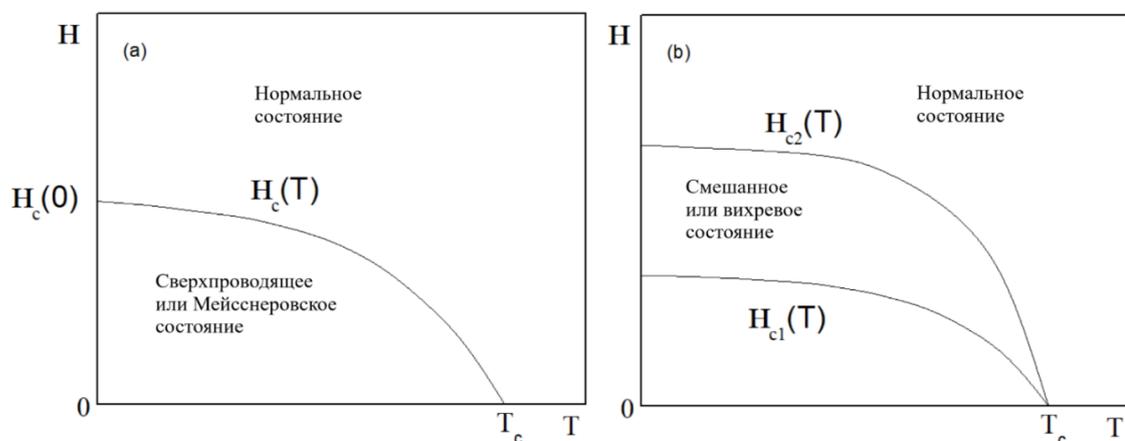


Рис. 11. (а) Температурная зависимость термодинамического критического магнитного поля  $H_c$  в сверхпроводниках I рода. (б) Схематическая фазовая диаграмма сверхпроводников II рода. Температурная зависимость нижнего  $H_{c1}$  и верхнего  $H_{c2}$  критических магнитных полей.

постепенно меняются от чисто сверхпроводящего, при  $H \leq H_{c1}$ , до чисто нормального  $H \geq H_{c2}$ , причем происходит постепенное проникновение в них магнитного поля. Предполагается, что  $H_{c2}$  является предельным магнитным полем для существования сверхпроводимости и поэтому бесконечно малый зародыш сверхпроводящей фазы будет уменьшаться при  $H > H_{c2}$  и начинать возрастать при  $H < H_{c2}$ . При этом верхнее критическое магнитное поле  $H_{c2}$  можно определить также в рамках теории Гинзбурга-Ландау. Уравнение Гинзбурга-Ландау, полученное в виде одномерного уравнения Шредингера, имеет вид

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + \frac{(e^*H(T))^2}{2m^*c^2} x^2\Psi = a(T)\Psi, \quad (64)$$

где  $a(T)$ - играет роль уровня энергии.

Как видно, ур. (64) имеет сходство ур. Шредингера для гармонического осциллятора и получаем выражение связывающее  $H(T)$  и  $H_{c2}(T)$  в виде

$$H_{c2}(T) = \sqrt{2}\chi H_c(T) \quad (65)$$

Магнитное поле во внутренней части сверхпроводящего провода равно  $H(R)=H_c$  а плотность тока, определяется из выражения

$$H_c(T) = \frac{4\pi R I_c(T)}{c}. \quad (66)$$

где  $I_c(T) = 2e\rho_s(T)v_c(T)$  плотность критического тока,  $\rho_s(T) = \rho_B - \rho_n(T)$  – плотность сверхтекучей части 3D бозе-жидкости или плотность сверхтекучих (т.е. невозбужденных) носителей тока,  $\rho_n(T)$  – плотность нормальной части бозе-жидкости или плотность так называемых нормальных (т.е. возбужденных) носителей тока.

$$H_{c2}(T) = \frac{m_B c}{2e\hbar} \sqrt{\frac{\Delta_B(T)}{\pi\rho_s(T)}} H_c(T). \quad (67)$$

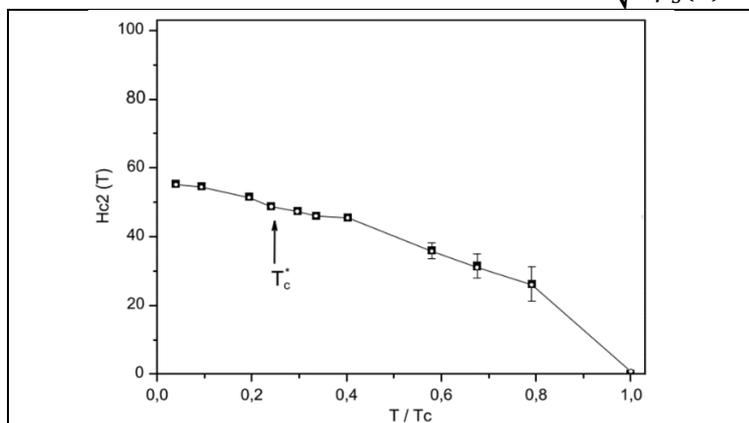


Рис. 12. Характерная температурная зависимость верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  измеренного в образцах купратного сверхпроводника Bi-2201. Сплошная линия является наилучшей подгонкой ур. (72) к экспериментальным данным по  $H_{c2}(T)$  для Bi-2201 полученным с использованием подгоночных параметров  $\rho_B=0.1 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ,  $m_B=5m_e$ ,  $R=0.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ ,  $\epsilon_{BA}=0.13$  эВ. Штриховой линией показана кривая  $H_{c2}(T)$  полученная на основе теории Вертхамера-Гельфанда-Хоэнберга, которая сильно отклоняется от экспериментальной кривой  $H_{c2}(T)$ .

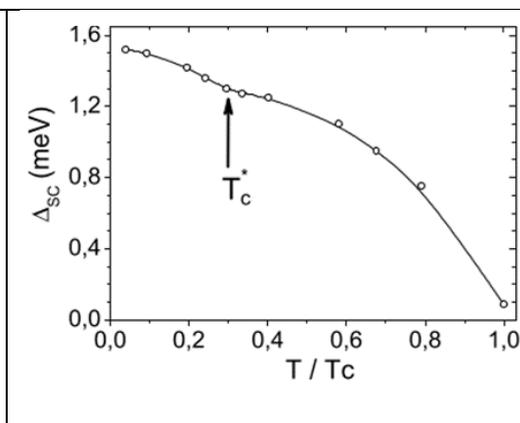


Рис. 13. Рассчитанная характерная температурная зависимость сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta_{SC}(T)$  в купратном сверхпроводнике Bi-2201, кинк-образная особенность при температуре  $T_c^* \approx 0.3T_c$ , с использованием параметров, приведенных на рис. 12.

Таким образом, нами будет определена характерная температурная зависимость  $H_{c2}(T)$  в ВТСП-купратах с использованием ур. (66) и (67). При этом наши численные результаты показывают, что температурная зависимость сверхпроводящего параметра порядка  $\Delta_{SC}(T) = \Delta_B(T)$  в Bi-2201 (см. рис. 13) существенно отличается от БКШ-зависимости энергетической щели  $\Delta_{БКШ}(T)$  и близко напоминает кинк-образное поведение  $\Delta_{SC}(T)$  наблюдаемое вблизи характеристической температуры  $T_c^* \approx 0.6T_c$  в керамическом купратном сверхпроводнике  $\text{EuBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенных теоретических исследований на соискание ученой степени доктора наук (DSc) по физико-математическим наукам на тему «Количественная теория аномальных термодинамических свойств легированных высокотемпературных купратных сверхпроводников в их нормальном и сверхпроводящем состояниях» представлены следующие

выводы:

1. На основе двух моделей (теоретической расширенной модели Холстейна и развитой модели неидеального бозе-газа) показано, что влияние давления (или напряжения) и межбозонного взаимодействия соответственно на температуру БЭК биполяронов и на температуры БЭК бозонных (поляронных) куперовских пар в ВТСП-купратах являются довольно аналогичными и заметными, причем температура БЭК этих бозе-частиц больше или порядка 300 К и значительно выше критической температуры сверхпроводящего перехода  $T_c \approx 130$  К в ВТСП-купратах.
2. Определены характеристические температуры  $T^*$  образования БКШ-подобной энергетической щели (псевдощели) и некогерентных бозонных (поляронных) куперовских пар в нормальном состоянии ВТСП-купратов, зависящие от уровня их легирования; получена количественная фазовая диаграмма ВТСП-купратов  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , показывающая возможности существования таких характеристических температур  $T^*(x)$  в них выше  $T_c$ .
3. Развита количественная теория аномальных термодинамических свойств легированных ВТСП-купратов в их нормальном состоянии и установлено, что образование поляронных куперовских пар и БКШ-подобной псевдощели  $\Delta_{БКШ}(T)$  в недолегированных и оптимально легированных ВТСП-купратах выше  $T_c$  является причиной происхождения скачко-образной аномалии в температурной зависимости электронной теплоемкости  $C_e(T)$  этих ВТСП-материалов в нормальном состоянии.
4. Показано, что если влияние примесей в легированных ВТСП-купратах преобладает над влиянием БКШ-подобной псевдощели на температурную зависимость электронной теплоемкости  $C_e(T)$  этих материалов, то скачок в  $C_e(T)$  при БКШ-подобном фазовом переходе вблизи характеристической температуры  $T^*$  будет сильно подавлен или менее заметным.

5. Впервые разработана количественная теория аномальных термодинамических и других родственных свойств различных ВТСП-купратов в их сверхпроводящем состоянии и определены характерные температурные зависимости электронной энтропии и теплоемкости, а также термодинамического и верхнего критического магнитных полей в них.
6. Получено явное выражение для температурной зависимости энтропии  $S(T)$  сверхтекучей (сверхпроводящей) 3D бозе-жидкости в ВТСП-купратах. Показано, что при понижении температуры  $S_e(T)$  резко уменьшается ниже  $T_c$  из-за появления энергетической щели  $\Delta_g(T)$  в спектрах возбуждения этой бозе-жидкости. Теоретически предсказанное поведение  $S(T)$  выше и ниже  $T_c$ , хорошо согласуется с экспериментально наблюдаемой температурной зависимостью электронной энтропии в ВТСП-купратах  $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ .
7. Определены характерные температурные зависимости теплоемкости 3D сверхпроводящей бозе-жидкости в ВТСП-купратах при низких температурах  $T \ll T_c$  и при температурах близких к температуре сверхпроводящего перехода в них. Показано, что теоретически рассчитанная температурная зависимость теплоемкости такой бозе-жидкости при низких температурах ( $T \ll T_c$ ) пропорциональна  $T^3$ , как это экспериментально обнаружено для температурно-зависящей электронной теплоемкости в ВТСП-купратах, тогда как теплоемкость 3D сверхтекучей бозе-жидкости в этих материалах при температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода  $T_c$ , пропорциональна  $(T_c - T)^{-0.5}$  и имеет  $\lambda$ -подобные аномалии вблизи  $T_c$ , такие же как в электронной теплоемкости ВТСП-купратов, наблюдаемых экспериментально при  $T = T_c$ .
8. На основе сравнения результатов численных расчетов полных электронных теплоемкостей различных ВТСП-купратов (LSCO,  $NbBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  и  $HgBa_2Ca_2Cu_3O_8$ ) с экспериментально измеренными значениями электронных теплоемкостей  $C(T)$  этих ВТСП-материалов установлено, что вклад теплоемкости 3D сверхпроводящей бозе-жидкости  $C_s(T)$  в  $C(T)$  при температурах, близких к температуре сверхпроводящего перехода  $T_c$  в них, доминирует и является причиной возникновения  $\lambda$ -подобной аномалии в их электронных теплоемкостях  $C(T)$ , измеренных вблизи  $T_c$ .
9. Впервые получены новые выражения для термодинамического критического магнитного поля  $H_c(T)$  и верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  бозонных (купратных) сверхпроводников II рода с использованием феноменологической теории Гинзбурга-Ландау и микроскопической теории 3D бозе-жидкостной сверхпроводимости. Показано, что  $H_c(T)$  и  $H_{c2}(T)$  зависят от параметров этой микроскопической теории, таких как перенормированный химпотенциал  $\tilde{\mu}_B(T)$ , сверхпроводящий параметр порядка  $\Delta_B(T)$  и плотность сверхтекучих бозонов (поляронных куперовских пар)  $\rho_s(T)$ .
10. Определены характерные температурные зависимости термодинамического критического магнитного поля  $H_c(T)$  и верхнего критического магнитного поля  $H_{c2}(T)$  в бозонных купратных сверхпроводниках II рода и показано, что необычные кинк-образные температурные зависимости параметров  $\tilde{\mu}_B(T)$  и

$\Delta_B(T)$  сверхпроводящей 3D бозе-жидкости в них, приводят к появлению резко выраженных кинк (изгиб)-образных особенностей в температурных зависимостях  $H_c(T)$  и  $H_{c2}(T)$ , экспериментально наблюдаемых вблизи некоторых характеристических температурах  $T_c^*$  ниже  $T_c$  в различных ВТСП-купратах.

**SCIENTIFIC COUNCIL No.DSc.03/31.03.2022.T/FM.10.04 ON AWARD OF  
SCIENTIFIC DEGREES AT THE INSTITUTE OF FUNDAMENTAL AND  
APPLIED RESEARCH NRU “TIAME”**

---

**INSTITUTE OF FUNDAMENTAL AND APPLIED RESEARCH  
INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS**

**KARIMBAEV ELDOR XALMURATOVICH**

**QUANTITATIVE THEORY OF ANOMALOUS THERMODYNAMIC  
PROPERTIES OF DOPED HIGH-TEMPERATURE CUPRATE  
SUPERCONDUCTORS IN THEIR NORMAL AND SUPERCONDUCTING  
STATES**

**01.04.02 - Theoretical physics**

**DISSERTATION ABSTRACT  
of the doctor of science (DSc) on physical and mathematical sciences**

**Tashkent – 2024**

**The theme of the doctoral dissertation (DSc) was registered by the Supreme Attestation Commission of the Ministry of Higher Education, Science and Innovations of the Republic of Uzbekistan under number B2024.3.DSc/FM279.**

The doctoral dissertation was carried out at the Institute of Fundamental and applied research under "TIAMEE" National Research University and Institute of Nuclear Physics of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan.

The abstract of the dissertation was posted in three (Uzbek, Russian, English (resume)) languages on the websites of the Scientific Council ([www.ifar.uz](http://www.ifar.uz)), website of the Scientific Council at [www.inp.uz](http://www.inp.uz) and on the website of "Ziyonet" Information and Educational portal at [www.ziyonet.uz](http://www.ziyonet.uz).

**Scientific consultant:** **Dzhumanov Safarali**  
doctor of physical and mathematical sciences, professor

**Official opponents:** **Rasulov Rustam Yavkachevich**  
doctor of physical and mathematical sciences, professor

**Gulyamov Gafur**  
doctor of physical and mathematical sciences, professor

**Sapaev Usman Kalandarovich**  
doctor of physical and mathematical sciences, senior researcher

**Leading organization:** **Kazakh National University named after Al-Farabi**

The defense of the dissertation will be held on "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 2024, at \_\_\_ at the meeting of the Scientific Council No. DSc.03/31.03.2022T/FM.10.04 at the Institute of Fundamental and Applied Research under the "TIAME" National Research University (Address: 100000, Tashkent city, Qori Niyazov Street 39, Institute of Fundamental and Applied Research, Hall 312; tel.: 71 237-09-61.; e-mail: [info@ifar.uz](mailto:info@ifar.uz))

The doctoral dissertation can be looked through at the Information Resource Centre of the Institute of Fundamental and Applied Research under the "TIAME" National Research University (registered under No. \_\_\_\_\_) Address: IFAR, 100000, Tashkent city, 39 Qori Niyazov str. tel. (+99871) 237-09-62.

The abstract of dissertation was distributed on "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 2024.  
(Registry record No. \_\_\_ dated "\_\_\_" \_\_\_\_\_ 2024).

**B.J. Akhmedov**  
Chairman of the Scientific Council on award  
of Scientific degrees, D.Ph.-M.S., professor, academision

**D.R. Rayimbaev**  
Scientific secretary of the Scientific Council on award  
of Scientific degrees, D.Ph.-M.S., senior researcher

**B.M. Narzulloev**  
Deputy Chairman of the Scientific seminar  
of the Scientific Council on award of Scientific degrees,  
D.Ph.-M.S., senior researcher

## INTRODUCTION (annotation of doctoral (DSc) dissertation)

**The aim of the research** is to develop a quantitative theory of the anomalous thermodynamic and other related properties of underdoped and optimally doped high- $T_c$  cuprates in their normal and superconducting states.

### **The tasks of the research:**

study the effect of external pressure (strain) and interbosonic interaction on the Bose-Einstein condensation (BEC) temperature of bipolarons and small (polaronic) Cooper pairs in doped high- $T_c$  cuprates;

develop a quantitative theory that adequately describes the anomalous thermodynamic properties of doped high- $T_c$  cuprates in their normal state;

calculate the thermodynamic parameters (electronic heat capacity and entropy) of high- $T_c$  cuprates in their normal state;

determine the nature and origin of the anomalies in electronic heat capacity and entropy in the normal state of high- $T_c$  cuprates;

compare the calculated temperature dependencies of the thermodynamic parameters of high- $T_c$  cuprates in their normal state with existing experimental results;

develop a quantitative theory that adequately describes the thermodynamic and other related properties of high- $T_c$  cuprates in their superconducting state;

derive analytical expressions for the heat capacity and entropy of superconducting small Cooper pairs in doped high- $T_c$  cuprates at low temperatures  $T \ll T_c$  and at temperatures close to  $T_c$ ;

calculate the thermodynamic parameters of high- $T_c$  cuprates in their superconducting state as a function of temperature and analyze the anomalous behavior of these materials' thermodynamic properties at temperatures below  $T_c$ , with a special focus on the  $\lambda$ -like anomalies in the heat capacity of various high- $T_c$  materials near  $T_c$ ;

calculate the temperature dependencies of the upper critical magnetic field  $H_{c2}(T)$  and the new superconducting order parameter  $\Delta_{SC}(T)$  in high- $T_c$  cuprates;

demonstrate the possibility of kink-like features in  $H_{c2}(T)$  and  $\Delta_{SC}(T)$  at a characteristic temperature  $T_c^*$  below  $T_c$  and to explain the experimentally observed kink-like features in  $H_{c2}(T)$  and  $\Delta_{SC}(T)$  near this temperature in high- $T_c$  cuprates.

**The objects of the research** are underdoped and optimally doped high- $T_c$  cuprates.

**The subjects of the research** are the anomalous thermodynamic and other related properties of underdoped and optimally doped high- $T_c$  cuprates in their normal and superconducting states.

### **The scientific novelty of the research** is as follows:

it has been shown that the effects of external pressure (strain) and inter-boson interaction on the Bose-Einstein condensation temperature of bipolarons and small (polaronic) Cooper pairs in doped high- $T_c$  cuprates manifest in a quite similar and significant manner.

a quantitative theory has been developed that adequately describes the anomalous thermodynamic properties of doped high- $T_c$  cuprates in their normal state.

characteristic temperature dependencies of thermodynamic parameters (electronic heat capacities) of high- $T_c$  superconducting cuprates in their normal state have been determined based on numerical calculation results.

the true nature and origin of the anomaly in the thermodynamic properties of high- $T_c$  superconducting cuprates based on  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  and  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  have been identified at temperatures above the critical temperature  $T_c$ , providing explanations for experimental results obtained from studying the temperature dependencies of electronic heat capacities of these cuprates in their normal state.

for the first time, a quantitative theory has been developed that adequately describes the anomalous thermodynamic and other related properties of various high- $T_c$  superconducting cuprates in their superconducting state. Analytical expressions have been obtained for the heat capacity and entropy of the superconducting (superfluid) Bose gas of small Cooper pairs in doped high- $T_c$  cuprates at low temperatures  $T \ll T_c$  and at temperatures close to  $T_c$ .

characteristic temperature dependencies of the thermodynamic parameters of doped high- $T_c$  cuprates in their superconducting state have been defined, along with explanations for the experimentally observed anomalous behavior of thermodynamic properties below the critical temperature  $T_c$ , particularly focusing on the  $\lambda$ -like anomalies in the heat capacities of various high- $T_c$  materials near  $T_c$ .

for the first time, new expressions for the thermodynamic critical magnetic field  $H_c(T)$  and the upper critical magnetic field  $H_{c2}(T)$  of bosonic (cuprate) type II superconductors have been obtained by applying the phenomenological Ginzburg-Landau theory and the microscopic theory of 3D Bose-liquid superconductivity.

characteristic temperature dependencies of the thermodynamic magnetic field  $H_c(T)$ , the upper critical field  $H_{c2}(T)$ , and the new superconducting order parameter  $\Delta_{\text{SC}}(T)$  of high- $T_c$  cuprates have been determined, demonstrating the possibility of kink-like features in  $H_c(T)$ ,  $H_{c2}(T)$ , and  $\Delta_{\text{SC}}(T)$  in high- $T_c$  cuprates near such characteristic temperatures.

**Implementation of the research results.** Based on scientific results on the study of anomalous thermodynamic and other related properties of doped high- $T_c$  cuprates in their normal and superconducting states:

It was shown that the influence of external pressure (stress) and inter-boson interaction on the BEC temperature of bipolarons and small (polaron) Cooper pairs in doped high- $T_c$  cuprates manifests itself in a fairly similar and significant way. These results were utilized by foreign researchers (references in international scientific journals: *Int. J. Mod. Phys. B* 30, No. 26 (2016) 1650186, *Eur. Phys. J. B* 86 (2013) 312, *J. Low Temp. Phys.* 213 (2023) 291, *Physica C* 604 (2023) 1354177, *J. Supercond. Nov. Magn.* 35 (2022) 3529). The scientific results enabled an explanation of the impact of external pressure and inter-boson interactions on the BEC temperature of bipolarons and small (polaron) Cooper pairs in doped high- $T_c$  cuprates.

The quantitative theory developed in this dissertation, which describes the anomalous thermodynamic properties of doped high- $T_c$  cuprates in their normal state, and specific temperature dependencies of their thermodynamic parameters, were used by international researchers (references in international scientific journals: *J. Phys.* 592

(2015) 012075, *Int. J. Mod. Phys. B* 29, No. 24 (2015) 1550180, *Phys. Lett. A* 383 (2019) 1330). These findings helped explain the behavior of electronic heat capacity in high- $T_c$  materials in their normal state.

The clarification of the nature and origin of anomalies in the thermodynamic properties of high- $T_c$  cuprates (LSCO and YBCO) at temperatures above  $T_c$ , along with the explanations for experimental results, were used by foreign researchers (references in international scientific journals: *J. Phys. Chem. Solids* 161 (2022) 110451, *Physica A* 517 (2019) 197, *Physica Scripta* 94, No. 5 (2019) 273, *Phys. Lett. A* 381 (2017) 3089). These scientific findings laid the groundwork for developing and practically utilizing efficient solar cells based on nanostructured layers and photonic crystals.

The first developed quantitative theory that adequately describes the anomalous thermodynamic and related properties of various high- $T_c$  cuprates in their superconducting state, as well as the derived analytical expressions for heat capacity and entropy of the superconducting (superfluid) Bose gas of small Cooper pairs in doped high- $T_c$  cuprates at low temperatures  $T \ll T_c$  and near  $T_c$ , were employed by international researchers (references in international scientific journals: *Handbook of Supercon.: Fundamentals and Materials* 1 (2022) 73, *Physica C* 562 (2019) 56, *Phys. Lett. A* 452 (2022) 128447, *Phys. Lett. A* 383 (2019) 1330). These findings enabled the explanation of charge transfer mechanisms in inhomogeneous cuprates.

The results determining the characteristic temperature dependencies of thermodynamic parameters of doped high- $T_c$  cuprates in their superconducting state, along with the explanations for observed anomalous behavior of thermodynamic properties below  $T_c$  - especially the  $\lambda$ -like anomalies in the heat capacity of various high- $T_c$  materials near  $T_c$  - were utilized by international researchers (references in international scientific journals: *Mod. Phys. Lett. B* 38, No. 19 (2024) 2450147, *Eurasian Phys. Tech. J.* 21 No. 1 (2024) 47, *Sci. Rep.* 2019, *Low Temp. Phys.* 48 (2022) 72, *Ann. der Physik* (2019), *Int. J. Mod. Phys. B* 32, No. 11 (2018) 1850130, *Phys. Stat. Sol. b* 2021, *Phys. Lett. A* 384 (2020) 126701). These results substantiated the choice of the maximum in the temperature dependence of the pseudogap as the BEC-BKS crossover temperature in YBCO cuprates.

The derived expressions for the thermodynamic critical magnetic field  $H_c(T)$ , the upper critical magnetic field  $H_{c2}(T)$ , and the new superconducting order parameter  $\Delta_{SC}(T)$  in high- $T_c$  cuprates, as well as the characteristic temperature dependencies of these parameters and the proven possibility of kink-like features in  $H_c(T)$ ,  $H_{c2}(T)$ , and  $\Delta_{SC}(T)$  near a certain characteristic temperature, were used by foreign researchers (references in international scientific journals: *Phys. Lett. A* 381 (2017) 2731, *New J. Phys.* 24 (2022) 093026, *Pramana* 97 (2023) 205, *Mod. Phys. Lett. B* 35 (2021) 2150190). These data clarified the temperature dependencies of parameters and confirmed the presence of kink-like features in  $H_c(T)$ ,  $H_{c2}(T)$ , and  $\Delta_{SC}(T)$  for high- $T_c$  cuprates.

**The structure and volume of the dissertation.** The dissertation consists of an introduction, five chapters, a conclusion, a list of references and an appendix. The volume of the dissertation is 166 pages.

**E'LON QILINGAN ISHLAR RO'YXATI**  
**СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ**  
**LIST OF PUBLISHED WORKS**

**I бўлим (I часть; I part)**

1. S. Dzhumanov, U.K. Mayinova, E.K. Karimbaev, D.S. Djumanov. Origins of anomalies in the temperature dependences of specific heat and superfluid density in doped high- $T_c$  cuprates: Signatures of Bose-liquid superconductivity. // Modern Physics Letters B. –Elsevier, 2024. –V.38, No.19. –P.2450147–2450156. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0217984924501471> (№4. Journal Citation Reports; IF=1.8).
2. K. Karshiboev, F. Atamurotov, A. Övgün, A. Abdujabbarov, E. Karimbaev. Particle dynamics and thermodynamical analysis of the rotating ModMax black holes. // New Astronomy 109, 2024, 102200. (№4. IF=1.9)
3. S. Dzhumanov, E.X. Karimboev, S. Tojiev and I. Kabulov. Anomaly of the electronic entropy of underdoped and optimally doped high- $T_c$  cuprates in their superconducting state. // Journal of Fundamental and Applied Research Vol 4 (2), 2024, 20240008.
4. S. Shaymatov, B. Ahmedov, E. Karimbaev. Can a Rotating Black Hole Be Overspun in Seven Dimensions? Universe 9 (4), 2023, 190. (№4. IF=2.5).
5. S. Dzhumanov, E.X. Karimboev. Quantitative theory of anomalous thermodynamic properties of doped high-temperature cuprate superconductors in their normal and superconducting states. // Journal of Fundamental and Applied Research Vol 2 (2), 2022, 20220010.
6. S. Dzhumanov, E.X. Karimbaev, J.Sh. Rashidov. Possible anomalies of the electronic specific heat and their experimental manifestations in high- $T_c$  cuprates. // Вестник молодых ученых №1 (3), 2019, С.53.
7. S. Dzhumanov, E.X. Karimboev, Sh.S. Djumanov. Unrelated BKS-like pairing pseudogap and critical superconducting transition temperature in various cuprate compounds. // Modern Physics Letters B. –Elsevier, 2018. –V.32, No.18. – P.1850195–1850204. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0217984918501956> (№4. Journal Citation Reports; IF=1.8).
8. С. Джуманов, Э.Х. Каримбаев, Ш.С. Джуманов, Ж.Ш. Рашидов. Несвязанная БКШ-подобная псевдощель и критическая температура сверхпроводящего перехода в различных купратных соединениях // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. –Ташкент, 2018.–№1.–С.33–36. (01.00.00. №7).
9. S. Dzhumanov, E.X. Karimboev, B. Yavidov. Electronic specific-heat anomalies in high- $T_c$  cuprates. // Bulletin of National University of Uzbekistan: Mathematics and Natural Sciences. –Tashkent, 2018.–V.1.No2.–P.43-56. DOI: <https://doi.org/10.56017/2181-1318.1012> (01.00.00. №8).
10. S. Dzhumanov, E.X. Karimboev, Sh.S. Djumanov. Underlying mechanisms of pseudogap phenomena and Bose-liquid superconductivity in high- $T_c$  cuprates // Physics Letters A. –Elsevier, 2016. –V.380. –P.2173–2180. DOI:

<https://doi.org/10.1016/j.physleta.2016.04.038> (№4. Journal Citation Reports; IF=2.3).

11. Б.Я. Явидов, С. Джуманов, Э.Х. Каримбаев, У.Т. Курбанов. Влияние одноосного напряжения на температуру Бозе-Эйнштейновской конденсации биполяронных носителей в слоистых ВТСП-купратах // Доклады Академии наук Республики Узбекистан. –Ташкент, 2016.–№3.–С.18–21. (01.00.00. №7).
12. В.Я. Yavidov, Sh.S. Djumanov, E.X. Karimboev. An approach for studying the influence of uniaxial strain (pressure) on the temperature of the Bose-Einstein condensation of intersite bipolarons: Possible implementation for  $\text{RBA}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  cuprates // Physica B 407 (2012) 2490–2494. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physb.2012.03.051> (№4. Journal Citation Reports; IF=2.8).

### II бўлим (II часть; II part)

1. S. Dzhumanov, E.X. Karimboev. Distinctive low- and high-temperature dependences of the upper critical magnetic field in high-Tc cuprate superconductors // The V International Scientific Forum “Nuclear Science and Technologies”, 7–11 October 2024. –Almaty (Kazakhstan), 2024.–P.121.
2. S. Dzhumanov, E.X. Karimbayev. Legirlangan yuqori haroratli o‘tao‘tkazuvchan kupratlarning normal va o‘tao‘tkazuvchan holatlaridagi g‘ayrioddiy (anomal) termodinamik xususiyatlarining miqdoriy nazariyasi. // “Fizikaning zamonaviy muammolari va rivojlanish istiqbollari” mavzusidagi 1 Xalqaro ilmiy-amaliy Namangan, Uzbekistan, 22-23 oktyabr 2024 y. –b.134.
3. S. Dzhumanov, E.X. Karimboev. Possible anomalies of the electronic specific heat and their experimental manifestations in high-Tc cuprates. // International Conference ABDILDIN READINGS “ACTUAL PROBLEMS OF MODERN PHYSICS” Al Farabi Kazakh National University Faculty of Physics and Technology, April 12–15, 2023. –Almaty (Kazakhstan), 2023.–P.53–54.
4. S. Dzhumanov, U.M. Turmanova, U.K. Mayinova and E.Kh. Karimbaev. Unusual temperature dependences of the superfluid density and magnetic field penetration depth in the high-temperature superconductors  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ : evidence for Bose-liquid superconductivity. // International Conference “FUNDAMENTAL AND APPLIED PROBLEMS OF MODERN PHYSICS” October 19–21, 2023. – Tashkent (Uzbekistan), 2023.–P.192–193.
5. S. Dzhumanov, U.M. Turmanova, U.K. Mayinova, E.X. Karimbaev, Sh.S. Djumanov. Distinctive superconducting states and properties of doped high-Tc cuprates// IV International Scientific Forum “NUCLEAR SCIENCE AND TECHNOLOGIES” Almaty, Republic of Kazakhstan 26-30 September, 2022 г.-с.80.
6. В.Я. Yavidov, O.K. Ganiev, E.X. Karimboev, U.T. Kurbanov. Unusual strain derivatives of the temperature of Bose-Einstein condensation of bipolarons: Application to cuprates. // International Conference “Nuclear Science and its Application”, Samarkand, Uzbekistan, September 25-28, 2012. –Tashkent (Uzbekistan), 2012.–P.33–34.

Avtoreferat “Fan va innovatsiyalar” xalqaro ilmiy jurnali (International scientific journal “Science and Innovation”) tahririyatida tahrirdan o‘tkazilib, o‘zbek, va rus tillaridagi matnlari o‘zaro muvofiqlashtirildi (31.10.2024 yil).

---

**Bosishga ruxsat etildi 04.11.2024. Qog‘oz o‘lchami 60x84 – 1/16  
Hajmi 4,5 b.t. 60 nusxa. Buyurtma № 0076.  
O‘zR FA Asisiy kutubxonasi bosmaxonasida chop etildi.  
Toshkent 100170, Ziyolilar ko‘chasi 13-uy.**