

**ЯДРО ФИЗИКАСИ ИНСТИТУТИ ҲУЗУРИДАГИ ИЛМИЙ
ДАРАЖАЛАР БЕРУВЧИ DSc.02/30.12.2019.FM/Т.33.01 РАҚАМЛИ
ИЛМИЙ КЕНГАШ**

ЯДРО ФИЗИКАСИ ИНСТИТУТИ

ДЖУМАНОВ ШЕРЗОД САФРАЛИЕВИЧ

**ПСЕВДОТИРҚИШ ХОДИСАЛАРИ ВАЮҚОРИ ҲАРОРАТЛИ
КУПРАТЛИ ЎТАЎТКАЗГИЧЛАРДАГИ ПСЕВДОТИРҚИШ ҲОСИЛ
БЎЛИШ ҲАРОРАТИГАИЗОТОП ЭФФЕКТЛАРИНИНГ ТАЪСИР
ҚИЛИШ МОДЕЛЛАРИНИ ИШЛАБ ЧИҚИШ**

01.04.07-Конденсирланган ҳолат физикаси

**Физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD)диссертацияси
АВТОРЕФЕРАТИ**

Тошкент – 2020

**Физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD)
диссертацияси автореферати мундарижаси**

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

**Contents of the dissertation abstract of the doctor of philosophy (PhD) on
physical and mathematical sciences**

Джуманов Шерзод Сафаралиевич

Псевдотирқиш ходисалари ва юқори ҳароратли купратли ўта
ўтказгичлардаги псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳароратига изотоп
эффектларининг таъсир қилиш моделларини ишлаб

чиқиш..... 3

Джуманов Шерзод Сафаралиевич

Псевдощелевые явления и разработка моделей влияния изотопических
эффектов на температуру образования псевдощели в купратных
высокотемпературных сверхпроводниках.....34

Djumanov Sherzod Safaralievich

Pseudogap phenomena and elaboration of the models for the influence of isotopic
effects on the pseudogap formation temperature in cuprate high-temperature
superconductors.....66

Эълон қилинган ишлар рўйхати

Список опубликованных работ

List of published works..... 76

**ЯДРО ФИЗИКАСИ ИНСТИТУТИ ҲУЗУРИДАГИ ИЛМий
ДАРАЖАЛАР БЕРУВЧИ DSc.02/30.12.2019.FM/Т.33.01 РАҚАМЛИ
ИЛМий КЕНГАШ**

ЯДРО ФИЗИКАСИ ИНСТИТУТИ

ДЖУМАНОВ ШЕРЗОД САФРАЛИЕВИЧ

**ПСЕВДОТИРҚИШ ХОДИСАЛАРИ ВАЮҚОРИ ҲАРОРАТЛИ
КУПРАТЛИ ЎТАЎТКАЗГИЧЛАРДАГИ ПСЕВДОТИРҚИШ ҲОСИЛ
БЎЛИШ ҲАРОРАТИГА ИЗОТОП ЭФФЕКТЛАРИНИНГ ТАЪСИР
ҚИЛИШ МОДЕЛЛАРИНИ ИШЛАБ ЧИҚИШ**

01.04.07-Конденсирланган ҳолат физикаси

**Физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD) диссертацияси
АВТОРЕФЕРАТИ**

Тошкент – 2020

Физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD) диссертацияси мавзуси Ўзбекистон Республикаси Вазирлар Маҳкамаси ҳузуридаги Олий аттестация комиссиясида В2020.2.PhD/FM140 рақами билан рўйхатга олинган.

Диссертация Ўзбекистон Республикаси Фанлар академияси Ядро физикаси институтида бажарилган.

Диссертация автореферати уч тилда (ўзбек, рус, инглиз (резюме)) Илмий кенгашнинг веб-саҳифасида (www.inp.uz) ва «Ziynet» Ахборот таълим порталида (www.ziynet.uz) жойлаштирилган.

Илмий раҳбар:

Оксенгендлер Борис Леонидович
физика-математика фанлари доктори, профессор

Расмий оппонентлар:

Хидиров Ирсали
физика-математика фанлари доктори, профессор

Аюханов Рашид Ахметович
физика-математика фанлари доктори

Етакчи ташкилот:

Фарғона давлат университети

Диссертация ҳимояси Ядро физикаси институти ҳузуридаги DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 рақамли Илмий кенгашнинг 2020 йил “___” _____ соат ____ даги мажлисида бўлиб ўтади. (Манзил: 100214, Тошкент ш., Улуғбек кўрғони, ЯФИ; тел. (+99871) 289-31-18; факс (+99871) 289-36-65; e-mail: info@inp.uz).

Диссертация билан Ядро физикаси институтининг Ахборот-ресурс марказида танишиш мумкин (_____ рақами билан рўйхатга олинган. (Манзил: 100214, Тошкент ш., Улуғбек шаҳарчаси, Ядро физикаси институти. Тел. (+99871) 289-31-19).

Диссертация автореферати 2020 йил “___” _____ кун тарқатилди.
(2020 йил “___” _____ даги ____ рақамли реестр баённомаси).

М.Ю. Ташметов

Илмий даражалар берувчи Илмий
кенгаш раиси, ф.-м.ф.д., профессор

О.Р.Тожибоев

Илмий даражалар берувчи Илмий
кенгаш илмий котиби, ф.-м.ф. PhD

И. Нуритдинов

Илмий даражалар берувчи илмий
кенгаш ҳузуридаги илмий семинар раиси,
ф.-м.ф.д., профессор

КИРИШ (фалсафа доктори (PhD) диссертацияси аннотацияси)

Диссертация мавзусининг долзарблиги ва зарурати. Ҳозирги вақтда дунёда легирланган мис оксидли (купратли) юқори ҳароратли ўтаўтказгичларнинг (ЮХЎЎ) нормал ҳолатидаги (яъни ўта ўтказувчан ҳолатга ўтиш ҳароратидан T_c юқори бўлган) псевдотирқиш ҳодисаларини ва юқори ҳароратли ўта ўтказувчанлик механизмларини ўрганиш замонавий конденсирланган ҳолат физикасининг жуда муҳим масалаларидан бири ҳисобланади. Ушбу юқори ҳароратли ўта ўтказгичлар янги физикасини ўрганишга қизиқиш тобора ортиб бормоқда, чунки уларни амалий қўллаш фан ва техникада жуда муҳим истиқболларни очиб беради. Бугунги кунда ЮХЎЎ материаллари илм-фан, технология ва энергиянинг турли соҳаларида тобора кўпроқ фойдаланилаётганлиги билан изоҳланади. Шу билан бирга, ЮХЎЎ материалларининг нормал ва ўта ўтказувчан ҳолатларининг ҳал этилмаган муаммоси ушбу истиқболли материалларнинг муҳим амалий қўлланишини сезиларли даражада кечиктиради.

Ҳозирги вақтда ЮХЎЎ материаллар физикасининг энг мунозарали ҳамда асосий саволлардан бири бу псевдотирқишнинг маълум бир характерли ҳароратдан пастда уларнинг уйғониш спектрларида пайдо бўлиши, бу уларнинг ушбу ҳароратдан пастда Ферми сатҳи яқинидаги ҳолат зичлигининг пасайиши ҳамда псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳароратига янги изотоп таъсири ва псевдотирқиш ҳодисасини Бардин-Купер-Шриффер модели тасвирламайдиган юқори ҳароратли ўта ўтказувчанлик ҳодисаси билан узвий боғлиқлиги ҳисобланади. Шунинг учун ЮХЎЎ системалар физикасининг асосий муаммоларини ўрганиш, хусусан, икки хил $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO) ва $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi-2212) купратли қотишмаларидаги псевдотирқиш аномалиялари ва янги изотоп эффектларини ўрганиш, айниқса уларнинг келиб чиқиш сабабларидаги мавжуд ноаниқликлар катта қизиқиш уйғотади ва жуда долзарбдир.

Республикамызда конденсирланган ҳолатлар физикасини (хусусан, яримўтказгичлар ҳамда юқори ҳароратли ўтаўтказгичлар физикаси) ривожлантиришга катта эътибор берилмоқда. Хусусан, легирланган ЮХЎЎ-купратлардаги псевдотирқиш аномалиялари ҳамда янги изотоп эффектларини ўрганишга алоҳида эътибор қаратилмоқда. Мамлакатимиз илм-фани ривожига ва уни янада амалий қўллаш учун катта аҳамиятга эга бўлган ушбу фундаментал тадқиқотлар йўналишлари 2017-2021 йилларда Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантириш бўйича ҳаракатлар стратегиясида¹ ўз аксини топган.

Ўзбекистон Республикаси Президентининг 2017 йил 7 февралдаги ПФ-4947-сонли “Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантириш бўйича Ҳаракатлар стратегияси тўғрисида” ги, 2013 йил 1 мартдаги ПФ-4512-сонли “Муқобил энергия манбаларини янада ривожлантириш чора-тадбирлари

¹2017 йил 07 февралдаги ПФ-4947 сонли «Ўзбекистон Республикасини янада ривожлантириш бўйича ҳаракатлар стратегияси тўғрисида» Ўзбекистон Республикаси Президенти Фармони

тўғрисида”ги Фармонлари, 2017 йил 17 февралдаги ПФ-2789-сонли “Фанлар Академияси фаолияти, илмий-тадқиқот ишларини ташкил этиш, бошқариш ва молиялаштиришни янада такомиллаштириш бўйича чора-тадбирлар тўғрисида”ги қарорлари ҳамда ушбу соҳадаги бошқа меъёрий-ҳуқуқий ҳужжатларда белгиланган вазифаларни амалга оширишда ушбу диссертация тадқиқоти муайян даражада хизмат қилади.

Тадқиқотнинг республика фан ва технологиялари ривожланишининг устувор йўналишларига мослиги. Мазкур тадқиқот иши Ўзбекистон Республикасининг фан ва технологияларни ривожлантиришнинг II. «Энергетика, энерготехкорлик ва муқобил энергия манбалари» устувор йўналиши доирасида бажарилган.

Муаммонинг ўрганилганлик даражаси. Легирланган ЮХЎЎ-купратлардаги псевдотирқиш ҳолатларини назарий ва экспериментал равишда дунёнинг етакчи илмий марказларининг кўплаб олимлари томонидан ўрганилмоқда, масалан, америкалик (P.W. Anderson, J.R. Schrieffer, D. Pines, S.A. Kivelson, P.A. Lee, C.M. Varma ва бошқалар), англиялик (A.S. Aleksandrov, V.J. Emeri, T. Rays ва бошқалар), ҳиндистонлик (G. Baskaran ва бошқалар), россиялик (A.I. Larkin) ва бошқалар. Бироқ, ушбу ишлар доирасида ЮХЎЎ-купратларда муҳим рол ўйнайдиган кучли ва ғайриоддий электрон-фонон ўзаро таъсирлари ва улар билан боғлиқ бўлган полярон эффектлари кўриб чиқилмаган.

Бундан ташқари, турли хил тажрибаларда ЮХЎЎ-купратларнинг нормал ҳолатидаги купер жуфтлари ва БКШ-симон псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳароратида $T^* > T_c$ ғайриоддий изотоп эффектларининг пайдо бўлиши кўрсатилди, улар кўплаб муаллифлар томонидан кўриб чиқилган, масалан, россиялик (M.V. Eremin, I.M. Eremin, S.V. Varlamov ва бошқалар), италиялик (C.Di. Castro, M. Grilli ва бошқалар), англиялик (A.R. Bishop) ва бошқалар. Улар поляронларни ҳисобга олган ҳолда турли хил тушунтириш беришига қарамасдан, ҳозирги пайтдаги барча кузатилган экспериментал маълумотларни тушунтириб берадиган етарли миқдорий назария мавжуд эмас.

Кўп сонли назарий ва эксперименталтадқиқотлар олиб борилишига қарамай, турли хил легирланмаган, оптимал легирланган ва ўта легирланган ЮХЎЎ купратларда учрайдиган псевдотирқиш ходисасининг табиати, шунингдек ушбу материалларда псевдотирқиш пайдо бўлиш ҳароратида T^* изотоп эффектларининг ҳосил бўлишининг ҳақиқий сабаблари ҳали ҳамон тушунтириб берилмаган ва ноъмалум.

Диссертация тадқиқотининг диссертация бажарилган илмий-тадқиқот муассасаси илмий-тадқиқот ишлари режалари билан боғлиқлиги. Диссертация тадқиқоти Ўзбекистон Республикаси Фанлар Академияси Ядро физикаси институти илмий-тадқиқот ишлари режасининг ФА-Ф2-Ф070 “Легирланган ЮХЎЎ-купратларда $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ ўта ўтказувчанлик ҳароратидан юқорида транспорт, иссиқлик ва эластик хусусиятларини ўрганиш” (2007-2011); Ф2-ФА-Ф120 «Кичик ўлчамли юқори

хароратли ўта ўтказгичлар, гетероструктурали яримўтказгичлар, металллар ва уларнинг оксидларининг электрон хусусиятлари ва радиацион модификацияси» (2012-2016); ОТ-Ф2-15 «Юқори хароратли ўтаўтказгичлар ва уларга ўхшаш конденсирланган системаларнинг янги ўта ўтказувчанлик ва ўта оқувчанлигини назарий ўрганиш» (2017-2021) мавзуларидаги илмий лойиҳалар доирасида бажарилган.

Тадқиқотнинг мақсади юқори хароратли ўта ўтказгич купратларда псевдотирқиш ҳосил бўлишининг микроскопик моделларини ишлаб чиқиш ва БКШ-симон псевдотирқишнинг пайдо бўлиш хароратига янги изотоп эффектларининг таъсирини аниқлашдан иборат.

Тадқиқотнинг вазифалари:

тешикли легирланган купратларнинг қуйи энергияли электрон тузулишларини ва заряд ташувчи энергетик тирқиши ичида полярон зоналарининг ҳосил бўлиши ҳамда квазиэркин заряд ташувчиларнинг Ферми сатҳи яқинида поляронларнинг (жуфтлашмаган) псевдотирқишини ўрганиш;

кичик ва катта Ферми юзага эга бўлганкам легирланган, оптимал легирланган ва ўта легирланган ЮХЎЎ $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO) ва $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi-2212) купратларнинг нормал ҳолатидаги поляронларнинг купер жуфтлашишлари ва псевдотирқиш кўринишида бўладиган БКШ-симон энергетик тирқиш назариясини ишлаб чиқиш;

юқори хароратли ўта ўтказувчан купратларда БКШ-симон псевдотирқишнинг пайдо бўлиш характеристик T^* харорати учун аниқ аналитик ифодаларни олиш ва мазкур хароратнинг T^* полярон ток ташувчилар концентрациясига ва кислород ҳамда мис изотопларининг массасига боғлиқлигини аниқлаш;

турли хил легирлаш даражасидаги ЮХЎЎ-купратларнинг ($^{16}O \rightarrow ^{18}O$) кислород ва ($^{63}Cu \rightarrow ^{65}Cu$) мис изотопларини алмаштириш натажасида БКШ-симон псевдотирқиш ҳосил бўлиш T^* хароратидаги изотоп эффект силжишларини аниқлаш;

юқори хароратли ўта ўтказувчан купратларда псевдотирқиш ҳосил бўлиш T^* хароратидаги $\alpha_{T^*}^O$ кислород ва $\alpha_{T^*}^{Cu}$ мис изотоп эффект коэффициентларини аналитик ифодасини олиш ва ушбу коэффициентларни ЮХЎЎ-материалларининг асосий параметрлари функциялари сифатида ҳисоблаш (масалан, кислород атомининг M_O массаси, мис атомининг M_{Cu} массаси, ϵ эффектив диэлектрик доимий, $\hbar\omega_{LO}$ оптик фононлар энергияси ва n ток ташувчилар концентрацияси);

назарий ҳисобланган псевдотирқиш ҳосил бўлиш T^* харорати, ΔT_O^* ва ΔT_{Cu}^* изотоп силжишлари ва $\alpha_{T^*}^O$ кислород ва $\alpha_{T^*}^{Cu}$ мис изотоп эффект коэффициентлари микдорларининг ҳисобланган қийматларини турли хил ЮХЎЎ-купратлардаги уларнинг тажриба қийматлари билан таққослаш орқали тажрибага мослигини кўрсатиш;

Тадқиқот объекти сифатида кам легирланган, оптимал легирланган ва ўта легирланган ЮХЎЎ-купратлар олинган.

Тадқиқот предметини ҳар хил легирлаш даражасидаги ЮХЎЎ-купратларнинг янги псевдотирқиш ҳодисалари ва изотоп эффектнинг псевдотирқиш ҳосил бўлиш T^* ҳароратига таъсири ташкил этади.

Тадқиқотнинг усуллари квант ва статик механиканинг математик аппарати, полярон модел, БКШ-симон ўртача майдон усули, сонли ҳисоблаш усуллар.

Тадқиқотнинг илмий янгилиги қуйидагилардан иборат:

кам легирланган, оптимал легирланган ва ўта легирланган *LSCO* ва *Bi-2212* купратлардаги псевдотирқиш ҳодисасини ушбу ғайриоддий юқори ҳароратли ўта ўтказувчанматериалларнинг T_c дан юқорида катта поляронлар ҳамда катта поляронларнинг БКШ-симон прекурсив жуфтлашиш моделлари доирасида келиб чиқишининг миқдорий концепцияси ишлаб чиқилган;

юқори ҳароратли ўта ўтказувчан *LSCO* ва *Bi-2212* купратларининг уйғониш спектрларида Δ_p полярон псевдотирқиш кучли электрон-фонон ўзаро таъсир ва оралиқ легирлаш даражаларида ҳосил бўлиши ва катта поляронларнинг диссоцияланиш T_p ҳароратидан пастда пайдо бўлиши кўрсатилган;

кам легирланган, оптимал легирланган ва ўта легирланган *LSCO* ва *Bi-2212* купратларнинг T_c дан юқорида (яъни нормал ҳолатда) уйғониш спектрларида катта поляронлар жуфтлашиши натижасида БКШ-симон Δ^* псевдотирқиш ҳосил бўлиши аниқланган;

юқори ҳароратли ўта ўтказувчан *LSCO* ва *Bi-2212* купратларининг нормал ҳолатидаги характерли фазавий диаграммаси олинган ва T_c дан юқорида T_p ва T^* бўлган икки хил характерли ҳароратнинг мавжудлиги кўрсатилган;

катта ва кичик Ферми юзаларга эга бўлган юқори ҳароратли ўта ўтказувчанкупратларнинг БКШ-симон псевдотирқиш ҳосил бўлиш T^* ҳарорати учун ҳамда БКШ-симон псевдотирқиш ҳосил бўлиш T^* ҳароратидаги изотоп эффект учун янги аналитик ифодалар олинган;

юқори ҳароратли ўта ўтказувчан купратларда $\alpha_{T^*}^O$ кислород ва $\alpha_{T^*}^{Cu}$ мис изотоп эффект коэффициентларининг T^* ҳароратидаги изотопик таъсир коэффициентларининг ҳисоблаш учун янги аналитик ифодаси олинган.

Тадқиқот амалий натижалари қуйидагилардан иборат:

юқори ҳароратли ўта ўтказувчан купратларнинг псевдотирқиш ҳолатининг асосий хоссаларини ва турли хил юқори ҳароратли ўта ўтказгич материалларида псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳароратига янги изотоп эффектнинг таъсирини кўрсатадиган микроскопик ёндашув ишлаб чиқилган.

Тадқиқот натижаларининг ишончлилиги псевдотирқиш ва псевдотирқишнинг ҳосил бўлиш ҳарорати учун янги формулалар, олинган натижалар тажриба маълумотлари билан мос келган ҳолда квант механикаси ва назарий физика усуллари, шунингдек, ўртача майдоннинг БКШ усулини қўллаш билан тасдиқланади.

Тадқиқот натижаларининг илмий ва амалий аҳамияти. Тадқиқот натижаларининг илмий аҳамияти шундан иборатки, улар легирланган купратли ўта ўтказгичлар ва уларга ўхшаш материаллардаги псевдотирқиш ҳодисаларини ҳамда изотоп эффектлари ҳақидаги физикавий тасаввурларни кенгайтиришга ёрдам беради.

Тадқиқот натижаларининг амалий аҳамияти шундан иборатки, улар легирланган ўта ўтказгич купратларда псевдотирқишнинг пайдо бўлиши ва псевдотирқишнинг пайдо бўлиш ҳароратидаги изотоп эффектларини ривожлантирилган модели тасаввурлар, псевдотирқиш ҳодисалари ва юқори ҳароратли ўта ўтказувчан назариясини ривожлантиришда муҳим ютуқларга имкон беради.

Тадқиқот натижаларининг жорий қилиниши. Юқори ҳароратли ўта ўтказгич купратларда псевдотирқиш ҳодисалари ва ушбу псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳароратидаги изотоп эффектларини назарий тадқиқ қилиш бўйича олинган натижалар асосида:

юқори ҳароратли ўта ўтказувчан *LSCO* ва *Bi-2212* купратларда псевдотирқиш ҳодисалари ва псевдотирқиш пайдо бўлиш ҳароратига изотоп эффектларининг таъсирини ривожлантирилган миқдорий концепцияси, шунингдек ҳисоблаш учун олинган аналитик ифодалар “Полимер матричасига микро ўлчамдаги минерал йиғувчи моддалар киритилганда полимер композит материалларнинг физик-кимёвий хусусиятларининг яхшиланиши” (2013-2017) мавзусидаги лойиҳа доирасида фойдаланилган (К. Жубанов номидаги Октобе давлат университетининг 2019 йил 04 мартдаги № 21-13/753 – сонли хати). Илмий натижаларнинг қўлланилиши ушбу материалларнинг псевдотирқиш хусусиятларини тушуниришга имкон берган;

юқори ҳароратли ўта ўтказувчан купратларда псевдотирқишларнинг ҳосил бўлиши ва ушбу материалларда псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳароратига янги изотоп эффектлари бўйича олинган натижалар, ҳамда уларни ўрганишдаги олинган аналитик ифодалар хорижий тадқиқотчилар томонидан фойдаланилган (*International Journal of Modern Physics B*, 2019; *International Journal of Modern Physics B*, Vol. 32, 2018; *International Journal of Modern Physics B*, Vol. 30, 2016; *International Journal of Modern Physics B*, Vol. 29, 2015). Илмий натижаларнинг қўлланилиши турли хил юқори ҳароратли ўта ўтказувчан материалларида псевдотирқишнинг пайдо бўлиши ва псевдотирқишнинг ҳосил бўлиш ҳароратига изотоп таъсирини аниқлашга имкон берган.

Тадқиқот натижаларининг апробацияси. Мазкур тадқиқот натижалари 3 та халқаро ва 4 та республика конференция ва илмий-амалий анжуманида муҳокамадан ўтказилган.

Тадқиқот натижаларининг эълон қилинганлиги. Диссертация мавзуси бўйича жами 12 та илмий иш нашр қилинган, шулардан Ўзбекистон Республикаси Олий аттестация комиссиясининг докторлик диссертациялари асосий илмий натижаларини чоп этишга тавсия этилган илмий нашрларда 4

та мақола, 2 таси хорижий журналларда.

Диссертациянинг тузилиши ва ҳажми. Диссертация таркиби кириш, учта боб, хулоса ва фойдаланилган адабиётлар рўйхатидан иборат. Диссертациянинг умумий ҳажми 124 бетни ташкил этади.

ДИССЕРТАЦИЯНИНГ АСОСИЙ МАЗМУНИ

Диссертациянинг кириш қисмида ўтказилган тадқиқотларнинг долзарблиги ва зарурати асосланган, илмий ишнинг мақсади ва вазифалари, объект ва предметлари тавсифланган, республика фан ва технологиялари ривожланишининг устувор йўналишларига мослиги кўрсатилган, илмий янгилиги ва амалий натижалари баён қилинган, натижаларнинг илмий ва амалий аҳамияти очиқ берилган ва уларни амалиётга жорий қилиш, нашр этилган ишлар ва диссертация тузилиши бўйича маълумотлар келтирилган.

“Легирланган ва легирланмаган қаттиқ жисмларнинг электрон структураси” деб номланган биринчи бобда перовскит кўринишига эга бўлган ваасосий элемент структураси CuO_2 хисобланадиган қатламли кристалл структурали легирланмаган ва легирланган купратларнинг электрон структураси қаралди. Қаттиқ жисмларнинг бир электронли зона структурасини легирланмаган купратларнинг электрон структурасини ўрганишда қўлланилганда тубдан чекланган. Чунки бир электронли хисоб китоблар ушбу материалларнинг асосий ҳолатининг металл хусусиятини башорат қилади, холбуки тажрибада улар диэлектриклар хисобланади. Легирланмаган купратларнинг тажрибада кузатишган диэлектрик ҳолатини тушинтиришдаги бир электронли зоналар назариясининг муваффақиятсизлигининг сабаби кристалл панжара тугунидаги ионда икки тешик орасидаги U_d кулон ўзаро итарилиш кучининг хисобга олинмаганидир (яъни кучли электрон корреляция). Тажриба маълумотлари шуни кўрсатадики легирланган купратларнинг электрон тузилиши легирланмаган купратларнинг электрон тузилишидан тубдан фарқ қилар экан. Легирланмаган купратларни легирлаш жараёнида уларнинг тақиқланган зонасида (яъни, E_g энергетик тирқиш ичида) табиати номаълумлигича қолаётган янги электрон ҳолатлар ҳосил бўлади.

Тажриба тадқиқотлари шуни кўрсатадики, легирланган купратларнинг электрон тузилиши анча мураккаб ва янги диэлектрик тирқиш ε_g заряд узатиш энергия тирқишидан Δ_{CT} тахминан ўн баравар кичикдир. Бундай ҳолда, легирланиш таъсирида купратларнинг электрон тузилиши кескин ўзгаради ва заряд узатишнинг уйғониш спектри қуйи энергияли электрон уйғонишига ўтилади. Легирланган купратларнинг электрон тузилишининг бундай эволюцияси заряд узатиш тирқиши ичида (яъни бўшлиқ ҳолати) электрон ҳолатларининг пайдо бўлиши ва ушбу материалларнинг уйғониш спектрида қуйи энергияли тирқишлар билан боғлиқ деб тахмин қилинади. Мана шу тажриба кузатишларидан кўринадики, легирланган купратлар қуйи энергетик электрон тузилишларга ($\varepsilon_g \approx 0.1-0.2$ эВ диэлектрик тирқишли) эга

бўлиб, легирланмаган купратларнинг юқори энергетик электрон тузилишидан тўлиқ фарқ қилади $\Delta_{CT} = 1.5 - 2.0$ эВ.

“Легирланган $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ ва $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ юқори ҳароратли ўта ўтказгич купратлардаги псевдотирқиш ҳодисалари” деб аталган иккинчи бобда кам легирланган, оптимал легирланган ва ўта легирланган ЮХЎЎ $LSCO$ ва $Bi-2212$ купратларидаги псевдотирқиш ҳодисаларини катта поляронлар модели ва ушбу материалларнинг нормал ҳолатида катта полярон ток ташувчиларнинг БКШ-симон прекурсив жуфтлашиш модели доирасида назарий ўрганиш натижалари келтирилган ҳамда ЮХЎЎ $LSCO$ ва $Bi-2212$ купратларнинг нормал ҳолатидаги кам легирлангандан тортиб ўта легирланган режимигача бўлган ҳолатларининг янада аниқ фазавий диаграммалари олинди ва T_c дан юқорида $T_c < T^* < T_p$ ҳарорат оралиғида ҳар икки турдаги псевдотирқиш ҳолатларининг мавжудлиги аниқланди.

Тешикли легирланган ЮХЎЎ-купратлар кутбли материаллар ҳисобланади вауларда катта поляронлар ҳамда катта поляронларнинг жуфтлашиши ҳақиқий ва импульс фазоларда, мос равишда кучли ва оралиқ электрон-фонон ўзаро таъсирида вужудга келади. Кутбли купрат материалларда, тешикли ток ташувчилар, панжаранинг акустик ва оптик тебранишлари билан ўзаро таъсири натижасида купратларнинг заряд узатувчи энергетик тирқиш Δ_{CT} ичида полярон ҳолат ҳосил қилган ҳолда деформацияланган панжарада осонгина ўз-ўзидан жойлашади. Шу тариқа, боғланиш энергияси ε_p бўлган катта панжара поляронлари ҳосил бўлади. ЮХЎЎ-купратларнинг юқори ионлиги $\eta = \varepsilon_\infty/\varepsilon_0$ (бу ерда ε_∞ ва ε_0 мос равишда юқори частотали ва статик диэлектрик сингдирувчанлик) ва ғайриоддий электрон-фонон ўзаро таъсирлашуви ушбу ЮХЎЎ-системаларда полярон псевдотирқишнинг ҳосил бўлишида жуда муҳим рол ўйнайди, бу ерда заряд узатиш оралиғи Δ_{CT} ичида катта поляронларнинг тор энергия зонаси ($W_p \lesssim 0.1$ эВ) ҳосил бўлади, кислород валент зонасидаги тешикларнинг квазиэркин ҳолатлари эса тешикли катта поляронларнинг уйғониш ҳолатига айланади. Катта поляронларнинг Ферми сатхи ε_F заряд узатиш оралиғи ичида ётади ҳамда тешикли ток ташувчиларнинг фото уйғониш энергияси натижасида полярон ҳолатидан эркин ҳолатга ўтиши қуйидагича аниқланади

$$\Delta\varepsilon_F = \varepsilon_F^f - \varepsilon_F, \quad (1)$$

бу ерда $\varepsilon_F^f = \hbar^2(3\pi^2n_h)^{2/3}/2m_h^*$ — купратларни легирлаш натижасида кислород валент зонасида пайдо бўладиган квазиэркин тешикларнинг Ферми энергияси, $\varepsilon_F = \hbar^2(3\pi^2n_p)^{2/3}/2m_p$ — катта поляронларнинг Ферми энергияси, m_h^* — кислород валент зонасидаги квазиэркин тешикларнинг эффектив массаси, n_h — эркин тешиклар концентрацияси, n_p — тешикли поляронларнинг концентрацияси. Тахминларга кўра, полярон эффект купратларнинг легирланиш даражаси ошиши билан аста-секин сусайиб

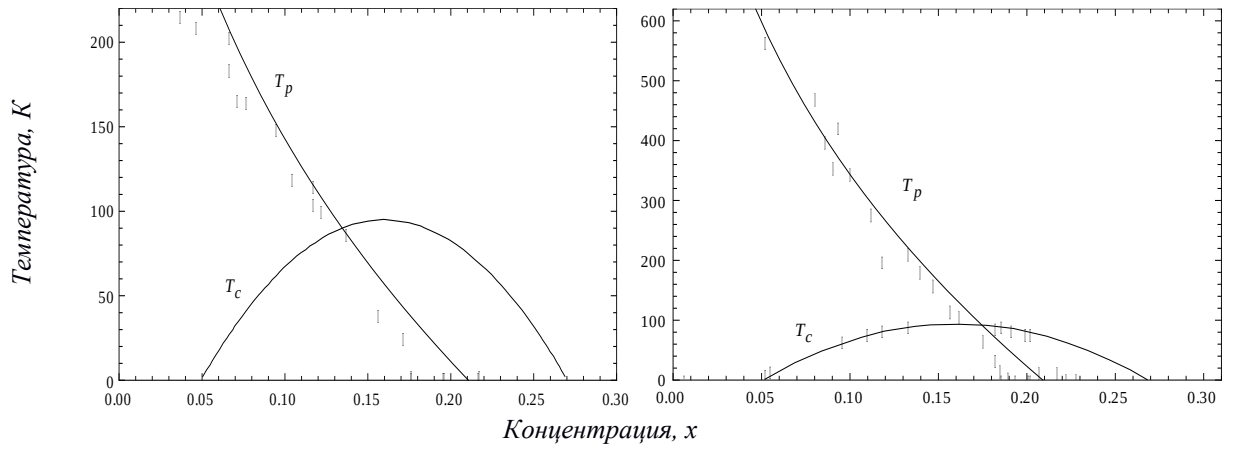
боради ва ўта легирланган сохада йўқолади. Бу, ўз навбатида, поляронларнинг эффектив массасининг пасайишига олиб келади ва ўта легирланган режимдаги квазиэркин тешикларнинг массасига тенг бўлиб қолади. Легирланмаган купратларнинг бир заррали спектрида катта поляронларнинг уйғониш энергияси $\Delta\varepsilon_F$ полярон (жуфтлашмаган) псевдотирқиш кўринишида пайдо бўлади, чунки кучли тешик-фонон ўзаро таъсирлашуви тешик энергиясининг $\Delta\varepsilon_F$ пасайишига олиб келади (яъни Ферми сатхи ε_F^f ёки кимёвий потенциал $\mu = \varepsilon_F^f$ силжийди). Легирланиш даражасининг ошиши билан $x = n_p/n_a$ (бу ерда $n_a = 1/V_a$ – купратларнинг кристалл панжарадаги атомларининг зичлиги ёки концентрацияси, V_a – купратлардагидан бир CuO_2 қатламга мос келувчи бирлик ҳажм) полярон ток ташувчилар орасидаги кулон ўзаро итарилиши метал ҳолатида кучаяди ва катта поляронларнинг ε_p боғланиш энергияси камаёди. Тешикли ток ташувчиларнинг полярон ҳолатидан уларнинг ток ташувчи эркин ҳолатига ўтиши учун иссиқлик кўзғалиши ёки катта поляронларнинг иссиқликдан бўлиниши учун бошланғич энергияси полярон псевдотирқиш сифатида намоён бўлиб, қиймати бошқа ифода билан аниқлаш мумкин

$$\Delta_p = E_p - E_c, \quad (2)$$

бу ерда $E_c = e^2/\varepsilon_0 a_p$ – иккита катта поляронлар орасидаги кулон ўзаро итарилиш энергияси, $a_p = (3/4\pi n_p)^{1/3}$ – ушбу поляронлар орасидаги ўртача масофа. Шундай қилиб, ЮХЎЎ-купратларнинг уйғонтириш усулларига қараб, полярон псевдотирқиш катталиги (1) тенгламадан ёки (2) тенгламадан аниқланиши мумкин. Полярон псевдотирқишни (2) тенгламадан аниқлаш унинг турли хил легирлаш даражаларида ҳатти ҳаракатларини ўрганиш ва бундай псевдотирқишни турли хил ЮХЎЎ-материалларида кузатиладиган шунга ўхшаш псевдотирқиш билан таққослаш учун оқилона ёндашувдир. Шу сабабли, оддий металл ҳолатидан псевдотирқиш металл ҳолатига ўтиш ҳароратини қуйидаги муносабатдан аниқлаш мумкин

$$T_p = \Delta_p/k_B \quad (3)$$

Псевдотирқиш ҳолатига ўтиш ҳарорати T_p легирлаш даражаси x ошиши билан пасаяди ва квант критиклиги (яъни $T = 0$ даги квант фазавий ўтиш) квант критик нуқта (ККН) деб аталувчи маълум бир критик легирлаш даражасида $x = x_p$, T_p нолга тенг бўлади. *LSCO* ва *Bi-2212* бирикмалардаги полярон псевдотирқиш квант критик нуқтада йўқолади, биз қуйидаги параметр қийматларини $E_p \approx 0.13$ эВ, $\varepsilon_0 = 25$ и $n_a = 1.3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ қўллаган ҳолда *Bi-2212* фазавий диаграммасида полярон псевдотирқишнинг вазиятини оламин



1-расм. *LSCO* ва *Bi-2212* бирикмалари учун псевдотиркиш ҳолати ҳосил бўлиш ҳароратининг $T_p(x)$ легирлаш даражасига x боғлиқлиги, (2) ва (3) ифодадар орқали ҳисоблаб чиқилган. Таққослаш учун *LSCO* ва *Bi-2212* бирикмаларда псевдотиркишнинг пайдо бўлишига мос келувчи тажриба натижалари кўрсатилган

Энди биз, легирланган ЮХЎЎ-купратлардаги полярон ток ташувчиларнинг купер жуфтлашиш механизмларини оралиқ электрон-фонон ўзаро таъсирларида кўриб чиқамиз, бунда когерент бўлмаган полярон купер жуфтларининг кам легирланган, оптимал легирланган ва ўта легирланган ЮХЎЎ-купратларнинг нормал ҳолатида маълум бир характерли ҳароратда $T^* > T_c$ пайдо бўлиши мумкин бўлади. Ушбу ЮХЎЎ-системаларда полярон эффекти мавжуд бўлиши натижасида янги вазият ҳосил бўлади ва $\{-(E_p + \hbar\omega_{LO}), (E_p + \hbar\omega_{LO})\}$ энергетик оралиқда таъсирлашувчи ток ташувчилар орасидаги тортилувчи жуфтлашиш таъсир механизми (масалан, статик ва динамик фононлар алмашинуви туфайли) оддий БКШ-назариясидан самарали бўлади, бу ерда $\hbar\omega_{LO}$ бўйлама оптик фонон частотаси. У ҳолда, ЮХЎЎ-купратларда такомиллаштирилган БКШ назариясини T_c дан юқори ҳароратларда полярон ток ташувчиларининг купер жуфтлашиши ва $T^* > T_c$ ёки $T^* \gg T_c$ ҳароратда Ферми сатҳида энергетик тиркиш ҳосил бўлиши учун тасвирлаши мумкин. Бундай $T_c < T < T^*$ ҳарорат оралиғида пайдо бўладиган БКШ-симон энергетик тиркишга жуфтлашиш псевдотиркиши дейилади.

Такомиллаштирилган БКШ формализимини ўзаро таъсирлашувчи поляронлар Ферми газига қўллаган ҳолда, биз ушбу системадаги жуфт поляронларнинг ўзаро таъсир гамилтонианини қуйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин

$$H_F = \sum_{k\sigma} \varepsilon(\vec{k}) a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} + \sum_{\vec{k}\vec{k}'} V_p(\vec{k}, \vec{k}') a_{k\uparrow}^+ a_{-\vec{k}\downarrow}^+ a_{-\vec{k}'\downarrow} a_{\vec{k}'\uparrow}, \quad (4)$$

бу ерда $\varepsilon(\vec{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m_p$ – Ферми сатхидан ўлчанган поляронлар энергияси, $\vec{k}$ ва m_p – мос равишда поляронлар тўлқин вектори ва массаси, $a_{\vec{k}\sigma}^+$ ($a_{\vec{k}\sigma}$) – спин проекциясига σ ($=\uparrow$ ёки $\downarrow$) эга бўлган поляронларнинг яратилиш (йўқ қилиш) оператори, $V_p(\vec{k}, \vec{k}')$ – катта поляронлар орасидаги ўзаро таъсир потенциали. Гамильтониан (4) Ферми операторларининг стандарт $u-v$ Боголюбов алмаштиришлари ёрдамида диагоналлаштирилади. Ушбу диагонализациясидан сўнг Гамильониан (4) орқали биз полярон купер жуфтларининг асосий ҳолат энергиясини ва ушбу асосий ҳолат билан ажратилган бу жуфтликларнинг уйғонган ҳолатини БКШ-симон энергия оралиғини (яъни псевдотирқиш) $T \neq 0$ учунқуйидаги тенглама билан аниқланади

$$\Delta_F(\vec{k}, T) = - \sum_{\vec{k}'} V_p(\vec{k}, \vec{k}') \frac{\Delta_F(\vec{k}', T)}{E(\vec{k}', T)} \tanh \frac{E(\vec{k}', T)}{2k_B T} \quad (5)$$

бу ерда $E(k, T) = \sqrt{\varepsilon^2(k) + \Delta_F^2(k, T)}$ – полярон купер жуфтларининг уйғониш спектри.

Энди БКШ-симон псевдотирқишнинг ҳосил бўлиш ҳароратини T^* ва ушбу псевдотирқиш катталигини аниқлаш учун биз Боголюбовникига ўхшаш модел потенциалини қуйидагича танлаб оламиз

$$V_p(\vec{k}, \vec{k}') = \begin{cases} V_c - V_{ph} & |\varepsilon(\vec{k})|, |\varepsilon(\vec{k}')| \leq \varepsilon_A = E_p + \hbar\omega_{LO} \\ V_c & \varepsilon_A \leq |\varepsilon(\vec{k}')|, |\varepsilon(\vec{k}')| < \varepsilon_c, \\ 0 & \text{қолган ҳолларда} \end{cases} \quad (6)$$

бу ерда V_c – поляронлар орасидаги кулон итарилиш ўзаро таъсир потенциали, V_{ph} – ушбу ток ташувчилар орасидаги эффектив тортишув ўзаро таъсир потенциали.

Модел потенциалидан (6) фойдаланиб ва (5) тенгламадаги $\vec{k}$ бўйича суммани ε бўйича интегралга алмаштирсак, БКШ-симон энергетик тирқиш Δ_F ва полярон купер жуфтлари ҳосил бўлиш ҳарорати T^* учун навбатдаги БКШ-симон тенгламани оламиз

$$\frac{1}{\lambda^*} = \int_0^{\varepsilon_A} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_F^2(T)}} \tanh \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_F^2(T)}}{2k_B T}, \quad (7)$$

бу ерда $\lambda^* = D_p(\varepsilon_F) \tilde{V}_p$ – БКШ-симон боғланиш доимийси, $D_p(\varepsilon_F)$ – Ферми сатхидаги ҳолат хичлиги, $\tilde{V}_p = V_{ph} - V_c / (1 + D_p(\varepsilon_F) V_c \ln(\varepsilon_c / \varepsilon_A))$ – поляронлар орасидаги эффектив ўзаро таъсир потенциали, $\varepsilon_c \gg \varepsilon_A$. $T = T^*$ ва $\Delta_F(T = T^*) = 0$ ҳолда (7) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин

$$\frac{1}{\lambda^*} = \int_0^{\varepsilon_A} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \tanh \frac{\varepsilon}{2k_B T^*}, \quad (8)$$

$\varepsilon_A = E_p + \hbar\omega_{LO} \gg 2k_B T^*$ учун қуйидагини топамиз

$$k_B T^* = 1.134 \varepsilon_A \exp\left[-\frac{1}{\lambda^*}\right] \quad (9)$$

ушбу ифода T^* учун оралик ($0.3 \lesssim \lambda^* \lesssim 0.6$) БКШ-симон электрон-фонон ўзаро боғланиш учун жуда мос келади.

Ферми сатхидаги БКШ-симон псевдотирқиш хосил бўлиш характерли T^* хароратини легирлаш даражасига боғлиқлигини аниқлаш учун, поляронларнинг ҳолат зичлигини содда кўринишда қуйидагича тахмин қилиш мумкин

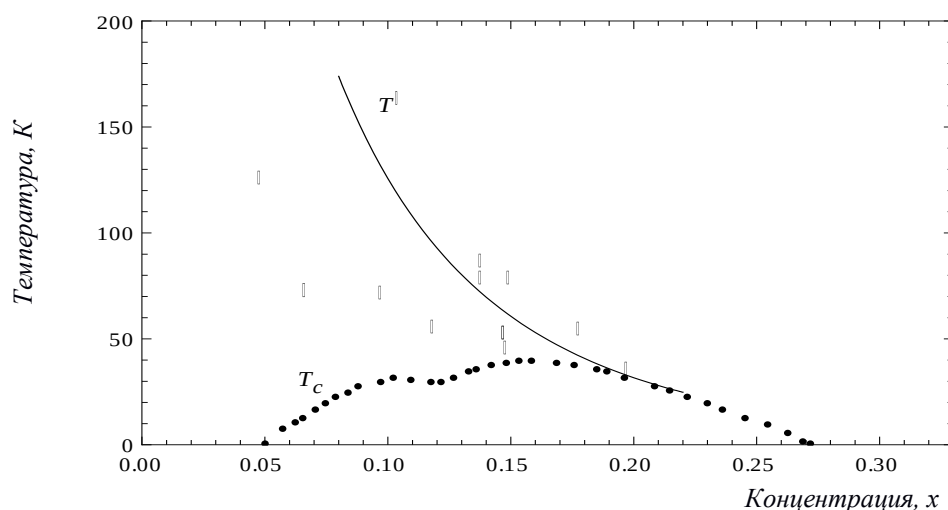
$$D_p(\varepsilon_F) = \begin{cases} 1/\varepsilon_F & \varepsilon \leq \varepsilon_F = \hbar^2(3\pi^2 n_p)^{2/3}/2m_p \\ 0 & \text{қолган ҳолларда} \end{cases} \quad (10)$$

ушбу яқинлашишдан фойдаланиб, биз T^* учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$k_B T^* \simeq 1.134 \varepsilon_A \exp\left[-\frac{\hbar^2(3\pi n_a x)^{2/3}}{2m_p \tilde{V}_p}\right]. \quad (11)$$

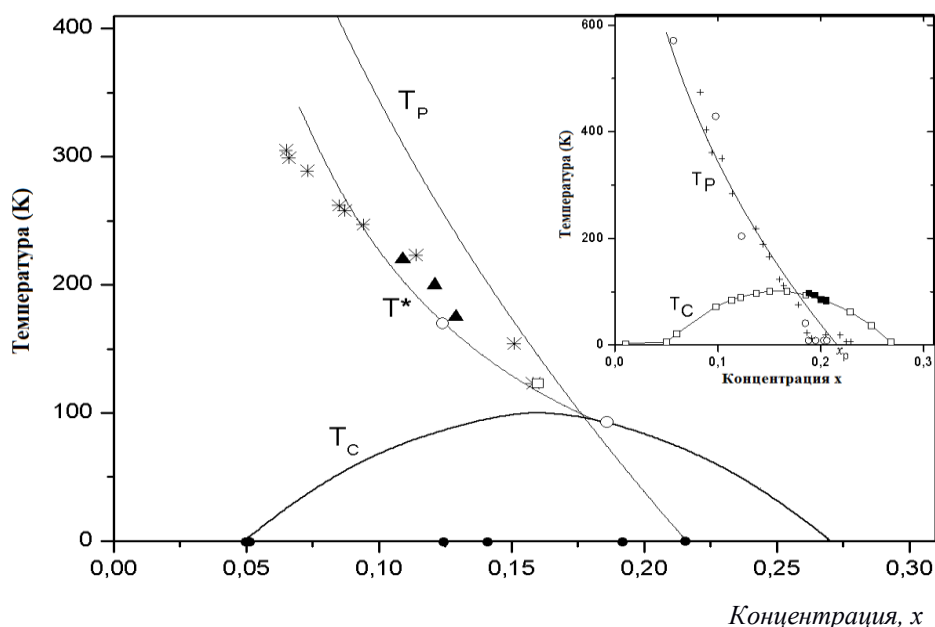
Ушбу ифодадан келиб чиқадики, ЮХЎЎ *LSCO* ва *Bi-2212* купратларда нормал ҳолатидаги катта поляронларнинг Ферми сатхидаги БКШ-симон псевдотирқишнинг хосил бўлиш $T^*(x)$ харорати, уларнинг ўта легирланган ҳолатдан ($x \approx 0.2$) легирланмаган ҳолатига ($x \simeq 0.05$) томон легирлаш даражаси камайиши билан экспоненциал равишда ортиб боради.

Юқоридаги *LSCO* учун $T^*(x)$ ни хатти ҳаракатини тасвирлаш учун, берилган $\varepsilon_A \simeq 0.10$ эВ, $m_p = 2m_e$ ва $\tilde{V}_p = 0.07$ эВ қийматлар учун 2-расмда кўрсатилганидек $T^*(x)$ боғлиқлиги ҳисобланди. Қолаверса *LSCO* учун $T^*(x)$ нинг тажриба қийматлари 2-расмда келтирилган. Расмдан кўриниб турибдики $T^*(x)$ назарий эгри чизик $T^*(x)$ учун олинган тажриба натижаларига тўғри келади.



2-расм. $\varepsilon_A \approx 0.10$ эВ, $n_a = 5.3 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $\tilde{V}_p = 0.07$ эВ, $m_p = 2m_e$ параметр қийматлар учун БКШ-симон псевдотирқиш ҳосил бўлиш T^* ҳароратини (қаттиқ эгри чизик) легирланиш даражасига x боғлиқлиги. T^* учун тажриба нуқталари *LSCO* учун ARPES (оқ доиралар) ва туннел (қора уч бурчаклар) маълумотларидан олинган

Ушбу 3-расмда *Bi-2212* учун фазавий диаграмма кўрсатилган ва бу фазавий диаграмма *LSCO* учун ҳам ҳисобланади. Ушбу расмда ЮХЎЎ *Bi-2212* купратининг кам легирланган ҳолатидан ўта легирланган ҳолатидаги псевдотирқиш ҳолат фазавий диаграммаси келтирилган



3-расм. *Bi – 2212* купратидаги полярон псевдотирқиш ва БКШ-симон псевдотирқиш сценарий бўйича ҳарорат-легирлаш ($T - x$) фазавий диаграммаси

Полярон псевдотирқиш ҳолатига ўтиш ҳароратига мос келадиган ва $x = 0,22$ квант критик нуқтада тугайдиган $T_p(x)$ чизиғи (2.2) тенглама орқали қуйидаги параметр қийматлар $E_p = 0.132$ эВ, $\varepsilon_0 = 25$ ва $n_a = 1.3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ ёрдамида ҳисоблаб чиқарилган. Бошқа БКШ-симон псевдотирқиш ҳолатига ўтиш ҳароратига $T^*(x)$ мос келадиган чизик (11) тенглама орқали қуйидаги параметр қийматлар $m_p = 2m_e$, $\varepsilon_A = 0.098$ эВ, $n_a = 1.3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\tilde{V}_p = 0.125$ эВ ёрдамида ҳисоблаб чиқарилган. Бу чизик ўта легирланган соҳада ўта ўтказувчан критик чизик $T_c(x)$ билан бирлашади.

Учинчи боб “**Юқори ҳароратли ўта ўтказувчан купратларнинг нормал ҳолатидаги ғайриоддий изотоп эффектлари**” ушбу бобда легирланмаган, оптимал легирланган ва ўта легирланган ЮХЎЎ-купратларнинг БКШ-симон псевдотирқиш ҳосил бўлиш T^* ҳароратига янги изотоп эффектнинг таъсирини назарий татқиқотлар натижалари тақдим этилган. Оддий металлларда электронларнинг панжара тебранишлари билан ўзаро кучсиз ўзаро таъсир натижасида уларнинг эффектив массаси панжара атом массасига M боғлиқ бўлмайди. Аксинча, қутбли материалларда, шу жумладан, ЮХЎЎ-купратларда полярон ток ташувчиларнинг эффектив массаси кислород M_O ва мис M_{Cu} ионларининг массасига боғлиқ бўлади.

Биз купрат бирикмаларининг турли хил легирлаш даражаларида ва нисбатан катта Ферми сатҳида ($\varepsilon_F > E_p + \hbar\omega_0$) ҳамда нисбатан кичик Ферми ($\varepsilon_F < E_p + \hbar\omega_0$) сатҳида юзага келадиган физик ходисаларни кўриб чиқдик. Бу ерда $\hbar\omega_0$ бўйлама оптик фонон энергиясини ифодалайди.

Биз полярон эффектлари оддий БКШ кўринишни сезиларли даражада ўзгартирганини ва ЮХЎЎ-купратларининг псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳароратига T^* ғайриоддий изотоп эффект таъсир кўрсатишини кўрсатдик. Катта поляронлар назариясида поляронларнинг эффектив массаси m_p , боғланиш энергияси E_p ва Ферми энергияси ε_F купратлардаги мис Cu ва кислород O ионлари массаларига $M (= M_O$ ёки $M_{Cu})$ ва $M' (= M_{Cu}$ ёки $M_O)$ боғлиқ бўлган Фрелих типидagi электрон-фонон ўзаро боғланиш доимийси α_F га қуйидаги кўринишда боғланади:

$$\alpha_F = \frac{e^2}{2\hbar\omega_{LO}} \left[\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right] \left(\frac{2m\omega_{LO}}{\hbar} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

бу ерда $\omega_{LO} \simeq [2\beta(\frac{1}{M} + \frac{1}{M'})]^{1/2}$, β -панжара куч доимийси, m -қаттиқ (деформацияланмаган) панжарадаги эркин ток ташувчининг массаси, яъни электрон-фонон ўзаро таъсир бўлмаганда. Оралиқ электрон-фонон ўзаро боғланиш режимида катта поляронларнинг массаси ва боғланиш энергияси мос равишда қуйидагича аниқланади:

$$m_p = m \left[1 + \frac{\alpha_F}{6} \right] \quad (13)$$

ва

$$E_p = \alpha_F \hbar \omega_{LO} \quad (14)$$

бундан ташқари (9) тенгламани T^* да изотоп эффекти учун қуйидаги кўринишда ёзамиз

$$k_B T^* \simeq 1.134 (E_p + \hbar \omega_{LO}) \exp \left[-\frac{1}{\lambda^*} \right], \quad (15)$$

бу ерда $\lambda^* = \frac{\tilde{V}_p}{\varepsilon_F}$ полярон массасига m_p боғлиқ (бу ўз навбатида α_F ёки ω_{LO} боғлиқ) ва $E_p + \hbar \omega_{LO}$ ни $\tilde{V}_p$ орқали қуйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин

$$\tilde{V}_p = V_{ph} - \frac{V_c}{1 + (V_c/\varepsilon_F) \ln \left[\frac{\varepsilon_c}{E_F + \hbar \omega_{LO}} \right]} \quad (16)$$

у холда T^* да изотоп эффект коэффициентикуйидагича аниқланади

$$\alpha_{T^*} = -\frac{d \ln T^*}{d \ln M} \quad (17)$$

(13) ва (14) тенгламалардан фойдаланиб, (15) ва (17) тенгламалар қуйидаги кўринишни олади:

$$k_B T^* \simeq 1.134 A \mu^{-1/4} [1 + a \mu^{-\frac{1}{4}}] \exp \left[-\frac{1}{\lambda^*(\mu)} \right] \quad (18)$$

ва

$$\alpha_{T^*} = \frac{1}{4 \left[1 + \frac{M}{M'} \right]} \left\{ 1 + \frac{a \mu^{-\frac{1}{4}}}{1 + a \mu^{-\frac{1}{4}}} - \frac{1}{(\lambda^*(\mu))^2} \left(\lambda_{ph} b \mu^{\frac{1}{4}} - \frac{\lambda_c b \mu^{\frac{1}{4}}}{U_c(\mu)} + \frac{\lambda_c^2 (1 + b \mu^{\frac{1}{4}})}{U_c^2(\mu)} [b \mu^{\frac{1}{4}} \ln B_c(\mu) + \right. \right. \\ \left. \left. (1 + b \mu^{\frac{1}{4}}) \left(1 + \frac{a \mu^{-\frac{1}{4}}}{1 + a \mu^{-\frac{1}{4}}} \right) \right] \right\}, \quad (19)$$

$$\text{бу ерда } \lambda^*(\mu) = \left[\lambda_{ph} \left(1 + b \mu^{\frac{1}{4}} \right) - \frac{\lambda_c (1 + b \mu^{\frac{1}{4}})}{U_c(\mu)} \right], \quad U_c(\mu) = 1 + \lambda_c \left(1 + \right.$$

$$\left. b \mu^{\frac{1}{4}} \right) \ln B_c(\mu), \quad \lambda_{ph} = \left[\frac{2m}{\hbar^2 (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}}} \right] V_{ph}, \quad \lambda_c = \left[\frac{2m}{\hbar^2 (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}}} \right] V_c, \quad B_c(\mu) =$$

$$\frac{\varepsilon_F \mu^{\frac{1}{4}}}{1 + a \mu^{-\frac{1}{4}}}, \quad A = \frac{e^2}{\tilde{\varepsilon}} \sqrt{\frac{m}{2\hbar}} (2\beta)^{1/4}, \quad a = \hbar \tilde{\varepsilon} \sqrt{\frac{2\hbar}{m}} \frac{(2\beta)^{\frac{1}{4}}}{e^2}, \quad b = \frac{1}{6a}, \quad \tilde{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_\infty}{1-\eta} - \text{эффектив}$$

диэлектрик доимийси, $\mu = \frac{MM'}{(M+M')}$ — панжара ионларининг келтирилган массаси.

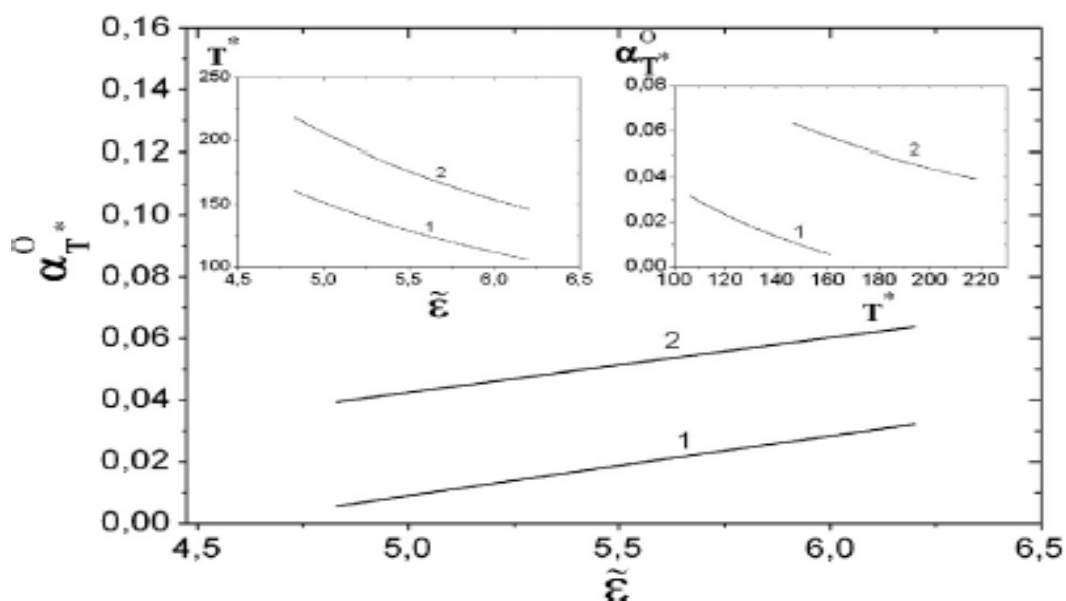
Шундай қилиб, биз ЮХЎЎ-купратлардаги янги полярон изотоп эффектларини аниқлайдиган (18) ва (19) янги тенгламаларни олдик.

Ушбу(18) ва (19) тенгламалар бизга псевдотирқиш ҳосил бўлиш T^* хароратини, T^* хароратидаги изотопик силжишларини ΔT^* ва псевдотирқиш ҳосил бўлиш хароратидаги T^* кислород $\alpha_{T^*}^O$ ва мис $\alpha_{T^*}^{Cu}$ изотоп эффект коэффициентларини ҳисоблаш имконини беради. Купратлар учун, диэлектрик доимийни $\epsilon_\infty = 3 - 5$ ва $\epsilon_0 = 22 - 50$ тажриба қийматларидан фойдаланиб, биз $\tilde{\epsilon}$ нинг мумкин бўлган қийматларини аниқлашимиз мумкин. Ушбу (18) ва (19) тенгламаларга $\tilde{\epsilon}$ нинг мумкин бўлган мос қийматларини қўйиб, биз псевдотирқиш ҳосил бўлиш харорати T^* ва изотопик силжишларини ΔT^* , кислород $\alpha_{T^*}^O$ ва мис $\alpha_{T^*}^{Cu}$ изотоп эффект коэффициентларини ҳисоблаб, кейинчалик турли хил ЮХЎЎ-купратлардаги ўлчов қийматлари билан таққосланди. Бизнинг назарий ҳисоб китобларимизда $m = m_e$ ва $\hbar\omega_{LO} = 0.04 - 0.07$ эВ ҳам танланади. У ҳолда биз $\alpha_F = 2.15 - 5.54$ топамиз (бу оралиқ электрон-фонон режимига тўғри келади).

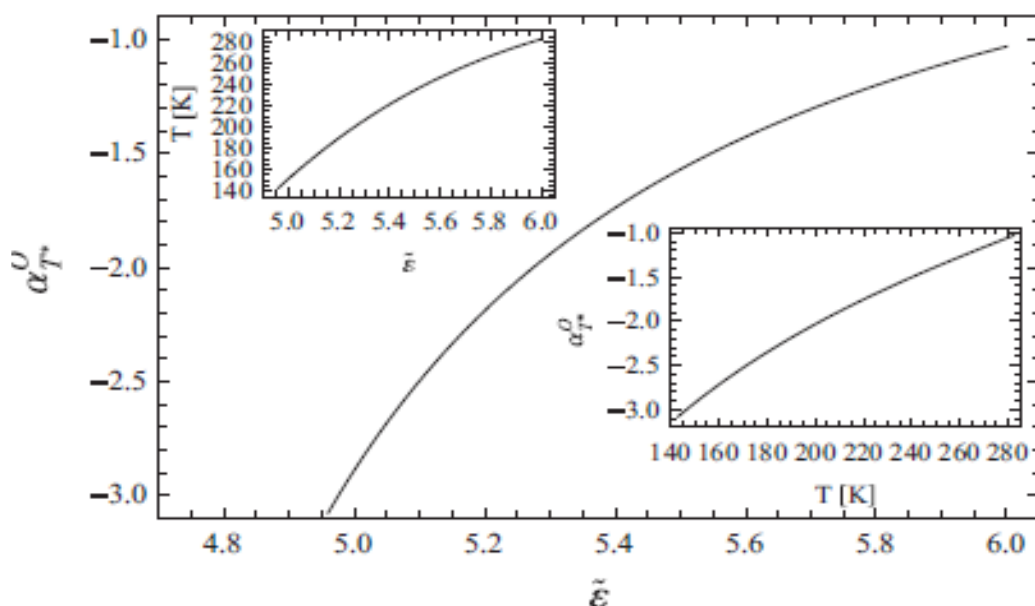
ЮХЎЎ-купратлардаги псевдотирқиш ҳосил бўлиш харорати T^* ва ушбу хароратдаги изотоп эффектини аниқлаш учун берилган ион массалари учун, (18) ва (19) тенгламалар бир вақтнинг ўзида ҳамда мустақил равишда ечилиши керак, ушбу тенгламадаги ^{16}O кислород изотопининг массасини унинг ^{18}O изотопининг массаси билан алмаштрилади ва ^{16}O ҳолати билан бир хил бўлган барча параметрлари сақланади, T^* қиймати яна ҳисобланади ва изотоп алмаштириш натижасида $^{16}\text{O} \rightarrow ^{18}\text{O}$ изотоп силжишлари $\Delta T_O^* = T^*(^{18}\text{O}) - T^*(^{16}\text{O})$ ҳисобланади. Изотопик силжиш $\Delta T_{Cu}^* = T^*(^{65}\text{Cu}) - T^*(^{63}\text{Cu})$ изотопик алмаштириш $^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{65}\text{Cu}$ учун ҳам шундай ҳисобланади. Шу билан бирга, турли хил $\tilde{\epsilon}$, n , λ_{ph} ва λ_c қийматлар учун T^* , $\alpha_{T^*}^O$, $\alpha_{T^*}^{Cu}$, ΔT_O^* ва ΔT_{Cu}^* сонли ҳисоб китоблар ўтказилди.

Олинган натижалар ЮХЎЎ-купратлардаги T_c дан юқори бўлган БКШ-симон псевдотирқиш ҳолатига ўтиш хароратини T^* ҳамда T^* даги турли хил изотоп эффектларининг таъсирини мавжудлиги тўғрисида изчил суратларни беради. Улар нима учун ЮХЎЎ-материалларида кичик мусбат ёки ҳатто карама-қарши ишора (4-расмга қаранг) ва T^* даги жуда катта кислород изотоп эффектининг таъсирини (4 ва 5 расмга қаранг) турли хил тажрибаларда кузатилганлигини тушунтиради.

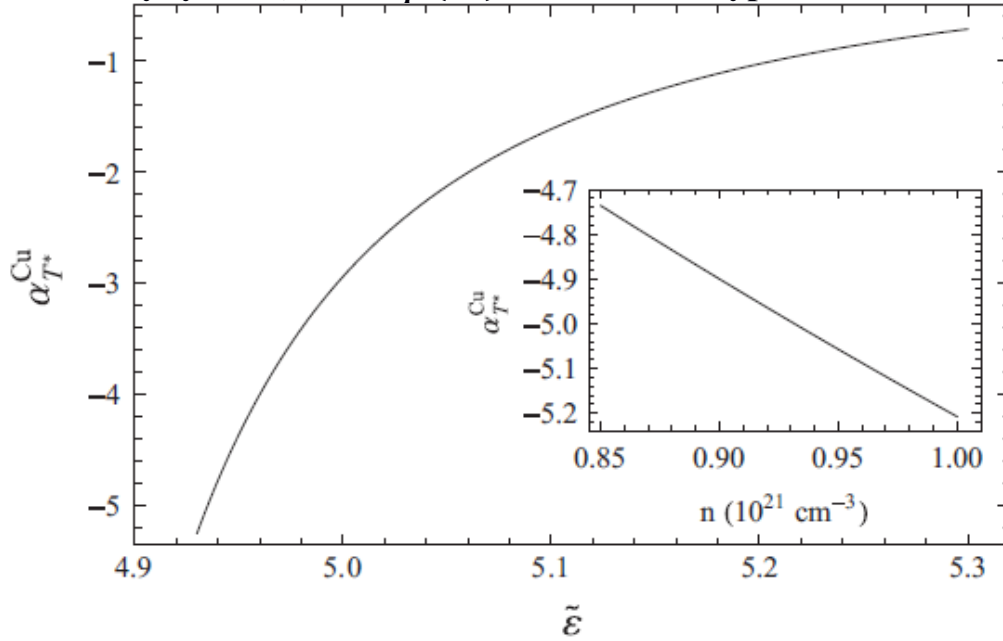
Шунингдек, биз кам легирланган $\text{HoBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ бирикмадаги T^* га мис изотоп эффект таъсирини ва оптимал легирланган $\text{La}_{1.81}\text{Ho}_{0.04}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ бирикмадаги T^* га кислород ва мис изотоп эффектлари таъсири ўрганилди. Берилган қуйидаги қийматлар $\lambda_{ph} = 2.196$, $\lambda_c = 2.064$ учун $\alpha_{T^*}^{Cu}$ ни $\tilde{\epsilon}$ ва n функцияси сифатида ўзгариши 6-расмда кўрсатилган.



4-расм. Иккала параметрлар тўплами: (1) $\lambda_{ph} = 0.303$, $\lambda_c = 0.091$, $n = 0.9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ и (2) $\lambda_{ph} = 0.350$, $\lambda_c = 0.095$, $n = 0.94 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ учун $\alpha_{T^*}^0$ ни $\tilde{\epsilon}$ функцияси сифатида ўзгариши. Вставкада худди шу λ_{ph} , λ_c ва n қийматлар учун $T^*(\tilde{\epsilon})$ ва $\alpha_{T^*}^0(T^*)$ боғланиши кўрсатилган



5-расм. $\lambda_{ph} = 0.975, \lambda_c = 0.820$ ва $n = 0.88 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ қийматлари учун $\alpha_{T^*}^0$ ни $\tilde{\epsilon}$ га боғланиши. Вставкада худди шу λ_{ph}, λ_c ва n қийматлар учун $T^*(\tilde{\epsilon})$ ва $\alpha_{T^*}^0(T^*)$ боғланиши кўрсатилган



6-расм. $n = 0.9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $\lambda_{ph} = 2.196$ и $\lambda_c = 2.064$ қийматлари учун $\alpha_{T^*}^{Cu}$ ни $\tilde{\epsilon}$ га боғланиши. Вставкада $\tilde{\epsilon} = 4.9371$, $\lambda_{ph} = 2.196$ и $\lambda_c = 2.064$ қийматлар учун $\alpha_{T^*}^{Cu}$ ни n га боғланиши кўрсатилган

Юқори ҳароратли ўта ўтказувчан купрат $\text{HoBa}_2\text{Cu}_4\text{O}_8$ да мос равишдамисни изотопик алмаштиришсиз ва ^{63}Cu миснинг ^{65}Cu билан изотоп алмашишида кузатилган $T^* \simeq 160 \text{ K}$ ва $T^* \simeq 185 \text{ K}$ қийматларни олиш учун қуйидаги $n = 0.9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, $\tilde{\epsilon} = 4.9371$, $\lambda_{ph} = 2.199$ и $\lambda_c = 2.064$ параметрлардан фойдаланамиз. Шу тариқа тажриба натижаларига кўра $T^*(^{63}\text{Cu}) \simeq 160 \text{ K}$, $T^*(^{65}\text{Cu}) \simeq 185 \text{ K}$ ва $\alpha_{T^*}^{Cu} \simeq -4.9$ бўлган $T^*(^{63}\text{Cu}) \simeq 160 \text{ K}$, $T^*(^{65}\text{Cu}) \simeq 184.8 \text{ K}$, $\Delta T_{Cu}^* = T^*(^{65}\text{Cu}) - T^*(^{63}\text{Cu}) \approx 25 \text{ K}$ ва $\alpha_{T^*}^{Cu} \simeq -4.9$ ни топамиз. Бундан ташқари, $\text{La}_{1.81}\text{Ho}_{0.04}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ учун $\tilde{\epsilon} = 5.367$, $\lambda_{ph} = 0.647$ ва $\lambda_c = 0.481$ қийматларни танлаб олиб, тажриба маълумотларига жуда ҳам мос келадиган $T^*(^{16}\text{O}) = T^*(^{63}\text{Cu}) \simeq 60 \text{ K}$, $T^*(^{18}\text{O}) \simeq 96.6 \text{ K}$, $\Delta T_O^* \simeq 9.6 \text{ K}$, $T^*(^{65}\text{Cu}) \simeq 60.6 \text{ K}$, $\Delta T_{Cu}^* \simeq 0.6 \text{ K}$ қийматларни оламиз.

Энди биз кучли легирланмаган системаларда T_c дан юқорида полярон купер жуфтларини ва T^* да характерли изотоп эффектларини кўриб ўтамиз, бу ерда $\epsilon_F < E_p$ ва T^* учун БКШ-симон ифодадаги экспоненциал олдидаги ҳад $\hbar\omega_0 > \epsilon_F$ ҳолат учун ϵ_F га тенг бўлади. Шунинг учун, (15) ифодадаги $E_p + \hbar\omega_{LO}$ ва λ^* мос равишда $\epsilon_F = \epsilon_F^f / (1 + b\mu^{1/4})$ ва $\lambda_S^* = (V_{ph} - V_c)D_p(\epsilon_F)$ га алмаштрилади, бу ерда λ_S^* кичик Ферми сатҳига эга бўлган кучли легирланмаган купратлардаги БКШ-симон электрон-фонон боғланиш доимийси. Бу ҳолда T^* ни қуйидаги муносабатдан аниқлаш мумкин

$$k_B T^* \simeq c \frac{\varepsilon_F^f}{1+b\mu^{1/4}} \exp \left[-\frac{1}{\lambda_S^*(\mu)} \right], \quad (20)$$

бу ерда $\lambda_S^*(\mu) = (\lambda_{ph} - \lambda_c)(1 + b\mu^{1/4})$.

Юқоридаги (17) ва (20) тенгламалардан фойдаланиб, биз кучли легирланмаган купратлардаги T^* да изотоп эффект коэффициентини учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\alpha_{T^*} = \frac{b\mu^{1/4}}{4(1+\frac{M}{M'})(1+b\mu^{1/4})} \left[1 - \frac{1}{\lambda_S^*(\mu)} \right] \quad (21)$$

Ушбу (21) тенгламадан кўриниб турибдики, $\lambda_S^*(\mu) < 1$ шарт учун α_{T^*} манфий ва $\lambda_S^*(\mu)$ боғланиш доимийси ҳамда M/M' нисбатга, шунингдек купрат бирикмаларини характерловчи бошқа параметрларга боғлиқ бўлар экан. Бизнинг натижаларимиз шуни кўрсатадики, кислород изотоп эффект коэффициентини $\alpha_{T^*}^O$ етарлича кичик ва манфий, яъни $\alpha_{T^*}^O \simeq 0,08$. У холда мис изотоп эффект коэффициентини кислород изотоп эффект коэффициентидан тахминан тўрт марта кичик, яъни $\alpha_{T^*}^{Cu} \approx 0.25\alpha_{T^*}^O$.

Полярон эффектлари купратларнинг легирланиш даражаси ошиб бориш билан сусаяди ва ўта легирланган купратларда йўқолади ($E_p = 0$), бунда T^* характерли харорат T_c билан мос келади. Катта Ферми энергияга $\varepsilon_F = \varepsilon_F^f \gg \hbar\omega_{LO}$ эга бўлган бундай ўта легирланган купратлар электрон-фонон боғланиш доимийси $\lambda^* = \lambda_{BCS}$ бўлган БКШ-симон ўта ўтказгичларига айланади, бу ерда $T^* = T_c$.

Шунинг учун, ўта легирланган купратларда T_c даги изотоп эффектларини ўрганиш учун (15) ифода қуйидагича ёзилиши мумкин

$$k_B T_c \simeq 1.134 \hbar\omega_{LO} \exp \left[-\frac{1}{\lambda_{BCS}(\mu)} \right] \quad (22)$$

бу ерда $\omega_{LO}(\mu) = (2\beta/\mu)^{1/2}$, $\lambda_{BCS}(\mu) = \lambda_{ph} - \tilde{\lambda}_c(\mu)$, $\tilde{\lambda}_c(\mu) = \lambda_c/[1 + \lambda_c \ln(\varepsilon_F^f/\hbar\omega_{LO})]$, $\lambda_{ph} = [2m_e/\hbar^2(3\pi^2n)^{2/3}]V_{ph}$, $\lambda_c = [2m_e/\hbar^2(3\pi^2n)^{2/3}]V_c$.

У холда изотоп эффект коэффициентини қуйидаги ифодадан аниқланади

$$\alpha_{T_c} = \frac{1}{2(1+M/M')} \left[1 - \left(\frac{\tilde{\lambda}_c}{\lambda_{BCS}} \right)^2 \right] \quad (23)$$

Ушбу (23) тенгламадан келиб чиқадики, бундай лантан бирикмадаги T_c га кислород изотоп эффект коэффициентининг таъсирини $\lambda_{BCS} > \tilde{\lambda}_c$ учун мусбат ва 0.5 дан кичик бўлади. Бундай системалар учун $\lambda_{BCS} \simeq 0.333$

ва $\tilde{\lambda}_c = 0.067$ ни танлаб олиш натижасида тажрибага қийматига яқин бўлган $\alpha_{T_c}^O \simeq \frac{1}{2(1+M_O/M_{Cu})} [1 - 0.04] = 0.38$ оламиз.

ХУЛОСА

“Псевдотирқиш ходисалари ва юқори ҳароратли купратли ўта ўтказгичлардаги псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳароратига изотоп эффектларининг таъсир қилиш моделларини ишлаб чиқиш” мавзусидаги физика-математика фанлари бўйича фалсафа доктори (PhD) диссертацияси бўйича олиб борилган тадқиқотлар натижасида қуйидаги хулосалар келтирилади:

1. Ғайриоддий ЮХЎЎ-материаллардаги T_c дан юқорида полярон ташувчиларнинг прекурсив жуфтлашишининг моделлаштирилган БКШ-симон ҳамда катта поляронлар модели доирасидаги легирланмаган, оптимал легирланган ва ўта легирланган *LSCO* ва *Bi-2212* купратларда янги псевдотирқиш ходисаларининг микдорий назарияси ишлаб чиқилди.
2. ЮХЎЎ-купратларнинг *LSCO* ва *Bi-2212* уйғониш спектридаги полярон псевдотирқиш Δ_p ғайриоддий электрон-фонон ўзаро таъсирлашуви ва оралиқ легирлаш даражаларида ҳосил бўлиши ва купратларнинг легирлаш даражасига боғлиқ бўлади.
3. ЮХЎЎ-купратларнинг *LSCO* ва *Bi-2212* уйғониш спектрида БКШ-симон псевдотирқиш Δ^* катта поляронларнинг T_c дан юқорида купер жуфтлашиши натижасида ҳосил бўлиши ва ушбу псевдотирқиш ЮХЎЎ-материаллардаги бошқа бир характерли ҳароратда T^* пайдо бўлувчи купратларнинг легирлаш даражаси ва ҳароратига боғлиқ бўлиши аниқланди.
4. ЮХЎЎ-купратларнинг *LSCO* ва *Bi-2212* нормал ҳолатининг характерли фазавий диаграммаси олинди ва одатдаги металл ҳолатидан псевдотирқиш ҳолатига ($T = T_p$ да) ҳамда полярон псевдотирқиш ҳолатидан БКШ-симон псевдотирқиш ҳолатига ($T = T^*$ да) ўтишига тўғри келадиган T_c дан юқорида икки хил характерли ҳароратнинг T_p ва T^* мавжудлиги кўрсатилди.
5. Янги аналитик ифода катта ва кичик Ферми сатхларга эга бўлган ЮХЎЎ-купратлардаги БКШ-симон псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳарорати T^* учун олинган, шунингдек, полярон ток ташувчиларнинг концентрациясига боғлиқ бўлган БКШ-симон псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳарорати T^* ва ушбу ҳароратдаги T^* изотоп эффектларини ўрганиш учун кислород ва мис изотоп массалари учун аналитик ифодалар олинди.
6. Турли хил ЮХЎЎ-купратларда тажрибада кузатилган псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳарорати T^* , ушбу характеристик ҳароратнинг изотопик силжишлари ΔT_O^* ва ΔT_{Cu}^* , янги изотоп эффектларининг коэффициентлари $\alpha_{T^*}^O$ ва $\alpha_{T^*}^{Cu}$ кўрсатиб берилди ва микдорий тушунтирилди, шунингдек БКШ-симон псевдотирқиш ҳосил бўлиш ҳароратида T^* кислород изотоп

эффе́ктининг кичик мусбат ва қарама-қарши ишораларга эга бўлишлиги ва мис изотоп эффе́ктларининг сезиларли ва жуда катта манфийлиги тушунтирилди.

**НАУЧНЫЙ СОВЕТ DSc.02/30.12.2019.FM/Т.33.01 ПО ПРИСУЖДЕНИЮ
УЧЕНЫХ СТЕПЕНЕЙ ПРИ ИНСТИТУТЕ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

ДЖУМАНОВ ШЕРЗОД САФРАЛИЕВИЧ

**ПСЕВДОЩЕЛЕВЫЕ ЯВЛЕНИЯ И РАЗРАБОТКА МОДЕЛЕЙ
ВЛИЯНИЯ ИЗОТОПИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ НА ТЕМПЕРАТУРУ
ОБРАЗОВАНИЯ ПСЕВДОЩЕЛИ В КУПРАТНЫХ
ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ**

01.04.07 – Физика конденсированного состояния

АВТОРЕФЕРАТ

Диссертации доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам

Ташкент – 2020

Тема диссертации доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам зарегистрирована в Высшей аттестационной комиссии при Кабинете Министров Республики Узбекистана за номером B2020.2.PhD/FM140.

Диссертация выполнена в Институте ядерной физики Академии наук Республики Узбекистана.

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

Научный руководитель:

Оксенгендлер Борис Леонидович
доктор физико-математических наук, профессор

Официальные оппоненты:

Хидиров Ирсали
доктор физико-математических наук, профессор

Аюханов Рашид Ахметович
доктор физико-математических наук

Ведущая организация:

Ферганский государственный университет

Защита диссертации состоится “___” _____ 2020 г. в ____ часов на заседании Научного совета DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 при Институте ядерной физики (100214, г. Ташкент, пос. Улугбек, ИЯФ; тел. (+99871) 289-31-18; факс (+99871) 289-36-65; e-mail: info@inp.uz).

С докторской диссертацией можно ознакомиться в Информационно-ресурсном центре Института ядерной физики (регистрационный номер _____). (г. Ташкент, поселок. Улугбек, ИЯФ; тел. (+99871) 289-31-18).

Автореферат диссертации разослан “___” _____ 2020г.
(Реестр протокола рассылки № _____ от _____ 2020 г.)

М.Ю. Ташметов
председатель Научного совета по присуждению
ученых степеней, д.ф.-м.н., профессор

О.Р.Тожибоев
ученый секретарь Научного совета
при присуждении ученых степеней, PhD.ф.-м.н.

И. Нуриддинов
председатель научного семинара при Научном совете
по присуждению ученых степеней, д.ф.-м.н., профессор

ВВЕДЕНИЕ (аннотация диссертации доктора философии (PhD))

Актуальность и востребованность темы диссертации. В настоящее время в мире исследование псевдощелевых явлений легированных медно-оксидных (купратных) высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в нормальном состоянии и механизма высокотемпературной сверхпроводимости этих материалов остается одним из важнейших направлений современной физики конденсированного состояния. Интерес к изучению новой физики этих высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) возрастает, так как их практическое применение открывает перед наукой и техникой весьма серьезные перспективы. Сегодня ВТСП-материалы находят все более широкое применение в различных отраслях, науки, техники и энергетики. Однако нерешенность проблемы нормально и сверхпроводящего состояний ВТСП-материалов в значительной степени задерживает важнейшие практические применения этих перспективных материалов.

В настоящее время наиболее спорными и ключевыми вопросами физики ВТСП-материалов являются вопросы появления псевдощелей в спектрах их возбуждения, связанные с уменьшением плотности состояний вблизи уровня Ферми ниже некоторых характеристических температур, новых изотопических эффектов на температуре образования псевдощели и связи псевдощелевых явлений с явлением высокотемпературной сверхпроводимости, которое не описывается моделью Бардина-Купера-Шриффера (БКШ). Поэтому исследование ключевых проблем физики ВТСП-систем, а именно, псевдощелевых аномалий и новых изотопических эффектов в двух классах купратных соединений $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO) и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi – 2212), которые являются модельными системами, особенно при существующих неясностях их причины происхождения, представляет большой интерес и является весьма актуальным.

В нашей Республике уделяется большое внимание развитию физики конденсированного состояния (в частности, физики полупроводников и ВТСП). Особое внимание уделяется исследованию псевдощелевых аномалий и новых изотопических эффектов в легированных ВТСП-купратах. Направления этих фундаментальных исследований, имеющих важное значение для развития науки нашей страны и её дальнейшего практического применения, отражены в стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017-2021 г¹.

Данное диссертационное исследование в определенной степени будет выполнять задачи, предусмотренные в постановлениях Президента Республики Узбекистан УП-4947 «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017-2021-гг» от 7 февраля 2017 года,

¹Указ Президента Республики Узбекистан № УП-4947 “О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан” от 07 февраля 2017 г.

ПП-2772 «О приоритетных направлениях развития электротехнической промышленности в 2017-2021 годах» от 13 февраля 2017 года, ПП-2789 «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности» от 17 февраля 2017 года, а также в других нормативно-правовых документах, принятых в данной сфере.

Соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий Республики Узбекистан. Диссертационное исследование выполнено в соответствии с приоритетным направлением развития науки и технологий в Республике Узбекистан II. “Энергетика, энергосбережение и альтернативные источники энергии”.

Степень изученности проблемы. Псевдощелевые состояния в легированных ВТСП-купратах исследуются теоретически и экспериментально многими учеными ведущих научных центров мира, например, американскими (P.W. Anderson, J.R. Schrieffer, D. Pines, S.A. Kivelson, P.A. Lee, C.M. Varma и др.), английскими (A.S. Alexandrov, V.J. Emery, T. Rice и др.), индийскими (G. Baskaron и др.), российскими (A.I. Larkin) и другими. Однако, в этих работах, не рассматриваются сильные и необычные электрон-фононные взаимодействия и связанные с ними поляронные эффекты, которые играют важную роль в ВТСП-купратах.

В различных экспериментах обнаружены необычные изотопические эффекты температуры образования куперовских пар и БКШ-подобной щели (псевдощели) $T^* > T_c$, которые рассмотрены многими авторами, например, российскими (M.V. Eremin, I.M. Eremin, S.V. Varlamov), итальянскими (C.Di. Castro, M. Grilli), английскими (A.R. Bishop) и другими. Ими даны различные объяснения с участием поляронов, тем не менее в настоящее время нет адекватной количественной теории, которая сможет объяснить все наблюдаемые экспериментальные данные.

Несмотря на огромное количество теоретических и экспериментальных исследований, до сих пор не выяснена природа псевдощелевых явлений, происходящих в различных недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах, а также истинные причины происхождения новых изотопических эффектов температуры образования псевдощели T^* .

Связь темы диссертационного исследования с планами научно-исследовательских работ научно-исследовательского учреждения, где выполнена диссертация. Диссертационное исследование выполнено в рамках научно-исследовательских проектов Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан по темам: ФА-Ф2-ФО70 “Исследование необычных транспортных, тепловых и упругих свойств легированных купратных высокотемпературных сверхпроводников $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ выше температуры сверхпроводящего перехода” (2007-2011); Ф2-ФА-Ф120 “Электронные свойства и радиационная модификация низкоразмерных высокотемпературных сверхпроводников,

полупроводниковых гетероструктур, металлов и их оксидов” (2012-2016); ОТ-Ф2-15 “Теоретические исследования новых сверхпроводящих и сверхтекучих свойств высокотемпературных сверхпроводников и родственных конденсированных систем” (2017-2020).

Целью исследования является разработка детальных микроскопических моделей образования псевдощелей и определение новых изотопических эффектов температуры образования БКШ-подобной псевдощели в модельных купратных высокотемпературных сверхпроводниках.

Задачи исследования:

изучить низкоэнергетические электронные структуры дырочно легированных купратов и образование поляронной зоны внутри энергетической щели переноса заряда и поляронной (неспаривательной) псевдощели вблизи уровня Ферми квазисвободных дырочных носителей;

развить теории куперовского спаривания поляронных носителей и образования БКШ-подобных энергетических щелей, которые появляются как псевдощели в нормальном состоянии недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратов *LSCO* и *Bi – 2212*, имеющих разные (малые и относительно большие) поверхности Ферми;

получить явные аналитические выражения для характеристической температуры образования БКШ-подобной псевдощели T^* и определить зависимость T^* от концентрации поляронных носителей и от массы изотопов кислорода и меди в ВТСП-купратах;

определить изотопические сдвиги температуры образования БКШ-подобных псевдощелей (T^*) при замещениях изотопов кислорода ($^{16}\text{O} \rightarrow ^{18}\text{O}$) и меди ($^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{65}\text{Cu}$) в различных ВТСП-купратах при разных уровнях их легирования;

получить явные аналитические выражения для коэффициентов кислородных ($\alpha_{T^*}^{\text{O}}$) и медных ($\alpha_{T^*}^{\text{Cu}}$) изотопических эффектов на T^* в ВТСП-купратах и вычислить эти коэффициенты как функции основных параметров ВТСП-материалов (таких, как масса атомов кислорода M_{O} и меди M_{Cu} , эффективная диэлектрическая проницаемость ϵ , энергия оптических фононов $\hbar\omega_{\text{LO}}$ и концентрация дырочных носителей тока n);

продемонстрировать экспериментальные подтверждения теоретически предсказанных температур образования псевдощели T^* , изотопических сдвигов ΔT_{O}^* и ΔT_{Cu}^* , и коэффициентов изотопических эффектов $\alpha_{T^*}^{\text{O}}$ и $\alpha_{T^*}^{\text{Cu}}$ путем сравнения расчетных значений этих физических величин с их экспериментальными значениями в различных ВТСП-купратах.

Объектом исследования являются недолегированные, оптимально легированные и умеренно сверхлегированные ВТСП-купраты.

Предметом исследования являются новые псевдощелевые явления и изотопические эффекты температуры образования псевдощелей T^* в ВТСП-купратах при различных уровнях их легирования.

Методы исследований. Математический аппарат квантовой и статической механики, поляронная модель, БКШ-подобный метод среднего поля, численные методы.

Научная новизна исследования заключается в следующем:

развита количественная концепция происхождения псевдощелевых явлений в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных купратах $LSCO$ и $Bi - 2212$ в рамках модели больших поляронов и модифицированной БКШ-подобной модели прекурсивного спаривания поляронных носителей выше T_c в этих необычных ВТСП-материалах;

показано, что поляронная псевдощель Δ_p в спектрах возбуждения в ВТСП-купратах $LSCO$ и $Bi - 2212$ образуется при сильных электрон-фононных взаимодействиях и промежуточных уровнях легирования и проявляется при температурах ниже характерной температуры диссоциации больших поляронов T_p ;

установлено, что БКШ-подобная псевдощель Δ^* образуется в спектрах возбуждения недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратов $LSCO$ и $Bi - 2212$ при куперовском спаривании больших поляронов выше T_c ;

получены характерные фазовые диаграммы нормальных состояний ВТСП-купратов $LSCO$ и $Bi - 2212$ и показаны возможности существования двух различных характеристических температур T_p и T^* выше T_c ;

получены новые аналитические выражения для температуры образования БКШ-подобной псевдощели T^* в ВТСП-купратах с большими и малыми поверхностями Ферми, а также аналитические выражения для T^* , для изучения изотопических эффектов на T^* ;

получены новые аналитические выражения для вычисления коэффициентов кислородного $\alpha_{T^*}^O$ и медного $\alpha_{T^*}^{Cu}$ изотопических эффектов на T^* в ВТСП-купратах.

Практические результаты исследования заключаются в следующем:

разработан микроскопический подход, хорошо описывающий основные свойства псевдощелевого состояния ВТСП-купратов и новые изотопические эффекты температуры образования псевдощели в различных типах ВТСП-материалов.

Достоверность результатов исследования подтверждается применением методов квантовой механики и теоретической физики, а также БКШ-подобного метода среднего поля при выводе новых формул для псевдощели и температуры образования псевдощели, совпадением полученных результатов с экспериментальными данными.

Научная и практическая значимость результатов исследования.

Научная значимость результатов исследования заключается в том, что они способствуют расширению физических представлений о псевдощелевых явлениях и изотопических эффектах в легированных купратных сверхпроводниках и других родственных материалах.

Практическая значимость результатов исследования заключается в том, что развитие модельных представлений об образовании псевдощелей и изотопических эффектов температуры образования псевдощели в легированных ВТСП-купратах позволяет существенно продвинуться вперед при разработке теории псевдощелевых явлений и высокотемпературной сверхпроводимости.

Внедрение результатов исследования. На основе полученных результатов по исследованию псевдощелевых явлений и изотопических эффектов температуры образования псевдощели в купратных высокотемпературных сверхпроводниках:

развитая количественная концепция происхождения псевдощелевых явлений и изотопических эффектов температуры образования псевдощелей в модельных ВТСП-купратах $LSCO$ и $Bi - 2212$, а также полученные аналитические выражения для их вычисления были использованы для изучения необычных электронных свойств полимерных композитных материалов в рамках научно-исследовательского проекта “Улучшение физико-химических свойств полимерных композитных материалов при введении в полимерную матрицу микроразмерных минеральных наполнителей” (2013-2017) (письмо Актюбинского регионального государственного университета им. К. Жубанова № 21-13/753 от 04.03.2019). Использование научных результатов позволило объяснить щелевые (псевдощелевые) особенности этих материалов;

полученные результаты по образованию псевдощелей в ВТСП-купратах и новых изотопических эффектов температуры образования псевдощелей, а также аналитические выражения для их изучения использованы зарубежными исследователями (ссылки в зарубежных журналах *International Journal of Physics B*, 2019; *International Journal of Physics B*, Vol. 32, 2018; *International Journal of Physics B*, Vol. 30, 2016; *International Journal of Physics B*, Vol. 29, 2015). Использование научных результатов позволило определить природу изотопических эффектов температуры образования псевдощелей в различных типах ВТСП-материалов.

Апробация работы. Основные результаты работы докладывались и обсуждались на 3 международных и 4 республиканских конференциях.

Опубликованность результатов исследований. По теме диссертации опубликовано 12 научных работ, из них 4 статьи в журналах, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов диссертации, в том числе 2 в зарубежных.

Структура и объем диссертационной работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения списка использованной литературы. Объем диссертации составляет 124 страницы.

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 и апробации работы, а также о структуре диссертации.

В первой главе диссертации **«Электронная структура нелегированных и легированных твердых телах»** рассмотрены электронные структуры нелегированных и легированных купратов, которые имеют слоистые кристаллические структуры типа перовскита и их основными структурными элементами являются CuO_2 слои. Одноэлектронная зонная структура твердых тел имеет принципиальное ограничение при применении для исследования электронной структуры нелегированных купратов. Расчеты предсказывали металлический характер основного состояния этих материалов, тогда как в эксперименте они являются диэлектриками. Причина неудачи одноэлектронной зонной теории в описании наблюдаемого экспериментально диэлектрического состояния нелегированных купратов связана с пренебрежением сильного кулоновского отталкивания (т.е. сильные электронные корреляции) U_d между двумя дырками на одном и том же ионе меди (в узлах кристаллической решетки), которое намного раз больше, чем ширина W наполовину $3d$ зоны. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что электронные структуры легированных купратов сильно отличаются от электронной структуры нелегированных купратов, так как в запрещенной зоне (т.е. внутри энергетической щели E_g) нелегированных купратов при их легировании появляются новые электронные состояния, природа которых остается еще неизвестной.

Экспериментальные исследования показывают, что электронная структура легированных купратов является довольно сложной и новая диэлектрическая щель ε_g примерно в десять раз меньше, чем энергетическая щель переноса заряда Δ_{CT} . При этом электронная структура купратов изменяется драматически с легированием, и спектральное возбуждение переноса заряда передается к низкоэнергетическим электронным возбуждениям. Предполагается, что такая эволюция электронной структуры легированных купратов вызвана образованием электронных состояний внутри щели переноса заряда (т.е. внутри щелевых состояний) и

низкоэнергетических щелей в спектрах возбуждения этих материалов. Характерно, что слабо легированные купраты имеют низкоэнергетическую электронную структуру (с диэлектрическими щелями $\varepsilon_g \simeq 0.1 - 0.2$ эВ), которая совершенно отличается от высокоэнергетической электронной структуры нелегированных купратов (с диэлектрическими щелями $\Delta_{CT} \simeq 1.5 - 2.0$ эВ).

Во второй главе, названной «Псевдощелевые явления в легированных ВТСП-купратах $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ и $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ » приведены результаты теоретических исследований новых псевдощелевых явлений в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах $LSCO$ и $Bi-2212$ в рамках модели больших поляронов и модифицированной БКШ-подобной модели прекурсивного спаривания поляронных носителей в нормальном состоянии этих материалов и получена более реалистическая фазовая диаграмма нормальных состояний ВТСП-купратов $LSCO$ и $Bi-2212$ от слабо легированного до сильно сверхлегированного режима, и четко установлена возможность существования двух различных типов псевдощелевых состояний выше T_c в температурном интервале $T_c < T^* < T_p$.

Дырочно легированные ВТСП-купраты являются полярными материалами и образование в них больших поляронов и их спаривание в реальном и импульсном пространствах становятся возможными соответственно при сильных и промежуточных электрон-фоонных взаимодействиях. В полярных купратных материалах, дырочные носители тока, взаимодействующие как с акустическими, так и оптическими колебаниями решетки могут легко автолокализоваться в деформируемой решетке с образованием поляронных состояний, которые появляются внутри энергетической щели переноса заряда Δ_{CT} купратов. При этом образуются большие решеточные поляроны с энергией связи ε_p . Большая ионность ВТСП-купратов $\eta = \varepsilon_\infty/\varepsilon_0$ (где ε_∞ и ε_0 соответственно высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости) и необычные электрон-фоонные взаимодействия играют важную роль в образовании поляронной псевдощели в этих ВТСП-системах, где узкая энергетическая зона ($W_p \lesssim 0.1$ эВ) больших поляронов образуется внутри щели Δ_{CT} переноса заряда, тогда как квазисвободные состояния дырок в валентной зоне кислорода становятся возбужденными состояниями дырочных больших поляронов. Уровень Ферми ε_F больших поляронов лежит внутри щели переноса заряда и пороговая энергия для фотовозбуждения дырочного носителя из поляронного состояния в свободное состояние дырки определяется из выражения

$$\Delta\varepsilon_F = \varepsilon_F^f - \varepsilon_F, \quad (1)$$

где $\varepsilon_F^f = \hbar^2(3\pi^2 n_h)^{2/3}/2m_h^*$ — энергия Ферми квазисвободных дырок, появляющихся при легировании купратов в валентной зоне кислорода, $\varepsilon_F =$

$\hbar^2(3\pi^2 n_p)^{2/3}/2m_p$ – энергия Ферми больших поляронов, m_h^* – эффективная масса квазисвободных дырок в валентной зоне кислорода, n_h – концентрация таких свободных дырок, n_p – концентрация дырочных поляронов.

Предполагается, что поляронный эффект постепенно ослабляется с увеличением уровня легирования купратов и исчезает в сверхлегированной области. Это, в свою очередь, приводит к уменьшению эффективной массы полярона и становится равным массе квазисвободной дырки в сверхлегированном режиме. Энергия возбуждения $\Delta\varepsilon_F$ больших поляронов будет проявляться в одночастичном спектре недолегированных купратов как поляронная (неспаривательная) псевдощель, так как сильное дырочно-фононное взаимодействие приводит к понижению энергии дырок (т.е. уровень Ферми ε_F^f или химический потенциал $\mu = \varepsilon_F^f$ смещается) на величину $\Delta\varepsilon_F$. С увеличением уровня легирования $x = n_p/n_a$ (где $n_a = 1/V_a$ – плотность или концентрация атомов кристаллической решетки купратов, V_a – объем, приходящий на каждую формульную единицу CuO_2 в купратах) кулоновское отталкивание между поляронными носителями увеличивается в металлическом состоянии и энергия связи больших поляронов E_p уменьшается. Пороговая энергия для термического возбуждения дырочного носителя из поляронного состояния в свободное состояние этого носителя или для термической диссоциации большого полярона будет также проявляться как поляронная псевдощель, величину которой можно приближенно определить из другого выражения

$$\Delta_p = E_p - E_c, \quad (2)$$

где $E_c = e^2/\varepsilon_0 a_p$ – энергия кулоновского отталкивания между двумя большими поляронами, $a_p = (3/4\pi n_p)^{1/3}$ – среднее расстояние между этими поляронами.

Таким образом, в зависимости от способов возбуждения ВТСП-купратов, величины поляронной псевдощели могут быть определены либо из уравнения (1), либо из уравнения (2). Определение поляронной псевдощели из уравнения (2) является более разумным приближением для изучения ее поведения при различных уровнях легирования и для сравнения такой псевдощели с аналогичной псевдощелью, наблюдаемой в различных ВТСП-материалах. Поэтому температуры перехода из обычного металлического состояния в псевдощелевое металлическое состояние можно определить из соотношения

$$T_p = \Delta_p/k_B \quad (3)$$

температура перехода в псевдощелевое состояние T_p уменьшается с увеличением уровня легирования x и квантовая критичность (т.е. квантовый

фазовый переход при температуре $T = 0$) происходит при некотором критическом уровне легирования $x = x_p$, которая называется квантовой критической точкой (ККТ), где T_p становится равной нулю. Поляронная псевдощель в *LSCO* и *Bi – 2212* исчезает в ККТ, положение которой в фазовой диаграмме *Bi – 2212* определено нами при следующих значениях параметров $E_p \simeq 0.13$ эВ, $\varepsilon_0 = 25$ и $n_a = 1.3 \cdot 10^{22} \text{см}^{-3}$.

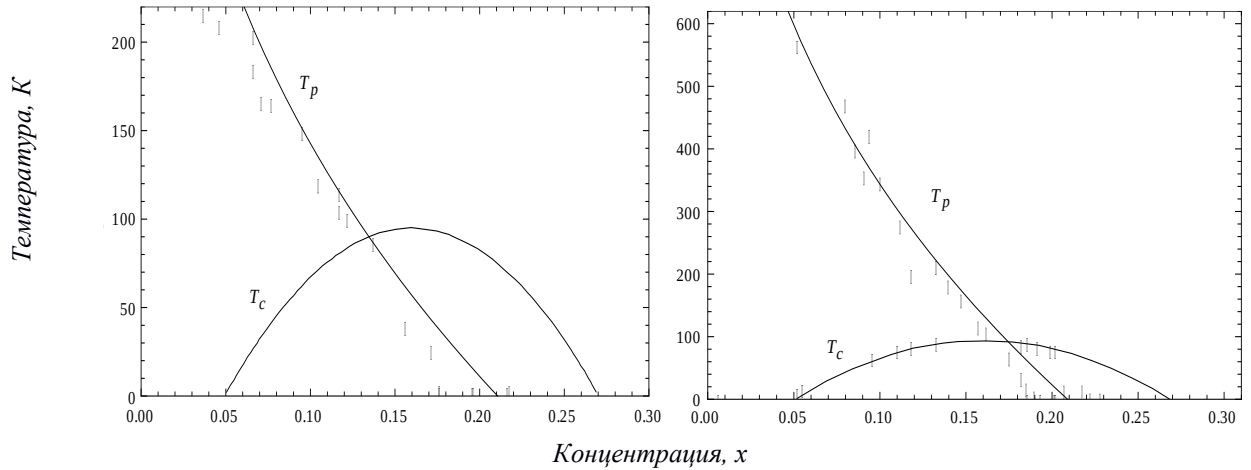


Рис.1. Зависимость температуры образования псевдощелевого состояния $T_p(x)$ от уровня легирования x для *Bi – 2212* и *LSCO*, вычисленная с использованием выражений (2) и (3). Для сравнения показаны также экспериментальные результаты, соответствующие появлению псевдощели в *Bi – 2212* и *LSCO*

Далее нами рассмотрены механизмы куперовского спаривания поляронных носителей в легированных ВТСП-купратах при промежуточных электрон-фононных связях, при которых образование некогерентных куперовских пар поляронов становится возможным при некоторой характеристической температуре $T^* > T_c$ в нормальном состоянии недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратов. В этих ВТСП-системах возникает новая ситуация, когда существуют поляронные эффекты и механизм притягательного спаривательного взаимодействия (например, из-за обмена статическим и динамическим фононами) между носителями тока, действующий в энергетическом диапазоне $\{-(E_p + \hbar\omega_{LO}), (E_p + \hbar\omega_{LO})\}$, является более эффективным, чем в простой БКШ картине, где ω_{LO} частота продольного оптического фонона. При этом модифицированная теория БКШ может описать куперовское спаривание поляронных носителей выше T_c и появление энергетической щели на поверхности Ферми при температуре $T^* > T_c$ или даже при $T^* \gg T_c$ в ВТСП-купратах. Такая БКШ-подобная энергетическая щель, появляющаяся в температурном интервале $T_c < T < T^*$, называется спаривательной псевдощелью.

Применяя модифицированный БКШ формализм к взаимодействующему Ферми газу поляронов, можно написать гамильтониан этой системы с парным взаимодействием между поляронами в виде

$$H_F = \sum_{k\sigma} \varepsilon(\vec{k}) a_{k\sigma}^+ a_{k\sigma} + \sum_{\vec{k}\vec{k}'} V_p(\vec{k}, \vec{k}') a_{k\uparrow}^+ a_{-\vec{k}\downarrow}^+ a_{-\vec{k}'\downarrow} a_{k'\uparrow}, \quad (4)$$

где $\varepsilon(\vec{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m_p$ – энергия полярона, измеряемая от уровня Ферми ε_F , $\vec{k}$ и m_p – соответственно волновой вектор и масса полярона, $a_{k\sigma}^+$ ($a_{k\sigma}$) – оператор рождения (уничтожения) полярона с проекцией спина σ ($=\uparrow$ или $\downarrow$), $V_p(\vec{k}, \vec{k}')$ – парный потенциал взаимодействия между большими поляронами. Гамильтониан (4) диагонализировать с помощью стандартного боголюбовского $u-v$ преобразования Ферми операторов. После такой диагонализации гамильтониана (4) нами определены энергии основного состояния поляронных куперовских пар и возбужденное состояние этих пар, разделенное от основного состояния БКШ-подобной энергетической щелью (т.е. псевдощелью), которая при $T \neq 0$ определяется из уравнения

$$\Delta_F(\vec{k}, T) = - \sum_{\vec{k}'} V_p(\vec{k}, \vec{k}') \frac{\Delta_F(\vec{k}', T)}{E(\vec{k}', T)} \tanh \frac{E(\vec{k}', T)}{2k_B T} \quad (5)$$

где $E(k, T) = \sqrt{\varepsilon^2(k) + \Delta_F^2(k, T)}$ – спектр возбуждения куперовских пар поляронов.

Теперь для определения температуры образования БКШ-подобной псевдощели T^* и величины этой псевдощели, используем модельный потенциал боголюбовского типа, который можно выбрать как

$$V_p(\vec{k}, \vec{k}') = \begin{cases} V_c - V_{ph} & \text{для } |\varepsilon(\vec{k})|, |\varepsilon(\vec{k}')| \leq \varepsilon_A = E_p + \hbar\omega_{LO} \\ V_c & \text{для } \varepsilon_A \leq |\varepsilon(\vec{k}')|, |\varepsilon(\vec{k}')| < \varepsilon_c, \\ 0 & \text{для остальных случаев} \end{cases} \quad (6)$$

где V_c – отталкивательный кулоновский потенциал взаимодействия между поляронными, V_{ph} – притягательный потенциал эффективного взаимодействия между этими носителями.

Используя модельный потенциал (6) и заменяя суммирование по $\vec{k}$ интегралом по ε в уравнении (5), получаем следующее БКШ-подобное уравнение для определения энергетической щели Δ_F и температуры образования поляронных куперовских пар T^* :

$$\frac{1}{\lambda^*} = \int_0^{\varepsilon_A} \frac{d\varepsilon}{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_F^2(T)}} \tanh \frac{\sqrt{\varepsilon^2 + \Delta_F^2(T)}}{2k_B T^*}, \quad (7)$$

где $\lambda^* = D_p(\varepsilon_F)\tilde{V}_p$ -БКШ-подобная константа связи, $D_p(\varepsilon_F)$ -плотность состояний на уровне Ферми ε_F , $\tilde{V}_p = V_{ph} - V_c/(1 + D_p(\varepsilon_F)V_c \ln(\varepsilon_c/\varepsilon_A))$ -эффективный потенциал взаимодействия между поляронами, $\varepsilon_c \gg \varepsilon_A$. Уравнение (7) при $T = T^*$ и $\Delta_F(T = T^*) = 0$, можно написать как

$$\frac{1}{\lambda^*} = \int_0^{\varepsilon_A} \frac{d\varepsilon}{\varepsilon} \tanh \frac{\varepsilon}{2k_B T^*}, \quad (8)$$

при $\varepsilon_A = E_p + \hbar\omega_{LO} \gg 2k_B T^*$ находим

$$k_B T^* = 1.134 \varepsilon_A \exp\left[-\frac{1}{\lambda^*}\right] \quad (9)$$

Это выражение для T^* хорошо применимо при промежуточной ($0.3 \lesssim \lambda^* \lesssim 0.6$) БКШ-подобной электрон-фононной связи.

Для определения зависимости характеристической температуры T^* образования БКШ-подобной псевдощели на поверхности Ферми ε_F от уровней легирования, можно аппроксимировать плотности состояния поляронов в простой форме

$$D_p(\varepsilon_F) = \begin{cases} 1/\varepsilon_F & \text{для } \varepsilon \leq \varepsilon_F = \hbar^2(3\pi^2 n_p)^{2/3}/2m_p \\ 0 & \text{в других случаях} \end{cases} \quad (10)$$

Используя это приближение получаем следующее выражение для T^* :

$$k_B T^* \simeq 1.134 \varepsilon_A \exp\left[-\frac{\hbar^2(3\pi n_a x)^{2/3}}{2m_p \tilde{V}_p}\right]. \quad (11)$$

Из этого выражения следует, что температура образования БКШ-подобной псевдощели $T^*(x)$ на Ферми поверхности больших поляронов ε_F в нормальном состоянии ВТСП-купратов *LSCO* и *Bi-2212* увеличивается экспоненциально с уменьшением уровня их легирования x от умеренно сверхлегированного ($x \approx 0.2$) до недолегированного ($x \simeq 0.05$) режима. Для иллюстрации вышесказанного поведения $T^*(x)$ в *LSCO* вычисленная зависимость $T^*(x)$ при заданных значениях $\varepsilon_A \simeq 0.10$ эВ, $m_p = 2m_e$ и $\tilde{V}_p = 0.07$ эВ показана на Рис. 2. Экспериментальные значения $T^*(x)$ для *LSCO* показаны также на Рис. 2. Как видно из Рис. 2 теоретическая кривая $T^*(x)$ разумно согласуется с экспериментальными результатами для $T^*(x)$.

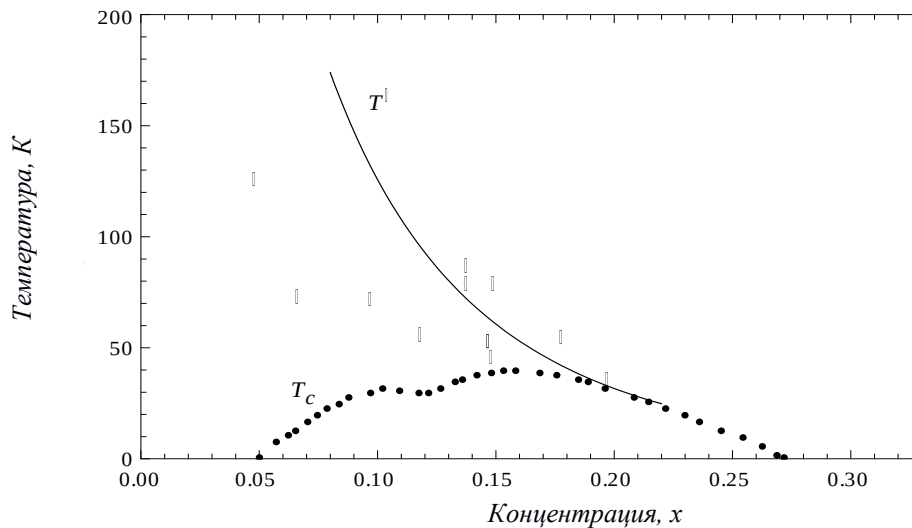


Рис.2. Зависимость температуры образования БКШ-подобной псевдощели T^* от уровня легирования x (сплошная кривая) при значениях параметров $\epsilon_A \approx 0.10$ эВ, $n_a = 5.3 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $\tilde{V}_p = 0.07$ эВ, $m_p = 2m_e$. Экспериментальные точки для T^* взяты из ARPES (белые кружки) и туннельные (черные треугольники) данные для *LSCO*

На Рис. 3. приведена фазовая диаграмма *Bi* – 2212, она является общей для *LSCO*. На этом рисунке приведена фазовая диаграмма псевдощелевых состояний ВТСП-купратов *Bi* – 2212 от слабо легированного до сверхлегированного режима.

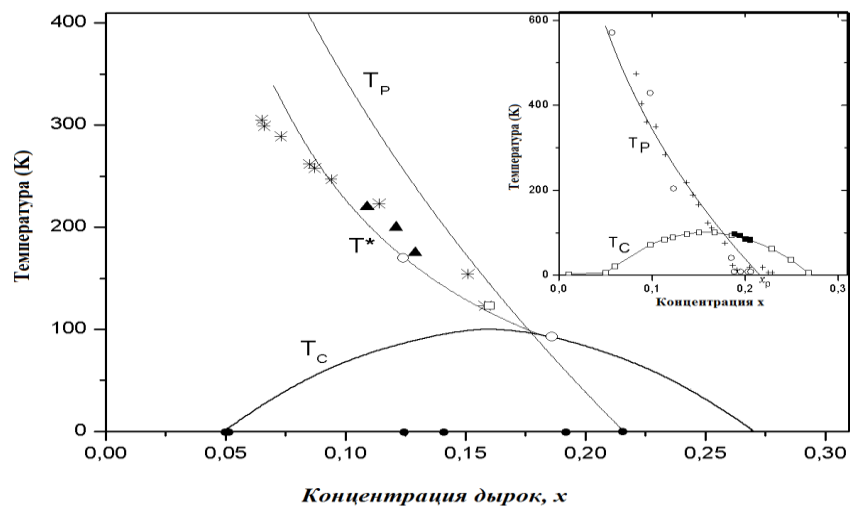


Рис. 3. Фазовая диаграмма нормального состояния поляронной и БКШ-подобной псевдощели для *Bi*-2212, показывающая соответственно две различные характеристические температуры псевдощели T_p и T^*

Сплошная линия $T_p(x)$, соответствующая температуре перехода в поляронное псевдощелевое состояние и заканчивающаяся в ККТ при $x =$

0,22, вычислена с использованием уравнения (2.2) и значения параметров $E_p = 0.132 \text{ эВ}$, $\varepsilon_0 = 25$ и $n_a = 1.3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$. Другая сплошная линия $T^*(x)$, соответствующая БКШ-подобному переходу (т.е. переходу к БКШ-подобному псевдощелевому состоянию) вычислена с использованием уравнения (11) и значения параметров $m_p = 2m_e$, $\varepsilon_A = 0.098 \text{ эВ}$, $n_a = 1.3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\tilde{V}_p = 0.125 \text{ эВ}$. Эта линия сливается с критической линией сверхпроводящего перехода $T_c(x)$ в сверхлегированной области. Белые треугольники являются экспериментальными данными для T_c . Для сравнения с фазовой диаграммой $Bi - 2212$, показанной здесь на основной панели, приведена также на вставке другая фазовая диаграмма, в которой псевдощелевая и странная металлическая фазы в нормальном состоянии ВТСП-купратов еще не идентифицированы.

В третьей главе «Необычные изотопические эффекты в нормальном состоянии купратных высокотемпературных сверхпроводников» приведены результаты теоретических исследований новых изотопических эффектов температуры образования БКШ-подобной псевдощели T^* в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратах. В обычных металлах эффективные массы электронов из-за их слабого взаимодействия с колебаниями решетки не зависят от массы атомов решетки M . В противоположность этому, в полярных материалах, в частности, ВТСП-купратах эффективная масса поляронных носителей будет зависеть от массы ионов кислорода M_O и от массы ионов меди M_{Cu} . Нами рассмотрены реальные физические ситуации, возникающие в различных уровнях легирования купратных соединений, и случаи относительно больших (с $\varepsilon_F > E_p + \hbar\omega_0$) и относительно малых Ферми поверхностей (с $\varepsilon_F < E_p + \hbar\omega_0$). Здесь $\hbar\omega_0$ представляет собой энергию продольного оптического фонона, обозначаемую как $\hbar\omega_{LO}$.

Нами показано, что поляронные эффекты существенно изменяют простую БКШ картину и приводят к необычным изотопическим эффектам на T^* в ВТСП-купратах. Так как в теории больших поляронов, эффективная масса m_p , энергия связи E_p и энергия Ферми ε_F больших поляронов зависят от Фрёлиховского типа константы электрон-фононной связи α_F , которая, в свою очередь, зависит от массы ионов $M(= M_O \text{ или } M_{Cu})$ и $M'(= M_{Cu} \text{ или } M_O)$ кислорода O и меди Cu в купратах следующими образом:

$$\alpha_F = \frac{e^2}{2\hbar\omega_{LO}} \left[\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right] \left(\frac{2m\omega_{LO}}{\hbar} \right)^{1/2}, \quad (12)$$

где $\omega_{LO} \simeq [2\beta(\frac{1}{M} + \frac{1}{M'})]^{1/2}$, β -силовая константа решетки, m -масса свободного носителя тока в жесткой (недеформируемой) решетке, т.е. в отсутствии электрон-фононного взаимодействия. В режиме промежуточной электрон-фононной связи масса и энергия связи большого полярона соответственно определяются как

$$m_p = m[1 + \frac{\alpha_F}{6}] \quad (13)$$

и

$$E_p = \alpha_F \hbar \omega_{LO} \quad (14)$$

Далее уравнение (9) для определения изотопического эффектана T^* запишем в виде

$$k_B T^* \simeq 1.134 (E_p + \hbar \omega_{LO}) \exp \left[-\frac{1}{\lambda^*} \right], \quad (15)$$

где $\lambda^* = \frac{\tilde{V}_p}{\varepsilon_F}$ зависит от m_p (которая, в свою очередь, зависит от α_F или ω_{LO}) и $E_p + \hbar \omega_{LO}$ через $\tilde{V}_p$, которую теперь можно записать как

$$\tilde{V}_p = V_{ph} - \frac{V_c}{1 + (V_c/\varepsilon_F) \ln \left[\frac{\varepsilon_c}{E_F + \hbar \omega_{LO}} \right]} \quad (16)$$

тогда коэффициент изотопического эффекта на T^* определяется как

$$\alpha_{T^*} = - \frac{d \ln T^*}{d \ln M} \quad (17)$$

Используя (13) и (14), находим, что уравнения (15) и (17) будут принимать следующий вид:

$$k_B T^* \simeq 1.134 A \mu^{-1/4} [1 + a \mu^{-\frac{1}{4}}] \exp \left[-\frac{1}{\lambda^*(\mu)} \right] \quad (18)$$

и

$$\alpha_{T^*} = \frac{1}{4 \left[1 + \frac{M}{M'} \right]} \left\{ 1 + \frac{a \mu^{-\frac{1}{4}}}{1 + a \mu^{-\frac{1}{4}}} - \frac{1}{(\lambda^*(\mu))^2} \left(\lambda_{ph} b \mu^{\frac{1}{4}} - \frac{\lambda_c b \mu^{\frac{1}{4}}}{U_c(\mu)} + \frac{\lambda_c^2 (1 + b \mu^{\frac{1}{4}})}{U_c^2(\mu)} [b \mu^{\frac{1}{4}} \ln B_c(\mu) + \right. \right. \\ \left. \left. (1 + b \mu^{\frac{1}{4}}) (1 + \frac{a \mu^{-\frac{1}{4}}}{1 + a \mu^{-\frac{1}{4}}}) \right] \right\}, \quad (19)$$

где

$$\lambda^*(\mu) = \left[\lambda_{ph} \left(1 + b \mu^{\frac{1}{4}} \right) - \frac{\lambda_c (1 + b \mu^{\frac{1}{4}})}{U_c(\mu)} \right], \quad U_c(\mu) = 1 + \lambda_c \left(1 + b \mu^{\frac{1}{4}} \right) \ln B_c(\mu),$$

$$\lambda_{ph} = \left[\frac{2m}{\hbar^2 (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}}} \right] V_{ph}, \quad \lambda_c = \left[\frac{2m}{\hbar^2 (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}}} \right] V_c, \quad B_c(\mu) = \frac{\varepsilon_F \mu^{\frac{1}{4}}}{1 + a \mu^{-\frac{1}{4}}},$$

$$A = \frac{e^2}{\tilde{\varepsilon}} \sqrt{\frac{m}{2\hbar}} (2\beta)^{1/4}, \quad a = \hbar \tilde{\varepsilon} \sqrt{\frac{2\hbar}{m}} \frac{(2\beta)^{\frac{1}{4}}}{e^2}, \quad b = \frac{1}{6a}, \quad \tilde{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_\infty}{1-\eta} - \text{эффективная}$$

диэлектрическая постоянная, $\mu = \frac{MM'}{(M+M')}$ – приведенная масса ионов решетки.

Таким образом, нами получены новые уравнения (18) и (19), определяющие новые поляронные изотопические эффекты в ВТСП-купратах. Уравнения (18) и (19) позволяют нам вычислить температуры образования псевдощели T^* , изотопическое смещение температуры T^* на величину ΔT^* , и коэффициенты кислородного $\alpha_{T^*}^O$ и медного $\alpha_{T^*}^{Cu}$ изотопических эффектов на T^* . Для купратов мы можем использовать экспериментальные значения диэлектрических констант $\epsilon_\infty = 3 - 5$ и $\epsilon_0 = 22 - 50$, для определения возможных значений $\tilde{\epsilon}$. Подставляя более подходящие значения $\tilde{\epsilon}$ в уравнения (18) и (19), вычисляем температуры образования псевдощели T^* и ΔT^* , коэффициенты кислородных и медных изотопических эффектов $\alpha_{T^*}^O$ и $\alpha_{T^*}^{Cu}$, которые затем сравниваются с их измеренными значениями в различных ВТСП-купратах. В наших теоретических расчетах, также выбраны $m = m_e$ и $\hbar\omega_{LO} = 0.04 - 0.07$ эВ. Тогда получаем $\alpha_F = 2.15 - 5.54$ (которые соответствуют режиму промежуточной электрон-фононной связи).

Для того, чтобы определить T^* и изотопический эффект на T^* для заданных масс ионов в ВТСП-купратах, уравнения (18) и (19) должны быть решены одновременно и самосогласованно. Заменяя в этих уравнениях массу изотопа кислорода ^{16}O массой его изотопа ^{18}O и сохраняя все другие параметры идентичными случаю ^{16}O , величина T^* вычисляется снова и изотопическое смещение $\Delta T_O^* = T^*(^{18}\text{O}) - T^*(^{16}\text{O})$ вычисляется для изотопного замещения $^{16}\text{O} \rightarrow ^{18}\text{O}$. Изотопическое смещение $\Delta T_{Cu}^* = T^*(^{65}\text{Cu}) - T^*(^{63}\text{Cu})$ вычисляется таким же образом для изотопного замещения $^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{65}\text{Cu}$. При этом нами проводились численные расчеты T^* , $\alpha_{T^*}^O$, $\alpha_{T^*}^{Cu}$, ΔT_O^* и ΔT_{Cu}^* при различных значениях $\tilde{\epsilon}$, n , λ_{ph} и λ_c .

Полученные результаты дают согласованные картины о существовании температуры перехода T^* в БКШ-подобное псевдощелевое состояние выше T_c и о различных изотопических эффектах на T^* в ВТСП-купратах. Они объясняют, почему малые положительные или даже противоположные знаки и очень большие отрицательные кислородные изотопические эффекты на T^* (см. Рис. 4 и Рис. 5) в ВТСП-материалах наблюдались в различных экспериментах.

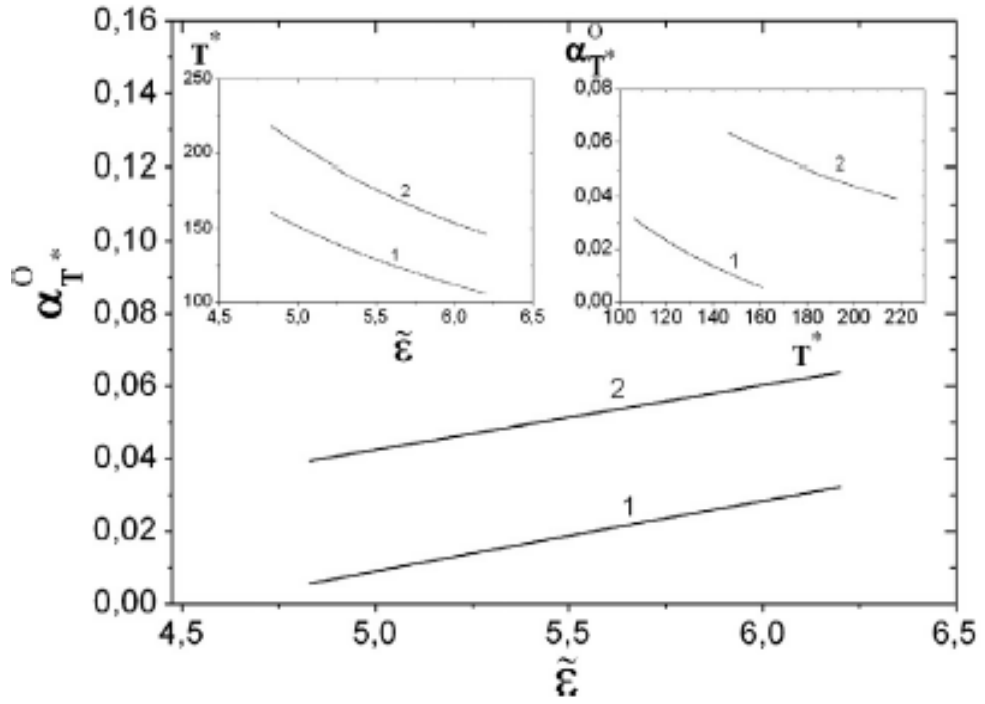


Рис. 4. Изменение $\alpha_{T^*}^0$ как функции $\tilde{\epsilon}$ для двух наборов параметров: (1) $\lambda_{ph} = 0.303$, $\lambda_c = 0.091$, $n = 0.9 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и (2) $\lambda_{ph} = 0.350$, $\lambda_c = 0.095$, $n = 0.94 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Во вставках показаны зависимости $T^*(\tilde{\epsilon})$ и $\alpha_{T^*}^0(T^*)$ для тех же самых значений λ_{ph} , λ_c и n

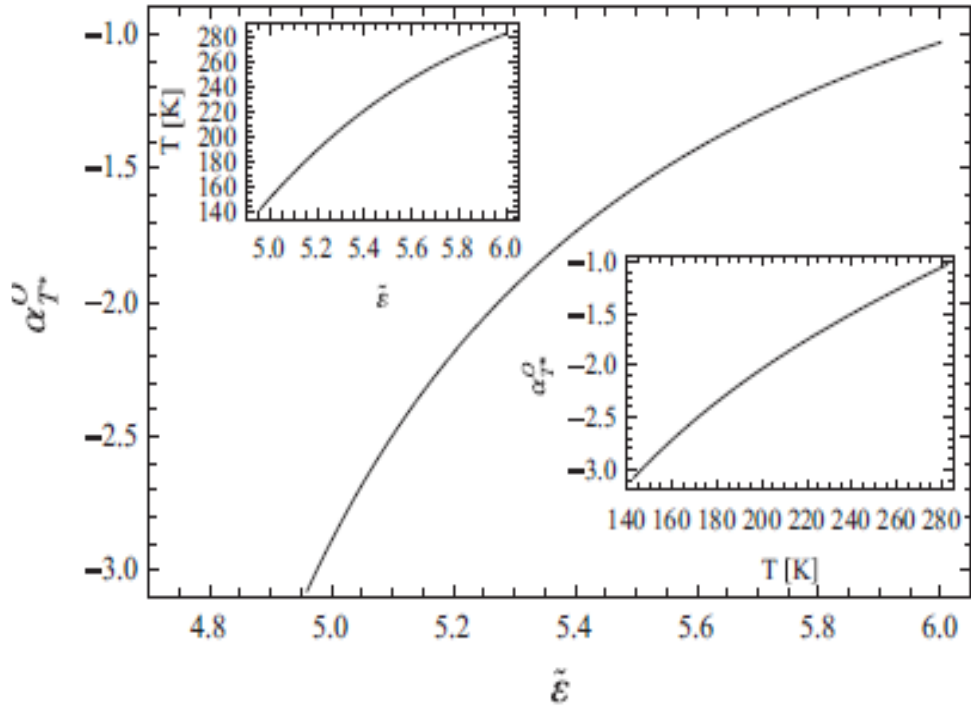


Рис. 5. Зависимость $\alpha_{T^*}^0$ от $\tilde{\epsilon}$ для значений параметров $\lambda_{ph} = 0.975$, $\lambda_c = 0.820$ и $n = 0.88 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$. Во вставках показаны зависимости $T^*(\tilde{\epsilon})$ и $\alpha_{T^*}^0(T^*)$ для тех же самых значений λ_{ph} , λ_c и n

Нами проведены также аналогичные расчеты медного изотопического эффекта на T^* в слегка недолегированном $HoBa_2Cu_4O_8$, и кислородного и медного изотопических эффектов на T^* в оптимально легированном $La_{1.81}Ho_{0.04}Sr_{0.15}CuO_4$. На Рисунке 6 показаны предсказанные поведения $\alpha_{T^*}^{Cu}$ как функции $\tilde{\epsilon}$ и n для $\lambda_{ph} = 2.196$, $\lambda_c = 2.064$.

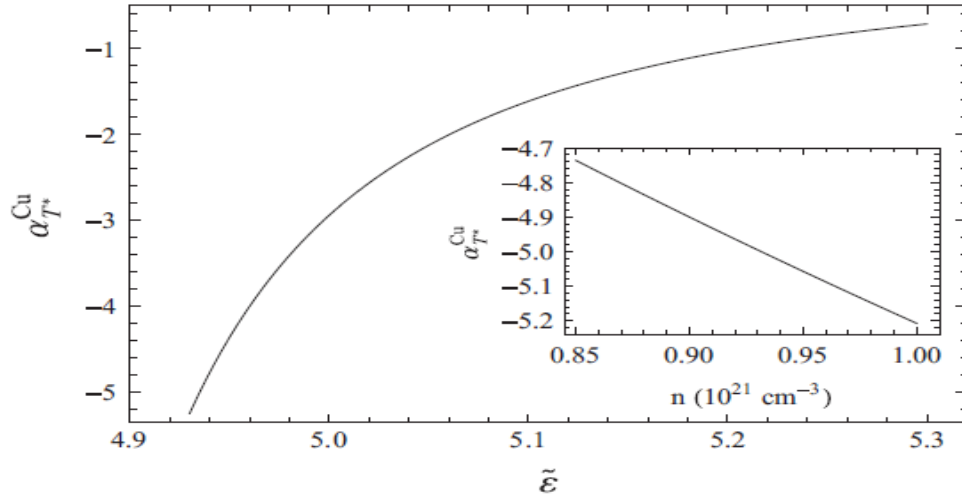


Рис. 6. Зависимость $\alpha_{T^*}^{Cu}$ от $\tilde{\epsilon}$ для $n = 0.9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $\lambda_{ph} = 2.196$ и $\lambda_c = 2.064$. Во вставке показана зависимость $\alpha_{T^*}^{Cu}$ от n для $\tilde{\epsilon} = 4.9371$, $\lambda_{ph} = 2.196$ и $\lambda_c = 2.064$

Для того, чтобы получить значения $T^* \simeq 160 \text{ K}$ и $T^* \simeq 185 \text{ K}$, наблюдаемые соответственно без изотопного замещения меди и при изотопном замещении меди ^{63}Cu на ^{65}Cu в $HoBa_2Cu_4O_8$, используем следующие значения параметров $n = 0.9 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$, $\tilde{\epsilon} = 4.9371$, $\lambda_{ph} = 2.199$ и $\lambda_c = 2.064$. Тогда находим $T^*(^{63}\text{Cu}) \simeq 160 \text{ K}$, $T^*(^{65}\text{Cu}) \simeq 184.8 \text{ K}$, $\Delta T_{Cu}^* = T^*(^{65}\text{Cu}) - T^*(^{63}\text{Cu}) \simeq 25 \text{ K}$ и $\alpha_{T^*}^{Cu} \simeq -4.9$ в соответствии с экспериментальными результатами $T^*(^{63}\text{Cu}) \simeq 160 \text{ K}$, $T^*(^{65}\text{Cu}) \simeq 185 \text{ K}$, и $\alpha_{T^*}^{Cu} \simeq -4.9$. Далее выбирая $\tilde{\epsilon} = 5.367$, $\lambda_{ph} = 0.647$ и $\lambda_c = 0.481$ для $La_{1.81}Ho_{0.04}Sr_{0.15}CuO_4$, получаем $T^*(^{16}\text{O}) = T^*(^{63}\text{Cu}) \simeq 60 \text{ K}$, $T^*(^{18}\text{O}) \simeq 96.6 \text{ K}$, $\Delta T_O^* \simeq 9.6 \text{ K}$, $T^*(^{65}\text{Cu}) \simeq 60.6 \text{ K}$, $\Delta T_{Cu}^* \simeq 0.6 \text{ K}$, которые также хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Теперь рассмотрим куперовское спаривание поляронов выше T_c и характерные изотопические эффекты на T^* в сильнонедолегированных системах, где $\epsilon_F < E_p$ и предэкспоненциальный множитель в БКШ-подобном выражении для T^* при $\hbar\omega_0 > \epsilon_F$ становится по существу равным ϵ_F . Потому, $E_p + \hbar\omega_{LO}$ и λ^* в (14) соответственно заменены на $\epsilon_F = \frac{\epsilon_F^f}{1+b\mu^{\frac{1}{4}}}$ и $\lambda_S^* = (V_{ph} - V_c)D_p(\epsilon_F)$, где λ_S^* БКШ-подобная константа электрон-фононной связи в сильно недолегированных купратах с малыми Ферми поверхностями. В этом случае T^* можно определить из соотношения

$$k_B T^* \simeq c \frac{\varepsilon_F^f}{1+b\mu^{1/4}} \exp \left[-\frac{1}{\lambda_S^*(\mu)} \right], \quad (20)$$

где $\lambda_S^*(\mu) = (\lambda_{ph} - \lambda_c)(1 + b\mu^{1/4})$. Используя (17) и (20), получаем следующее выражение для коэффициента изотопического эффекта на T^* в сильно недолегированных купратах:

$$\alpha_{T^*} = \frac{b\mu^{1/4}}{4(1+\frac{M}{M'})(1+b\mu^{1/4})} \left[1 - \frac{1}{\lambda_S^*(\mu)} \right] \quad (21)$$

Из (21) видно, что α_{T^*} является отрицательным при $\lambda_S^*(\mu) < 1$ и зависит от отношения M/M' и константы связи $\lambda_S^*(\mu)$, а также от других параметров, характеризующих купратные соединения. Результаты наших расчетов показывают, коэффициент кислородного изотопического эффекта $\alpha_{T^*}^O$ является довольно малым и отрицательным, т.е. $\alpha_{T^*}^O \simeq 0,08$. Тогда как коэффициент медного изотопического эффекта приблизительно в четыре раза меньше по величине, т.е. $\alpha_{T^*}^{Cu} \approx 0.25\alpha_{T^*}^O$. Поляронные эффекты ослабевают с увеличением уровня легирования купратов и исчезают ($E_p = 0$) в сильно сверхлегированных купратах, в которых характеристическая температура T^* будет совпадать с T_c . Такие сверхлегированные купраты с большими энергиями Ферми $\varepsilon_F = \varepsilon_F^f \gg \hbar\omega_{LO}$ становятся БКШ сверхпроводниками с константой электрон-фононной связи $\lambda^* = \lambda_{BCS}$, где $T^* = T_c$. Потому, для изучения изотопических эффектов на T_c в сильно сверхлегированных купратах, выражение (15) можно записать в виде

$$k_B T_c \simeq 1.134 \hbar\omega_{LO} \exp \left[-\frac{1}{\lambda_{BCS}(\mu)} \right] \quad (22)$$

где $\omega_{LO}(\mu) = (2\beta/\mu)^{1/2}$, $\lambda_{BCS}(\mu) = \lambda_{ph} - \tilde{\lambda}_c(\mu)$, $\tilde{\lambda}_c(\mu) = \lambda_c/[1 + \lambda_c \ln(\varepsilon_F^f/\hbar\omega_{LO})]$, $\lambda_{ph} = [2m_e/\hbar^2(3\pi^2n)^{2/3}]V_{ph}$, $\lambda_c = [2m_e/\hbar^2(3\pi^2n)^{2/3}]V_c$. Тогда коэффициент изотопического эффекта определяется из выражения

$$\alpha_{T_c} = \frac{1}{2(1+M/M')} \left[1 - \left(\frac{\tilde{\lambda}_c}{\lambda_{BCS}} \right)^2 \right] \quad (23)$$

Из уравнения (23) следует, что коэффициент кислородного изотопического эффекта на T_c в таких лантановых соединениях является положительным для $\lambda_{BCS} > \tilde{\lambda}_c$ и меньше, чем 0.5. Выбирая $\lambda_{BCS} \simeq 0.333$ и $\tilde{\lambda}_c = 0.067$ для этих систем, находим $\alpha_{T_c}^O \simeq \frac{1}{2(1+M_O/M_{Cu})} [1 - 0.04] = 0.38$, которое близко к экспериментальному значению $\alpha_{T_c}^O \simeq 0.36$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенных исследований по диссертации на соискание ученой степени доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам на тему «Псевдощелевые явления и разработка моделей влияния изотопических эффектов на температуру образования псевдощели в купратных высокотемпературных сверхпроводниках» можно сделать следующие выводы:

1. Показана возможность образования двух различных типов (неспаривательной и спаривательной) псевдощели в недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных купратах *LSCO* и *Bi-2212* на основе модели больших поляронов и модифицированной БКШ-подобной модели прекурсивного спаривания поляронных носителей выше критической температуры сверхпроводящего перехода T_c в этих необычных ВТСП-материалах.
2. Определены возможности образования неспаривательной поляронной псевдощели Δ_p в спектрах возбуждения в ВТСП-купратах *LSCO* и *Bi-2212* при сильных электрон-фононных взаимодействиях и промежуточных уровнях легирования. Такая псевдощель зависит от уровня легирования (но не от температуры) купратов и проявляется при температурах ниже характерной температуры диссоциации больших поляронов T_p . Последняя обращается в нуль при $x \rightarrow x_{кр}$ и соответствует переходу ВТСП-купратов *LSCO* и *Bi-2212* из псевдощелевого металлического состояния в обычное металлическое состояние.
3. Показано, что БКШ-подобная спаривательная псевдощель Δ^* образуется в спектрах возбуждения недолегированных, оптимально легированных и умеренно сверхлегированных ВТСП-купратов *LSCO* и *Bi-2212* при куперовском спаривании больших поляронов при температурах много выше критической температуры сверхпроводящего перехода T_c . Такая спаривательная псевдощель в зависимости от температуры и уровня легирования образуется ниже другой характеристической температуры T^* в указанных ВТСП-материалах.
4. Получены характерные фазовые диаграммы, объясняющие нормальное состояние ВТСП-купратов *LSCO* и *Bi-2212* показана возможность существования двух различных характеристических температур T_p и T^* выше T_c , которые соответствуют переходам от обычного металлического состояния в псевдощелевое состояние (при $T = T_p$) и от поляронного псевдощелевого состояния в БКШ-подобное псевдощелевое состояние (при $T = T^*$), соответственно.

5. Получены аналитические выражения для температуры образования БКШ-подобной псевдощели T^* в ВТСП-купратах с большими и малыми поверхностями Ферми, а также получены явные аналитические выражения для T^* в зависимости от концентрации поляронных носителей (т.е. от уровня легирования) и от массы изотопов кислорода и меди для изучения влияния изотопических эффектов на T^* .

**SCIENTIFIC COUNCIL DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 ON AWARD OF
SCIENTIFIC DEGREES AT THE INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS**

INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS

DJUMANOV SHERZOD SAFARALIEVICH

**PSEUDOGAP PHENOMENA AND ELABORATION OF THE MODELS
FOR THE INFLUENCE OF ISOTOPIC EFFECTS ON THE PSEUDOGAP
FORMATION TEMPERATURE IN CUPRATE HIGH TEMPERATURE
SUPERCONDUCTORS**

01.04.07 – Condensed matter physics

**DISSERTATION ABSTRACT
of the doctor of philosophy (PhD) on physical and mathematical sciences**

Tashkent – 2020

The theme of the dissertation of the doctor of philosophy (PhD) on physical and mathematical sciences was registered by the Supreme Attestation Commission of the Cabinet of Ministers of the Republic of Uzbekistan under No. B2020.2.PhD/FM140.

The doctoral (PhD) dissertation was carried out at the 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 website of the Scientific Council at www.inp.uz and on the website of “Ziyonet” Information and Educational portal at www.ziyonet.uz.

Scientific supervisor:

Oksengendler Boris Leonidovich

Doctor of Physical Mathematical Sciences, professor

Official opponents:

Hidirov Irsali

Doctor of Physical Mathematical Sciences, professor

Ayuhanov Rashid Ahmetovich

Doctor of Physical Mathematical Sciences

Leading organization:

Fergana State University

The defense of the dissertation will be held on “___” _____ 2020, at ___ at the meeting of the Scientific Council DSc.02/30.12.2019.FM/T.33.01 at the Institute of Nuclear Physics (Address: INP, Ulugbek settlement, 100124 Tashkent city. tel. (+99871) 289-31-18; fax (+99871) 289-36-65; e-mail: info@inp.uz).

The doctoral dissertation can be looked through at the Information Resource Centre of the Institute of Nuclear Physics (registered under No. _____) Address: INP, Ulugbek settlement, 100124 Tashkent city. tel. (+99871) 289-31-19.

The abstract of dissertation was distributed on “___” _____ 2020.
(Registry record No. ____ dated “___” _____ 2020.)

M.Yu. Tashmetov

Chairman of the Scientific Council on award
of Scientific degrees, D.Ph.-M.S., professor

O.R. Tojiboyev

Scientific secretary of the Scientific Council on award
of Scientific degrees, PhD.ph.-m.s.

I. Nuritdinov

Chairman of the Scientific seminar of the Scientific Council
on award of Scientific degrees, D.Ph.-M.S., professor

INTRODUCTION (annotation of the PhD dissertation)

Topicality and demand of the theme of dissertation. At present, in the world, the study of pseudogap phenomena of doped copper-oxide (cuprate) high-temperature superconductors (HTSC) in the normal state and the mechanism of high-temperature superconductivity of these materials remains one of the most important areas of modern condensed matter physics. The interest in studying the new physics of these high-temperature superconductors (HTSC) is growing, since their practical application opens up very serious prospects for science and technology. Today, HTSC materials are finding ever wider application in various industries, science, technology, and energy. However, the unsolved problem of the normal and superconducting states of HTSC materials to a large extent retards the most important practical applications of these promising materials.

Currently, the most controversial and key issues in the physics of HTSC materials are the appearance of pseudogaps in the excitation spectra associated with a decrease in the density of states near the Fermi level below certain characteristic temperatures, new isotopic effects on the temperature of the formation of the pseudogap, and the relation between pseudogap phenomena and the phenomenon of high-temperature superconductivity, which is not described by the Bardin-Cooper-Schrieffer (BCS) model. Therefore, the study of the key problems of the physics of HTSC systems, namely, pseudogap anomalies and new isotopic effects in two classes of cuprate compounds $La_{2-x}Sr_xCuO_4$ (LSCO) and $Bi_2Sr_2CaCu_2O_{8+\delta}$ (Bi-2212), which are model systems, especially given the existing ambiguities of their cause of origin, is of great interest and is very relevant.

Today in our Republic, much attention is paid to the development of condensed matter physics (in particular, the physics of semiconductors and HTSC). In particular, special attention is paid to the study of pseudogap anomalies and new isotopic effects in doped HTSC cuprates. The directions of this fundamental research, which are of great importance for the development of science in our country and its further practical application, are reflected in the Strategy¹ for the further development of the Republic of Uzbekistan for 2017-2021.

The studies conducted in this dissertation research will, to a certain extent, fulfill the tasks provided for in the resolutions of the President of the Republic of Uzbekistan No. UP-4947 “On the Strategy for the Further Development of the Republic of Uzbekistan for 2017-2021” dated February 7, 2017, No. PP-2772 “On priority areas of the development of the electrical industry in 2017-2021” dated February 13, 2017, No. PP-2789 “On measures to further improve the activities of the Academy of Sciences, the organization, management and financing of research activities” about February 17, 2017, as well as in other regulatory documents adopted in this area.

¹Decree of the President of the Republic of Uzbekistan “On the Strategy for the Further Development of the Republic of Uzbekistan” No. 4947 of 07 February 2017

Relevance of the research to the priority areas of science and technology development of the Republic of Uzbekistan. The dissertation research was carried out in accordance with the priority direction of the development of science and technology in the Republic of Uzbekistan II. "Energy, energy saving and alternative energy sources".

Degree of study of the problem. Pseudogap states in doped HTSC cuprates are studied theoretically and experimentally by many scientists from leading scientific centers of the world, for example, American (P.W. Anderson, J.R. Schrieffer, D. Pines, S.A. Kivelson, P.A. Lee, C.M. Varma, etc.), English (A.S. Alexandrov, V.J. Emery, T. Rice, etc.), Indian (G. Baskaron and others), Russian (A.I. Larkin) and others. However, these works do not consider strong and unusual electron-phonon interactions and the related polaron effects, which play an important role in HTSC cuprates.

In various experiments, unusual isotopic effects of the temperature of formation of Cooper pairs and the BCS-like gap (pseudogap) $T^* > T_c$ were discovered, which have been considered by many authors, for example, Russian (M.V. Eremin, I.M. Eremin, S.V. Varlamov), Italian (C. Di. Castro, M. Grilli), English (A.R. Bishop) and others. They have given various explanations with the participation of polarons, however, at present there is no adequate quantitative theory that can explain all the observed experimental data.

Despite a huge number of theoretical and experimental studies, the nature of the pseudogap phenomena occurring in various underdoped, optimally doped and moderately superdoped HTSC cuprates has not yet been clarified, as well as the true reasons for the origin of new isotopic effects at the pseudogap formation temperature T^* .

Connection of the topic of the dissertation research with the plans of the scientific-research works of the scientific research institution, where the dissertation was conducted. The dissertation research was carried out within the framework of research projects of the Institute of Nuclear Physics of the Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan on the following topics: FA-F2-FO70 "Study of the unusual transport, thermal and elastic properties of doped cuprate high-temperature $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ superconductors above the temperature of the superconducting transition" (2007-2011); Φ 2- Φ A- Φ 120 "Electronic properties and radiation modification of low-dimensional high-temperature superconductivity, semiconductor heterostructures, metals and their oxides" (2012-2016); OT-F2-15 "Theoretical studies of new superconducting and superfluid properties of high-temperature superconductors and related condensed systems" (2017-2020).

The aim of the research is the development of detailed microscopic models of the formation of pseudogaps and the determination of new isotopic effects of the temperature of formation of a BCS-like pseudogap in model cuprate high-temperature superconductors.

The tasks of the research:

to study the low-energy electronic structures of hole-doped cuprates and the formation of a polaron zone inside the energy gap of charge transfer and a polaron (non-pair) pseudogap near the Fermi level of quasifree hole carriers;

to develop the theory of Cooper pairing of polaron carriers and the formation of BCS-like energy gaps that appear as pseudogaps in the normal state of underdoped, optimally doped and moderately super-alloyed HTSC cuprates *LSCO* and *Bi-2212* with different (small and relatively large) Fermi surfaces;

to obtain explicit analytical expressions for the characteristic formation temperature of the BCS-like pseudogap T^* and determine the dependence of T^* on the concentration of polaron carriers and on the mass of oxygen and copper isotopes in HTSC cuprates;

to determine the isotopic temperature changes in the formation of BCS-like pseudogaps (T^*) upon substitution of oxygen ($^{16}\text{O} \rightarrow ^{18}\text{O}$) and copper ($^{63}\text{Cu} \rightarrow ^{65}\text{Cu}$) isotopes in various HTSC cuprates at different levels of their doping;

The object of the research are underdoped, optimally doped and moderately superalloyed HTSC cuprates.

The subject of the research are new pseudogap phenomena and isotopic effects on the temperature of formation of pseudogap T^* in HTSC cuprates at various levels of their doping.

The methods of the research. Mathematical apparatus of quantum and static mechanics, continuum model, variational method, BCS-like mean field method, numerical methods.

The scientific novelty of the dissertation research

a detailed new concept of the existence of pseudogap phenomena in underdoped, optimally doped and moderately super-doped cuprates *LSCO* and *Bi-2212* was developed in the framework of the large polaron model and the modified BCS-like model of the recursive pairing of polaron carriers above T_c in these unusual HTSC materials;

it is shown that the polaron pseudogap Δ_p in the excitation spectra of HTSC cuprates *LSCO* and *Bi-2212* is formed at strong electron-phonon interactions and intermediate doping levels and manifests itself at temperatures below the characteristic temperature of dissociation of large polarons T_p ;

it was found that a BCS-like pseudogap Δ^* is formed in the excitation spectra of underdoped, optimally doped, and moderately overdoped *LSCO* and *Bi-2212* HTSC cuprates upon Cooper pairing of large polarons above T_c ;

characteristic phase diagrams of normal states of HTSC cuprates *LSCO* and *Bi-2212* were obtained and the possibility of the existence of two different characteristic temperatures T_p and T^* above T_c was shown;

new analytical expressions are obtained for the temperature of formation of a BCS-like pseudogap T^* in HTSC cuprates with large and small Fermi surfaces, as well as analytical expressions for T^* to study isotopic effects on T^* ;

new analytical expressions are obtained for calculating the coefficients of oxygen $\alpha_{T^*}^O$ and copper $\alpha_{T^*}^{Cu}$, isotopic effects on T^* in HTSC cuprates.

The practical results of the research are as follows:

a microscopic approach has been developed that well describes the basic properties of the pseudogap state of HTSC cuprates and the new isotopic effects on the temperature of pseudogap formation in various types of HTSC materials;

The reliability of the research results. It is confirmed by the application of the methods of quantum mechanics and theoretical physics, as well as the BCS-like method of the average field when deriving new formulas for the pseudogap and the temperature of the formation of the pseudogap, the coincidence of the results with experimental data.

The scientific and practical significance of the research results. The scientific significance of the results of the study lies in the fact that they contribute to the expansion of physical ideas about pseudogap phenomena and isotopic effects in doped cuprate superconductors and other related materials.

The practical significance of the research results lies in the fact that the development of model ideas about the formation of pseudogaps and isotopic effects on the temperature of the formation of a pseudogap in doped HTSC cuprates allows significant progress in the development of the theory of pseudogap phenomena and high-temperature superconductivity.

Implementation of the research results. Based on the results obtained on the study of pseudogap phenomena and isotopic effects, the temperature of pseudogap formation in high-temperature cuprate superconductors:

the developed quantitative concept of the origin of pseudogap phenomena and isotopic effects of the temperature of pseudogap formation in model HTSC cuprates *LSCO* and *Bi-2212*, as well as the obtained analytical expressions for their calculation were used to study the unusual electronic properties of polymer composite materials in the framework of the research project “Improvement of Physics-chemical properties of polymer composite materials with the introduction of micro-sized mineral fillers into the polymer matrix ” (2013-2017) (letter of the Aktobe Regional State University named after K. Zhubanov No. 21-13/753 dated 03/04/2019). The use of scientific results made it possible to explain the gap (pseudogap) features of these materials;

the results the results obtained on the formation of pseudogaps in HTSC cuprates and new isotopic effects of the temperature of formation of pseudogaps, as well as analytical expressions for their study were used by foreign researchers (references in foreign journals International Journal of Physics B, 2019; International Journal of Physics B, Vol. 32, 2018 International Journal of Physics B, Vol. 30, 2016; International Journal of Physics B, Vol. 29, 2015). The use of scientific results made it possible to determine the nature of the isotopic effects of the temperature of pseudogap formation in various types of HTSC materials.

Testing of the research results. The main results of the work were reported and discussed at 6 international and republican conferences.

Publication of the research results. On the topic of the dissertation, 12 scientific papers were published, of which 4 articles in journals recommended by the Higher Attestation Commission of the Republic of Uzbekistan for publication of the main scientific results of the dissertation, including 2 in foreign ones.

Volume and structure of the dissertation. The dissertation consists of introduction, three chapters, conclusion of the list of used literature. The volume of the dissertation is 124 pages.

ЭЪЛОН ҚИЛИНГАН ИШЛАР РЎЙХАТИ
СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ
LIST OF PUBLISHED WORKS

I бўлим (I часть; Part I)

1. Dzhumanov S., Gafforov N., Djumanov Sh.S. Modified BCS-like pairing theory of polaronic carriers // Доклады Академии наук Республики Узбекистан.-Ташкент, 2014.-№4.-С.25-28 (01.00.00. №7).
2. Dzhumanov S., Khudayberdiev Z.S., Djumanov Sh.S. Peculiar oxygen and copper isotope effects on the pseudogap formation temperature in underdoped to overdoped cuprates: Pseudogap induced by pairing correlation above T_c in cuprates with large and small Fermi surfaces //Physica B.- Elsevier: USA, 2015.- vol.465.-pp.29-37 (№ 39. Impact Factor Search; IF = 1.874).
3. Dzhumanov S., Baimatov P.J., Djumanov Sh.S. Unusual isotope effects on the pseudogap in high- T_c cuprate superconductors as support for the BCS-like pairing theory of large polarons above T_c // Physica C. – Amsterdam (Netherlands), 2015.- V.513.-pp.43-50 (№ 39. Impact Factor Search; IF = 0.99).
4. Dzhumanov S., Djumanov Sh.S., Oksengendler B.L. Isotope effects on the critical temperature of superconducting transition in heavily overdoped cuprates // Доклады Академии наук Республики Узбекистан.-Ташкент, 2017.-№5.-С.17-20 (01.00.00. №7).

II бўлим (II часть; Part II)

5. Dzhumanov S., Baimatov P.J., Djumanov Sh.S. Unusual conduction mechanisms of cuprate superconductors in the normal state and pseudogap effects // Вестник Национального ядерного центра Республики Казахстан.- Курчатов (Казахстан), 2016. - № 1. - С.34-38.
6. Djumanov Sh.S. Pseudogap phenomena and novel isotope effects on the pseudogap formation temperature in high- T_c superconductors // The Bulletin of Young Scientists. – Tashkent: Uzbekistan Academy of Sciences, 2019. - №1 (3). - С. 56.
7. Dzhumanov S., Djumanov Sh.S. Pseudogap states in nuclear matter // VII Eurasian Conference «Nuclear Science and its Application», Book of abstracts, October 21-24, 2014. – Baku (Azerbaijan), 2014. -pp.253-254.
8. Оксенгендлер Б.Л., Джуманов Ш.С., Джуманов С., Каримов З.И. О таммовских состояниях сверхпроводниках // Труды Международной научной конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», 13-14 июня 2017. –Ташкент, 2017. - С. 262.
9. Djumanov Sh.S. Pseudogap phenomena and novel isotope effects on the pseudogap formation temperature in high- T_c superconductors // V Республиканская конференция молодых физиков в Узбекистана “Ядерная

- физика и ядерные технологии”: Сборник докладов, 4-5 декабря, 2018. – Ташкент: Институт ядерной физики АН РУз, 2018.–С. 91-95.
10. Dzhumanov S., Rashidov J., Djumanov Sh.S. BCS-like Pseudogap and Novel Isotope Effects in high- T_c Cuprate Superconductors // 12th International Conference on materials and Mechanisms of Superconductivity and High Temperature Superconductors, August 19-24, 2018. – Beijing (China), 2018. – p.247.
 11. Djumanov Sh.S. Pseudogap phenomena and novel isotope effects on the pseudogap formation temperature in high- T_c superconductors // II International Scientific Forum “Nuclear Science and Technologies”: Book of abstracts, 24-27 June, 2019. – Almaty (Kazakhstan), 2019. -pp.68.
 12. Dzhumanov S., Oksengendler B.L., Djumanov Sh.S. Pseudogap phenomena and anomalous isotope effects on the pseudogap formation temperature in high- T_c cuprate superconductors // 9th International Conference “Modern Problems of Nuclear Physics and Nuclear Technologies”, 24-27 September 2019. – Tashkent, 2019. – pp.245-246.