UO‘K 538.945:539.1

O‘TA O‘TKAZUVCHANLIKDAGI IZOTOP EFFEKTINI TAVSIFLOVCHI TURLI NAZARIYALAR

Djurayev Davron Rahmonovich,
Buxoro davlat universiteti
Fizika kafedrasi professori,
fizika-matematika fanlari doktori
Ahadov Abdullo Amrullojon o‘g‘li,
Buxoro davlat tibbiyot instituti
Biotibbiyot muhandisligi, biofizika va informatika
kafedrasi assistent o‘qituvchisi, fizika-matematika
fanlari bo‘yicha falsafa doktori (PhD)
Abdujabborov Lazizbek Abdug‘affor o‘g‘li,
Abu Ali ibn Sino nomidagi
ITMA Buxoro filiali o‘qituvchisi

Annotatsiya. *Ushbu maqolada o‘ta o‘tkazuvchanlikdagi izotop effektini tavsiflash uchun taklif etilgan asosiy nazariy yondashuvlar tizimli ravishda tahlil qilinadi. Izotop effekti kritik temperatura T_c ning izotop massasiga M bog‘liqligi orqali $\alpha = -dlnT_c/dlnM$ ko‘rinishida ifodalanadi. An’anaviy Bardeen–Cooper–Schrieffer (BKSh) nazariyasining sodda chegarasida fonon chastotasining $M^{-1/2}$ ga bog‘liqligi $\alpha \approx 0{,}5$ natijani beradi. Biroq yuqori T_c li kupratlarda izotop koeffitsiyentining legirlanishga bog‘liq, kichik, nolga yaqin va ayrim hollarda manfiy qiymatlari kuzatilishi ushbu masalani oddiy fonon chastotasi bilan cheklangan model doirasidan kengroq ko‘rib chiqishni talab qiladi. Shu sababli maqolada BKSh va Migdal–Eliashberg, ikki-bozonli, nonadiabatik, Hubbard–Holstein, spin-fluktuatsion, polaron, bipolaron hamda qatlamlararo ta’sirlashuvga asoslangan yondashuvlar qiyosiy tahlil qilinadi. Shuningdek, izotop massasining fonon chastotasidan tashqari effektiv massa, juftlashish energiyasi, elektron korrelyatsiyasi, kogerentlik va psevdotirqish bilan bog‘liq kattaliklarga ta’siri ko‘rib chiqiladi. Tahlil natijalari kupratlardagi izotop effektini yagona mexanizm bilan emas, balki panjara dinamikasi, elektron korrelyatsiyasi va kollektiv o‘zaro ta’sirlarning o‘zaro bog‘langan majmuasi orqali tavsiflash maqsadga muvofiqligini ko‘rsatadi.*

Kalit so‘zlar: *izotop effekti, izotop koeffitsiyenti, kritik temperatura, BKSh nazariyasi, Migdal–Eliashberg nazariyasi, polaron, bipolaron, spin fluktuatsiyasi, Hubbard–Holstein modeli, kupratlar, psevdotirqish.*

VARIOUS THEORETICAL APPROACHES TO DESCRIBING THE ISOTOPE EFFECT IN SUPERCONDUCTIVITY

Abstract. *This paper presents a systematic analysis of theoretical approaches used to describe the isotope effect in superconductivity, with particular emphasis on high-T_c cuprates. The isotope effect is characterized by the isotope exponent $\alpha = -dlnT_c/dlnM$. In the simplest Bardeen–Cooper–Schrieffer (BCS) limit, the mass dependence of the characteristic phonon frequency leads to $\alpha \approx 0.5$. In cuprates, however, isotope exponents may be strongly doping dependent, reduced, close to zero, or even negative. The paper therefore compares BCS and Migdal–Eliashberg, two-boson-mode, nonadiabatic, Hubbard–Holstein, spin-fluctuation, polaronic, bipolaronic, and interlayer-coupling approaches. Particular attention is given to mechanisms in which isotope substitution modifies not only phonon frequencies but also effective carrier masses, pairing energies, electronic correlations, coherence, pseudogap characteristics, and interlayer coupling. The comparative analysis indicates that the isotope effect in cuprates is better understood as a consequence of interactions among the lattice, electronic, and collective degrees of freedom rather than as a single-parameter phonon-frequency effect.*

Keywords: *isotope effect, isotope exponent, critical temperature, BCS theory, Migdal–Eliashberg theory, polaron, bipolaron, spin fluctuations, Hubbard–Holstein model, cuprates, pseudogap.*

РАЗЛИЧНЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ К ОПИСАНИЮ ИЗОТОПИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

Аннотация. *В статье представлен систематический анализ теоретических подходов, используемых для описания изотопического эффекта в сверхпроводимости, с особым акцентом на высокотемпературные купратные сверхпроводники. Изотопический эффект характеризуется изотопическим коэффициентом* $\alpha = -d\ln T_c/d\ln M$*, где* T_c *— критическая температура сверхпроводящего перехода, а M — изотопическая масса. В простейшем пределе теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) зависимость характерной фононной частоты от массы атомов приводит к значению* $\alpha \approx 0.5$*. Однако в купратных сверхпроводниках величина изотопического коэффициента может существенно зависеть от уровня легирования, значительно уменьшаться, приближаться к нулю или даже принимать отрицательные значения. В связи с этим в работе проводится сравнительный анализ теорий БКШ и Мигдала–Элиашберга, моделей с двумя бозонными модами, неадиабатических подходов, моделей Хаббарда–Холстейна, механизмов спиновых флуктуаций, поляронных и биполяронных моделей, а также подходов, учитывающих межслойное взаимодействие. Особое внимание уделено механизмам, в которых изотопическое замещение приводит к изменению не только фононных частот, но и эффективной массы носителей заряда, энергии спаривания, электронных корреляций, когерентности, характеристик псевдощели и межслойной связи. Проведённый сравнительный анализ показывает, что изотопический эффект в купратных сверхпроводниках целесообразно рассматривать как результат взаимосвязанного влияния решёточных, электронных и коллективных степеней свободы, а не как следствие изменения исключительно характерной фононной частоты.*

Ключевые слова: *изотопический эффект, изотопический коэффициент, критическая температура, теория БКШ, теория Мигдала–Элиашберга, полярон, биполярон, спиновые флуктуации, модель Хаббарда–Холстейна, купратные сверхпроводники, псевдощель.*

Kirish. O‘ta o‘tkazuvchanlikdagi izotop effekti kristall panjarasidagi atom yoki ion massasini o‘zgartirish natijasida o‘ta o‘tkazuvchanlikning, avvalo kritik temperatura T_c ning, o‘zgarishida namoyon bo‘ladi. Izotop almashtirishda kimyoviy tarkib va elektronlar soni ideal holda deyarli o‘zgarmaydi, biroq panjara dinamikasining massaviy parametri o‘zgaradi. Shu sababli izotop effekti elektron–panjara o‘zaro ta’sirining o‘ta o‘tkazuvchanlikdagi rolini baholash uchun muhim eksperimental mezon hisoblanadi [1].An’anaviy BKSh nazariyasida o‘ta o‘tkazuvchanlik elektron–fonon o‘zaro ta’siri natijasida hosil bo‘ladigan Kuper juftliklari bilan izohlanadi. Soddalashtirilgan modelda kritik temperatura xarakterli fonon chastotasiga bog‘liq bo‘lib, Debay chastotasining $\omega_D \propto M^{-1/2}$ ko‘rinishidagi massaviy bog‘liqligi izotop koeffitsiyentining $\alpha \approx 0{,}5$ qiymatini beradi [1,2]. Ushbu natija izotop effektining klassik mezoni sifatida qaraladi. Yuqori T_c li kupratlarda esa izotop effektining manzarasi ancha murakkab. Tajribaviy natijalar va nazariy hisoblar izotop koeffitsiyentining legirlanish darajasi, elektron tuzilma, psevdotirqish va kristall panjarasi xususiyatlariga sezgirligini ko‘rsatadi [3,4,5]. Ayrim holatlarda α ning 0,5 dan ancha kichik, nolga yaqin yoki manfiy bo‘lishi izotop massasining ta’sirini faqat fonon chastotasi bilan tushuntirish yetarli emasligini ko‘rsatadi.Shu nuqtai nazardan, kupratlardagi izotop effektini izohlash uchun fonon spektrining batafsil tuzilishi, elektron–fonon bog‘lanishining kuchi, elektron korrelyatsiyalari, spin fluktuatsiyalari, polaronik qayta normallashuv, bipolaronik juftlashish va qatlamlararo kogerentlik kabi omillarni birgalikda ko‘rib chiqish zarur. Mazkur ishning maqsadi - mavjud adabiyotlarda keltirilgan asosiy nazariy yondashuvlarni yagona tizimga keltirish, ularning izotop effektini shakllantirish mexanizmlarini qiyoslash va yuqori T_c li kupratlarda anomal izotop koeffitsiyentining mumkin bo‘lgan sabablarini tahlil qilishdir.

Adabiyotlar tahlili va tadqiqot metodologiyasi. Adabiyotlar tahlili guruhlash va qiyosiy tahlil tamoyillari asosida olib borildi. Avvalo an’anaviy BKSh hamda elektron mexanizmlari bilan bog‘liq yondashuvlar ko‘rib chiqildi [1,2]. Keyingi bosqichda kupratlardagi noan’anaviy izotop effektlarini tushuntirishga qaratilgan bipolaronik va umumiy elektron mexanizmlariga oid ishlar tahlil qilindi [3,4,5]. Shundan so‘ng ikki-bozonli, Migdal–Eliashberg va nonadiabatik modellar ko‘rib chiqildi [6,7,8,9,10,11].Keyingi guruhni spin-fluktuatsion, qatlamlararo ta’sirlashuv, polaron va bipolaron nazariyalari tashkil etdi [14,15,16,17,18,19,20,21,22]. Elektron korrelyatsiyalarini ifodalovchi Hubbard va Hubbard–Holstein modellarining izotop effektiga ta’siri alohida tahlil qilindi [23,24,25,26]. Shuningdek, umumiy nazariy kontekstni to‘ldiruvchi manbalar ham ko‘rib chiqildi [27,28,29,30,31].Har bir nazariy yondashuv uchta asosiy mezon bo‘yicha taqqoslandi: (i) izotop massasining modeldagi qaysi fizik kattaliklarga kirishi; (ii) T_c yoki psevdotirqish uchun izotop koeffitsiyentining qanday hosil bo‘lishi; (iii) kupratlarda kuzatiladigan kichik, legirlanishga bog‘liq yoki manfiy izotop effektlarini tushuntirish imkoniyati. Bunda $\alpha = -d\ln T_c/d\ln M$ asosiy qiyosiy parametr sifatida qabul qilindi [1].

Natijalar.

1. BKSh nazariyasida izotop effekti

BKSh nazariyasining sodda chegarasida kritik temperatura

$$T_c = 1.14\omega_D \exp\left[-\frac{1}{N(0)V}\right] \qquad (1)$$

ko‘rinishida ifodalanadi. Debay chastotasi panjara atomlari massasiga taxminan $\omega_D \propto M^{-1/2}$ qonun bo‘yicha bog‘langanligi sababli T_c ham izotop massasiga bog‘liq bo‘ladi va $\alpha \approx 0{,}5$ qiymat olinadi [1,2]. Demak, izotop massasi ortganda xarakterli fonon chastotasi kamayadi va boshqa parametrlar o‘zgarmagan holda T_c pasayishi kutiladi.Swihart BKSh va Bogolyubov nazariyalari doirasida izotop effektining mikroskopik kelib chiqishini tahlil qilgan. Ushbu yondashuv izotop effektining asosiy fizik manbasini aniq ko‘rsatib bersa-da, kupratlarda kuzatiladigan kuchli legirlanishga bog‘liqlik va anomal α qiymatlarini to‘liq izohlash uchun kengaytirilgan modellar talab qilinadi [1].

2. Migdal–Eliashberg va ikki-bozonli yondashuvlar

Bir nechta bozon holatlari mavjud bo‘lganda, T_c ni yagona Debay chastotasi orqali ifodalash yetarli bo‘lmaydi. Ikki-bozonli modelda kritik harorat (2) ko‘rinishida ifodalanadi, bunda Ω_1 va Ω_2 — ikki boson modining xarakterli chastotalari, λ_1 va λ_2— ularga mos juftlashish konstantalari, μ esa Kulon pseudopotensialidir [6]. Ushbu ifodadan ko‘rinadiki, T_c massaga faqat bitta fonon chastotasi orqali emas, balki bir nechta boson modlarining chastotalari va ularning elektronlar bilan bog‘lanish kuchlari orqali bog‘liq. Shu sababli izotop koeffitsiyenti standart BKSh qiymati (α =0.5) dan sezilarli farq qilishi, hatto ayrim hollarda manfiy qiymatga ega bo‘lishi mumkin [6]. Migdal–Eliashberg formalizmi esa kuchli elektron–fonon bog‘lanishi va fonon spektrining batafsil tuzilishini hisobga olib, ushbu massaga bog‘liqlikni yanada aniq tavsiflaydi:

$$T_c = k\Omega_1 exp\left[\frac{-1+(\mu-\lambda_2)ln(\Omega_2/\Omega_1)}{\lambda_1+\lambda_2-\mu+\lambda_1(\mu-\lambda_2)ln(\Omega_2/\Omega_1}\right] \qquad (2)$$

Masalan, YH_6 da T_c va kritik magnit maydonlarning izotopik o‘zgarishi [7], PdH(D) tizimida esa teskari izatop effekti hodisasi [8] shu yondashuvlar doirasida tahlil qilingan.

3. Nonadiabatik nazariya

Adiabatik yaqinlashuvda elektronlar panjara ionlariga nisbatan tezroq harakat qiladi va elektron hamda fonon energiya masshtablari orasidagi nisbat kichik deb qaraladi. Biroq elektron energiyasi va fonon energiyasi masshtablari bir-biriga yaqinlashganda ushbu yaqinlashuvning cheklanishlari yuzaga keladi. Nonadiabatik yondashuvlarda bunday effektlar izotop koeffitsiyentini sezilarli ravishda o‘zgartirishi mumkin [9,10,11]. Bill, Kresin va Wolf yuqori T_c li materiallarda nonadiabatiklik hamda magnit aralashmalarning izotop effektiga ta’sirini tahlil qilgan [10]. Paci va boshq. esa polaronik va nonadiabatik rejimlarning anomal izotop effektlari bilan bog‘liqligini ko‘rsatgan [9]. Shunday qilib, nonadiabatik yondashuv izotop almashtirishning elektron–fonon o‘zaro ta’siri va juftlashish mexanizmi parametrlariga bilvosita ta’sirini ham hisobga oladi. Nonadiabatik nazariyaning eng muhim fizik parametri — elektron va fonon energiya masshtablarining nisbati:

$$\tau = \frac{\omega_{ph}}{E_F} \qquad (3)$$

4. Hubbard va Hubbard–Holstein modellarida izotop effekti

Kuchli elektron korrelyatsiyalarini hisobga olish uchun kupratlarda Hubbard–Holstein modeli muhim nazariy asoslardan biri hisoblanadi. Ushbu model Hamiltoniani (4) ko‘rinishida yoziladi:

$$H=-t\sum_{(ij),\sigma}(c_{i\sigma}{}^{\dagger}c_{j\sigma}+h.c.)+U\sum_i n_{i\uparrow}n_{i\downarrow}+\omega_0\sum_i b_i{}^{\dagger}b_i+g\sum_i n_i(b_i{}^{\dagger}+b_i) \qquad (4)$$

Bu yerda t elektronlarning panjara bo‘ylab harakatlanish amplitudasi, U esa Kulon itarilish energiyasi, ω_0 fononning xarakteristik chastotasi, g esa elektron–fonon o‘zaro ta’sir kuchini ifodalaydi [23–26]. Izotop almashtirilganda asosan $\omega_0\, M^{-1/2}$ o‘zgaradi, biroq T_c ning o‘zgarishi faqat ushbu chastota bilan belgilanmaydi: U, g va elektron korrelyatsiyalari bilan birgalikdagi ta’sir juftlashish mexanizmini va natijaviy izotop koeffitsiyentini qayta normallashtiradi. Shu sababli Hubbard–Holstein modeli doirasida standart BKSh qiymati (0.5) dan sezilarli og‘ishi mumkin [24–26]. Dahm va boshq. d-to‘lqinli o‘ta o‘tkazuvchanlik sharoitida izotop effekti va elektr qarshilikni Hubbard modeli asosida tahlil qilgan [24], Paci va boshq. esa dinamik o‘rtacha maydon nazariyasi yordamida elektron korrelyatsiyasi va elektron–fonon o‘zaro ta’sirining izotop koeffitsiyentiga birgalikdagi ta’sirini ko‘rsatgan [25,26].

5. Spin-fluktuatsion yondashuv

Spin-fluktuatsion modellarda elektron juftlashishining asosiy mexanizmi spin fluktuatsiyalari bilan bog‘lanadi va kritik harorat soddalashtirilgan holda (5) ko‘rinishida ifodalanadi:

$$T_c \sim \omega_{sf} exp(-\frac{1}{\lambda_{sf}}) \qquad (5)$$

bunda ω_{sf} spin fluktuatsiyalarining xarakteristik chastotasi, λ_{sf} esa spin-fluktuatsion juftlashish kuchini ifodalovchi samarali bog‘lanish o‘zgarmas kattalikdir. [12]. Ushbu ifodaga ko‘ra, agar juftlashish faqat spin fluktuatsiyalari orqali yuzaga kelsa, T_c ning izotop massasiga bog‘liqligi bevosita bo‘lishi shart

emas. Biroq spin fluktuatsiyalari fononlar bilan o‘zaro ta’sirlashganda ω_{sf} va λ_{sf} samarali ravishda o‘zgarishi mumkin, natijada izotop koeffitsiyenti nolga teng bo‘lmagan va standart BKSh qiymati (α =0.5) dan farq qiluvchi qiymatni qabul qilishi mumkin. Pao va Schüttler d-to‘lqinli spin-fluktuatsion modellar doirasida fononlarning qo‘shimcha hissasini hisobga olib, izotop koeffitsiyenti kupratlarda kuzatiladigan qiymatlardan kichik bo‘lishi mumkinligini ko‘rsatgan [12]. Demak, kuzatiladigan izotop effektini izohlashda spin fluktuatsiyalari bilan bir qatorda ularning panjara tebranishlari bilan o‘zaro ta’sirini ham hisobga olish zarur.

6. Polaron nazariyasi

Polaronik yondashuvda zaryad tashuvchisi kristall panjarasi bilan kuchli o‘zaro ta’sirlashib, uning atrofida lokal deformatsiya hosil qiladi. Izotop massasining o‘zgarishi fonon chastotasi bilan bir qatorda polaronning effektiv massasi va kogerent harakatiga ham ta’sir qilishi mumkin [15,16]:

$$T_c \propto \frac{n_s}{m_0^*} \qquad (6)$$

$$\alpha = -\frac{\partial lnT_s}{\partial lnM} = -\frac{\partial lnn_s}{\partial lnM} + \frac{\partial lnm_0^*}{\partial lnM} \qquad (7)$$

Shu sababli T_c ning izotop bog‘liqligi standart BKSh formulasidan sezilarli farq qilishi ehtimoli mavjud. Bussmann-Holder va Keller kupratlarda polaron hosil bo‘lishini noan’anaviy izotop effektlarining mumkin bo‘lgan manbalaridan biri sifatida ko‘rsatgan [15]. Weyeneth kislorod izotop effekti va polaronik o‘ta o‘tkazuvchanlik o‘rtasidagi bog‘liqlikni muhokama qilgan [16]. Kochelaev, Müller va Shengelaya esa kam legirlangan kupratlarda kislorod izotop effektini polaronik o‘ta o‘tkazuvchanlik bilan bog‘lab tahlil qilgan [22].

7. Bipolaron nazariyasi

Bipolaronik nazariyada ikkita zaryad tashuvchisi panjara deformatsiyasi vositasida bog‘langan juft holatni hosil qiladi. Bunday modelda izotop massasi fonon chastotasidan tashqari bipolaronning bog‘lanish energiyasi, effektiv massasi va kondensatsiya shartlariga ham ta’sir qilishi mumkin [3,17,18,19]:

$$k_B T_c \sim \frac{n_b}{m_b^*} \qquad (8)$$

Shu sababli izotop koeffitsiyentining kattaligi va hatto ishorasi standart BKSh natijasidan farq qilishi mumkin. Fung, Kwok va Lam bipolaron nazariyasi doirasida izotop effektining nazariy tahlilini amalga oshirgan [27]. Lakhno translation-invariant bipolaron modelida T_c va psevdotirqish haroratining izotop massasiga bog‘liqligini ko‘rib chiqib, izotop koeffitsiyentining manfiy bo‘lishi mumkinligini ko‘rsatgan [17,18]. Alexandrov va Zhao esa kupratlarda izotop effektining legirlanishga bog‘liqligini bipolaronik mexanizm nuqtayi nazaridan tahlil qilgan [3,19].

8. Psevdotirqish va izotop effekti

Kupratlarda psevdotirqish harorati T* va kritik temperatura T_c ning izotop massasiga bog‘liqligi bir xil bo‘lishi shart emas. Katta polaronlar modelida juftlashish psevdotirqishi uchun izotop effekti hisoblanib, $T^* > T_c$ bo‘lgan oldindan juftlashuv bosqichi ko‘rib chiqilgan [20]. Turli legirlanish sohalarida kichik, sezilarli va juda katta izotop effektlarining paydo bo‘lishi shu kabi modellar doirasida tahlil qilinadi. BKSh-tipidagi kuprat o‘ta o‘tkazuvchanligi uchun maxsus mezonlar hamda T_c ning noodatiy izotop effektlarini ham tahlil qilgan [5]. Keyingi ishlarda psevdotirqishdagi noodatiy izotop effekti T_c dan yuqoridagi oldindan juftlashuv va katta polaronlar mexanizmi bilan bog‘langan [21]. Bipolaronik psevdotirqish modelida esa manfiy izotop koeffitsiyentining fizik imkoniyati ko‘rsatilgan [17]:

$$T^* \propto \frac{n_p}{m_p^*} \qquad (9)$$

9. Qatlamlararo ta’sirlashuv

Kupratlarning qatlamli kristall tuzilishi sababli qatlamlararo elektron va panjara erkinlik darajalarining o‘zaro ta’siri izotop effektining kattaligiga ta’sir qilishi mumkin. Bilayer tizimlarda qatlamlararo bog‘lanish soddalashtirilgan holda (10) ko‘rinishida ifodalanadi:

$$H_\perp = -t_\perp \sum_{k,\sigma} (c_{1k\sigma}^\dagger c_{2k\sigma} + h.c.) - J_\perp \sum_i (b_{1i}^\dagger b_{2i} + h.c.) \qquad (10)$$

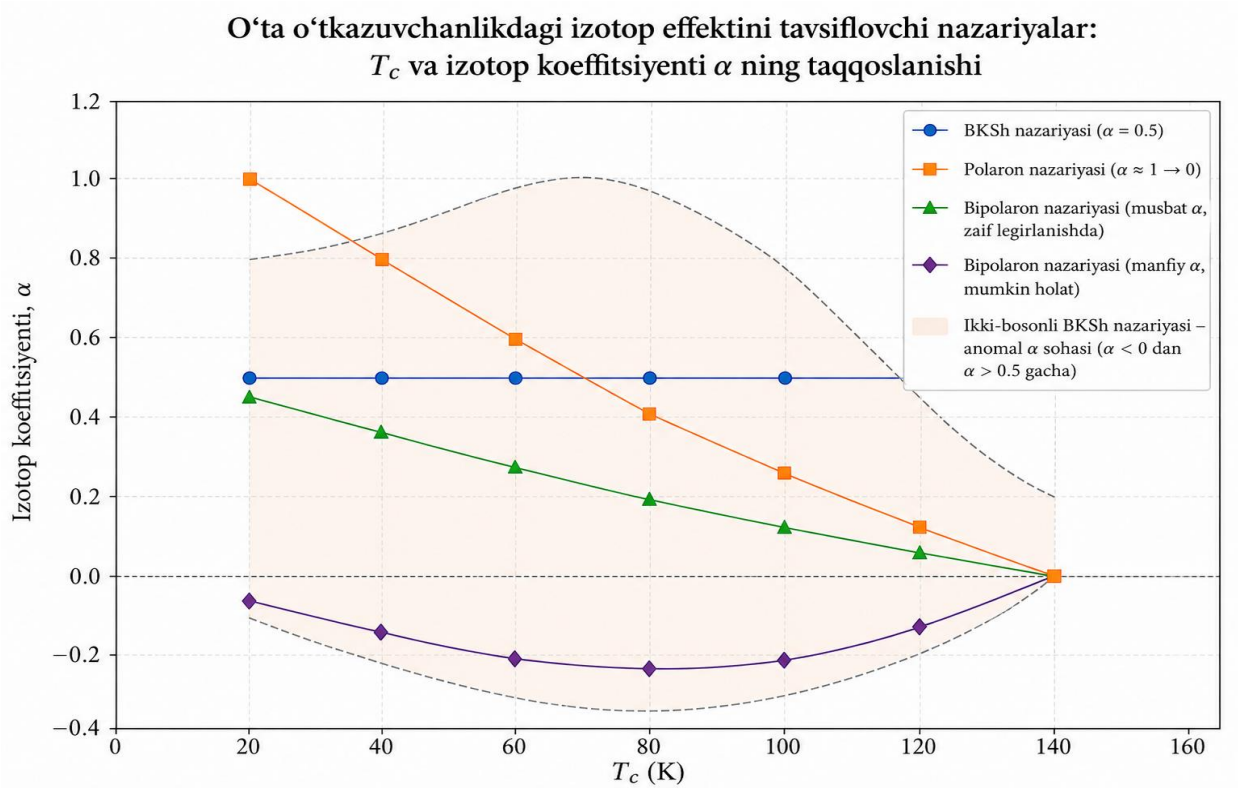
Bu yerda $t_\perp$ elektronlarning qo‘shni qatlamlar orasidagi tunnellanish amplitudasi, $J_\perp$ esa qatlamlararo fonon modlarining bog‘lanish kuchini ifodalaydi [13,14]. Izotop almashtirilishi fonon chastotalarini o‘zgartirishi orqali $J_\perp$bilan bog‘liq panjara dinamikasiga ta’sir qiladi, qatlamlararo elektron kogerentligi esa $t_\perp$ orqali tizimning samarali juftlashish xususiyatlarini o‘zgartiradi. Singh va boshq. qatlamlararo bog‘lanishning yuqori T_c kupratlardagi izotop effektiga ta’sirini tahlil qilgan [13], Tewari va boshq. esa psevdotirqish hamda qatlamlararo bog‘lanishning bilayer kupratlardagi izotop effektiga birgalikdagi ta’sirini ko‘rsatgan [14]. Shunday qilib, izotop effekti faqat bitta CuO_2 qatlamidagi lokal jarayon emas, balki qatlamlararo elektron kogerentligi, panjara dinamikasi va psevdotirqish bilan bog‘liq kollektiv hodisa sifatida qaralishi mumkin.

10. Nazariy yondashuvlarning qiyosiy tahlili

1-jadval. Izotop effektini tavsiflovchi asosiy nazariy yondashuvlarning qiyosiy taqqoslanishi

Nazariya	Izotop massasi ta’sir qilishi mumkin bo‘lgan asosiy kattaliklar	α	Asosiy manbalar
BKSh	Fonon chastotasi ω_D	Cheklangan; sodda holatda $\alpha \approx 0,5$	[1,2]
Migdal–Eliashberg	Fonon spektri va elektron–fonon bog‘lanishi	Kuchli bog‘lanish holatlarida	[7,8]
Ikki-bozonli BKSh	Bir nechta boson modlarining hissasi	standart qiymatdan og‘ish mumkin	[6]
Nonadiabatik	Elektron–fonon energiya masshtablari va uyurma tuzatishlari	Ayrim holatlarda sezilarli	[9–11]
Hubbard–Holstein	Fononlar va elektron korrelyatsiyasi	Mavjud	[23–26]
Spin fluktuatsiyasi	Spin va panjara fluktuatsiyalari	Oddiy modelda cheklangan	[12]
Polaron	Fonon chastotasi va effektiv massa	Mavjud	[15,16,22]
Bipolaron	Bog‘lanish energiyasi va effektiv massa	manfiy bo‘lishi ham mumkin	[3,17–19,27]
Qatlamlararo ta’sirlashuv	Qatlamlararo kogerentlik	Ikki qatlamli tizimlarda mumkin	[13,14]

Muhokama. Tahlil natijalari izotop effektining eng sodda fizik tasviri BKSh nazariyasida olinishi, ya’ni izotop massasining ortishi fonon chastotasini kamaytirib, boshqa parametrlar o‘zgarmaganda T_c ning pasayishiga olib kelishini ko‘rsatadi [1,2]. Biroq kupratlarda α ning legirlanishga bog‘liq o‘zgarishi, kichik yoki manfiy qiymatlarga ega bo‘lishi bu hodisaning faqat fonon chastotasi bilan cheklanmasligini ko‘rsatadi [3–5]. Migdal–Eliashberg, ikki-bozonli va nonadiabatik yondashuvlar kuchli elektron–fonon bog‘lanishi, turli boson modlari hamda elektron va fonon energiya masshtablarining nisbatini hisobga oladi [6–11]. Hubbard–Holstein, polaronik va bipolaronik modellar esa elektron korrelyatsiyasi, panjara deformatsiyasi, effektiv massa va juftlashish energiyasining izotop effektiga ta’sirini ko‘rib chiqadi [3,15–19,23–26].Shu bilan birga, mavjud natijalar biror modelni barcha eksperimental kuzatuvlarning universal izohi sifatida qabul qilishga yetarli emas. Izotop effektining kattaligi va ishorasi material, legirlanish va fizik sharoitga qarab o‘zgaradi. Shu sababli kupratlardagi izotop effektini elektron korrelyatsiyasi, panjara dinamikasi, spin fluktuatsiyalari, polaronik qayta normallashuv va qatlamlararo kogerentlikning o‘zaro ta’siri bilan bog‘liq ko‘p komponentli hodisa sifatida qarash maqsadga muvofiq [12–14,23–26]. Umuman, α ning o‘zi muayyan mexanizmni bir ma’noda aniqlamaydi; uning legirlanish, psevdotirqish va boshqa parametrlar bilan birgalikdagi o‘zgarishi nazariy modellarni baholashda muhim mezon hisoblanadi.



1-rasm. O‘ta o‘tkazuvchanlikdagi izotop effektini tavsiflovchi turli nazariyalar doirasida T_c va izotop koeffitsiyenti α ning taqqoslanishi

Grafik adabiyotlarda keltirilgan nazariy va hisoblash natijalarini umumlashtirish asosida tuzilgan bo‘lib, unda BKSh, ikki-bozonli, Migdal–Eliashberg, nonadiabatik, Hubbard–Holstein, spin-fluktuatsion, polaron, bipolaron va qatlamlararo bog‘lanish yondashuvlarining izotop effektini tavsiflash imkoniyatlari aks ettirilgan [1–27].

Xulosalar. Izotop effekti o‘ta o‘tkazuvchanlik mexanizmini baholashning muhim eksperimental mezoni bo‘lib, uning asosiy miqdoriy ko‘rsatkichi $\alpha = -d\ln T_c/d\ln M$ hisoblanadi [1]. Oddiy BKSh nazariyasida fonon chastotasining $M^{-1/2}$ ga bog‘liqligi $\alpha \approx 0{,}5$ natijani beradi, biroq kupratlardagi legirlanishga bog‘liq va anomal qiymatlarni bu yondashuv bilan to‘liq izohlab bo‘lmaydi [3–5]. Migdal–Eliashberg, ikki-bozonli va nonadiabatik modellar fonon spektri, kuchli elektron–fonon bog‘lanishi hamda elektron va fonon energiya masshtablarining nisbatini hisobga olib, izotop effektining murakkab xususiyatlarini tavsiflaydi [6–11]. Hubbard–Holstein va spin-fluktuatsion yondashuvlar esa elektron korrelyatsiyasi, spin fluktuatsiyalari va panjara erkinlik darajalarining o‘zaro ta’sirini hisobga olish zarurligini ko‘rsatadi [12,23–26]. Polaron va bipolaron nazariyalarda izotop massasi fonon chastotasidan tashqari effektiv massa, panjara deformatsiyasi va juftlashish energiyasiga ham ta’sir qilishi mumkinligi sababli kichik, legirlanishga bog‘liq va manfiy α qiymatlarini tushuntirish imkoniyati mavjud [3,15–19,22]. Psevdotirqish va qatlamlararo bog‘lanishni hisobga oluvchi modellar esa izotop effektining T_c bilan bir qatorda T* va boshqa fizik xususiyatlarda ham namoyon bo‘lishini ko‘rsatadi [13,14,17,20,21].Umuman, qiyosiy tahlil kupratlardagi izotop effektini faqat fonon chastotasining massa bilan bog‘liqligi orqali tushuntirish yetarli emasligini ko‘rsatadi. Elektron korrelyatsiyasi, polaron va bipolaron xossalar, spin fluktuatsiyalari, psevdotirqish hamda qatlamlararo kogerentlikni birgalikda hisobga oluvchi kompleks yondashuv izotop effektining turli anomal ko‘rinishlarini tushuntirish uchun istiqbolli hisoblanadi.

ADABIYOTLAR:

1 Swihart, J. C. Phys. Rev. 116(1) (1959) 45.
2 Carbotte, J. P., Nicol, E. J. Physica C 185 (1991) 162–167.
3 Alexandrov, A. S., Zhao, G. M. New J. Phys. 14(1) (2012) 013046.
4 Zhao, G. M., Keller, H., Conder, K. J. Phys.: Condens. Matter 13(29) (2001) R569–R587.
5 Dzhumanov, S., Oksengendler, B. L., Djumanov, S. S. Pramana 94(1) (2020) 8.
6 Sun, G., Lou, P. X., Lai, S. Q., Wang, D., Wang, Q. H. New J. Phys. 23(5) (2021) 053006.

7 Villa-Cortés, S., De la Peña-Seaman, O., Lawler, K. V., Salamat, A. Phys. Rev. B 108(2) (2023) L020506.

8 Villa-Cortés, S., Baquero, R. arXiv:1708.03916 (2017).

9 Paci, P., Capone, M., Cappelluti, E., Ciuchi, S., Grimaldi, C., Pietronero, L. Phys. Rev. Lett. 94(3) (2005) 036406.

10 Bill, A., Kresin, V. Z., Wolf, S. A. Z. Phys. B 104(4) (1997) 759–763.

11 Pietronero, L., Strässler, S. Europhys. Lett. 18(7) (1992) 627–633.

12 Pao, C. H., Schüttler, H. B. J. Phys. Chem. Solids 56(12) (1995) 1745–1746.

13 Singh, A., Pathak, P. K., Kishore, R. Physica C 415(3) (2004) 145–149.

14 Tewari, B. S., Ahlawat, M., Dhyani, A. Physica C 587 (2021) 1353895.

15 Bussmann-Holder, A., Keller, H. Eur. Phys. J. B 44(4) (2005) 487–490.

16 Weyeneth, S. High-Tc Copper Oxide Superconductors and Related Novel Materials, Springer (2017) 317–322.

17 Lakhno, V. D. Materials 14(17) (2021) 4973.

18 Lakhno, V. D. Condens. Matter 5(4) (2020) 80.

19 Alexandrov, A. S., Zhao, G. M. arXiv:1105.3124 (2011).

20 Dzhumanov, S., Ganiev, O. K., Djumanov, S. S. arXiv:1006.2892 (2010).

21 Dzhumanov, S., Baimatov, P. J., Djumanov, S. S. Physica C 513 (2015) 43–50.

22 Kochelaev, B. I., Müller, K. A., Shengelaya, A. J. Mod. Phys. 5(6) (2014) 473.

23 Kuhn, W., Wagner, M. Phys. Rev. B 23(2) (1981) 685.

24 Macridin, A., Jarrell, M. Phys. Rev. B 79(10) (2009) 104517.

25 Dahm, T., Manske, D., Fay, D., Tewordt, L. Phys. Rev. B 54(17) (1996) 12006.

26 Paci, P., Capone, M., Cappelluti, E., Ciuchi, S., Grimaldi, C. Phys. Rev. B 74(20) (2006) 205108.

27 Fung, P. C. W., Kwok, E. M. Y., Lam, C. C. Physica C 213(3–4) (1993) 359–369.

28 Nagaev, E. L. Phys. Lett. A 258(1) (1999) 65–73.

29 Kiefer, P. M., Hynes, J. T. J. Phys. Chem. A 108(52) (2004) 11793–11808.

30 Li, J., Xiong, S. J., Li, C., Jin, B., Zhang, Y. Q., Jiang, S. D., et al. CCS Chem. 3(9) (2021) 2548–2556.

31 Bruno, P. Phys. Rev. B 52(1) (1995) 411.