

Незначительное влияние на процесс осаждения оказывают температура и время перемешивания. Так, при продолжительности перемешивания 90 мин количество твердой фазы составляет 38,7%, которая оседает в течение 140 мин, а сокращение процесса перемешивания до 30 мин приводит к ускорению процесса осаждения до 135 мин. С увеличением температуры процесса до 80°C скорость процесса осаждения уменьшалась и продолжительность процесса осаждения достигала 145 мин.

Литература

1. Зайцев И.Д., Ткач Г.А., Стоев Н.Д. Производство соды. -М.: Химия, 1986. -С. 312.
2. Крашенников С.А. Технология соды. - М.: Химия, 1988. -С. 304.
3. Рамбергенов А.К. Разработка технологии производства кальцинированной соды из низкоконцентрированного печного газа. Дисс. на соискание ученой степени к.т.н. -Ташкент: 2009. -С. 174.
4. Патент № 100943 Польша. Переработка дистиллерной жидкости. / Krizala Josef, Danek Rostislav. // РЖХим 1979, 21 Л.: -С.188.
5. Куцина М.И., Расторгуева К.В. Способ подготовки твердых отходов содового производства для применения их в сельском хозяйстве. Труды НИОХИМ, -Черкассы: 1977. вып. -С.12, 28.
6. Посторонко А.И. Использование фильтровой жидкости содовых заводов для получения сложных минеральных удобрений. Труды НИОХИМ, -Черкассы: 1978. - вып. 53, -С.8.
7. Куцина М.И. Переработка отходов в содовой промышленности. Труды НИОХИМ, Харьков, 1978. вып. -С. 19, 47.
8. Турсундов Д.А., Реймов К.Д., Искендеров А.И. Утилизация дистиллерной суспензии Кунградского содового завода с использованием сульфатсодержащих солей Каракалпакстана. //Научно-техническая конференция магистров ТХТИ «Умидли кимёгарлар». Сборник трудов. -Ташкент: 2017.

РЕЗЮМЕ. Ҳозирги вақтда дунёда сода ишлаб чиқариш уни ишлаб чиқаришнинг тўртта усулига асосланган: аммиак, табиий содадан, нефелинлардан ва натрий гидроксидни карбониллаштириш. Маҳсулот ишлаб чиқариш ҳажмини оширишга мавжуд ишлаб чиқариш қувватларининг технологик жараёнларини такомиллаштириш, моддий ресурсларни тежаш, маҳсулот бирлигига нисбатан прогрессив истеъмол нормаларини жорий этиш орқали эришиш мумкин.

РЕЗЮМЕ. В настоящее время производство соды в мире основывается на четырёх способах её получения: аммиачном, из природной соды, из нефелинов и карбонизации гидроксида натрия. Повышение выпуска продукции может быть достигнуто за счёт усовершенствования технологических процессов действующих производств, экономии материальных ресурсов, внедрения прогрессивных норм расхода на единицу выпускаемой продукции.

SUMMARY. Currently, the production of soda in the world is based on four methods of its production: ammonia, from natural soda, from nephelines and carbonization of sodium hydroxide. An increase in product output can be achieved by improving the technological processes of existing production facilities, saving material resources, and introducing progressive consumption rates per unit of output.

LSCO/SCO O‘TA PANJARA O‘TA O‘TKAZUVCHANLIK KRITIK HARORATI HAQIDA

S.M.Otajonov – tayanch doktorant

B.Ya.Yavidov – fizika-matematika fanlari doktori, dotsent

Ajiniyoz nomidagi Nukus davlat pedagogika instituti

Tayanch so‘zlar: kupratlar, o‘tapanjara, pardalar, parda qalinligi, bipolaron, o‘ta o‘tkazuvchanlik, Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi.

Ключевые слова: купраты, сверхрешетка, пленки, толщина пленки, биполярон, сверхпроводимость, Бозе-Эйнштейновская конденсация.

Key words: cuprates, superlattice, films, film thickness, bipolaron, superconductivity, Bose-Einstein condensation.

1. Kirish. O‘ta o‘tkazuvchanlik (O‘O‘) fizikasi keyingi davr mobaynida shiddat bilan rivojlanmoda. Bundan qariyb 40 yil oldin, $La_{2-x}Ba_xCuO_{4+\delta}$ (LBCO) moddasida yuqori haroratli O‘O‘ (YuHO‘O‘) kashf etilganida O‘O‘ kritik harorat (T_c), 30K [1] atrofida bo‘lgan bo‘lsa, 2023-yilga kelib bu harorat xona harorati va hatto undan ham yuqorida bo‘lishi mumkinligi iddao qilinmoqda [2]. Shu davr mobaynida YuHO‘O‘ hodisasi turli tараfdan turli moddalarda o‘rganilganiga, juda ko‘p tajriba ma‘lumotlari to‘planganiga hamda YuHO‘O‘ hodisasining ayrim jihatlarini tushunishda ma‘lum darajada yutuqlarga erishilganiga qaramay, hanuzgacha yagona tamoyil negizida qurilgan YuHO‘O‘ nazariyasi yaratilmadi [3]. Albatta, qatlamsimon O‘O‘ strukturalar, yupqa pardalari va O‘P lar O‘O‘ xossalari o‘rganishga bag‘ishlangan nazariy ishlar mavjud [4-16]. Ammo, bu ishlarning aksariyati [4-13] Bardin-Tupper-Shriffer (BKSh) nazariyasi [17] tamoyiliga asoslangan bo‘lib, O‘O‘ strukturalar, yupqa pardalari va O‘P larning O‘O‘ da YuHO‘O‘ larga xos jihatlar qaralmagan. Okamoto va Maier ishi [16] da YuHO‘O‘ lardan iborat ko‘p qatlamli struktura O‘O‘ xossalari kvazi ikki o‘lchamli Habbard modelida qaralgan, ammo, kupratlarda muhim ahamiyat kasb etadigan elektron-fonon ta‘sirinishi (EFT) inobatga olinmagan. Vaholanki, ko‘pchilik tajribalarning ko‘rsatishicha EFT kupratlarda yetarli darajada kuchli bo‘lib, zaryad ta‘shuvchisi **polaron** tabiatiga ega [18].

Biz bu maqolada aynan ana shunday tadqiqot obyektlarini qaraymiz. U ham bo‘lsa, tuzulish va tarkib jihatdan boshqa YuHO‘O‘ larga nisbatan ancha soddaroq $La_{2-x}Sr_xCuO_{4+\delta}$ (LSCO) moddasi, jumladan LSCO negizida qurilgan (yasalgan, o‘stirilgan) O‘P ni qarab chiqamiz. Shuni alohida ta‘kidlash joizki, LSCO O‘P larining O‘O‘ xossalari hajmiy LSCO O‘O‘ xossalariidan keskin farq qilishi ko‘pchilik tajribalarda aniqlangan. Xususan, (001)

yo‘nalish bo‘yicha o‘stirilgan $La_{2-x}Sr_xCuO_4/Sm_2CuO_4$ (LSCO/SCO) O‘P sining O‘O‘ T_c , O‘P dagi LSCO yarim qatlamlar soniga bog‘liq ekanligini tajribalarda aniqlangan [19,20]. LSCO/SCO O‘P si O‘O‘ T_c ning LSCO yarim qatlamlar soniga bunday bog‘liqligi [19,20] ish mualliflari Tabata va b., tomonidan de Gennes-Werthamer (dGW) nazariyasi [4,5] negizida tushuntirilgan. dGW nazariyasi bo‘yicha hisoblangan LSCO/SCO O‘P O‘O‘ T_c qiymatlari tajriba bilan O‘P qalinligi 15 nm dan katta qiymatlariga mos kelishi topilgan [20]. Bizning fikrimizcha, bunday tafovutning mavjud bo‘lishining asosiy sababi dGW nazariyasida LSCO kupratlarga xos jihatlar inobatga olinmaganligidir. Xususan, LSCO/SCO O‘P sida polaron samarasi inobatga olinmagan. Quyida biz aynan shu masala ya‘ni LSCO/SCO O‘P sining O‘O‘ T_c , O‘P dagi LSCO yarim qatlamlar soniga bog‘liqligi ushularini polaron tamoyili negizida o‘rganamiz. Buning uchun biz LSCO/SCO O‘P si LSCO yupqa pardasidagi zaryad tashuvchisini kengaytirilgan Holstein modeli negizida [21,22], LSCO yupqa pardasi O‘O‘ ligini esa YuHO‘O‘ likning qo‘sh tugunli bipolaronlar O‘O‘ tamoyilida qaraymiz [23]. Tamoyilga ko‘ra LSCO kupratida mo‘tadil haroratlarda zaryad tashuvchisi polaron bo‘lib, yetarlicha past haroratlarda polaronlar juftlashib qo‘sh tugunli bipolaronlarni hosil qiladi hamda O‘O‘ holat qo‘sh tugunli bipolaronlardan iborat ideal Boze gaz Boze-Eynshteyn kondensatsiyasi (BEK) tufayli vujudga keladi. Shu sababdan, biz O‘O‘ T_c ni qo‘sh tugunli bipolaronlardan iborat ideal Boze gaz BEK harorati T_{BEK} ga teng deb qabul qilamiz.

2. Nazariy model. O‘ta o‘tkazuvchanlikning bipolaron modeliga ko‘ra, kupratlarning o‘ta o‘tkazuvchanlikning yuqori T_c i qo‘sh tugunli bipolaron gaz (suyuqlik) ning BEK sababli bo‘ladi [23]. Quyidagicha oddiy farazlarni qabul qilib olamiz: (i) qo‘sh tugunli

bipolaronlar ideal gazni hosil qiladi; (ii) bipolaron massasi ikkita polaron massasiga teng, $m_{bp} = 2m_p$ va (iii) kupratlar kuchli EFT ta'sirlashuvda va (iv) noadiabatik rejimda. U holda, qo'shtugunli bipolaronlar ideal gazining BEK harorati, T_{BEC} , ni quyidagicha hisoblash mumkin [24]:

$$T_{BEC} = \frac{3.31\hbar^2 n^{2/3}}{2k_B m^*} e^{-g^2}. \quad (1)$$

Bu yerda $\hbar(k_B)$ Plank (Boltsman) doimiysi, m^* - zaryad tashuvchisining zonali massasi (erkin elektron massiga teng deb olingan), n – qo'shtugunli bipolaronlar zichligi, g^2 - polaron massasining eksponensial ortishini tavsiflovchi faktor. Yuqoridagi fikrlarni quyidagi faktlar orqali isbotlash mumkin: (i) kupratlardagi zaryad tashuvchilarning zichligi ma'lum darajada kichkina (o'ta siyrak), va (ii) kuprat oksidlarda bipolaronlar orasidagi Kulon itarish kuchi ionli erkanlash orqali sezilarli darajada kamaygan bo'ladi [25]. Kupratlarda EFT kuchli va elektron (kovak) lar tizimi kuchli muvofiqlashgan ("correlated") bo'lganligi sabab, zaryad tashuvchisi xossalarini o'rganish uchun kengaytirilgan Holstein-kengaytirilgan Hubbard modeli yoki Fryolix-Kulon modeli [26] keng qo'llaniladi. Bu model xulosasiga ko'ra, kuchli elektron-fonon ta'sirlashish mavjud bo'lganda noadiabatik polaron massasining eksponensial ortishini tavsiflovchi faktor quyidagicha aniqlanadi [21,22]:

$$g^2 = \gamma \frac{E_p}{\hbar\omega}. \quad (2)$$

Bu yerda

$$\gamma = 1 - \frac{\sum_m f_m(n) f_m(n+a)}{\sum_m f_m^2(n)} \quad (3)$$

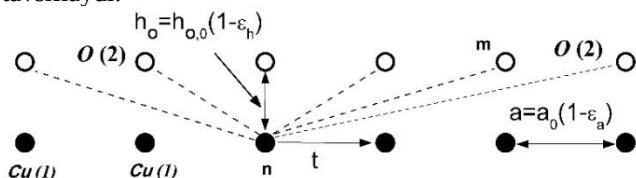
sonli koeffitsiyendir,

$$E_p = \frac{1}{2M\omega^2} \sum_m f_m^2(n) \quad (4)$$

polaron energiyasi, M esa apikal kislorod ionining massasi, ω - ionning doiraviy tebranish chastotasi, $f_m(n)$ - panjaraning n -tugunida joylashgan zaryad tashuvchisining panjaraning m -tugunida joylashgan ion bilan ta'sirlashish kuchi bo'lib (1-rasm), u quyidagicha aniqlanadi:

$$f_m(n) = \frac{\kappa h_{O,O}(1-\varepsilon_h)}{[|(n-m)a_0(1-\varepsilon_i)|^2 + (h_{O,O}(1-\varepsilon_h))^2]^{3/2}}. \quad (5)$$

Ta'sirlashish kuchi ifodasi (3) dagi κ - biror doimiy, a_0 - kupratlarning CuO_2 tekisligidagi panjara doimiysi, $h_{O,O}$ - $\text{Cu}(1)$ - $\text{O}(2)$ ionlar oralig'ining muvozanatli masofasi, ε_a - va ε_h - lar esa panjaraning mos ravishda a_0 - va $h_{O,O}$ - lar nisbiy deformatsiyasi (tarangligi). Panjara doimiylari nisbiy deformatsiya (taranglik) larini $\varepsilon_a = (a_0 - a)/a_0$ va $\varepsilon_h = (h_{O,O} - h_0)/h_{O,O}$ formulalar orqali aniqlaymiz, "0" indeksga ega (ega emas) panjara doimiysi deformatsiyalanmagan (deformatsiyalangan) holatni tavsiflaydi.



1-rasm. Kupratlar panjarasining zanjirli modeli. CuO_2 tekisligiga oid $\text{Cu}(1)$ ionlar zanjiri bo'ylab harakatlanuvchi zaryad tashuvchisi $\text{O}(2)$ apikal ionlar bilan (3) ifoda bilan berilgan kuch (punktir chiziqlar) orqali ta'sirlashadi. t - zaryad tashuvchisining tugunlararo sakrash integrali.

Odatda, kuprat pardalari biror taglik (LaSrAlO_4 , SrTiO_3 , MgO va h.k.) da o'stiriladi. Parda va taglik panjalari doimiylari o'zaro mos kelmasligi bois parda panjarasi taranglashgan (siqilgan yoki cho'zilgan) holda bo'ladi.

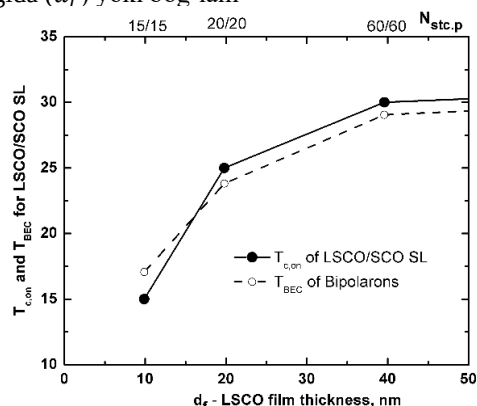
Xususan, kuprat pardasi (001) yo'nalishda o'stirilganda CuO_2 -tekislikda vujudga kelgan taranglik [27]

$$\varepsilon_{ab} = \frac{2\mu}{4\pi(1-\nu)\bar{B}} \cdot \frac{\ln(h_f/\bar{a})}{(h_f/\bar{a})}. \quad (6)$$

formula bo'yicha hisoblanishi mumkin. Bunda, $\bar{B}$ - kupratning biaksial taranglik (elastik) moduli, μ - kuprat siljish moduli, ν - Puasson koeffitsienti, h_f - parda qalinligi va $\bar{a}$ - kupratning CuO_2 tekisligi panjarasi doimiysi a va taglik panjarasi doimiysi a_s larning o'rtachasi: $\bar{a} = (a + a_s)/2$. Agar kupratning c - o'qi bo'yicha taranglashgan va taranglashmagan panjara doimiylari, mos ravishda, c va c_0 bo'lsa, u holda shu o'q bo'yicha panjara doimiysi tarangligi $\varepsilon_c = (c_0 - c)/c_0$ bilan aniqlanadi hamda ta'rifga binoan Puasson koeffitsienti $\nu = -\varepsilon_c/\varepsilon_{ab}$ munosabatdan topiladi. Kupratlar, kuchli anizotrop va kvazi ikki o'lchamli tuzulishga ega bo'lganligi sabab, ε_c va ε_h lar o'zaro teng bo'lmashligi mumkin. Odatda, $\varepsilon_h > \varepsilon_c$. Tajribada, hatto, $\varepsilon_h \cong 2\varepsilon_c$ [28] va $\varepsilon_h \cong 4.83\varepsilon_c$ [29] qiymatlar topilgan. Yuqorida o'rnatilgan munosabatlar yordamida, biz keyingi bo'limda, (001) yo'nalish bo'yicha o'stirilgan $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4/\text{Sm}_2\text{CuO}_4$ (LSCO/SCO) O'P si O'O' KH, T_c ning, O'P dagi LSCO yarim qatlamlar soniga bog'liqligini sifat va miqdor jihatdan o'rganamiz.

3. Natijalar va muhokama. Bizning ishimizda, qo'shtugunli bipolaronlar ideal gazining BEK harorati, T_{BEC} (1), tizimning ikki asosiy parametrlari orqali ifodalanadi: (i) qo'shtugunli bipolaronlar zichligi n va (ii) polaron massasi ortishining eksponentasi g^2 . Bu ikki parametrlar n va g^2 ning ikkalasi ham panjara tarangliklari ε_a va ε_c ga bog'liq. O'z navbatida, (6) tenglamaga muvofiq parda kritik qalinligi $d_{f,c}$ tarangliklar orqali ifodalanadi. Ya'ni, T_{BEC} va kritik qalinlik $d_{f,c}$ o'rtasidagi bilvosita aloqa (moslik) bor. Bu esa T_{BEC} kritik qalinlikka bog'liq ekanligini bildiradi. Shuni ta'kidlab o'tish kerakki, (6) formula bilan berilgan taranglik ε_{ab} va kritik qalinlik $d_{f,c}$ o'rtasidagi munosabat Chen va b., [30] va Lin va b., [31] tomonidan LSCO yupqa pardalari O'O' KH T_c ning parda kritik qalinligi $d_{f,c}$ ga bog'liqligini o'rganish uchun ishlatilgan. Chen va b., [30] va Lin va b., [31] ishlarida kengaytirilgan t - J modeli qo'llanilgan va O'O' tartib parametri d -to'lqin simmetriyasiga ega deb qabul qilingan. Vaholanki, ko'pchilik tajribalar natijalari BKSh ning standart nazariyasiga mos emas [32]. Chen va b., [30] va Lin va b., [31] ishlariga, muqobil o'laroq, qo'shtugunli bipolaronlar BEK tamoyiliga asoslangan nazariy model [33] ishda taklif etilgan. Bu model negizida $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4/\text{Sm}_2\text{CuO}_4$ (LSCO/SCO) O'P O'O' T_c sining O'P dagi LSCO yarimqatlamlar soni ($N_{stc,p}$) ga bog'liqligini qarab chiqamiz. Tabata va b., ning [19,20] ishlarida LSCO/SCO O'Plar O'O' KH T_c ning qiymati bog'lam davriyligiga yoki LSCO yarimqatlamlar soni ($N_{stc,p}$) ga bog'liqligi aniqlangan. Xususan, LSCO/SCO O'P da yarimqatlamlar soni $N_{stc,p}=15/15$, $30/30$ va $60/60$ qiymatlarga teng bo'lganida, O'P O'O' KH $T_{c,on}$ ning qiymatlari, mos ravishda, 15K, 25K va 30K larga teng bo'lgan (hajmiy LSCO uchun $T_{c,on}=38K$). LSCO/SCO O'P O'O' KH $T_{c,on}$ qiymatlarining LSCO yarimqatlamlar soni $N_{stc,p}$ ga bog'liqligini de Gennes-Werthamer (dGW) nazariyasi [4,5] negizida tushuntirishga bo'lgan urinishni muvaffaqiyatli deb bo'lmaydi. Yuqorida ta'kidlanganidek, kupratlarda zaryad tashuvchisi polaron tabiatga ega. Aynan shu jihat dGW nazariyada inobatga olinmagan. Bipolaronlar ideal gazining BEK haroratini biz (1) bo'yicha hisoblaymiz. Hisoblashlarda, quyidagi panjara parametrlaridan foydalanildi: hajmiy LSCO uchun $a_b=0.378$ nm va $c_b=1.323$ nm, Puasson koeffitsienti $\nu=0.272$, siljish moduli $\mu=67.4$ Gpa, (001) yo'nalishda o'stirilgan LSCO pardaning biaksial taranglik (elastik) moduli $\bar{B}=248$ Gpa, Cu-O_{apex} masofasi 0,241115 nm. SCO

uchun $a_s=0.391$ nm. Bundan tashqari, biz juda qalin O'P da 1mm LSCO pardasi uchun $T_c=T_{BEC}=38K$ ni deb oldik. Biz taklif qilayotgan yondashuvga binoan, LSCO/SCO O'P O'O' KH T_c qo'shtugunli bipolaronlar ideal gazining BEK harorati T_{BEC} bilan bog'liq. O'P da $N_{stc,p}$ va LSCO yupqa parda qalinligi (d_f) o'rtasidagi moslik $d_f=c_f N_{stc,p}/2$ formulasi orqali aniqlanadi. Biz T_{BEC} ni turli parda qalinligida (d_f) yoki bog'lam



2-rasm. LSCO/SCO O'P O'O' KH T_c ning O'P dagi LSCO pardasi qalinligi d_f yoki O'P dagi LSCO yarimqatlamlar soni $N_{stc,p}$ ga bog'liqligi.

davriyliklarida ($N_{stc,p}$) hisoblab chiqdik va 15/15, 30/30 va 60/60 bog'lam davriyliklardagi O'P ning T_{BEC} mos ravishda 17.07K, 23.81K va 29.05K ga teng ekanligini aniqladik. LSCO/SCO O'P sining tajribada topilgan KH T_c va bizning yondashuv asosida nazariy hisoblab topilgan

T_{BEC} qiymatlarining O'P dagi LSCO pardasi qalinligi d_f yoki O'P dagi LSCO yarimqatlamlar soni $N_{stc,p}$ ga bog'liqligi 2-rasmda keltirilgan. Rasmdan ko'rinish turganidek, $T_{c,on}$ va T_{BEC} o'rtasida ma'lum darajada moslik mavjud. Nazariy natijalarning tajribaga yaqin chiqishi biz taklif etgan yondashuvimiz LSCO/SCO O'P lardagi O'O' hodisasini qoniqarli darajada tushuntira olishini anglatadi.

4. Xulosa. Biz ushbu maqolada LSCO/SCO O'P sining O'O' ni nazariy jihatdan o'rgandik. O'rganish yondashuvimiz negizini kengaytirilgan Holstein modeli va YuHO'O' ning bipolaron modeli tashkil etadi. Xususan, yondashuv doirasida LSCO/SCO O'P O'O' KH T_c ning O'P dagi LSCO pardasi qalinligi d_f yoki O'P dagi LSCO yarim qatlamlar soni $N_{stc,p}$ ga bog'liqligi o'rganildi. Bunda biz, KH T_c ni O'P tarkibidagi LSCO kuprati zaryad tashuvchisi polaronlarning quyi haroratlarda hosil qiladigan qo'shtugunli juftliklari – bipolaronlar ideal gazi BEK harorati T_{BEC} bilan to'g'ridan-to'g'ri bo'gladiq (teng deb qabul qildik). Hisoblash natijalarida LSCO/SCO O'P O'O' KH T_c ning O'P dagi LSCO pardasi qalinligi d_f yoki O'P dagi LSCO yarim qatlamlar soni $N_{stc,p}$ ga bog'liqligi o'rni xuddi shu miqdorlardan T_{BEC} ning bog'ligini o'rganish mumkin ekanligi ko'rsatildi. Kengaytirilgan Holstein modeli va YuHO'O' ning bipolaron modeli asosida T_c va T_{BEC} orasida o'zaro muvofiqlik mavjudligi topildi. Tajriba natijalari qoniqarli tushuntirildi. Maqolada ilgari surilgan yondashuv boshqa O'P lar O'O' larini o'rganishda ham qo'llanilishi mumkin.

Adabiyotlar

1. Bednorz J.G., Muller K.A., *Z. Phys. B* **64**,189 (1986).
2. S.B. Lee et al., *J. Korean Cryst. Growth Cryst. Technol.*, **33**(2), 61 (2023). (in Korean)
3. Singh N. *Physica C* **580**, 1353782 (2021).
4. Werthamer N.R. *Phys. Rev.* **132**, 2440 (1963).
5. P.G. de Gennes, *Rev. Mod. Phys.* **36**, 225 (1964).
6. E.I. Kats, *Sov. Phys. JETP* **29**, 897 (1969); **31**, 787 (1970).
7. W. Lawrence and S. Doniach, in *Proceedings of the 12th Int. Conf. on Low Temperature Physics*, edited by Eizo Kanda (Academic Press of Japan, Kyoto, 1971), p. 361.
8. R.A. Klemm et al., *Phys. Rev. B* **12**, 877 (1975).
9. S. Takahashi and M. Tachiki, *Phys. Rev. B* **33**, 4620 (1986).
10. S. Takahashi and M. Tachiki, *Phys. Rev. B* **34**, 3162 (1986).
11. P.R. Auvil and J.B.Ketterson, *Jpn. J. Appl. Phys.*, **26**, 1461 (1987).
12. P.R. Auvil et al., *J. Low. Temp. Phys.*, **74**, 103 (1989).
13. A.Yu. Kitaev and L.S. Levitov, *Sov. Phys. JETP* **68**, 176(1989).
14. Y. Tanaka and M. Tsukada, *Phys. Rev. B* **44**, 7578 (1991).
15. Y. Tanaka and M. Tsukada, *J. Phys. Soc. Japan* **60**, 1327 (1991).
16. S. Okamoto and Thomas A. Maier, *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 156401 (2008).
17. J. Bardeen et al., *Phys. Rev.* **106**, 162 (1957); **108**, 1175 (1957).
18. A. Bussmann-Holder et al., *Eur. Phys. Lett.* **101**, 47004 (2013).
19. H. Tabata et al., *Appl. Phys. Lett.* **58**, 1444 (1991).
20. H. Tabata et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2633 (1993).
21. A.S. Alexandrov and P.E. Kornilovich, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 807 (1999).
22. A.S. Alexandrov and B.Ya. Yavidov, *Phys. Rev. B* **69**, 073101 (2004).
23. S.Alexandrov, *Theory of Superconductivity: From Weak to Strong Coupling*, (IOP Publishing Ltd., Bristol and Philadelphia, 2003).
24. B. Yavidov, *Phys. C* **471** (3–4) 71 (2011).
25. A. Alexandrov, N. Mott, *Polarons and Bipolarons*, World Scientific, Singapore, 1995, p. 191.
26. A.S.Alexandrov, P.E.Kornilovich, *J. Phys.: Condens. Matter.* **14**, 5337 (2002).
27. E.Olsson, S.L.Shinde, in *Interfaces in High-Tc Superconducting Systems*, edited by S.L.Shinde and D.A.Rudman (Springer-Verlag, New York, 1994), p. 116.
28. S. Pei et al., *Physica C* **169**, 179 (1996).
29. M. Abrecht et al., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 057002 (2003).
30. X.J. Chen et al., *Phys. Rev. B* **61**, 9782 (2000).
31. H.Q. Lin et al., *Physica C* **341-348**, 445 (2000).
32. I. Božović, *Proc. of 7th ICSM-2021*, Oct 21-27, Milas-Bodrum Turkey, 2021, p. 2.
33. Yavidov B. and Khajibaev D., *J. Low Temp. Phys.* **213**, 291 2023.

REZYUME. Ushbu maqolada $La_{2-x}Sr_xCuO_4/Sm_2CuO_4$ o'ta panjara o'ta o'tkazuvchanligi nazariy qaralgan. Nazariy yondashuvimiz negizini kengaytirilgan Holstein modeli va o'ta o'tkazuvchanlikning bipolaron modeli tashkil etadi. Xususan, $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4/Sm_2CuO_4$ o'ta panjara o'ta o'tkazuvchanlik kritik harorati T_c ning o'ta panjaradagi $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ pardasi qalinligi (d_f) yoki o'ta panjaradagi $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ yarim qatlamlar soni $N_{stc,p}$ ga bog'liqligi o'rganildi. $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ dagi qo'shtugunli bipolaronlar gazi Bose-Eynshteyn kondensatsiyasi tamoyili asosida kritik harorat T_c ning o'tapanjaradagi $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ pardasi qalinligi (d_f) yoki o'ta panjaradagi $La_{1.85}Sr_{0.15}CuO_4$ yarim qatlamlar soni $N_{stc,p}$ ga bog'liqligini tushuntirish mumkinligi ko'rsatilgan.

РЕЗЮМЕ. В статье теоретически рассмотрено сверхпроводимость сверхрешеток $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4/\text{Sm}_2\text{CuO}_4$. Теоретический подход основан на расширенной модели Холстейна и биполярной модели сверхпроводимости. В частности, изучено зависимость критической температуры сверхпроводимости сверхрешетки $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4/\text{Sm}_2\text{CuO}_4$ от толщины пленки (d_f) купрата $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ или числа полуслоев $N_{\text{stc},p}$ купрата $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ в сверхрешетке. Показано, что на основе концепции Бозе-Эйнштейновской конденсации газа двухузловых биполяронов в $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ объясняется зависимость критической температуры сверхпроводимости сверхрешетки $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4/\text{Sm}_2\text{CuO}_4$ от толщины пленки (d_f) купрата $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ или числа полуслоев $N_{\text{stc},p}$ купрата $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ в сверхрешетке.

SUMMARY. In this paper, the superlattice superconductivity of $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4/\text{Sm}_2\text{CuO}_4$ has been theoretically considered. Our theoretical approach is based on the extended Holstein model and the bipolaron model of superconductivity. In particular, the dependence of the $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4/\text{Sm}_2\text{CuO}_4$ superlattice superconducting critical temperature T_c on the thickness (d_f) of the $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ film in the superlattice or the number of $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ half-layers $N_{\text{stc},p}$ in the superlattice was studied. Based on the principle of Bose-Einstein condensation of two-node bipolaron gas in $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$, it was shown that it is possible to explain the dependence of critical temperature T_c on the $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ film thickness (d_f) in the superlattice or the number of $\text{La}_{1.85}\text{Sr}_{0.15}\text{CuO}_4$ half-layers $N_{\text{stc},p}$ in the superlattice.

TENZORDÍN FIZIKADA QOLLANÍLÍWÍ

S.A.Tanirbergenov – fizika-matematika ilimleriniñ kandidati, docent

D.A.Reymova – magistrant

Ájiniyaz atındaǵı Nókis mámleketlik pedagogikalıq instituti

Tayanch soʻzlar: skalyar, invariant, vektor, jism, inerciya markazi, chiziqli tezlik, integral.

Ключевые слова: скаляр, инвариант, вектор, фигура, центр инерции, линейная скорость, интеграл.

Key words: scalar, invariant, vector, figure, center of inertia, linear velocity, integral.

Sonday fizikalıq processler bar, olardaǵı tekserilip atırǵan obyektin xarakteristikaları tenzor túsiniǵe alıp keledi. Belgili bolǵanıday obyektin xarakteristikası invariantlıq qásiyetke iye bolıwı kerek, yaǵnıy koordinatalar sistemasın tańlawǵa baylanıslı bolmawı lazım [1]. Fizikadaǵı skalyar shamalar qatarına kırıwshi massa, zaryad hám t.b. lar invariantlıǵı óz-ózinnen belgili. Tezlik, tezleniw sıyaqlı shamalar vektor ólshemler bolıp, koordinata sistemasına salıstırmalı úshlik san arqalı beriledi hám bul sanlar koordinatalardı burıwda

$$\vec{e}_k' = \alpha_k^m \vec{e}_m \text{ hám } \vec{e}_k = \beta_k^m \vec{e}_m'$$

nızamlar boyınsha ózgeredi. Bul shamalardıń invariantlıǵı sol menen ańlatıladı vektor koordinataları ózgergeni menen vektor kórsetkishke iye bolǵan kesindi ózgermes boladı.

Fizikada skalyar hám vektor shamalardan tısqarı qıyınıraqlı bolǵan obyektler de ushıraydı. Mısal sıpatında aylanba háraket qılıp atırǵan D deneniń kinetikalıq energiyasın esaplawdı kóreyik.

O noqatqa (inerciya orayını) bekkemlengen D dene usı noqat dógereginde aylanatuǵın bolsın. Bul noqatı koordinata bası dep alamız. Denege tiyisli qanday da bir M noqat alınadı. Usı noqatın radius-vektorın $\vec{r}$ dep belgileyміз. Deneniń M noqatı $\vec{\omega}$ múyeshlik tezlik penen aylanıp atıǵan bolsın. Mexanikadan bizge belgili, usı noqatın $\vec{v}$ sıızıqlı tezligi menen múyeshlik tezligi arasındaǵı baylanıstı bildiretuǵın

$$\vec{v} = [\vec{\omega}, \vec{r}]$$

formula bar. Eger deneniń massası m bolsa, onda M noqatın kishi dógeregindegi kinetikalıq energiyası

$$dT = \frac{1}{2} \vec{v}^2 dm$$

formula arqalı anıqlanadı. Sonda D deneniń tolıq kinetikalıq energiyası

$$T = \frac{1}{2} \int_D [\vec{\omega}, \vec{r}]^2 dm \quad (1)$$

(1) túrindegi kólemlik integraldın mánisine teń boladı [2]. Bul jerdegi D dene bolǵanlıqtan formuladaǵı integral úshlik integral boladı.

Integral astındaǵı $[\vec{\omega}, \vec{r}]^2$ ańlatpanın mánisi tómendegi formula menen anıqlanıwı vektorlar algebrasınan belgili.

$$[\vec{\omega}, \vec{r}]^2 = \vec{\omega}^2 \vec{r}^2 - (\vec{\omega}, \vec{r})^2. \quad (2)$$

Meyli, koordinata basına qoyılǵan qozǵalmas bazis $B = \{\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3\}$ bolsın. $\vec{r}$ hám $\vec{\omega}$ vektorlardın usı bazistegi jayılmawın mına túrde jazamız:

$$\vec{\omega} = \omega^i \vec{e}_i, \quad \vec{r} = x^i \vec{e}_i.$$

Sonda $\vec{\omega}^2, \vec{r}^2, (\vec{\omega}, \vec{r})$ ańlatpalardıń mánisleri tómendegi túrde jazıladı:

$$\vec{\omega}^2 = \vec{\omega} \vec{\omega} = \omega^i \vec{e}_i \omega^j \vec{e}_j = \omega^i \omega^j (\vec{e}_i \vec{e}_j) = \omega^i \omega^j \delta_{ij},$$

$$\vec{r}^2 = \vec{r} \vec{r} = (x^k \vec{e}_k)(x^m \vec{e}_m) = x^k x^m (\vec{e}_k \vec{e}_m) = x^k x^m \delta_{km},$$

$$(\vec{\omega}, \vec{r}) = (\omega^s \vec{e}_s, x^l \vec{e}_l) = \omega^s x^l (\vec{e}_s, \vec{e}_l) = \omega^s x^l \delta_{sl}.$$

Usı teńliklerden paydalanıp, (2) teńlikni mına túrde ózertip jazamız.

$$\begin{aligned} [\vec{\omega}, \vec{r}]^2 &= (\omega^i \omega^j \delta_{ij})(x^k x^q \delta_{kq}) - (\omega^i x^k \delta_{ik})(\omega^j x^q \delta_{jq}) = \\ &= \omega^i \omega^j x^k x^q (\delta_{ij} \delta_{kq}) - \omega^i \omega^j x^k x^q (\delta_{ik} \delta_{jq}) = \\ &= (\delta_{ij} \delta_{kq} - \delta_{ik} \delta_{jq}) \omega^i \omega^j x^k x^q. \end{aligned}$$

Usı tabılǵan ańlatpanı (1) formulaǵa aparıp qoysaq,

$$T = \frac{1}{2} \int_D (\delta_{ij} \delta_{kq} - \delta_{ik} \delta_{jq}) \omega^i \omega^j x^k x^q dm \quad (3)$$

teńlikke iye bolınadı.

Bul jerde deneniń M noqatı ózgermeli bolǵanlıqtan onıń $\vec{r}$ radius-vektorı ózgeriwshi, al $\vec{\omega}$ vektorlardın koordinataları turaqlı boladı. Sonda, (3) integral belgisiniń astında turǵan turaqlı sanlardı sırtqa shıǵarıp jazıwǵa boladı.

$$T = \frac{1}{2} (\delta_{ij} \delta_{kq} - \delta_{ik} \delta_{jq}) \omega^i \omega^j \int_D x^k x^q dm \quad (4)$$

Usı (4) ańlatpa $\vec{r}$ vektordın x^m koordinatalarına baylanıslı emes. Sebebi, integral usı koordinatalar boyınsha alınadı. Sonın ushın deneniń tolıq T kinetikalıq energiyası $\vec{\omega}$ vektordın ω^i koordinatalarına baylanıslı boladı. Kinetikalıq energiya usı vektordın koordinatalarına qarata kvadratlıq forma boladı. Usı kvadratlıq formanıń koefficientlerin I_{ij} dep belgilesek, onda (4) formula tómendegi túrde jazıladı.

$$T = \frac{1}{2} I_{ij} \omega^i \omega^j.$$