

Національна Академія наук України
Інститут теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова

На правах рукопису



Шарапов
Сергій Геннадійович

ДВОВИМІРНІ ТА КВАЗІДВОВИМІРНІ
МОДЕЛІ НАДПРОВІДНОСТІ ЗІ ЗМІННОЮ
ГУСТИНОЮ НОСІЇВ

01.04.02 — Теоретична фізика

Автореферат дисертації
на здобуття вченого ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Київ—1996



00753842 (Т)

АВ 35.184

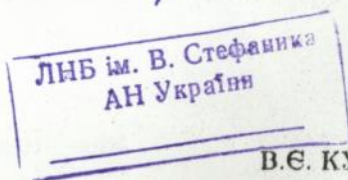
- Робота виконана в Інституті теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України
- Наукові керівники: член-кореспондент НАН України доктор фіз.-мат. наук, професор Фомін Петро Іванович доктор фіз.-мат. наук Локтев Вадим Михайлович
- Офіційні опоненти: доктор фіз.-мат. наук Ребенко Олексій Лукіч доктор фіз.-мат. наук Український Іван Іванович
- Провідна організація: Інститут фізики конденсованих систем НАН України, м. Львів

Захист відбудеться „4“ листопада 1996 р. о(б)
11 на засіданні спеціалізованої вченої ради Д 01.76.01 при Інституті теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова Національної Академії наук України (252143, м. Київ-143, вул. Метрологічна, 14-б).

З дисертацією можна ознайомитися в бібліотеці Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України.

Автореферат розісланий „31“ травня 1996 р.

Вчений секретар
спеціалізованої ради
доктор фіз.-мат. наук



В.Є. КУЗЬМИЧЕВ

Загальна характеристика роботи

Актуальність теми. Відкриття високотемпературних надпровідників (ВТНП) поставило перед теорією ряд задач, безпосередньо пов'язаних з описом їх конкретних властивостей. Ці задачі мають і загальнотеоретичне значення. До них відносяться, зокрема: проблема кросоверу від надпровідності куперівських пар, що описується теорією Бардіна-Купера-Шріффера (БКШ), до надпровідності локальних пар, або, власне кажучи, надплинності газу заряджених бозонів; питання про можливість застосування підходу БКШ для опису металів з малою густиною носіїв; роль низької розмірності та флуктуацій (в тому числі у нормальній фазі) та деякі інші.

Хоча відзначені проблеми не торкаються прямо такого принципового питання, як механізм ВТНП, вони, можна сподіватися, мають відношення до ВТНП сполук. Дійсно, на сьогодні надійно встановлено, що ВТНП мають цілу низку специфічних особливостей, що відрізняють їх від низькотемпературних надпровідників.

Необхідність врахування цих особливостей ВТНП призводить до того, що адекватний опис їхніх фізичних властивостей залишається, незважаючи на дослідження, які тривають вже 10 років, однією з найскладніших проблем сучасної фізики твердого тіла.

При цьому теоретичний опис ВТНП можна умовно розділити на два напрямки. Перший з них зв'язаний з пошуком конкретного механізму, що забезпечує спарення електронів. Немає сумнівів, що остаточна теорія ВТНП повинна буде спиратися на знання цього механізму. Однак деякі характеристики ВТНП, скоріше за все, безпосередньо не пов'язані з механізмом ВТНП, помітно відрізняються від властивостей звичайних надпровідників. Тому вже самі по собі вони цілком заслуговують спеціального дослідження, котре б не спира-

лося на конкретний механізм, що забезпечує притягання між носіями. Саме подібні дослідження і складають другий напрямок, до якого можна віднести дисертацію, що нижче реферується.

Назвемо та пояснимо зміст важливих, з нашої точки зору, "індивідуальних" особливостей ВТНП, спроба дослідити які зроблена в дисертації:

- мала (та регульована) густина носіїв;
- двовимірний, а точніше, – квазідвовимірний характер провідності;
- блочна будова кристалічної ґратки, тобто наявність декількох (від однієї до шести) близькорозташованих (в межах однієї елементарної комірки) надпровідних площин.

Порівняно низька густина носіїв разом з малою довжиною когерентності призводить до того, що у ВТНП, на відміну від звичайних надпровідників, перекриття пар між собою досить невелике. Це дозволяє говорити про можливу реалізацію у ВТНП сценарію надпровідності майже локальних пар або, принаймні, про те, що пари у ВТНП знаходяться в режимі кросоверу, тобто займають проміжне положення між локальними (що не перекриваються) та куперівськими (тобто такими, що перекриваються сильно) парами.

Сендвічеподібна структура елементарної комірки ВТНП призводить до виникнення декількох зон провідності, котрі по мірі збільшення (завдяки допуванню) кількості носіїв будуть перетинатися рівнем Фермі.

Перераховані вище особливості ВТНП дуже зручно моделювати та вивчати на низькорозмірних (2D та квазі-2D) моделях надпровідності, приділяючи особливу увагу тому факту, що густина носіїв в системі мала і може змінюватись.

Мета роботи. Метою роботи є:

1. вивчення залежності надпровідних щілин, критичної температури та хімічного потенціалу мультишарового 2D металу від густини носіїв та кількості шарів в ньому;
2. дослідження залежності критичної температури квазі-2D надпровідника від густини носіїв з урахуванням гаусових флуктуацій параметра порядку;
3. вивчення залежності температури бозе-конденсації ідеального квазі-2D бозе газу від геометричних розмірів шаруватої (квазі-2D) системи;
4. дослідження залежності енергетичної щільності та хімічного потенціалу 2D надпровідника з непрямою взаємодією між носіями від їх густини.

Наукова новизна результатів полягає у тому, що в ній вперше:

- вивчені концентраційні залежності надпровідних щілин, критичної температури T_c та хімічного потенціалу мультишарового 2D металу з урахуванням рівняння для хімічного потенціалу;
- показано, що в багатошаровій 2D системі при певних концентраціях носіїв можливе співіснування локальних та куперівських пар;
- показано, що в бішаруватій системі при деяких співвідношеннях між внутрі- та міжплощинною константами взаємодії на залежності T_c від концентрації носіїв утворюється ділянка немонотонного росту, подібна до тієї, що експериментально спостерігається на залежності T_c від вмісту кисню δ в бішаруватому купраті $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$;

- одержано вирази для критичної температури квазі-2D надпровідника при великих та малих концентраціях носіїв з урахуванням гаусових флуктуацій параметра порядку, порівняння котрих вказує на те, що існує оптимальне для T_c значення притягання між частинками;
- одержано формули, що описують бозе-ейнштейнівську конденсацію в обмежених шаруватих системах типу гранул ВТНП керамік. Чисельний аналіз показав, що при деяких реалістичних умовах розміру залежність температури бозе-конденсації можна спостерігати на експерименті;
- для польової моделі 2D системи фермі-частинок, що взаємодіють з бозонами (наприклад, фононами), одержано систему рівнянь для щільності та хімічного потенціалу, яка допускає аналіз надпровідних властивостей системи при довільних концентраціях носіїв. Одержані аналітичні та чисельні розв'язки цих рівнянь, які дозволяють простежити перехід від режиму локальних пар до куперівського спарювання та встановити співвідношення між цією моделлю та широко використовуваною моделлю з чотирьох-ферміонною взаємодією, що не запізнюється.

Наукова і практична цінність. Результати дисертації можуть бути використані для дослідження поведінки розріджених низькорозмірних систем ферміонів з притяганням між ними та при вивченні явища ВТНП.

Апробація роботи та публікації. Основні результати дисертації доповідались на Першій та Другій Всеукраїнських конференціях молодих вчених (Київ, 1994 та 1995 р.); на Міжнародній нараді з статистичної фізики і теорії конденсованих систем (Львів, 1995 р.); на семінарах Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН

України, Інституту фізики конденсованих систем НАН України, Інституту математики НАН України, а також на щорічній науковій сесії Інституту теоретичної фізики ім. М.М. Боголюбова НАН України.

По темі дисертації зроблено дев'ять робіт, п'ять з яких опубліковані у вигляді статей в наукових журналах, одна видана препринтом, а три – у збірниках праць конференцій.

Особистий внесок автора. В роботах, що виконані зі співавторами особистий внесок полягав в обговоренні постановки задач, виконанні всіх основних розрахунків і формулюванні висновків.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційна робота викладена на 113 сторінках машинописного тексту; містить 14 рисунків; складається із 6 глав, з яких перша та шоста – Вступ і Закінчення, відповідно, а у решті викладено оригінальний матеріал; додатку та переліку літератури з 129 найменувань.

Зміст роботи

У Вступі обґрунтована актуальність теми дисертації, проаналізована проблематика, якій вона присвячена, та визначене коло задач, що розглядаються у роботі.

Друга глава дисертації присвячена вивченню квантовопольової моделі 2D надпровідника, елементарна комірка якого містить довільну кількість близькорозташованих металевих площин, з довільною густиною носіїв. Досліджено питання про вплив блочної будови на концентраційні залежності енергетичних щілин, критичної температури та хімічного потенціалу. Для цих параметрів одержані системи самоузгоджених рівнянь, які потім розв'язуються аналітично і чисельно, для випадків дво- та трьохплощинної систем. Поведінка розв'язку для хімічного потенціалу дозволяє прослідкувати перехід від режиму локальних пар до куперівського спарювання; при цьому

виникає ситуація, коли в системі співіснують як локальні, так і куперівські пари. Можливість створення такої ситуації пов'язана саме з будовою елементарної комірки, або, на мові зон провідності, з багатозонністю спектру системи, що розглядається. Крім того, при певному співвідношенні між внутрі- та міжплощинною константами взаємодії, на залежності T_c від концентрації носіїв, що отримана при аналізі двоплощинної системи, з'являється характерна ділянка не-монотонного росту, котра властива саме купрату $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$. І, врешті, закінчується 2-га глава спробою пояснення "правила Чу".

В першому параграфі цієї глави описані фізичні припущення, що дозволяють моделювати ВТНП як багаточаровий 2D провідник, і наведена лагранжева функція останнього

$$L = L_0 + L_{int}, \quad (1)$$

де ($\hbar = 1$)

$$L_0 = \sum_{j=1}^{N_{pl}} \sum_{\sigma} \left\{ \int d\mathbf{r} \psi_{j\sigma}^\dagger(\mathbf{r}, t) \left(i \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\nabla^2}{2m} + \mu \right) \psi_{j\sigma}(\mathbf{r}, t) + \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 [\psi_{j\sigma}^\dagger(\mathbf{r}_1, t) t_{jj+1}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \psi_{j\sigma}(\mathbf{r}_2, t) + h.c.] \right\} \quad (2)$$

- лагранжиан вільних носіїв;

$$L_{int} = \frac{1}{2} \sum_{j_1 j_2} \sum_{\sigma} \iint d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \psi_{j_1 \sigma}^\dagger(\mathbf{r}_1, t) \psi_{j_2 \bar{\sigma}}^\dagger(\mathbf{r}_2, t) \times V_{j_1 j_2}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) \psi_{j_2 \sigma}(\mathbf{r}_2, t) \psi_{j_1 \sigma}(\mathbf{r}_1, t) \quad (3)$$

- взаємодія між ними. В (2), (3) використані такі позначення: $\psi_{j\sigma}^\dagger(\mathbf{r}, t)$, $\psi_{j\sigma}(\mathbf{r}, t)$ - фермі-оператори частинки з ефективною масою m , спіноювою проекцією $\sigma (\equiv -\bar{\sigma})$ і координатою $\mathbf{r} = (x, y)$ з j -го ($1 \leq j \leq N_{pl}$) шару, що задовольняють періодичній граничній умові $\psi_{0\sigma}(\mathbf{r}, t) = \psi_{N_{pl}+1, \sigma}(\mathbf{r}, t)$; μ - хімічний потенціал, що фіксує густину $N_f (\equiv N_{pl} n_f)$ носіїв в системі; $t_{jj+1}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ - амплітуда одночастинкового міжшарового тунелювання; $V_{j_1 j_2}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ - параметри внутрі- ($j_1 = j_2$) і міжплощинної

($j_1 \neq j_2$) взаємодії, значення яких вибрані так, що $V_{j_1 j_2}(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) > 0$ відповідає притяганню носіїв з протилежними спінами (сінглетне спарювання). Заради простоти в (3) зручно обмежитись локальними значеннями $V_{j_1 j_2}(0)$, зберігаючи, відповідно до модельних припущень, лише два з них: $V_{intra} \equiv V_{jj}(0)$ і $V_{inter} \equiv V_{jj+1}(0)$. Частина, яка відповідає L_0 , діагоналізується; це дає змогу перейти від розгляду N_{pl} площин до розгляду N_{pl} зон провідності. При цьому для кожної із зон зручно ввести свій хімічний потенціал, а саме:

$$\mu_\nu = \mu + \varepsilon_0 \cos \frac{\pi \nu}{N_{pl} + 1}, \quad (4)$$

де $\varepsilon_0 \equiv 2t_{jj+1}(0)$. Таке означення дозволяє по знаку відповідного μ_ν визначити характер спарювання частинок у ν -ій зоні.

Далі за допомогою методу допоміжного поля Хаббарда-Стратоновича одержана система рівнянь для параметрів порядку (щілин) $\Delta_\lambda \equiv \Delta_\lambda(T) = (\varphi_{\lambda\sigma} \varphi_{\lambda\bar{\sigma}})$ (тут $\varphi_{\lambda\sigma}$ - фермі-поле частинок із зони λ) та хімічного потенціалу $\mu \equiv \mu(T)$ ($k_B = 1$):

$$\sum_\lambda (\hat{V}^{-1})_{\lambda\nu} \Delta_\lambda - \frac{m_\nu}{4\pi} \int_{-\mu_\nu}^{W_\nu - \mu_\nu} \frac{du}{\sqrt{u^2 + \Delta_\nu^2}} \tanh \frac{\sqrt{u^2 + \Delta_\nu^2}}{2T} = 0;$$

$$\sum_\lambda m_\lambda \left\{ W_\lambda - \sqrt{(W_\lambda - \mu_\lambda)^2 + \Delta_\lambda^2} + \sqrt{\mu_\lambda^2 + \Delta_\lambda^2} - \right.$$

$$\left. - 2T \ln \frac{1 + \exp(-\sqrt{(W_\lambda - \mu_\lambda)^2 + \Delta_\lambda^2}/T)}{1 + \exp(-\sqrt{\mu_\lambda^2 + \Delta_\lambda^2}/T)} \right\} = 2\pi N_{pl} n_f \quad (5)$$

її граничний вигляд для $T = 0$:

$$\sum_\lambda (\hat{V}^{-1})_{\lambda\nu} \Delta_\lambda - \frac{m_\nu}{4\pi} \ln \frac{\sqrt{(W_\nu - \mu_\nu)^2 + \Delta_\nu^2} + W_\nu - \mu_\nu}{\sqrt{\mu_\nu^2 + \Delta_\nu^2} - \mu_\nu} = 0;$$

$$\sum_\lambda m_\lambda \left\{ W_\lambda - \sqrt{(W_\lambda - \mu_\lambda)^2 + \Delta_\lambda^2} + \sqrt{\mu_\lambda^2 + \Delta_\lambda^2} \right\} = 2\pi N_{pl} n_f. \quad (6)$$

В (5) та (6) m_ν і W_ν - ефективна маса носіїв та ширина ν -ої зони, відповідно, а \hat{V}^{-1} - деяка матриця, яка виражається через V_{intra} та

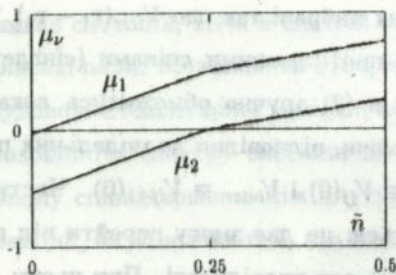


Рисунок 1: Залежності $\mu_\nu(n_f)$ при $m_\nu = m$, $\tilde{n} = 2\pi n_f/m$; $W = 8\epsilon_0$ для $4\pi/(mV_{intra}) = 9$, $4\pi/(mV_{inter}) = 21$.

V_{inter} . Розв'язки системи (5) задають Δ_ν і μ як функції "зовнішніх" параметрів T , N_{pl} і n_f (величина n_f має зміст концентрації носіїв, що припадає на одну площину).

Безпосередньо з (5) отримані і рівняння для визначення T_c і $\mu_c \equiv \mu(T_c)$ як функцій тих же N_{pl} і n_f :

$$\det \left[(\hat{V}^{-1})_{\lambda\nu} - \delta_{\lambda\nu} \frac{m_\nu}{4\pi} \int_{-\mu_\nu}^{W_\nu - \mu_\nu} \frac{du}{|u|} \tanh \frac{|u|}{2T_c} \right] = 0;$$

$$\sum_{\lambda=1}^{N_{pl}} m_\lambda \left\{ \mu_\lambda + |\mu_\lambda| - 2T_c \ln \frac{1 + \exp[-(W_\lambda - \mu_\lambda)/T_c]}{1 + \exp[-|\mu_\lambda|/T_c]} \right\} = 2\pi N_{pl} n_f. \quad (7)$$

Другий параграф присвячений дослідженню бішаруватих систем ($N_{pl} = 2$), до яких відносяться усі ВТНП сполуки зі структурою $A - n_A n_M 12$, зокрема і $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ (1-2-3). У випадку $T = 0$ і $V_{intra} = V_{inter}$ система (6) має аналітичний розв'язок для Δ_ν і μ_ν ; інші ж випадки з $V_{intra} \neq V_{inter}$ були проаналізовані чисельно. З аналізу цих розв'язків випливають наступні висновки:

1) При збільшенні кількості носіїв в системі виникає ситуація, коли $\mu_1 > 0$, а $\mu_2 < 0$ (див. рис. 1), що означає одночасне існування у

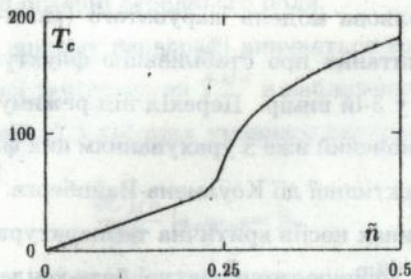


Рисунок 2: Залежність $T_c(n_f)$ (позначення див. рис. 1.)

системі куперівських і локальних пар;

2) При $V_{intra} \gg V_{inter} > 0$ на залежності $T_c(n_f)$ (рис. 2) добре простежується ділянка немонотонного росту. Оскільки така поведінка спостерігається на експерименті в сполуці 1-2-3, отримана залежність $T_c(\delta)$ може бути природньо пов'язана з бішаруватістю структури цієї сполуки та з послідовним перетином рівнем Фермі спочатку однієї, а потім – другої зони провідності, хоча й прямо не відбиває ступеневий характер густини станів.

У третьому параграфі цієї глави вивчені тришарові системи. Знову-таки проаналізовані залежності $T_c(n_f)$ та $\mu_v(n_f)$ для різних значень V_{intra} і V_{inter} .

Нарешті, в четвертому параграфі обговорюється залежність T_c від N_{pl} . Пропонується пояснення так званого емпіричного "правила Чу", яке стверджує, що кожна площина CuO_2 в елементарній комірниці ВТНП дає в T_c внесок біля 30 – 40К. ("Правило Чу" дійсно виконується при $N_{pl} = 1, 2, 3$, а при $N_{pl} = 5, 6$ залежність $T_c(N_{pl})$ виходить на насичення і навіть деяке зменшення.) Пояснення правила, а також відхилення від нього базуються на тому, що по мірі збільшення кількості площин в комірниці найнижча зона провідності заповнюється наполовину і в подальшому починає давати "від'ємний" внесок в T_c .

В третій главі вивчена польова модель шаруватого (квазі-2D) надпровідника. Досліджено питання про стабілізацію флуктуацій параметра порядку "виходом" у 3-ій вимір. Перехід від режиму куперівських пар до локальних вивчений вже з урахуванням цих флуктуацій за допомогою методу ефективної дії Коулмена-Вайнберга. Показано, що при малих густинах носіїв критична температура переходу до надпровідного стану дорівнює температурі бозе-конденсації ідеального квазі-2D бозе-газу з великою динамічною масою для руху уздовж 3-го виміру, в той час як при великих густинах носіїв залишається вірним результат теорії БКШ. Із співставлення цих двох граничних випадків випливає, що для квазі-2D систем залежність критичної температури від константи зв'язку ферміонів має, на відміну від 3D систем, максимум.

В першому параграфі наведено найпростіший модельний гамільтоніан для носіїв в квазі-2D системі:

$$H = -\psi_{\sigma}^{\dagger}(x) \left[\frac{\nabla_{\perp}^2}{2m_{\perp}} - \frac{1}{m_z d^2} \cos(i\nabla_z d) + \mu \right] \psi_{\sigma} - V \psi_{\uparrow}^{\dagger}(x) \psi_{\downarrow}^{\dagger}(x) \psi_{\downarrow}(x) \psi_{\uparrow}(x), \quad (8)$$

де $x \equiv t, r_{\perp}, r_z$ (де $r_{\perp} \in 2D$ вектор); $\psi_{\sigma}(x)$ - фермі-поле у зображенні Шрьодінгера; m_{\perp} - ефективна маса носіїв у площинах (наприклад, площинах CuO_2); m_z - ефективна маса в z -напрямку; d - відстань між шарами; μ , як вже говорилося, - хімічний потенціал, що фіксує середню густину носіїв n_f ; V - ефективне локальне притягання усередині площин. Обговорюються питання, що стосуються використання гамільтоніану (8) для опису ВТНП, ролі флуктуацій у низькорозмірних системах. Далі, з метою вивчення надпровідного стану, (8) переписується у змінних Намбу, та методом Хаббарда-Стратоновича отримується вираз для ефективного потенціалу $U_{MF}(\Phi, \Phi^*)$, що описує систему з однорідним параметром порядку Φ

в наближенні середнього поля.

У другому параграфі вивчається концентраційна залежність критичної температури T_c^{MF} в наближенні середнього поля.

Вимоги існування умовного екстремуму $U_{MF}(\Phi, \Phi^*)$ на критичній лінії:

$$\frac{\partial U_{MF}}{\partial \Phi} \Big|_{\Phi=\Phi^*=0} = 0, \quad \frac{\partial U_{MF}}{\partial \mu} \Big|_{\Phi=\Phi^*=0} = -n_f \quad (9)$$

дають, відповідно, рівняння для T_c^{MF} і μ .

При високих концентраціях n_f , таких що $\mu \gg T_c^{MF}$, розв'язком рівняння для μ є рівність $\mu \simeq \epsilon_F$; рівняння для T_c з урахуванням нерівності (її виконання докладно обговорюється) $m_z^{-1} d^{-2} \ll T_c^{MF}$ приводить до відомого результату теорії БКШ для 2D металу: $T_c^{MF} \simeq (\gamma/\pi)\sqrt{2|\epsilon_b|\epsilon_F}$, де $\epsilon_b = -2W \exp(-4\pi d/m_\perp V)$ – енергія двочастинкових зв'язаних станів ($W = k_{1,max}^2/2m_\perp$ – ширина зони у площині, $\gamma = 1,781$).

В протилежному випадку малих концентрацій – таких, що $-\mu \gg T_c^{MF}$, остання знаходиться з трансцендентного рівняння $|\epsilon_b|/2T_c^{MF} = \ln(T_c^{MF}/\epsilon_F)$. Тут $\epsilon_F = \pi n_f d/m_\perp$ – енергія Фермі вільних 2D ферміонів з $\epsilon(k) \sim k^2$. Виявляється, що в цьому випадку T_c^{MF} має зміст лише температури утворення (дисоціації) складених бозонів і значно перевищує реальну T_c , визначену з врахуванням флуктуацій.

В третьому параграфі залежність $T_c(n_f)$ вивчається вже з урахуванням гаусових флуктуацій параметра порядку, тобто рівняння для μ знаходиться вже не диференціюванням U_{MF} , а диференціюванням $U(\Phi, \Phi^*) = U_{MF}(\Phi, \Phi^*) + U^{(1)}(\Phi, \Phi^*)$, де $U^{(1)}$ – однопетльова поправка до ефективного потенціалу. Рівняння для μ приймає, відповідно, вигляд:

$$n_F(\mu, T_c) + 2n_B(\mu, T_c) = n_f, \quad (10)$$

що свідчить про те, що система ферміонів розбивається на дві співіс-

нуючі та динамічно зв'язані підсистеми: фермі-частинки, або незв'язані ферміони з густиною n_F , та локальні пари – бозони з густиною n_B .

У випадку великої концентрації носіїв внесок $n_B(\mu, T_c)$ в (10) малий, і ми отримуємо

$$T_c \simeq T_c^{MF} = \frac{\gamma}{\pi} \sqrt{2|\epsilon_b|\epsilon_F} = \frac{2\gamma}{\pi} \sqrt{W\epsilon_F} \exp\left(-\frac{2\pi d}{m_{\perp}V}\right). \quad (11)$$

При малих концентраціях n_f , в границі $-\mu/T_c \gg 1$, внесок $n_B(\mu, T_c)$, навпаки, стає домінуючим і в результаті для T_c одержуємо рівняння

$$T_c \simeq \frac{\pi n_f d}{2m_{\perp} \ln(2T_c|\epsilon_b|m_{\perp}^2 d^4)} \equiv \frac{\epsilon_F}{2 \ln(T_c M d^2)}. \quad (12)$$

для температури бозе-конденсації ідеального квазі-2D бозе-газу з важкою динамічною масою M для руху між площинами.

Завершується третя глава (четвертий параграф) обговоренням одержаних результатів. Зокрема, з порівняння формул (11) і (12) випливає описане вище твердження про існування максимуму в залежності $T_c(|\epsilon_b|)$, або, що теж саме, $T_c(V)$.

Четверта глава дисертації присвячена вивченню бозе-ейнштейнівської конденсації в обмежених шаруватих системах (наприклад, типу гранул ВТНП керамік). Одержано формулу, що описує залежність температури бозе-конденсації від розмірів системи. Чисельні оцінки показують, що якщо рух спарених носіїв у гранулах ВТНП дійсно можна описувати за допомогою моделі ідеального бозе-газу, то передбачені розмірні ефекти можуть спостерігатися на експерименті.

В першому параграфі коротко викладена історія вивчення бозе-конденсації в обмежених системах та запропонована модель. Рух локальних пар в обмеженій шаруватій системі описується за допомогою

спектру

$$E_{n_1, n_2, n_3} = T_1 n_1^2 + T_2 n_2^2 + \mathfrak{S}_3 \left[1 - \cos \left(\frac{\pi}{N_z} n_3 \right) \right], \quad (n_1, n_2 \in \mathcal{N}; 1 \leq n_3 \leq N_z), \quad (13)$$

$$\text{де} \quad T_1 = \frac{(\pi \hbar)^2}{2m_1 L_1^2}, \quad T_2 = \frac{(\pi \hbar)^2}{2m_2 L_2^2}, \quad \mathfrak{S}_3 \equiv \frac{\hbar^2}{M d^2}. \quad (14)$$

Тут m_1, m_2 і $M (\gg m_1, m_2)$ - ефективні маси, N_z - кількість шарів, d - відстань між ними, L_1 і L_2 - розміри гранул вздовж осей x та y , відповідно, а $k_B = 1$. Спектр (13) можна розглядати і як наслідок результатів, що одержані в 3-ій главі у випадку малої густини носіїв, тоді $m_1 = m_2 = 2m_L$, $M = 2|\epsilon_s| m_L^2 d^2 / \hbar^2$ (див. (12)), і як введений на феноменологічному рівні.

У другому параграфі одержано рівняння для температури бозеконденсації T_B в обмеженій квазі-2D системі

$$\begin{aligned} T_0 = T_B & \left[\frac{3}{4} \frac{1}{N_z} \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_2}} + \sqrt{\frac{T_2}{T_1}} \right) + \frac{N_z \sqrt{T_1 T_2}}{\pi^2 \mathfrak{S}_3} + \frac{\pi}{4} \frac{1}{N_z} \ln \frac{T_B}{T_1 + T_2} + \right. \\ & + \sqrt{\frac{T_2}{2\mathfrak{S}_3}} \ln \frac{\sqrt{2\mathfrak{S}_3} + \sqrt{3T_1 + 2\mathfrak{S}_3}}{\sqrt{3T_1}} + \sqrt{\frac{T_1}{2\mathfrak{S}_3}} \ln \frac{\sqrt{2\mathfrak{S}_3} + \sqrt{3T_2 + 2\mathfrak{S}_3}}{\sqrt{3T_2}} + \\ & \left. + \frac{\pi}{4} \ln \frac{T_B}{3T_1 + 3T_2 + 2\mathfrak{S}_3} \right], \quad (15) \end{aligned}$$

де $T_0 = (\pi \hbar)^2 n_{(2)} / (2\sqrt{m_1 m_2})$, а $n_{(2)} = N / (N_z L_1 L_2)$ - 2D густина. Далі досліджено поведінку T_B у різних граничних випадках (нескінчена система, система необмежена по деяких вимірах та інші) та встановлена відповідність цієї поведінки з уже відомими результатами.

У третьому параграфі зроблено чисельні оцінки, для вихідних даних котрих використані параметри, які характерні для ВТНП керамік. Зокрема показано, що при деяких реалістичних значеннях цих параметрів, зміні розмірів гранул уздовж надпровідних площин $L_{1,2} = 5 \cdot 10^{-4} - 3 \cdot 10^{-3}$ мм) відповідає зміна T_B на величину порядку 10К.

В п'ятій главі вивчається квантовопольова модель системи фермі-частинок, що взаємодіють з фононами. В наближенні середнього поля одержана система рівнянь для щільності та хімпотенціалу, що допускає аналіз надпровідних властивостей системи при довільних концентраціях ферміонів. Одержано аналітичні розв'язки цих рівнянь, які дозволяють прослідкувати перехід від режиму локальних пар до спарювання за Купером та зв'язати параметри, що були використані в моделях з чотирьохферміонною взаємодією, що не запізнюється, через параметри цієї, більш загальної, моделі. Обговорюється, до яких результатів призведе врахування флуктуацій параметра порядку разом з квазі-2D характером системи.

В першому параграфі запропонована модель, записані основні рівняння та зроблено ряд спрощуючих припущень, що, однак, не є принциповими. Найпростіший модельний гамільтоніан, що описує електрон-фононну систему, має вигляд:

$$H = -\psi_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{r}) \left(\frac{\nabla^2}{2m} + \mu \right) \psi_{\sigma}(\mathbf{r}) + H_{ph} + g \psi_{\sigma}^{\dagger}(\mathbf{r}) \psi_{\sigma}(\mathbf{r}) \varphi(\mathbf{r}), \quad (16)$$

де H_{ph} – фононний гамільтоніан, що описує фонони з законом дисперсії $\omega(\mathbf{k})$; \mathbf{r} – 2D вектор; $\varphi(\mathbf{r})$ – бозе-поле; g – константа електрон-фононної взаємодії.

Основними рівняннями, які необхідно дослідити для з'ясування впливу ефектів запізнення на електронний спектр в залежності від n_f , є рівняння Еліашберга для власно-енергетичної частини $\Sigma(p)$ та умова на електронну функцію Гріна $G(p)$, що зв'язує μ з $n_f = \epsilon_F t / \pi$. При дослідженні цієї системи для того, щоб одержати аналітичні результати, доводиться зробити наступні спрощення: знехтувати ефектами, що не пов'язані безпосередньо з появою аномальних середніх; допустити, що теорема Мігдала виконується при всіх значеннях параметрів задачі, що розглядається; і, наприкінці, обмежитись

розглядом фононів в моделі Ейнштейна: $\omega(\mathbf{k}) = \omega_0$.

У другому параграфі отримана таким чином система рівнянь для $\Phi(p_0, n_f)$ і $\mu(n_f)$ досліджується як аналітично, так і чисельно. Зокрема, знайдені аналітичні розв'язки дозволяють з'ясувати місце моделі, що вивчається, по відношенню до вже досліджених раніше моделей. Концентраційна залежність електронного спектру визначається енергетичною щільною $\Delta(n_f) \equiv |\Phi(p_0 = 0, n_f)|$, для знаходження якої достатньо знати величину $\Phi(p_0 = 0)$, що дозволяє шукати наближений розв'язок для $\Phi(p_0)$ у вигляді $\Phi(p_0) = const$. В результаті досліджувана система інтегральних рівнянь прийняла вигляд:

$$1 = \frac{g^2 \omega_0^2 m}{4\pi} \int_{-\mu}^{W-\mu} dx \left(\frac{1}{\omega_0} \cdot \frac{1}{x^2 - \omega_0^2 + \Delta^2} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + \Delta^2}} \cdot \frac{1}{x^2 - \omega_0^2 + \Delta^2} \right), \quad (17)$$

$$W - \sqrt{(W - \mu)^2 + \Delta^2} + \sqrt{\mu^2 + \Delta^2} = 2\epsilon_F, \quad (18)$$

де інтеграли у (17) є елементарними і беруться в залежності від співвідношення між Δ та ω_0 . Наведемо тепер аналітичні результати, що одержані при дослідженні системи (17), (18).

1. При $\omega_0 \gg W, \epsilon_F$, що відповідає миттєвій взаємодії, система (17), (18) дійсно переходить у вивчену вже раніше систему рівнянь, одержану для чотирьохферміонної взаємодії, що не запізнюється.

При аналізі всіх наступних випадків було припущено, що $W \gg \omega_0, \epsilon_F, \Delta$, як це й має місце, наприклад у ВТНП.

2. В границі $\epsilon_F \gg \omega_0, \Delta$, що відповідає теорії БКШ, рівняння (17), (18) у випадку слабкого зв'язку ($g^2 m / 2\pi \ll 1$) дали, природно, стандартну формулу теорії БКШ $\Delta = 2\omega_0 \exp(-2\pi / mg^2)$, що підтвердило припустимість зроблених наближень. Для сильного зв'язку ($g^2 m / 16 \gg 1$) була одержана щільна $\Delta \simeq \omega_0 g^2 m / 16$.

3. При малій густині носіїв ($\epsilon_F, \Delta \ll \omega_0$) система (17), (18), знову

ЛНБ ім. В. Стефаника
АН України

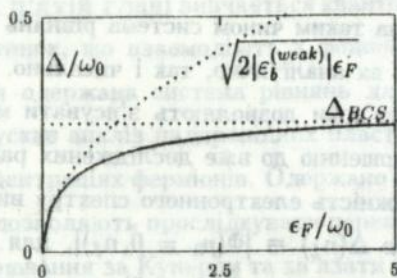


Рисунок 3: Залежність $\Delta(\epsilon_F)$ при $mg^2/4\pi = 0.25$ (суцільна лінія). Пунктирними лініями зображені аналітичний розв'язок для Δ , а також величина Δ_{BCS} .

таки, має два класи розв'язків.

а) При слабкому зв'язку ($|\mu| \ll \omega_0, g^2m/4\pi \ll 1$)

$$\Delta = 2\sqrt{\omega_0\epsilon_F} \exp\left(-\frac{2\pi}{mg^2}\right), \quad \mu = -\omega_0 \exp\left(-\frac{4\pi}{mg^2}\right) + \epsilon_F. \quad (19)$$

З вигляду (19) випливає, що при малих густинах носіїв можна ввести енергію двочастинкових зв'язаних станів $\epsilon_b^{(weak)} \equiv -2\omega_0 \exp(-4\pi/mg^2)$, котра тепер визначається вже через параметри фононного спектру.

б) При сильному зв'язку ($|\mu| \gg \omega_0, g^2m/4\pi \gg 1$)

$$\Delta = \sqrt{2|\epsilon_b^{(strong)}|}\epsilon_F, \quad \mu = -\frac{|\epsilon_b^{(strong)}|}{2} + 2\epsilon_F \coth^2\left(\frac{4\pi}{mg^2}\right), \quad (20)$$

де (20) записано з використанням $\epsilon_b^{(strong)} \equiv -2\omega_0 \coth(4\pi/mg^2) \approx -\omega_0 g^2 m / 2\pi$. Відмінністю розв'язку (20) від (19) є те, що область існування локальних пар ($\mu < 0$) у випадку сильного зв'язку виявляється достатньо великою (μ змінює знак при $\epsilon_F \lesssim \omega_0/2$) і, в принципі, вони могли б спостерігатись на експерименті.

4. Чисельний розв'язок (див. рис. 3) доповнює картину, що одержана за допомогою аналітичного дослідження.

І завершується 5-та глава (третій параграф) обговоренням одержаних результатів. Зокрема, обговорюється проблема досягнення максимального значення T_c в області не дуже високих концентрацій носіїв (де $\mu \neq \epsilon_F$).

В Закінченні (6-та глава) сформульвані основні результати дисертаційної роботи. **В додатку** приведений розрахунок температури бозе-конденсації в необмеженій квазі-2D системі.

Основні результати роботи, що виносяться на захист

1. Для польової моделі багатшарового 2D надпровідника отримані системи рівнянь, які допускають аналіз його надпровідних характеристик (щільн та хімпотенціалу при нульовій температурі, а також для критичної температури та хімпотенціалу) при довільних концентраціях ферміонів. Аналітичні та чисельні розв'язки цих рівнянь у випадках дво- та трьохплощинних систем дозволяють прослідкувати за переходом від режиму локальних пар до куперівського спарювання. При цьому природньо виникає ситуація, коли в системі одночасно існують і локальні, і куперівські пари.
2. Запропоновано просте пояснення появи ділянки немонотонного росту залежності T_c від концентрації носіїв, яка спостерігається в бішаруватому купраті $YBa_2Cu_3O_{6+\delta}$ при зміні вмісту кисню ($0 \leq \delta \leq 1$). В дослідженій моделі така ділянка утворюється завдяки двошзонності електронного спектру цієї сполуки. Дано пояснення емпіричного "правила Чу" і з'ясовані критерії можливості його експериментального спостереження.
3. В рамках польової моделі шаруватого (квазі-2D) надпровідника

вивчено перехід від режиму локальних пар до куперівського спарювання з врахуванням гаусових флуктуацій параметра порядку. Показано, що при малих густинах носіїв критична температура переходу до надпровідного стану дорівнює температурі бозе-конденсації ідеального квазі-2D бозе-газу з великою динамічною масою для руху між шарами, в той час як при великих густинах носіїв залишається справедливим результат теорії БКШ. Співставлення цих двох граничних випадків показує, що в квазі-2D системах з одночастинковим тунелюванням існує оптимальне значення притягання між ферміонами, якому відповідає максимальне значення критичної температури.

4. Одержано формули, що описують бозе-ейнштейнівську конденсацію в обмежених шаруватих системах. Їх чисельний аналіз показав, що при деяких реалістичних умовах залежність температури бозе-конденсації від розмірів системи може спостерігатись на експерименті.
5. Для польової моделі 2D системи фермі-частинок, що взаємодіють з фононами, одержана система рівнянь для щільності та хімічного потенціалу, яка допускає аналіз надпровідних властивостей системи при довільних концентраціях носіїв. Аналітичні та чисельні розв'язки дозволяють прослідкувати перехід від режиму локальних пар до куперівського спарювання та демонструють насичення залежності величини енергетичної щільності від концентрації носіїв, яка прямує до своєї границі, що дорівнює значенню щільності в теорії БКШ.

Матеріали дисертації опубліковано в таких роботах:

1. Горбар Э.В., Локтев В.М., Шаранов С.Г. К вопросу о концентрационном поведении спектра сверхпроводящей фазы бислойных купратов // СФХТ. 1994. Т.7, No.8-9. С.1352-1358.
2. Горбар Э.В., Локтев В.М., Шаранов С.Г. Электронный спектр и критическая температура высокотемпературных сверхпроводников с несколькими купратными слоями в ячейке // ФНТ. 1995. Т.21, No.4. С.421-430.
3. Gorbar E.V., Loktev V.M., Sharapov S.G. Crossover from BCS to Composite Boson (Local Pair) Superconductivity in Quasi-2D systems // Physica C. 1996. vol.257, No.3/4. P.355-359; cond-mat/9503004
4. Шаранов С.Г. До теорії надпровідності квазі-2D фермі-систем // УФЖ. 1996. Т.41, No.2. С.212-218.
5. Фомин П.И., Шаранов С.Г. Бозе-конденсация в ограниченных квазидвумерных системах и критические температуры ВТСП керамик // Препринт ИТФ-94-11Р, 1994.
6. Локтев В.М., Шаранов С.Г. К теории 2D сверхпроводимости при произвольной плотности носителей и косвенном взаимодействии между ними // Препринт ИТФ-95-18Р, ФНТ. 1996. Т.22, No.3.
7. Шаранов С.Г. Бозе-конденсация в ограниченных квазидвумерных системах и критические температуры ВТСП керамик // Труды всеукраинской конференции молодых ученых, Киев, 1994. С.25-32.

436547

8. *Sharapov S.G.* Crossover from BCS to Bose Superconductivity in Quasi-2D systems // Труды второй всеукраинской конференции молодых ученых, Киев, 1995. С.33-40.
9. *Gorbar E.V., Loktev V.M., Sharapov S.G.* Crossover from BCS to Local Pair Superconductivity in Quasi-2D systems // International workshop on statistical physics and condensed matter theory. Programme and abstracts. Lviv, Ukraine. September 11-14, 1995. P.81.

Sharapov S.G. Two-dimensional and Quasi two-dimensional Models of Superconductivity with Arbitrary Carrier Density.

The thesis for degree of candidate of physical and mathematical sciences on speciality 01.04.02 — theoretical physics, Institute for Theoretical Physics NAS of Ukraine, Kiev, 1996.

Nine scientific works, which contain a theoretical study of four models of superconductivity describing systems like high-temperature superconductors are defended.

The crossover from cooperative Cooper pairing to independent bound state formation and condensation in quasi-2D systems is studied. The evident nonmonotoneous behaviour of the critical temperature as function of the coupling constant is a qualitative difference of quasi-2D crossover from 3D one.

Шарапов С.Г. Двумерные и квазидвумерные модели сверхпроводимости с переменной плотностью носителей.

Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук по специальности 01.04.02 — теоретическая физика, Институт теоретической физики НАН Украины, Киев, 1996.

Защищается 9 научных работ, которые содержат теоретическое исследование четырех моделей сверхпроводимости, описывающих системы типа высокотемпературных сверхпроводников.

Для квази-2D систем изучен переход от кооперативного куперовского спаривания к образованию и конденсации независимых связанных состояний. Немонотонное поведение критической температуры как функции константы связи является качественным отличием квази-2D кроссовера от 3D.

Ключові слова:

Високотемпературна надпровідність, низька розмірність, БКШ, локальні пари.

436547

Шарапов Сергій Генадійович

Двовимірні та квазідвовимірні моделі надпровідності зі змінною густиною носіїв. (Автореферат дисертації на здобуття вченого ступеня кандидата фізико-математичних наук.)

Зам.- 55

Формат 60 × 90/16

Обл.-вид.арк.- 1

Підписано до друку

23.04.96 Р.

Тираж 100 прим.

Поліграфічна дільниця ІТФ ім. М.М. Боголюбова НАН України.