

О ДИССИПАТИВНОЙ ПРИРОДЕ СПАРИВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ВОЗНИКНОВЕНИЯ ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЙ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ

© Сайханов Муса Баудинович

Комплексный научно-исследовательский институт им. Х. И. Ибрагимова Российской академии наук, Российская Федерация г. Грозный; лаборатория экспериментальных исследований, в.н.с., к.ф.-м.н.
saikhanov_musa@mail.ru

Аннотация. Показано, что с точки зрения термодинамики необратимых процессов вдали от равновесия электрон-фононный и спин-флуктуационный механизмы спаривания электронов в сверхпроводниках имеют единую диссипативную природу. Рассмотрена возможность кинетического моделирования необратимых процессов в высокотемпературных сверхпроводниках как неравновесных сложных систем вдали от равновесия.

Ключевые слова: диссипативная природа спаривания электронов, высокотемпературная сверхпроводимость, кинетическое моделирование, сложная сильнонеравновесная система, слоистый энергетический спектр, кинетическое моделирование, избыточное производство энтропии, стационарное состояние, перекрытие энергетических зон, связность.

ON THE DISSIPATIVE NATURE OF ELECTRON PAIRING AND APPEARANCE OF HIGH-TEMPERATURE SUPERCONDUCTIVITY

© Saikhanov Musa Baudinovich

Kh. Ibragimov Complex Institute of the Russian Academy of Sciences, Russian Federation
Grozny; experimental research laboratory, leading researcher, PhD in Physics.
saikhanov_musa@mail.ru

Abstract. It is shown that from the point of view of the thermodynamics of irreversible processes far from equilibrium, the electron-phonon and spin-fluctuation mechanisms of electron pairing in superconductors have the same dissipative nature. The possibility of kinetic modeling of irreversible processes in high-temperature superconductors as non-equilibrium complex systems far from equilibrium is considered.

Key words: dissipative nature of electron pairing, high-temperature superconductivity, kinetic modeling, complex highly non-equilibrium system, layered energy spectrum, kinetic modeling, excess entropy production, stationary state, energy band overlap, connectivity.

“Физическая непрерывность есть, так сказать, неразрешённая (неразложенная на составляющие элементы) туманность, и самые совершенные инструменты не могли бы разрешить её”

Анри Пуанкаре

Введение

Как известно, синергетический подход в физике оказался весьма эффективным для изучения пространственных и временных структур, возникающих в неравновесных сложных системах, вдали от равновесия [6, 14, 20]. Под сложностью системы подразумевается то, что она состоит из локально стационарных подсистем, между которыми происходит обмен энергией и частицами в ходе её неравновесной эволюции. В этом смысле низкотемпературные сверхпроводники (НТСП) в металлах и высокотемпературные (ВТСП) в керамиках являются сложными неравновесными системами, а именно: в первом случае происходит кинетическое взаимодействие подсистемы электронов с подсистемой фононов, а во втором – подсистем локализованных состояний между собой [16-21]. Эти взаимодействия приводят к возникновению состояний электронов далёких от равновесия, которые всегда сопровождаются необратимым рассеянием энергии на ионах кристаллических решёток и возникновением диссипативных структур в виде спаренных электронов. При этом условие стационарности необратимого процесса в сложной системе определяется равенством нулю функционала избыточного производства энтропии, модифицированного с учётом кинетического взаимодействия её подсистем [6].

1. Слабо коррелированное электрон-фононное спаривание электронов в НТСП

Рассмотрим сначала энергетический спектр НТСП, а именно: металла, имеющего упорядоченную структуру расположения атомов. Механизм возникновения сверхпроводимости в этом случае хорошо известен: его удаётся понять на основе теории БКШ, то есть через электрон-фононное взаимодействие и образование слабо коррелированных куперовских пар, являющихся бозонами [21]. В этом случае мы имеем дело с одинаковыми квазичастицами, энергетический спектр которых в сверхпроводящем состоянии можно считать одноуровневым и энтропия данной подсистемы (фазы) спаренных электронов, в отличие от энтропии подсистемы ионов кристаллической решетки, равной нулю. Устойчивость такого упорядоченного сверхпроводящего состояния обеспечивается наличием энергетической щели, расположенной выше уровня Ферми.

При этом важно отметить, что на этапе собственно перехода проводника в сверхпроводящее состояние необходимо учитывать флуктуационный механизм образования куперовских пар, сопровождающих этот переход [3, 6]. С точки зрения неравновесной термодинамики образование куперовских пар как устойчивых динамических структур также имеет флуктуационный характер, сопровождающийся

необратимым рассеянием энергии электронов на ионах кристаллической решетки. В связи с этим Брандт отмечает, например, что “переход в сверхпроводящее состояние можно классифицировать как частный случай фазового перехода беспорядок – порядок при понижении температуры” [2]. Порядок, о котором здесь идёт речь - это порядок, возникающий в неравновесных системах вдали от равновесия в виде стационарных динамических, т.е. диссипативных структур, подобных ячейкам Бенара, турбулентных вихрей и т.д. Действительно, необходимыми условиями возникновения куперовских пар и сверхпроводящего тока в металлическом проводнике являются два фактора: 1) соответствующее значение критической температуры T_c и 2) приложенное к нему внешнее электрическое поле \vec{E} . При этом пока температура проводника $T \gg T_c$ рассеяние кинетической энергии электронов проводимости, приобретенной ими во внешнем поле \vec{E} , происходит в основном на тепловых колебаниях решетки. Математически это выражается формулой, дающей оценку добавочной кинетической энергии электронов [2]:

$$\delta\mathcal{E}_E = \frac{m_e}{2}(V_F + V_E)^2 - \frac{m_e}{2}V_F^2 = m_e V_F V_E + \frac{m_e}{2}V_E^2 \approx m_e V_F V_E \quad (1)$$

В данном случае допустимо ограничиться первым слагаемым в правой части (1), поскольку скорость электронов V_F вблизи поверхности Ферми существенно превосходит дрейфовую скорость V_E электронов в поле \vec{E} , так что вторым слагаемым можно пренебречь. Однако, по мере понижения температуры проводника и приближения её к критическому значению T_c его сопротивление также будет уменьшаться, а скорость V_E расти. В этом случае, второе слагаемое $\frac{m_e}{2}V_E^2$ уже нельзя считать малым по сравнению с первым $m_e V_F V_E$ и его также необходимо учитывать. Более того, при достижении критической температуры T_c рассеяние избыточной кинетической энергии одиночных электронов проводимости на тепловых колебаниях кристаллической решетки вовсе не происходит, а происходит её преобразование в потенциальную энергию спаренных электронов, выражаемую равенством [2]:

$$\delta\mathcal{E}_s = \frac{m_e}{2}V_s^2 \quad (2)$$

В самом деле, сверхпроводящий поток спаренных электронов изначально возникает именно благодаря внешнему электрическому полю и поэтому не может быть равновесным. Это состояние при фиксированном внешнем поле $\vec{E} = const$ является неравновесным *стационарным* состоянием [17, 18]. Термодинамический смысл его возникновения состоит в минимизации рассеяния энергии электронов проводимости при их переносе. Это, как отмечалось выше, достигается отъёмом избыточной кинетической энергии решетки и свободных электронов путём охлаждения сверхпроводника и формированием при температуре $T = T_c$ самосогласованной (когерентной) динамической структуры из спаренных электронов с одновременным их объединением в

сверхпроводящие цепочки. Поэтому в этом контексте спаривание электронов и возникновения сверхпроводящего состояния следует рассматривать как последовательные этапы формирования диссипативных структур на микроскопическом уровне описания. В то же время устойчивость сверхпроводящего состояния, как и устойчивость существования любой диссипативной структуры, обеспечивается тем, что оно соответствует минимуму свободной энергии [9]. При этом объединение спаренных электронов в когерентные цепочки с квантово-механической точки зрения происходит вследствие перекрытия волновых функций соседних электронных пар, поскольку расстояние между ними значительно меньше длины когерентности [2, 1].

2. Сильно коррелированное спин - флуктуационное спаривание электронов в ВТСП

Значительно сложнее обстоит дело в случае высокотемпературной сверхпроводимости, механизм которой в полной мере пока еще не установлен. Существенное отличие между НТСП и ВТСП состоит в том, что в первом случае мы имеем дело с кристаллами (например, металлами) с упорядоченным расположением атомов и наличием свободных электронов с делокализованными состояниями и взаимодействующих с ионами решётки. Во втором случае речь идёт о разупорядоченных кристаллах (например, керамиках), в которых отсутствуют свободные электроны, но есть связанные электроны, состояния которых локализованы на некоторой группе атомов, образующих устойчивую подсистему вследствие химического сродства [5, 11, 22, 26].

С квантово-статистической точки зрения энергетические спектры локализованных состояний электронов представляют собой слои с близко расположенными энергетическими уровнями, разделёнными друг от друга энергетическими щелями [3, 12]. Поэтому электропроводность в виде свободного потока электронов в таких материалах отсутствует, хотя прыжковая проводимость при соприкосновении орбит связанных электронов возможна [1]. Это позволяет осуществить моделирование неравновесного необратимого процесса на локальном уровне подсистем связанных электронов и всей неупорядоченной системы в целом. Ранее такая возможность была показана для описания эволюции неравновесной двухтемпературной плазмы на основе квантово - кинетического моделирования её энергетического спектра [16].

Ключевая идея моделирования ВТСП заключается в том, что на глобальном уровне всей неупорядоченной системы порядок связности локализованных электронных состояний изменяется в зависимости от приложенного внешнего электрического или магнитного поля, состава и способа приготовления (сжатие под давлением, допирование и т.д.) [12, 23, 24]. Другими словами особое внимание при моделировании ВТСП необходимо уделить топологическому аспекту энергетического спектра электронов проводимости [4, 19].

Сверхпроводящее состояние достигается, в том числе, за счет перекрытия соседних энергетических зон, делающих энергетический спектр электронов квазинепрерывным и, тем самым, с топологической точки зрения односвязным [12]. Например, в соединении $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ с ростом содержания кислорода растёт число зон, перекрывающихся на поверхности Ферми, что приводит к понижению порядка связности его энергетического спектра. При этом, поскольку рассеяние энергии электронов проводимости происходит в

момент перехода из одной зоны в другую, то для устранения таких потерь необходимо обеспечить непрерывный переход между ними путем их перекрытия, в том числе, благодаря волнам зарядовой плотности [24]. Таким образом, квазинепрерывность энергетического спектра ВТСП следует понимать в смысле возможности для электронов проводимости бездиссипативных квантово-кинетических переходов как внутри зон, так и между ними.

В работе [16] было показано, что квазинепрерывность энергетических спектров локально-равновесных подсистем неравновесной системы удобно формулировать на основе параметра густоты энергетического спектра системы, то есть среднего расстояния между соседними энергетическими уровнями [10]. Тогда можно предположить, что квантовомеханическим условием возникновения высокотемпературной сверхпроводимости является сопоставимость кинетической энергии спаренных электронов со средним значением интервала между соседними энергетическими уровнями [25]. Таким образом, полное описание квантово-кинетической эволюции в ВТСП возможно лишь на основе одновременного учёта процессов переноса и рассеяния энергии и частиц в глобальном и локальном масштабах. Именно такой подход рассматривается при квантово-кинетическом моделировании неравновесной сложной системы вдали от равновесия [15].

В случае ВТСП роль флуктуаций при спаривании электронов и возникновении высокотемпературной сверхпроводимости, достаточно подробно и обстоятельно рассмотренной в книге [3]. В ней, в частности, показано, что в рамках стандартной теории возмущений, в которой рассматриваются слабые флуктуации, не удаётся объяснить механизм возникновения сверхпроводимости в ВТСП. Отмечается необходимость учёта именно сильных флуктуаций, запускающих диссипативный механизм для спаривания электронов и возникновения сверхпроводимости на микроскопическом уровне. Обсуждается возможность единой интерпретации на основе такого подходе наиболее востребованных на сегодняшний день квантово-кинетических моделей теоретического описания ВТСП, в том числе, модели Хаббарда и tJ – модели, построенных с учётом спиновых флуктуаций [8, 13].

3. Кинетическое моделирование высокотемпературной сверхпроводимости

Сформулируем теперь условия необходимые для возникновения высокотемпературной сверхпроводимости в неупорядоченных кристаллах [5, 11]. Структура энергетического спектра электронов проводимости в таких сверхпроводящих материалах является слоистой, поскольку в них существуют локализованные состояния электронов и соответствующие им энергетические слои с близко расположенными энергетическими уровнями [11]. Поскольку при этом слои достаточно удалены друг от друга, то электроны могут совершать перескоки с одного уровня на другой только в пределах энергетического слоя. Поэтому такие материалы в обычных условиях являются диэлектриками.

Преодоление спаренными электронами межслойных энергетических барьеров возможно: 1) увеличением кинетической энергии электронов, чтобы она была не меньше величины межслойного энергетического барьера; 2) уменьшением самого энергетического барьера между соседними энергетическими слоями до величины сопоставимой со

средним расстоянием между энергетическими уровнями слоя. Первое достигается, например, увеличением температуры диэлектрика и приложенного к нему электрического поля, а второе – путём его сжатия под высоким давлением или допированием [23, 24]. При этом сверхпроводящее состояние достигается в случае бездиссипативного перехода спаренных электронов от одного локализованного состояния к другому. Собственно спаривание электронов, как отмечалось в разделе 3, является сильно коррелированным, что становится возможным при столкновении электрона преодолевшего энергию связи в локализованном состоянии со связанным электроном соседнего локализованного состояния. Часть энергии при этом необратимо рассеивается на ионах кристаллической решётки, а часть переходит в потенциальную энергию обменного взаимодействия спинов электронов [1, 24].

Таким образом, наличие в неупорядоченном кристалле локализованных состояний электронов в глобальном масштабе всего кристалла приводит к слоистому энергетическому спектру, что, с учётом сильнонеравновесного характера необратимых процессов в нём, является достаточным основанием для их моделирования как сложной сильнонеравновесной системы [15]. В данной работе оно будет рассмотрено на глобальном и мезоскопическом уровне описания, соответствующих всему неупорядоченному кристаллу и подсистемам локализованных состояний электронов с близкими значениями энергий.

Как известно, для кинетического моделирования неравновесной сложной системы вдали от равновесия используется функционал избыточного производства энтропии, крупнозернисто проквантованный по слоям с близкими уровнями энергетическими уровнями [17, 18]:

$$\delta_{x\dot{x}} P = P - P^{st}, \quad (3)$$

где $P = P(X_1^1, \dots, X_i^j, \dots, X_n^m, \dot{X}_1^1, \dots, \dot{X}_i^j, \dots, \dot{X}_n^m)$ – модифицированный, то есть проквантованный по энергетическим слоям функционал полного производства энтропии; $X_i^j = X_i^j(t)$, $\dot{X}_i^j = \dot{X}_i^j(t)$ – локальные по энергетической шкале параметры обобщенных термодинамических сил и скоростей их изменения; i, j – номера необратимого процесса и квазистационарной подсистемы; нижние индексы при частной производной под интегралом означают, что изменение P происходит через изменение X_i^j , \dot{X}_i^j ; t_1 , t_2 – моменты начала и конца нестационарной эволюции системы.

В разделе 2 отмечалось, что тип устойчивости в неравновесной системе изменяется в зависимости от соотношения процессов переноса и рассеяния энергии и частиц. Рассмотрим возможные варианты подробнее. Если процессы рассеяния в системе преобладают над процессами переноса, то мы имеем термодинамически устойчивую систему, что математически выражается неравенством [6, 14, 16]:

$$\frac{1}{2} \delta^2 P > -\delta P. \quad (4)$$

В этом случае в рассматриваемом интервале времени возмущающее воздействие либо отсутствует (релаксационный процесс), либо незначительно. Затем по мере роста его интенсивности в какой-то момент процессы переноса становятся равными процессам

рассеяния, и неравновесная система переходит в состоянии нейтральной устойчивости, выражающееся соотношением

$$\frac{1}{2} \delta^2 P = -\delta P \quad (5)$$

При дальнейшем росте интенсивности возмущения процессы переноса начинают преобладать над процессами рассеяния, что выражается неравенством обратным (4):

$$\frac{1}{2} \delta^2 P < -\delta P \quad (6)$$

Устойчивость неравновесной системы в этой области обеспечивается постоянством внешнего воздействия и вызванными им процессами переноса в ней. Поэтому эту устойчивость уместно называть *кинетической* [6, 14]. Таким образом, вдали от равновесия, при вычислении избыточного производства энтропии всегда следует учитывать обе вариации полного производства энтропии.

Ввиду малости значений параметров $\dot{X}_i^j(t)$ по ним вблизи стационарного состояния функционал избыточного производства энтропии $\delta_{FXX} P = P - P^{st}$ можно разложить в ряд с точностью до второго члена, поскольку реальный физический смысл имеют лишь первая и вторая вариации [6, 14]:

$$\delta_{FXX} P = \delta P + \frac{1}{2} \delta^2 P = p_j^i \dot{X}_i^j + \frac{1}{2} p_{rs}^{kl} \dot{X}_k^r \dot{X}_l^s, \quad (7)$$

где $p_j^i = \left(\frac{\partial P}{\partial \dot{X}_i^j} \right)^{st}$, $p_{rs}^{kl} = \left(\frac{\partial^2 P}{\partial \dot{X}_k^r \partial \dot{X}_l^s} \right)^{st}$ - кинетические коэффициенты, являющиеся функциями обобщенных сил $X_i^j(t)$, которые в стационарном состоянии являются постоянными величинами; $i, k, l = 1, \dots, n$; $j, r, s = 1, \dots, m$; знаки суммирования по индексам в соответствии с правилами Эйнштейна опущены, а штрих означает, что разложение осуществляется вдали от равновесия. Тогда с учетом потока энтропии $F^e(t)$, обусловленным внешним воздействием, например, приложенным электрическим полем \vec{E} , имеем следующее дифференциальное уравнение для описания нестационарной эволюции системы вблизи стационарного состояния:

$$p_j^i \ddot{X}_i^j + \frac{1}{2} p_{rs}^{kl} (\ddot{X}_k^r \dot{X}_l^s + \dot{X}_k^r \ddot{X}_l^s) = F^e \quad (8)$$

Обобщенные термодинамические силы в (8) представляют собой градиенты интенсивных термодинамических параметров (температуры, давления, химического потенциала и т.д.), ответственных за тот или иной необратимый процесс в ВТСП [7]. При этом, поскольку сверхпроводящее состояние с точки зрения неравновесной термодинамики представляет собой стационарное состояние с образованием диссипативных структур, подобных, например, волнам зарядовой плотности [23, 24], то с учётом (7) и (8) равенства нулю избыточного производства энтропии оно может быть записано через обобщенные силы в виде

$$p_j^i \dot{X}_i^j + \frac{1}{2} p_{rs}^{kl} \dot{X}_k^r \dot{X}_l^s = 0 \quad (9)$$

Очевидным решением уравнения (9) являются величины

$$X_i^j = const, \quad (10)$$

в чём можно убедиться непосредственной подстановкой их в это уравнение. При этом с физической точки зрения равенства (10) соответствуют стационарности неравновесного процесса на локальном уровне подсистем и необратимых процессов. Кроме того, с учётом (10) из уравнения (8) получаем равенство $F^e = const$, также согласующееся с нахождением системы в стационарном состоянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Анималу А. Квантовая теория кристаллических твёрдых тел. М.: Мир, 1981. 574 с.
2. Брандт Н. Б. Сверхпроводимость // Сорософский образовательный журнал. 1996. №1. 100 с.
3. Варламов А. А., Ларкин А. И. Теория флуктуаций в сверхпроводниках. М.: Добросвет, КДУ, 2007. 557 с.
4. Воловик Г.Е. Экзотические переходы Лифшица в топологической материи // 2018. Успехи физических наук. 188 (1). 95 с.
5. Гантмахер В. Ф. Электроны в неупорядоченных средах. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2013. 288 с.
6. Гленсдорф П., Пригожин И. Термодинамическая теория структуры, устойчивости и флуктуаций. М.: Едиториал УРСС, 2003. 280 с.
7. Дьярмати И. Неравновесная термодинамика. Теория поля и вариационные принципы. М.: Мир, 1974. 304 с.
8. Изюмов Ю. А. Спин-флуктуационный механизм высокотемпературной сверхпроводимости и симметрия параметра порядка // Успехи физических наук. 1999. Т. 169, № 3. 225 с.
9. Киттель Ч. Введение в физику твёрдого тела. М.: ФИЗМАТЛИТ, 1963. 696 с.
10. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
11. Маделунг О. Физика твёрдого тела. Локализованные состояния. М.: Наука, 1985. 184 с.
12. Москаленко В.А., Полистрант М.Е., Вакалюк В.М. // Успехи физических наук. 1991. Т. 161, № 8. 155 с.
13. Плакида Н. М. Теория сильной связи в многозонных сверхпроводниках // Теоретическая и математическая физика. 2013. Т. 174, № 2. 33 с.
14. Сайханов М. Б., Гагаева З. Ш. Кинетическое моделирование сложных систем // Динамика сложных систем. 2016. Т. 10, № 1. 44 с.
15. Сайханов М. Б. Квантово-кинетическое моделирование неравновесной сложной системы // Вестник КНИИ РАН. 2020. №3(3). С. 131-136.
16. Сайханов М. Б. Моделирование необратимых процессов в неизотермических системах // Теплофизика высоких температур. 2006. Т. 44. №6. 877 с.

17. Сайханов М. Б. О термодинамической и кинетической устойчивости неравновесных систем // Журнал. физической химии. 2006. Т. 80. №7. 1330 с.
18. Сайханов М. Б. Кинетическое моделирование диссипативных структур// Нелинейный мир. 2013. №1. 44 с.
19. Соколенко В.И., Фролов В.А. Электронно-топологический переход в купратных ВТСП перед сверхпроводящим переходом // 2017. Письма в ЖЭТФ 105 (10). 621 с.
20. Хакен Г. Информация и самоорганизация. Макроскопический подход к сложным системам. М.: Мир, 1991. 240 с.
21. Шриффер Дж. Теория сверхпроводимости. М.: Наука, 1970. 312 с.
22. Эфрос А. Л. Локализация электронов в неупорядоченных системах (Переход Андерсона) // Успехи физических наук. 1978. Т. 126, № 1. 41 с.
23. Kim K., Kim S., Kim J.S., Kim H., Park J.-H., and Min B.I. // 2018. Phys. Rev. B 97 165102.
24. Fujita K., Kim Ch. K., Lee I., Lee J., Hamidian M.H., Fermo L.A., Mukhopadhyay S., Eisaki H., Uchida S., Lawler M.J., Kim E.A., Davis J.C. Simultaneous Transitions in Cuprate Momentum-Space Topology and Electronic Symmetry Breaking // 2014. Science. 344. 612 p.
25. Sacepe B., Dubouchet T., Chapelier C., Sanquer M., Ovadia M., Shahar D., Feigelman M. and Ioffe L. // Nature Physics. 2011. 7. 239 p.
26. Saikhanov M. B. Chemical Affinity and Density of Energy Levels // J. Mod. Phys. 2015. V. 6, 1452-1455. <http://www.scirp.org/journal/jmp>.

REFERENCES

1. Animalu A. Intermediate Quantum Theory of Crystalline Solids. Prentice-Hall, 1977, 516 p.
2. Brandt N. Superconductivity // Soros educational journal. 1996, № 1. 100 p.
3. Varlamov A. and Larkin A. Theory of Fluctuations in Superconductors. Oxford Scholarship. 2005. 430 p.
4. Volovik G. E. Exotic Lifshitz transitions in topological matter // Uspekhi fizicheskikh nauk, 2018, V. 188, № 1, 95 p.
5. Gantmakher V. Electrons and Disorder in Solids. OUP Oxford, 2005, 225 p.
6. Glansdorff P., Prigogine I. Thermodynamic Theory of Structure, Stability, and Fluctuations.
7. Gyarmati I. Non-Equilibrium Thermodynamics. Springer-Verlag, Berlin, 1970. 184 p.
8. Izyumov Yu. A. Spin-fluctuation mechanism of high-temperature superconductivity and symmetry of the order parameter. Uspekhi fizicheskikh nauk, 1999. V. 169, № 3. 225 p.
9. Kittel Ch. Introduction to Solid State Physics. New York, John Wiley. 1956, 681 p.
10. Landau L. D., Lifshits E. M. Statistical physics. Part 1, M.: Nauka, 1976. 584 p.
11. Madelung O. Introduction to Solid State Theory, Springer-Verlag, 1978, 153 p.
12. Moskalenko V., Polistrant M., Vakalyuk V. High-temperature superconductivity based on taking into account the features of the electronic energy spectrum // Uspekhi fizicheskikh nauk. 1991, V. 161, № 8. 155 p.
13. Plakida N. M. The theory of strong coupling in multiband superconductors // Theoretical and Mathematical Physics, 2013. V. 174, № 2. 33 p.

14. Saikhanov M. B., Gagaeva Z. Sh. Kinetic modeling of complex systems // *Dynamic of Complex Systems*. 2016. V. 10, № 1. 44 p.
15. Saikhanov M. B. Quantum-kinetic modeling of a non-equilibrium complex system // *Bulletin of the KNII RAS*, 2020, № 3 (3). 131 p.
16. Saikhanov M. B. Modeling of irreversible processes in non-isothermal systems // *High Temperature Thermal Physics*. 2006. V. 44, № 6. 877 p.
17. Saikhanov M. B. On the thermodynamic and kinetic stability of non-equilibrium systems // *Journal of Physical Chemistry*. 2006. Vol. 80. № 7. 1330 p.
18. Saikhanov M. B. Kinetic modeling of dissipative structures // *Nonlinear World*. 2013. № 1. 44 p.
19. Sokolenko V. I., Frolov V. A. Electron-topological transition in cuprate HTSCs before the superconducting transition // *JETP Letters*, 2017, V. 105 № 10. 621 p.
20. Haken H. *Information and Self-Organization: A Macroscopic Approach to Complex Systems*. Springer-Verlag, Berlin, 1988. 272 p.
21. Schrieffer J. *Theory of Superconductivity*. Avalon Publishing, 1999. 332 p.
22. Efros A. L. Localization of electrons in disordered systems (Anderson transition) // *Uspekhi fizicheskikh nauk*. 1978. V. 126, № 1. 41 p.
23. Kim K., Kim S., Kim J.S., Kim H., Park J.-H., and Min B.I. // 2018. *Phys. Rev. B* 97 165102
24. Fujita K., Kim Ch. K., Lee I., Lee J., Hamidian M.H., Firmo L.A., Mukhopadhyay S., Eisaki H., Uchida S., Lawler M.J., Kim E.A., Davis J.C. Simultaneous Transitions in Cuprate Momentum-Space Topology and Electronic Symmetry Breaking // 2014. *Science*. 344. 612 p.
25. Sacepe B., Dubouchet T., Chapelier C., Sanquer M., Ovadia M., Shahar D., Feigelman M. and Ioffe L. // *Nature Physics*. 2011. 7. 239 p.
26. Saikhanov M. B. Chemical Affinity and Density of Energy Levels // *J. Mod. Phys*. 2015. Vol. 6, 1452-1455. <http://www.scirp.org/journal/jmp>.