

УДК 621.385

Изотопический эффект в ВТСП-соединениях

Д. В. Креопалов

Московский государственный технический университет, Москва, Россия

М. А. Савченко

Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики,
Москва, Россия

А. М. Савченко

Московский государственный университет, Москва, Россия

В высокотемпературных сверхпроводниках увеличение параметра спин-фононного взаимодействия непосредственно влияет на уменьшение индекса изотопического эффекта. Показано, что при синтезе новых ВТСП-систем в целях повышения критической температуры можно использовать "тяжелые" изотопы при выполнении определенных условий.

Многочисленные исследования [1—6] показывают, что изотопический эффект в высокотемпературных сверхпроводниках сильно отличается от изотоп-эффекта в классических низкотемпературных сверхпроводниках (металлы, системы А-15 и т. д.).

Эти исследования подтверждают стабильное отличие индекса изотоп-эффекта в ВТСП-системах от НТСП-систем в сторону значительного его уменьшения. Однако до сих пор не существовало последовательного подхода, позволяющего объяснить это необычное поведение ВТСП-систем исключение, пожалуй, составляет относительно низкотемпературная система $Ba_{1-x}K_xBC_3$, а также системы типа $Nd_{2-x}Ce_xCuO_4$ с $T_c = 30$ К и с $T_c = 20$ К, соответственно, где индекс изотоп-эффекта оказывается порядка 0,4, т. е. близок к индексу изотоп-эффекта в ВТСП-системах — $\alpha \approx 0,5$). По мере увеличения температуры сверхпроводящего перехода T_c индекс изотопического эффекта по кислороду при замене атома O^{16} на более тяжелый изотоп O^{18} начинает сильно уменьшаться и для классической ВТСП-системы $UBa_2Cu_3O_{7-y}$ составляет всего около 0,1. Если рассмотреть теорию высокотемпературной сверхпроводимости [7], то этот эффект объяснить довольно несложно. В соответствии с данной теорией основную роль в повышении критической температуры в высокотемпературных сверхпроводниках играет эффект обменного усиления эффективного электрон-фононного взаимодействия спиновыми флуктуациями обменной природы. Поскольку усиление возникает благодаря резонансному взаимодействию продольных фононов с продольными спиновыми флуктуациями, то чем выше параметр спин-фононной связи ξ_0 , который является функцией обратной обменной корреляционной длины k_c , тем больше и коэффициент усиления эффективного электрон-фононного взаимодействия K_y и тем выше T_c [7]. Необходимо также подчеркнуть связь обратной переменной корреляционной длины k_c с массой иона приведенной кристаллографической элементарной ячейки. Действительно, $k_c = 2\pi/r_c$, r_c — обменный радиус корреляции, определяемый по формуле

$$r_c = \left(\frac{\int dx \cdot x^2 J(\vec{x})}{\int dx \cdot J(\vec{x})} \right)^{1/2}$$

Потенциал обменного взаимодействия между спинами носителей электрического тока можно взять в виде: $J(x) = A(r/a)^{-\lambda a}$, где a — постоянная решетки (в ВТСП-системах это подрешетка Cu — O, поскольку именно она определит как сверхпроводящие, так и магнитные свойства системы). Вычисления по указанной формуле приводят к результату $r_c = 2\sqrt{5} \alpha$. Поскольку параметр a зависит от массы вводимого в решетку изотопа M (в данном случае это изотоп O^{18}), то и k_c должно также зависеть от M , что и будет учтено. Кроме того, поскольку с увеличением ξ_0 роль спиновых флуктуаций в притяжении электронов, образующих синглетные пары, возрастает, то очевидно, что критическая температура высокотемпературного сверхпроводника в пре-

деле достаточно высокой спин-фононной связи $z_c = \frac{\xi}{\sqrt{1 + \xi_0^2}} \rightarrow 1$ должна

определяться не фононной частотой $\langle \omega_d \rangle$, а частотой спиновых флуктуаций $\langle \omega_s \rangle$, которая, на первый взгляд, не должна зависеть от массы иона приведенной кристаллографической ячейки. Отсюда и следует слабая зависимость критической температуры T_c от массы при замене O^{16} на O^{18} , однако на самом деле все гораздо сложнее. Все дело в том, что при изотоническом замещении атомов кислорода O^{16} на O^{18} изменяется обратная обменная корреляционная длина k_c .

Поэтому об изменении индекса изотоп-эффекта при увеличении эффективного параметра спин-фононного взаимодействия можно судить только в случае, если известна зависимость $k_c(M)$. Определим эту зависимость.

Для этого рассмотрим логарифм отношения критических температур при изменении массы иона приведенной кристаллографической элементарной ячейки. Соответствующие выражения для критических температур, которые должны стоять под логарифмом, могут быть получены на основе выражения для T_c

$$T_c = \frac{2\gamma}{\pi} \langle \omega_D \rangle \exp\left(\frac{1}{K_y(\xi)(\lambda_{e-ph} - \tilde{\mu}^*)}\right), \quad (2)$$

и приведены в [7]. Отношение критических температур мы возьмем в пределе достаточно высокой спин-фононной связи, т. е. в случае, когда в формуле для λ_{l-p}^{eff} [8] обычным параметром электрон-фононного взаимодействия можно пренебречь в сравнении с параметрами электро-спин-фононного взаимодействия. Итак, логарифм отношения T_c/T_{c0} будет иметь вид:

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = \ln \frac{\langle \omega_D \rangle \sqrt{1 + \tilde{\xi}_j^2}}{\langle \omega_D \rangle_0 \sqrt{1 + \tilde{\xi}_{j0}^2}} \exp\left(-\frac{1}{\langle \lambda_{esph}^{eff} \rangle - \tilde{\mu}^*} + \frac{1}{\langle \lambda_{esph_0}^{eff} \rangle - \tilde{\mu}_0^*}\right),$$

где

$$\langle \lambda_{esph}^{eff}(\vec{q}) \rangle = v(\varepsilon_F) \frac{4}{9} \frac{P_F^2}{m_e} \tilde{\xi}_{ie}^2 \tilde{\xi}_i^2.$$

Индексом "0" обозначены параметры, соответствующие изотопу O^{16} , параметры без такого индекса соответствуют изотопу O^{18} . Параметры спин-фононной связи ξ_i и спин-электронной связи ξ_{ie} можно оценить по формулам:

$$\tilde{\xi}_i = \frac{h z}{e r_i} \sqrt{\frac{r_c}{S M_i}};$$

$$\tilde{\xi}_{ie} = \frac{h z}{e r_k} \sqrt{\frac{r_c}{S m_e}},$$

где z — среднее число электронов на атом; M_i , m_e — ионная (приведенная) и электронная массы; r_i , r_k — ионный и кулоновский корреляционный радиусы; r_i — средний ионный радиус в кристаллографической элементарной ячейке ВТСП-системы фактически совпадает со средним ионным радиусом ковалентно связанной пары $Cu - O$ и близок к радиусу иона O^2 . Кулоновский корреляционный радиус определяется по формуле, аналогичной той, по которой определяется обменный радиус корреляции r_c , только в данной формуле используется выражение для экранированного кулоновского потенциала, причем радиус экранировки вычисляется так же, как и для обычных металлов, т. е. пропорционален $r_k = (n_c)^{-1/3}$, где n_c — средняя плотность носителей электрического тока, $n_c = 10^{22} \text{ см}^{-3}$. И таким образом, $r_k = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см}$. В формуле (2) μ^k перенормированный потенциал кулоновского отталкивания электронов в паре аналогичен потенциалу, впервые введенному Н. Н. Боголюбовым [9],

$$\tilde{\mu}^* = \frac{\tilde{\mu}_0}{1 + \tilde{\mu}_0 \ln \frac{\varepsilon F}{\langle \omega_D \sqrt{1 + \tilde{\xi}_i^2} \rangle}}$$

где ξ_i — эффективный параметр спин-фононного взаимодействия, отнесенный к высокочастотной парамагнитной спиновой моде, резонансно взаимодействующей с продольными фононами при $k = k_c$. Разлагая теперь в ряд по $\Delta M/M$ функции $\langle \omega_D \sqrt{1 + \tilde{\xi}_i^2} \rangle$, ξ_i , ξ_{ie} , $\tilde{\mu}^*$, получим для логарифма отношения T_c/T_{c0} следующее уравнение:

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = \left[-\alpha(1 + z_e^2) + z_e^2 \frac{\partial \ln k_c}{\partial \ln M} \right] \frac{\Delta M}{M} + \frac{2 \langle \lambda_{esph0}^{eff} \rangle}{(\langle \lambda_{esph0}^{eff} \rangle - \tilde{\mu}_0^*)^2} \left(-\alpha + 2 \frac{\partial \ln k_c}{\partial \ln M} \right) \frac{\Delta M}{M}, \quad (2)$$

здесь $\alpha = 0,5$.

В уравнении (2) стоит величина $\frac{\partial \ln k_c}{\partial \ln M}$, найдя которую мы можем определить зависимость $k_c(M)$. Предположим, что спин-фононная связь неограниченно возрастает, т. е. $Z_c \rightarrow 1$, $\langle \lambda_{esph0}^{eff} \rangle \rightarrow \infty$. Тогда эффективный индекс изотопического эффекта должен стремиться к нулю, так как теперь "притяжение электронов полностью определяется продольной спиновой модой". Тогда получаем уравнение

$$-\alpha(3 + Z_c^2) + (Z_c^2 + 4) \frac{\partial \ln k_c}{\partial \ln M} = -\beta. \quad (3)$$

Полагая в уравнении (3) $Z_c = 1$ и $\beta = 0$, получим следующее уравнение, определяющее величину $\frac{\partial \ln k_c}{\partial \ln M}$,

$$-4\alpha + 5 \frac{\partial \ln k_c}{\partial \ln M} = 0. \quad (4)$$

Решая уравнение (4) и принимая во внимание, что $\alpha = 0,5$, получаем следующее решение для k_c

$$k_c = A_0 K_0 (M/M_0)^{2/5}. \quad (5)$$

Теперь попробуем оценить величину индекса изотопического эффекта в случае уменьшения параметра спин-фононного взаимодействия $z_c \gg 1$. Однако это не означает, что величина $\zeta_{ie} \zeta_{i0}$ оказывается при этом малой. Так как масса атома кислорода в 10^4 раз больше массы электрона, то даже если

$$\zeta_{i0} = 0,1, \text{ то } \zeta_{ie} = \sqrt{\frac{\mu_i}{\mu_e}}, \quad \zeta_{i0} = 10, \text{ т. е. величина } \frac{2 \langle \lambda_{esph0}^{eff} \rangle}{(\langle \lambda_{esph0}^{eff} \rangle - \tilde{\mu}_0^*)^2} = 2A \text{ ока-}$$

зывается порядка 10. Тогда уравнение для индекса изотопического эффекта переписется в виде:

$$-\alpha(A\tilde{\xi}_0^2 + 1 + \xi_0^2) + (\tilde{\xi}_0^2 + 2A\tilde{\xi}_0^2) \frac{\partial \ln k_c}{\partial \ln M} = -\beta. \quad (6)$$

Поскольку $\zeta_0 \ll 1$, $\alpha 2A\zeta_0^2 \approx 1$, то принимая во внимание, что $\frac{\partial \ln k_c}{\partial \ln M} = \frac{2}{5}$, мы получаем оценку $\beta = 0,2$. Случай достаточно слабой спин-фононной связи соответствует системе $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

Увеличение параметра спин-фононной связи приводит к уменьшению индекса изотопического эффекта с увеличением T_c , что и наблюдается экспериментально. Так, индекс изотопического эффекта в системе $\text{UBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$ оказывается около 0,1, что можно получить из формулы (6) при увеличении ζ_0^2 . Ценную информацию содержит формула (5). Увеличение массы иона приводит к увеличению обратной обменной корреляционной длины, т. е. увеличение массы иона при замещении элементов, образующих ковалентные связи в ВТСП-системах, не приводит к резкому уменьшению температуры сверхпроводящего перехода T_c . Следовательно, возможности синтеза новых ВТСП-систем с целью повысить критическую температуру T_c оказываются шире с точки зрения использования тяжелых элементов.

Так, в висмутовых системах мы не наблюдаем снижения T_c , несмотря на значительную массу висмута, а наоборот T_c оказывается даже выше, чем в системах $\text{UBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-y}$. Таким образом, использование более легких элементов при синтезе новых ВТСП — не единственная возможность повысить T_c . Главное, обеспечить минимально возможную обменную корреляционную длину, а с этой целью можно также использовать тяжелые элементы, при условии, что у них достаточно малый ионный радиус и что они способны образовывать в синтезируемых соединениях ковалентные связи.

Л и т е р а т у р а

1. Frank J. P. et al. Proc. Workshop on Electronic Struct. a Mechanisms for High T_c Supercond Miami, January 1991, Plenum Press NY-L, 1991.
2. Frank J. P. et al. Proc. Workshop on lattice World Scientific. Singapore, 1992
3. Bornemann H. J. D. E. // Morris Phys. Rev. 1991. В 44. P. 5322.
4. Bornemann H. J. et al // Physica C. 1991. P. 182, 132.
5. Nickel H. J. et al // Phys. Rev. Lett. 1993. P. 70, 81.
6. Soerensen G., Gyax S. // Phys. Rev. 1995. В 51.
7. Ильичев В. И., Савченко М. А., Стефанович А. В. Высокотемпературная сверхпроводимость керамических систем. — М.: Наука, 1992. — 166 с.
8. Савченко М. А., Стефанович А. В. Доклады академии наук. 1993. Т. 328. № 3. С. 348.
9. Боголюбов Н. Н., Толмачев В. В., Ширков Д. В. Новый метод в теории сверхпроводимости. — М.: Изд-во АН СССР, 1958.

Isotop effect in HTSC systems

D. V. Kreopalov

Moscow State Technical University, Russia

M. A. Savchenko

Moscow State Institute of Radioengineering, Electronics and Automation, Russia

A. M. Savchenko

Moscow State University, Russia

Increasing of spin-phonon parameter directly influence on decrease of isotope effect index in high-temperature superconductor's. It is shown that the use of "heavy" isotope for the purpose of creation new HTSC-systems in crease the critical HTSC temperature.