УДК 537.312.62:534.213

Л. М. ДАУТОВ, С. С. МУСАТАЙ, А. А. СПИЦЫН

НОВЫЕ ТЕНДЕНЦИИ В ИНТЕРПРЕТАЦИИ СВЕРХПРОВОДИМОСТИ. II

Важную роль в теории сверхпроводимости играет спектральная функция α^2F, где α – матричный элемент электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ), F – фононный спектр образца, содержащего одну куперовскую пару. С привлечением акустических закономерностей определена функция $\alpha^2(\omega)$, а для $F(\omega)$ ввиду отсутствия иных систематических данных использованы дебаевское и эйнштейновское приближения. Если известны фононные спектры и скорости распространения поперечного и продольного звуковых колебаний, то можно определить их внутренние вязкости по их сверхпроводящим свойствам без специальных экспериментов по поглощению соответствующего типа звуковых колебаний, которые подчас весьма затруднительны. Необходимые для этого данные следует измерять при тех температурах, при которых наблюдается сверхпроводимость. Впервые установлена верхняя граница эффективной константы ЭФВ $\lambda^* \equiv \lambda - \mu^* \leq 2$, что ограничивает достижимую при ЭФВ критическую температуру $T_{c,\max} \leq 170$ К. Изложенные здесь работы (части I и II обзора) от первоначальной идеи до последних расчетных данных получены авторами в Казахстане.

Уже в середине XX в. была экспериментально установлена изотопическая зависимость [1, 2] температуры сверхпроводящего перехода, что свидетельствовало об электронно-фононном взаимодействии (ЭФВ) как причине сверхпроводимости. Однако до настоящего времени акустические закономерности в теории сверхпроводимости непосредственно не использовались. Обусловлено это тем, что эксперименты проводились для звуковых волн малой частоты [3], которые далеко отстоят от частот, представляющих практический интерес для сверхпроводников. В последние десятилетия в связи с развитием подводного ядерного флота противостоящих военных блоков больше развивалась гидроакустика, чем распространение звука в твердых телах.

Хорошо известно затухание звуковых колебаний в твердых телах, причиной которого является внутреннее трение, характеризуемое коэффициентом η. Если $\eta=0$, то сверхпроводимость отсутствовала бы вообще, так как электроны проводимости не могли бы обмениваться виртуальными фононами из-за отсутствия ЭФВ [4].

В работе [5] энергия взаимодействия электронов нормального металла

$$E_n = -k_B T \sum_k S_{nk} \qquad (1)$$

представлена как

$$E_n = \sum_{k,l} S_{nk} V_{kl} S_{nl}, \qquad (2)$$

где S_{nk} – энтропия электронов в одночастичном состоянии k; V_{kl} – энергия взаимодействия электронов в состояниях k и l, а вид записи (2) обусловлен равноправием этих состояний. Из двух последних равенств находим

$$k_B T = -\sum_{k,l} S_{nk} V_{kl} S_{nl} \Big/ \sum_k S_{nk} \equiv \sum_k \Delta_k S_{nk} \Big/ \sum_k S_{nk}, \qquad (3)$$

где энергия взаимодействия электрона в состоянии k со средой

$$\Delta_k = -\sum_l V_{kl} S_{nl}. \qquad (4)$$

Согласно (3) $k_B T$ – средняя энергия взаимодействия электрона нормального металла со средой. Совершенно аналогично рассмотрена связанная энергия сверхпроводящих электронов в сверхпроводниках по куперовским состояниям i, j:

$$E_S = \sum_{i,j} S_{Si} V_{ij} S_{Sj}. \qquad (5)$$

В квантовостатистической модели (КСМ) [5]:

$$E_S = -\frac{k_B \tau}{\nu} \sum_i S_{Si}, \qquad (6)$$

и из последних двух равенств следует

$$\frac{k_B \tau}{\nu} = \sum_i \Delta_i S_{Si} \Big/ \sum_i S_{Si} \equiv \Delta, \qquad (7)$$

где энергетическая щель в состояний i

$$\Delta_i = -\sum_j V_{ij} S_{Sj}, \qquad (8)$$

а усредненная по энтропии щель (7)

$$\Delta = k_B \tau / \nu. \qquad (9)$$

Отсюда ясно, что введение термостата для сверхпроводящих электронов с температурой τ/ν оправданно в той же степени, в которой оправданно введение средней энергетической щели.

В целях получения аналитического выражения для E_S по КСМ далее энтропия состояния i при T=0 аппроксимируется как (см. ниже):

$$S'_{Si} = (2chx_i)^{-1}, \tag{10}$$

где $x_i = (\varepsilon_i - \lambda)/k_B\tau_1$. Такая суммарная энтропия

$$S'_S = N_0 k_B \tau_1 (\pi/2), \tag{11}$$

а энтропия в представлении температуры τ_0 при T=0 по КСМ

$$S_S = N_0 k_B \tau_0 (\pi^2/6). \tag{12}$$

При $\tau_1 = \tau_0$ просуммированные энтропии S'_S и S_S практически совпадают (отличие в $\pi/3 \cong 1{,}05$). Значение τ_1 пока не фиксируется, так как еще не фиксирован вид функции V_{ij} в (5). Полагая $V_{ij}=1$ в формуле (5), рассчитываем число куперовских пар M(ω), рассеивающихся в одном атоме при энергии $\hbar\omega$, используя для S'_{Si} формулу (10):

$$\mathrm{M}(\omega) = (N_0 k_B \tau_1)^2 y/shy, \tag{13}$$

где $y \equiv \hbar\omega/2k_B\tau_1$. Таким образом, согласно (5) при $V_{ij}=1$ и с использованием (10)

$$E_S(V_{ij}\equiv 1) = \mathrm{M}(\omega). \tag{14}$$

Поскольку энергия перехода между состояниями i и j для куперовской пары равна $\hbar\omega$ [5], то вместо условного значения $V_{ij}\equiv 1$ в (5) следует принять

$$V_{ij} = \hbar\omega\varphi(\omega), \tag{15}$$

где $\varphi(\omega)$ – вероятность ЭФВ. Соответственно дифференциальная энергия ЭФВ при частоте ω

$$dE_S(\omega) = \hbar\omega\varphi M(\omega) F_{cp}(\omega) d\hbar\omega =$$

$$= \alpha^2(\omega) F_{cp}(\omega) d\hbar\omega, \tag{16}$$

откуда

$$\alpha^2(\omega) = \hbar\omega\varphi M(\omega). \tag{17}$$

Отказавшись от условного значения $V_{ij}=1$, следует представить (5) как

$$E_S = V\sum M(\omega), \tag{18}$$

где $V = 2{,}373 k_B\tau_0/\nu_0$ – энергия взаимодействия двух сверхпроводящих электронов в куперовской паре согласно модели КСМ [4, 6].

Пусть F_1 – фононный спектр части образца, занимаемого одним атомом, т.е. нормированный на 3 колебания. Тогда

$$F_1 = 2f_t + f_l, \tag{19}$$

где f_t и f_l – нормированные на одно колебание фононные спектры поперечных (t) и продольных (l) колебаний. Запишем (18) для одного атома

$$\frac{\pi^2}{6\nu_0} N_0 (k_B\tau_0)^2 = 2{,}373 k_B\tau_0\nu_0^{-1}(N_0 k_B\tau_1)^2 \times$$

$$\times (2 < \frac{y}{shy} >_{f_t} + < \frac{y}{shy} >_{f_l}), \tag{20}$$

где в левой части равенства использована E_S для одного атома по модели КСМ [6], а в правой части – (13) и (19). В силу (20)

$$\tau_1 = 89{,}69\left[\tau_0 \Big/ N_0\left(2 < \frac{y}{shy} >_{f_t} + < \frac{y}{shy} >_{f_l}\right)\right]^{1/2}, \tag{21}$$

где средние y/shy взяты по f_t и f_l. Легко убедиться, что при $V = 2{,}373 k_B\tau_0/\nu_0$ для одной куперовской пары

$$\sum S_i = 2.373 k_B \tag{22}$$

или, что то же самое,

$$\sum \mathrm{M}(\omega) = 1. \tag{23}$$

Из (20) следует также

$$\left(N_0 k_B \tau_1\right)^2 = \frac{(\ln 2) N_0 k_B \tau_0}{2 < \frac{y}{shy} >_{f_t} + < \frac{y}{shy} >_{f_l}} \tag{24}$$

или

$$\tau_1 = 51{,}78\left(\tau_0/N_0\right)^{1/2} \times$$

$$\times \left(\frac{2}{3} < \frac{y}{shy} >_{f_t} + \frac{1}{3} < \frac{y}{shy} >_{f_l}\right)^{-\frac{1}{2}}. \tag{25}$$

Используя (13) и (24) в (17), находим

$$\alpha^2(\omega) = \frac{(\ln 2) N_0 k_B \tau_0 \hbar\omega\varphi y/shy}{2 < \frac{y}{shy} >_{f_t} + < \frac{y}{shy} >_{f_l}}. \tag{26}$$

Рассматривая ЭФВ в сверхпроводниках как единый процесс рождения одним из электронов куперовской пары виртуального фонона с энергией $\hbar\omega$ и его распространения до поглощения его другим электроном куперовской пары, имеем вероятность ЭФВ

$$\varphi_i = 1 - \exp(-2\gamma_i x_i), \qquad (27)$$

$2\gamma_i$ – логарифмический декремент затухания энергии фонона [7]

$$2\gamma_i = \eta_i \omega^2 / \rho c_i^3, \qquad (28)$$

где η – коэффициент вязкости (внутреннего трения); ρ – плотность среды; c_i – скорость звука; x_i – расстояние, на котором осуществляется указанный процесс. Необходимо помнить, что последние формулы верны при слабом ЭФВ [7]. Отметим также зеркальную симметрию процесса относительно его средней точки, что позволяет рассмотреть весь процесс как сумму двух взаимообусловленных процессов (рождения и поглощения виртуального фонона). За величину x примем длину корреляции

$$x_i = \mathrm{v}_F \Delta t_i, \qquad (29)$$

где по соотношению неопределенностей

$$\Delta t_i = \hbar / 2E_{Si}. \qquad (30)$$

Считается, что x_i – среднее расстояние между электронами куперовской пары для i-го колебания. Таким образом,

$$2\gamma_i x_i = \hbar\omega^2 \eta_i \mathrm{v_F} / 2\rho c_i^3 E_{Si}. \qquad (31)$$

Эксперименты [8] указывают, что новый параметр η' при достаточно высоких частотах от ω не зависит, т.е.

$$\eta' \equiv \eta\omega = const. \qquad (32)$$

В силу (17)

$$E_S = \int_0^{k_B\theta} \alpha^2(\omega) F_{cp}(\omega) d\hbar\omega = <\hbar\omega> \int_0^{k_B\theta} \varphi M F_{cp} d\hbar\omega, \qquad (33)$$

а эффективная константа ЭФВ

$$\lambda^* \equiv \lambda - \mu^* = 2\int_0^{k_B\theta} (\hbar\omega)^{-1} \alpha^2(\omega) F_{cp}(\omega) d\hbar\omega =$$

$$= 2\int_0^{k_B\theta} \varphi M F_{cp} d\hbar\omega, \qquad (34)$$

из которых следует

$$<\hbar\omega> = 2E_s/\lambda^*. \qquad (35)$$

Подчеркнем еще раз, что формула (28) справедлива для длинноволновых фононов, когда звуковые колебания можно трактовать как медленно меняющееся внешнее поле, в котором модулируется энергия электронов проводимости. Основной массив частот, используемых ЭФВ в сверхпроводниках, коротковолновый. Такие фононы следует рассматривать как частицы с энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar\vec{k}$ ($\vec{k}$ – волновой вектор звуковой волны). Поглощение ультразвука металлами в двух этих случаях рассмотрено в работе [9], где для малых частот получен коэффициент поглощения звука в металлах

$$\gamma \sim \tau\omega^2 N E_F / \rho c^2, \ \tau\omega << c / \mathrm{v}_F \qquad (36)$$

и в другом пределе

$$\gamma \sim \omega N E_F / \rho c \mathrm{v}_F, \ \tau\omega >> c / \mathrm{v}_F. \qquad (37)$$

Здесь N – число электронов в единице объема; E_F – энергия Ферми; τ – время релаксации.

Исходя из размерностей (см. также [8]) и принципа соответствия, согласно которому при малом поглощении формула (36) должна совпадать с (28), правые стороны (36) и (37) следует домножить на c^{-1}. Подправленные таким образом соотношения (36) и (37) можно представить одной формулой

$$\gamma = \eta(\omega)\omega^2 / 2\rho c^3,$$

$$\eta(\omega) \equiv bNE_F \tau \left(1 + \tau\omega / (c / \mathrm{v}_F)\right)^{-1}, \qquad (38)$$

где b – постоянная порядка единицы. В сверхпроводниках для основного массива частот справедливо соотношение $\tau\omega >> c / \mathrm{v}_F$ и, следовательно,

$$\eta' \equiv \eta(\omega)\omega = bNE_F c / \mathrm{v}_F, \qquad (39)$$

что согласуется с (32). В силу (28)–(31) и (39) для волны i

$$2\gamma_i x_i = \eta_i' \mathrm{v}_F \hbar\omega / 2\rho c_i^3 E_{Si}, \qquad (40)$$

где i – тип волны: $i=t$ – поперечная, $i=l$ – продольная. Общую формулу (35)

$$<\hbar\omega> = 2E_S / \lambda^*$$

для волн i запишем как

$$<\hbar\omega_i> = 2E_{Si} / \lambda_i^*, \qquad (41)$$

где $\lambda_i^* \equiv \lambda_i - \mu_i^*$. Тогда при осреднении (40) в силу (41)

$$2 <\gamma_i x_i> = \eta_i' \mathrm{v}_F E_{Si} / \rho c_i^3 \lambda_i^* E \qquad (42)$$

или

$$\eta_i' = 2 < \gamma_i x_i > \rho c_i^3 \lambda_i^* E / \mathrm{v}_F E_{Si}. \qquad (43)$$

При эффективной спектральной функции

$$\alpha^2 F(\omega) = (\hbar\omega / 2)(\lambda_t^* 2 f_t + \lambda_l^* f_l) \qquad (44)$$

энергия взаимодействия электронов куперовской пары

$$E_S = 2,373 k_B \tau_0 / \nu_0$$

$$\lambda_t^* \int_0^{k_B\theta_t} \hbar\omega \quad f_t d\hbar\omega + 0.5\lambda_l^* \int_0^{k_B\theta_l} \hbar\omega \quad f_l d\hbar\omega \qquad (45)$$

и эффективная константа ЭФВ

$$\lambda^* = 2\lambda_t^* + \lambda_l^*. \qquad (46)$$

При известных параметрах сверхпроводников τ_0, ν_0, λ^* [4, 6] и их фононных спектрах f_t и f_l по двум последним уравнениям можно найти λ_t^* и λ_l^*. Прямое вычисление эффективных констант ЭФВ (34)

$$\lambda_i^* = 2(N_0 k_B \tau_1)^2 \int_0^{k_B\theta_i} [1 - \exp(-2\gamma_i x_i)] \times$$

$$\times (y/shy) F_{cpi} d\hbar\omega \qquad (47)$$

также позволяет найти $< 2\gamma_i x_i >$, если известны фононные спектры F_{cpi} (51). Для наших оценок на данном этапе достаточно использовать нормированные на одно колебание дебаевские спектры фононов:

$$f_{i\chi} = \chi(k_B\theta_i)^{-\chi} (\hbar\omega)^{\chi-1}, \qquad (48)$$

где χ – эффективная размерность образца: $\chi = 1$ – должным образом пластифицированные цепочки атомов, $\chi = 2$ – сэндвичевые соединения, $\chi = 3$ – обычные трехмерные образования и только $f_{i3} \sim \omega^2$ ассоциируется по привычке с дебаевским спектром и т.д. Средняя по $f_i\chi$ энергия фононов

$$< \hbar\omega >_{f_{i\chi}} \equiv \hbar\omega_{0i} = k_B\theta_i \chi / (\chi + 1). \qquad (49)$$

Для упрощения вычислений интегралов в (47) заменим $f_i\chi$ на изолированный пик, определяя положение пика как $\omega_{0i} = < \omega >_i$, т.е.

$$f_{i\chi} = \delta(\omega - \omega_{0i}). \qquad (50)$$

Фононный спектр куперовской пары электронов F_{cp} отличается от одноатомного спектра f ($f = \sum_i f_i$) на число атомов, в которых пребывает эта пара [4], т.е.

$$F_{cpi} = (\ln 2N_0 k_B \tau_0)^{-1} f_i. \qquad (51)$$

Используя (50) и (51), в (47) в случае

$$p \equiv \frac{\theta_t}{\theta_l} = \frac{\theta_t}{\theta} = 0.5$$

имеем

$$< 2\gamma_i x_i > = \ln(1 - \psi_i)^{-1}, \qquad (52)$$

$$\psi_t = \lambda_t^* (1 + 0.5 / chw), \qquad (53)$$

$$\psi_l = \lambda_l^* (0.5 + chw), \qquad (54)$$

$$w \equiv \theta\chi / 4\tau_1 (1 + \chi), \qquad (55)$$

а согласно (44), (45) и (50)

$$2(1 + \chi^{-1}) E / k_B\theta = \lambda_t^* + \lambda_l^*. \qquad (56)$$

Здесь и далее принятая для сверхпроводников энергия взаимодействия E_S обозначена без индекса s. Решение уравнений (46) и (56):

$$\lambda_t^* = \lambda^* - 2(\chi + 1) E / \chi k_B \theta, \qquad (57)$$

$$\lambda_l^* = 4(\chi + 1) E / \chi k_B \theta - \lambda^*. \qquad (58)$$

Положительная определенность этих констант $(\lambda_t^* \geq 0,\ \lambda_l^* \geq 0)$ указывает интервал допустимых значений χ согласно неравенствам

$$2E \leq \lambda^* k_B \theta (1 + \chi^{-1})^{-1} \leq 4E. \qquad (59)$$

Найдем χ , такие, чтобы допустимые значения заняли середину указанного в (59) интервала (2E, 4E), т.е. определим χ по равенству

$$\lambda^* k_B \theta (1 + \chi^{-1})^{-1} = 3E, \qquad (60)$$

откуда

$$\chi = (0.1405 \lambda^* \theta \, \nu_0 \, \tau_0^{-1} - 1)^{-1}. \qquad (61)$$

В этом случае (60) совместное решение уравнений (45) и (46) с использованием (49)–(61) и $p = 0,5$ приводит к

$$\lambda_t^* = \lambda_l^* = \lambda^* / 3,\ E_t = 0,25E,\ E_l = 0,5E. \qquad (62)$$

В силу (43) и (52)

$$\eta_i' = \rho c_i^3 \lambda_i^* \ln(1 - \psi_i)^{-1} \mathrm{v}_F^{-1}, \qquad (63)$$

где по стандартному подходу [10]:

$$\rho c_i^3 = 6,2925 M \theta_i^3 \cdot 10^4 \quad \text{кг} \cdot \text{с}^{-3}, \qquad (64)$$

M в атомных единицах масс. Используя (64) в (63), имеем отдельно для поперечных и продольных колебаний

$$\eta_t' = \lambda_t^* \ln(1 - \psi_t)^{-1} p^3 \varphi, \qquad (65)$$

$$\eta_l' = \lambda_l^* \ln\left(1-\psi_l\right)^{-1}\varphi, \qquad (66)$$

$$\varphi = 15{,}857 M\theta^3 d_0 \ \left(\mu^*\right)^{-1} 10^{-4} \text{ Па}. \qquad (67)$$

Здесь v_F выражено [11] согласно соотношению

$$\mu^* = 0{,}0252 \ \ d_0 \ \ v_F, \qquad (68)$$

где межатомное расстояние в кристаллической решетке d_0 в ангстремах (10^{-10} м), v_F в 10^6 м/с.

Расчеты обнаружили малость w для всех рассмотренных сверхпроводников так, что в формулах для ψ можно принять $chw = 1$ и соответственно

$$\psi_t = \psi_l = \lambda^*/2, \qquad (69)$$

а вместо (65) и (66), используя (62), получаем

$$\eta_t' = (\lambda^*/3)\ln(1-0{,}5\lambda^*)^{-1} p^3\varphi, \qquad (70)$$

где p=0.5,

$$\eta_l' = (\lambda^*/3)\ln(1-0{,}5\lambda^*)^{-1}\varphi. \qquad (71)$$

Осредненная по типам колебаний вязкость

$$<\eta'> = (2\eta_t' + \eta_l')/3) = 5\eta_l'/12. \qquad (72)$$

Согласно (70) и (71)

$$\lim_{\lambda^*\to 0} \eta' \sim \left(\lambda^*\right)^2, \qquad (73)$$

$$\lim_{\lambda^*\to 2} \eta' \sim \infty. \qquad (74)$$

Последняя формула обнаруживает, что $\lambda^* \to 2$ при больших значениях вязкости (внутреннего трения) η'. Впервые ограничение на константу ЭФВ $\lambda \le 2{,}43$ было показано в работе [12] с подбором плотности фононов так, чтобы согласовать этот подход с вычислением по электронным состояниям, и было получено

$$\left(N_0 k_B \tau_1\right)^2 = 0{,}28 N_0 k_B \tau_0. \qquad (75)$$

При более строгом подходе в рамках дебаевского приближения получаем равенство (24) вместо (75).

Определим куперовскую пару [13] как число сверхпроводящих электронов, энергия взаимодействия которых при T=0

$$E = 2\Delta_0 = 2k_B\tau_0/\nu_0. \qquad (76)$$

Для этого необходимо, чтобы энтропия такой пары

$$\sum S_i = 2k_B, \qquad (77)$$

откуда последуют эффективные константы ЭФВ:

$$\lambda_i^* = 2 <\varphi_i y/shy>_i \left[2\langle y/shy\rangle_t + \langle y/shy\rangle_l\right]^{-1}, \qquad (78)$$

где угловые скобки обозначают осреднение по фононным спектрам колебаний i. Если обобщить равенство (60), приняв вместо него

$$\lambda^* k_B \theta\left(1+\chi^{-1}\right) = æE, \qquad (79)$$

то использование (79) в (76) приводит к

$$æ = 2\lambda^*/\left(\lambda_t^* + \lambda_l^*\right), \qquad (80)$$

где λ^* определено равенством (46),

$$\lambda_t^* = \langle\varphi_t\rangle/\left(1+0{,}5/ch\omega\right), \qquad (81)$$

$$\lambda_l^* = \langle\varphi_l\rangle/\left(ch\omega + 0.5\right), \qquad (82)$$

$$\omega = 0{,}5\, æ\,\tau_0/\nu_0\lambda^*\tau_1. \qquad (83)$$

Поскольку $\langle\varphi_i\rangle \le 1$, то по (81)–(83) и (46) легко установить, что при ЭФВ

$$\lambda_{\max}^* \le 2. \qquad (84)$$

При $\lambda_{\max}^*$ =2 наша формула [14] дает

$$T_{c,\max} \le 0{,}17\theta, \qquad (85)$$

т.е. для нередко имеющих место значений $\theta \sim 10^3$ К

$$T_{c,\max} \le 170K.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Maxwell E.* // Phis. Rev. 1950. V. 78. P. 477-486.
2. *Reynolds C.A., Serin B., Wright W.A., Nesbitt L.B.* // Phis. Rev. 1950. V. 78. P. 487-495.
3. *Постников В.С.* Внутреннее трение в металлах. М.: Металлургия, 1974. 351 с.
4. *Даутов Л.М., Калауов Б.П., Кусаинов С.К.* // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2006 (в печати).
5. *Даутов Л.М.* // Вестн. КазНТУ. 1995. № 4. С. 54-60.
6. *Даутов Л.М., Абдикасова А.А.* Актуальные проблемы физики твердого тела // Межвузовский сборник научных трудов. Алматы, 1997. С. 22-52.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика сплошных сред. М.: ГИТТЛ, 1953. 788 с.
8. *Михайлов И.Г., Соловьев В.А., Сырников Ю.П.* Основы молекулярной акустики. М.: Наука, 1964. 514 с.
9. *Ахиезер А.И., Каганов М.И., Любарский Г.Я.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 32. С. 837-841.
10. *Даутов Л.М., Кусаинов С.К., Спицын А.А.* // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2004. №2. С. 68-76.
11. *Даутов Л.М., Калауов Б.П., Кусаинов С.К.* // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2002. №6. С. 90-92.
12. *Даутов Л.М., Калауов Б.П., Кусаинов С.К., Мусатай С.С., Спицын А.А.* // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2004. №2. С. 76-80.
13. *Даутов Л.М., Спицын А.А., Подрезова Л.В., Мусатай С.С.* // Труды II международной научно-практической конференции «Естественно-гуманитарные науки и их роль в подготовке инженерных кадров». Алматы, 2005. С. 15-20.
14. *Даутов Л.М., Кусаинов С.К., Мусатай С.С.* // Изв. НАН РК. Сер. физ.-мат. 2003. №2. С. 81-85.

Резюме

Асаөткізгіштік теориясында a^2F спектрлік функциясының маңызы зор, мұндағы a – электрон-фонондық әсерлесудің (ЭФӘ) матрицалық элементі, F – бір куперлік жұпты қамтитын үлгінің фонондық спектрі.

Мақалада акустика заңдылықтары пайдаланылып, $a^2(w)$ функциясы анықталған және F(w) үшін өзге жүйелік мәліметтердің жоқтығына байланысты Дебай және Эйнштейн жуықтаулары пайдаланылған. Көлденең және қума дыбыс тербелістерінің фонондық спектрлері мен таралу жылдамдықтары белгілі болған жағдайда, қазіргі кезде жүргізілуі қиын, дыбыс тербелістерінің түріне байланысты жұтылуын анықтайтын арнайы тәжірибелерді жасамай-ақ, асаөткізгіштік қасиеттері арқылы материалдардың ішкі тұтқырлығын анықтау мүмкіндігі бар екендігі көрсетілген. Ол үшін асаөткізгіштік байқалатын температурада есепке қажетті мәліметтер өлшенуі керек. Алғаш рет ЭФӘ кезіндегі критикалық температураны шектейтін ($T_{c,max} \leq 170K$) ЭФӘ-нің эффективті тұрақтысының жоғарғы шегі анықталды ($\lambda^* \equiv \lambda - \mu^* \leq 2$).

Бұл жарияланған еңбектерді (шолудың I және II бөлімдері) атқаруда авторлар бастапқы идеялардан соңғы есептік нәтижелерге дейінгі жұмыстарын Қазақстанда орындаған.

Summary

Spectral function of a^2F, where a - matrix element of electron-phonon interaction (EPI), F – phonon spectrum model containing one cooper pair plays an important role in the superconductivity theory. The function $a^2(w)$ was defined by attracting acoustic regularity and the Debay's and Einstein's approach was used for F(w) because of the absence of other systematic data. If the phonon spectrums and speed of cross and longitudinal sound vibrations distribution are known in that case it would be possible to define their inner ductility by its superconductive feature without special experiments in absorbing of the corresponding type of sound vibrations which are difficult at times. Data for the necessity should be measured in these temperatures, which the superconductivity is watched. EPI $\lambda^* \equiv \lambda - \mu^* \leq 2$ effective constant top border was established for the first time, which limits accessible in EPI critical temperature of $T_{c,max} \leq 170K$. The present works (Parts I and II review) from the first ideas up to the last data calculations have been got by the authors of our Republic.

Казахский национальный технический
университет им. К. И. Сатпаева,
г. Алматы

Поступила 18.10.06г.