

УДК 538.945

ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ДАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ БИНАРНОГО МЕТАЛЛОСТЕКЛА $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$

А.М. ВОРА

Пармешвари 165, Бхудж-Катч, Гуджарат, Индия

(Поступила в редакцию 15 апреля 2008 г.)

Теоретически, с помощью формализма модельного потенциала, вычислена зависимость от давления параметров сверхпроводящего состояния (СС) бинарных металлосплавов $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$. Используя зависимость от объема импульса Ферми k_F и температуры Дебая θ_D , выведены явные выражения для объемной зависимости константы электрон-фононной связи λ и кулоновского псевдопотенциала μ^* . Используя известный модельный потенциал пустого ядра Ашкрофта и пять различных видов локально-полевых поправочных функций, предложенных Хартри, Тейлором, Ичимару–Уцуми, Фаридом и др. и Саркар и др., получена зависимость от давления температуры перехода T_c и логарифмическая производная по объему (эффективного взаимодействия N_0V для сверхпроводящих металлостекло. Обнаружено, что T_c металлостекла $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$ быстро убывает с увеличением давления – вплоть до 60%-ного уменьшения объема, в котором кривые μ^* и (носят линейный характер. Сверхпроводящая фаза исчезает при примерно 60%-ном уменьшении.

1. Введение

С возникновением техники высоких давлений, в последнее время стало возможным изучение широкого спектра явлений, имеющих место в твердых телах при высоких давлениях, с использованием диагностических средств различного типа, применявшихся ранее лишь при обычном давлении. В твердых телах под высоким давлением можно, вообще говоря, ожидать переходы металла в диэлектрик, магнетика в немагнитное вещество или переходы между кристаллическими структурами, так что указанная техника предоставляет уникальную возможность исследования различных форм и фаз одного и того же вещества. Кроме того, эта техника дает возможность изменять, зачастую в малой, но хорошо контролируемой степени, нужные электронные свойства, такие как плотность состояний, обменные взаимодействия, электрон-фононная связь, что может обеспечить доступные способы критической оценки предсказаний теоретических моделей. Говоря шире, при приложении внешнего давления меняются расстояния между ионами в твердых телах, что в принципе может быть достигнуто и химическими процессами, ведущими к сжатию решетки. Однако, поскольку последние включают в себя взаимосвязанные параметры, то получаемые результаты всегда могут быть неоднозначными. Не менее интересно воздействие давления на сверхпроводимость. Нормальный металл или неметалл может под давлением стать сверхпроводником, а сверхпроводник – несверхпроводником. Влияние давления на сверхпроводящие свойства является с давних пор предметом повышенного интереса и к настоящему времени оно исследовано для целого ряда сверхпроводящих элементов.

Изучение эффектов давления в сверхпроводниках считалось в свое время наиболее эффективным для выяснения основного механизма сверхпроводимости. Однако полученные данные имели настолько большой разброс и так затрудняли понимание, что влияние давления на сверхпроводимость стало само по себе сомнительной областью [1].

Вопрос о том, может ли приложение достаточного давления к сверхпроводнику запретить в конечном счете переход в сверхпроводящее состояние вплоть до абсолютного нуля, стимулировал ранее открытие [2] того факта, что давление может понизить температуру перехода T_c сверхпроводника. Были проведены различные экспериментальные исследования [3-8] поведения температуры сверхпроводящего перехода, а также попытки феноменологического подхода к описанию поведения T_c с изменением давления в металле [7-9]. Делались также попытки изучения зависимости от давления пу-тем рассмотрения различных имеющих место взаимодействий [10-14], а также с полуэмпирической точки зрения. Однако, насколько нам известно, не было серьезных попыток теоретически понять зависимость от давления параметров СС, а именно, константы электрон-фононной связи λ , кулонов-ского псевдопотенциала μ^* , температуры перехода T_c и эффективного взаимодействия N_0V в сверхпроводящих металлостеклах.

Поэтому в настоящей работе мы предприняли попытку рассмотрения зависимости от давления вышеуказанных параметров металлостекла $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$, исходя из изменения константы электрон-фононной связи λ и кулоновского псевдопотенциала μ^* с объемом. Мы используем модельный псевдопотенциал пустого ядра (ПЯ) Ашкрофта [15], который, как было показано [16-18], успешно объясняет сверхпроводимость в ряде металлических сверхпроводников. Для изучения экранирующего воздействия на вышеотмеченные параметры мы использовали пять различных видов локальнополевых поправочных функций, предложенных Хартри (Х) [19], Тейлором (Т) [20], Ичимару–Уцуми (ИУ) [21], Фаридом и др. (Ф) [22] и Саркар и др. (С) [23]. Нами будут в явном виде получены изменения с объемом импульса Ферми k_F и температуры Дебая θ_D , а значит, и величин λ , μ^* , T_c и Φ для сверхпроводящего металлостекла $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$. Выражение для объемной зависимости T_c было получено Шарма и др. [24] для металлов. В данной работе этот подход распространен на металлические стекла. Для изучения объемной зависимости эффективного взаимодействия N_0V мы определяем величину $\Phi = \partial \log(N_0V) / \partial \log \Omega$ и вычисляем ее для металлостекла $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$. Гуптой и др. [14] было получено явное выражение для константы электрон-фононной связи λ в случае металлостекла $\text{Mg}_{70}\text{Zn}_{30}$, в котором были для простоты сделаны некоторые изменения. Кроме того, в их расчетах не был введен эффект экранировки. В настоящей работе мы приводим общее выражение для константы электрон-фононной связи λ , которое будет весьма полезно для многих читателей. Мы учитываем также эффекты экранирования.

2. Методика вычислений

В настоящем исследовании константа электрон-фононной связи λ вычисляется по формуле [16-18]

$$\lambda = \frac{m_b \Omega_0}{4\pi^2 k_F M \langle \omega^2 \rangle} \int_0^{2k_F} q^3 |V(q)|^2 dq. \quad (1)$$

Здесь m_b – зонная масса, M – масса иона, Ω_0 – объем атома, k_F – импульс Ферми, $V(q)$ – псевдопотенциал и $\langle \omega^2 \rangle$ – средний квадрат энергии фонона бинарного стекольного сплава. Последняя величина вычисляется с помощью соотношения, приведенного Батлером [25]: $\langle \omega^2 \rangle^{1/2} = 0.69\theta_D$, где θ_D – температура Дебая металлического стекла.

Обозначая $X = q/2k_F$ и используя соотношение $\Omega_0 = 3\pi^2 Z/k_F^3$, получим равенство (1) в виде

$$\lambda = \frac{12m_b Z}{M \langle \omega^2 \rangle} \int_0^{2k_F} X^3 |W(X)|^2 dX, \quad (2)$$

где Z и $W(X)$ суть, соответственно, валентность металlostекла и псевдопотенциал ПЯ [15] бинарной смеси. Последний для бинарных металlostекло имеет вид

$$W(X) = \frac{-2\pi Z}{\Omega_0 X^2 k_F^2 \epsilon(X)} \cos(2k_F X r_C), \quad (3)$$

где r_C – параметр потенциала. Модель потенциала ПЯ является простой однопараметрической моделью, которая была успешно использована в случае различных металлокомплексов [16-18].

Далее, $\epsilon(X)$ есть модифицированная диэлектрическая функция Хартри [19], которая записывается в виде

$$\epsilon(X) = 1 + (\epsilon_n(X) - 1)(1 - f(X)). \quad (4)$$

Здесь $\epsilon_n(X)$ – статическая диэлектрическая функция Хартри, которая дается выражением [19]

$$\epsilon_n(X) = 1 + \frac{me^2}{2\pi k_F \hbar^2 \eta^2} \left(\frac{1 - \eta^2}{2\eta} \ln \left| \frac{1 + \eta}{1 - \eta} \right| + 1 \right); \quad \eta = \frac{q}{2k_F}, \quad (5)$$

а $f(X)$ – локально-полевая поправочная функция. Здесь мы используем локально-полевые поправочные функции X , T , IY , Φ и C для выяснения воздействия обменных и корреляционных эффектов. Детали всех локально-полевых поправок приведены ниже.

Экранирующая функция X является чисто статической и не содержит обменных и корреляционных эффектов. Для нее

$$f(X) = 0. \quad (6)$$

Тейлор [20] ввел аналитическое выражение для локально-полевой поправочной функции, которое точно удовлетворяет правилу сумм для сжимаемости. Это – наиболее

часто используемая локально-полевая поправочная функция, которая охватывает все особенности различных функций, предложенных до 1972 г. Согласно Тейлору,

$$f(X) = \frac{q^2}{4k_F^2} \left[1 + \frac{0.1534}{\pi k_F^2} \right]. \quad (7)$$

Функция ИУ дается подгоночной формулой для функции диэлектрического экранирования вырожденной электронной жидкости при металлических и более низких плотностях, которая точно воспроизводит результаты Монте-Карло, а также удовлетворяет условию самосогласованности в правиле сумм для сжимаемости и в короткодействующих корреляциях. Подгоночная формула имеет вид

$$f(X) = A_U Q^4 + B_U Q^2 + C_U + \left[A_U Q^4 + \left(B_U + \frac{8A_U}{3} \right) Q^2 - C_U \right] \left\{ \frac{4-Q^2}{4Q} \ln \left| \frac{2+Q}{2-Q} \right| \right\}. \quad (8)$$

На основе функции ИУ, Фарид и др. [22] предложили локально-полевою поправочную функцию в виде

$$f(X) = A_F Q^4 + B_F Q^2 + C_F + \left[A_F Q^4 + D_F Q^2 - C_F \right] \left\{ \frac{4-Q^2}{4Q} \ln \left| \frac{2+Q}{2-Q} \right| \right\}. \quad (9)$$

Основываясь на формулах (8) и (9), Саркар и др. [23] предложили простой вид локально-полевой поправочной функции:

$$f(X) = A_S \left\{ 1 - (1 + B_S Q^4) \exp(-C_S Q^2) \right\}, \quad (10)$$

где $Q = 2X$. Величины $A_U, B_U, C_U, A_F, B_F, C_F, D_F, A_S, B_S$ и C_S являются зависящими от атомного объема параметрами локально-полевых поправочных функций ИУ, Ф и С. Явные выражения для этих параметров приведены в соответствующих статьях [21-23].

Для описания объемной зависимости величины θ_D предположим, что константа Грюнайзена [1,14]

$$\gamma_G = -\partial \ln \theta_D / \ln \Omega \quad (11)$$

не зависит от объема [10,11,14,26,27]. Тогда температуру Дебая можно записать в виде

$$\theta_D = \theta_{D0} (\Omega / \Omega_0)^{-\gamma_G}. \quad (12)$$

Изменение фермиевского импульса с объемом может быть вычислено из соотношения $k_F = k_{F0} (1 - \Delta\Omega / 3\Omega_0)$. Подставляя $\Delta\Omega$ ю $\Omega - \Omega_0$, получим

$$k_F = (k_{F0} / 3) (4 - \Omega / \Omega_0). \quad (13)$$

Величины θ_{D0} и k_{F0} в формулах (12) и (13) соответствуют температуре Дебая и импульсу Ферми при нормальном объеме, а $\Delta\Omega$ есть изменение объема. Используя (1)-(13), получим явное выражение для объемной зависимости константы электрон-фононной связи λ в виде

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{\Omega}{\Omega_0} \right)^{-2\gamma_G} \frac{\int_0^1 X^3 |W(X)|^2 dX}{\int_0^1 X_0^3 |W(X_0)|^2 dX_0}. \quad (14)$$

Здесь $X_0 = q/2k_{F0}$, а k_{F0} и λ_0 суть импульс Ферми и константа электронфононной связи при нормальном объеме. Пользуясь формулами (13) и (14) и выполняя требуемое дифференцирование, приходим к следующему соотношению:

$$\frac{\partial \ln \lambda}{\partial \ln \Omega} = 2\gamma_G - \left(\frac{4\pi^2 Z^2}{\lambda^2} \right) \int_0^1 \left[\frac{\cos^2(2k_F X r_C)}{X \varepsilon(X)} \right] dX. \quad (15)$$

Это выражение является улучшением выражений, полученных в [10,24,27,28], поскольку оно дает разумные результаты для зависимости сверхпроводимости от давления.

Далее, мы учитываем также эффекты объемной зависимости кулоновского псевдопотенциала μ^* путем рассмотрения изменения импульса Ферми и температуры Дебая с объемом. Используемое нами выражение имеет вид [14]

$$\mu^* = \frac{\frac{3m_b}{\pi k_{F0}(4 - \Omega/\Omega_0)} \int_0^1 \frac{dX}{X \varepsilon(X)}}{1 + \frac{3m_b}{\pi k_{F0}(4 - \Omega/\Omega_0)} \ln \left[\frac{k_{F0}^2 (4 - \Omega/\Omega_0)^2}{180\theta_{D0} (\Omega/\Omega_0)^{-\gamma_G}} \right] \int_0^1 \frac{dX}{X \varepsilon(X)}}. \quad (16)$$

При том значении объема, при котором $\lambda = \mu^*$, сверхпроводимость должна исчезать и важную роль для точного определения этого перехода играет знание объемной зависимости кулоновского псевдопотенциала вблизи точки гашения.

Поскольку температура сверхпроводящего перехода T_C зависит от θ_D , λ и μ^* , то для определения объемной зависимости T_C необходимо учесть объемную зависимость этих величин. Выражение для температуры сверхпроводящего перехода имеет вид [16-18,29]

$$T_C = \frac{\theta_D}{1.45} \exp \left[\frac{-1.04[1 + \lambda]}{\lambda - \mu^* (1 + 0.62\lambda)} \right]. \quad (17)$$

Объемная зависимость температуры сверхпроводящего перехода может быть получена из объемной зависимости λ и μ^* посредством формулы (12). Она имеет вид

$$T_C = T_{C0} \left(\frac{\Omega}{\Omega_0} \right)^{-\gamma_G} \left\{ \frac{\exp \left[\frac{-1.04(1 + \lambda)}{\lambda - \mu^* (1 + 0.62\lambda)} \right]}{\exp \left[\frac{-1.04(1 + \lambda_0)}{\lambda - \mu_0^* (1 + 0.62\lambda_0)} \right]} \right\}, \quad (18)$$

где T_C и T_{C0} – значения температуры сверхпроводящего перехода для значений объема Ω и Ω_0 , соответственно. В формуле (18) $\mu_0^* = 0.13$, согласно Макмиллану [29].

В излагаемой теории эффективное взаимодействие $N_0 V$ равно примерно [10,29]

$$N_0 V \equiv \frac{\lambda - \mu^*}{1 + \lambda}. \quad (19)$$

Далее, логарифмическая производная Φ эффективного взаимодействия $N_0 V$ по объему определяется как [1,24]

$$\Phi = \frac{\partial \ln(N_0 V)}{\partial \ln \Omega}. \quad (20)$$

Вычисляя эту производную от выражения (19), получим

$$\Phi = \frac{\lambda(1 + \mu^*)}{(1 + \lambda)(\lambda - \mu^*)} \frac{\partial \ln \lambda}{\partial \ln \Omega}. \quad (21)$$

Подставляя сюда выражение (15), получаем требуемую величину Φ . Это выражение, так же как и выражение для λ , полученное выше, качественно отличается от результатов, полученных в [10,24,27,28].

3. Результаты и обсуждение

Входные параметры и другие константы, используемые в настоящих вычислениях, взяты из нашей предыдущей работы [18]. Требуемое значение константы Грюнаизена взято равным $\gamma_G = 1.07$. Зависимость параметров СС от давления приведена на рис. 1–5.

Зависимость от давления константы электрон-фононной связи λ рассчитана по формуле (14) вплоть до 60%-ного изменения объема. Изменение λ с объемом в модели потенциала ПЯ показана на рис.1. Из рисунка заметно, что значения λ довольно чувствительны к локально-полевым поправочным функциям. Видно, что X -функция дает наименьшее значение, в то время как наибольшие значения получаются с Φ -функцией. Нами также рас-считано, что влияние на λ локально-полевых поправочных функций в процентном отношении к статической X -функции составляет 35.57%–87.24%.

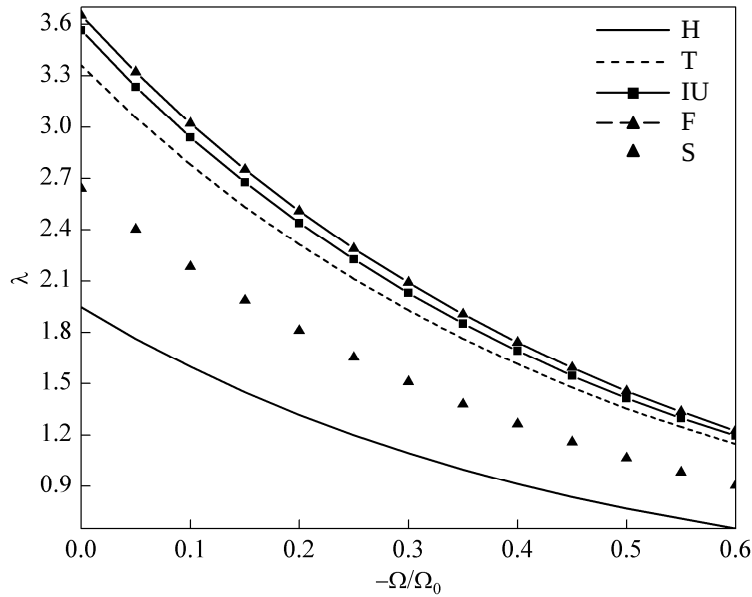


Рис.1. Изменение константы электрон-фононной связи с изменением объема.

Изменение с объемом кулоновского псевдопотенциала μ^* приведено на рис.2. Вообще говоря, на графике зависимости μ^* от объема должен наблюдаться минимум при $(\Delta\Omega / \Omega_0 \approx 0.5$, показывая, что прямое кулоновскоотталкивающее взаимодействие между электронами при этом давлении ослабевает, так что электрон-фононное взаимодействие может стать наиболее эффективным при этом значении объема. Однако в настоящем случае кривая не имеет минимума. Видно, что значения μ^* лежат между 0.1953 и 0.2338, что согласуется качественно с результатами [29], где $\mu^* \approx 0.13$ для переходных металлов. Слабое влияние экранирования наблюдается в рассчитанных значениях μ^* . Влияние на μ^* различных локально-полевых поправочных функций в процентном отношении к статической X-функции для сверхпроводящих металлостекол $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$ находится в интервале 7.59%–13.20%. Как и прежде, X-функция экранирования дает наименьшее значение, а Ф-функция – наибольшее значение величины μ^* .

Данные, показывающие объемную зависимость сверхпроводящего перехода или критической температуры T_c , полученные в настоящей формулировке, представлены на рис.3. Видно, что T_c довольно чувствительна к локально-полевым поправочным функциям. Видно также, что статическая X-функция дает наинизшее, а Ф-функция – наивысшее значение T_c . Влияние на сверхпроводящий переход, т.е. на T_c различных локально-полевых поправочных функций в процентном отношении к статической X-функции составляет 22.87%–50.60%. Хорошо видно, что T_c металлостекла $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$ быстро понижается с увеличением давления вплоть до шестидесятипроцентного уменьшения объема, где кривые μ^* и Ф ведут себя линейно. Сверхпроводящая фаза исчезает при примерно шестидесятипроцентном уменьшении объема.

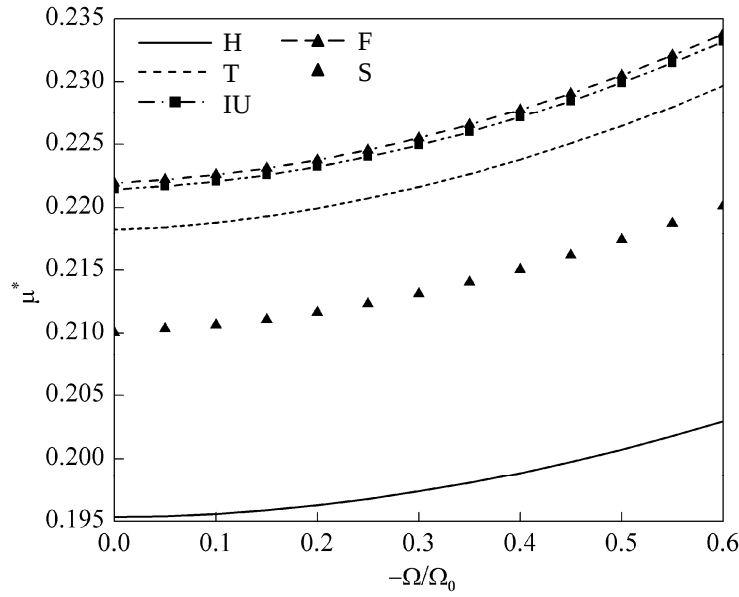


Рис.2. Изменение кулоновского псевдопотенциала с изменением объема.

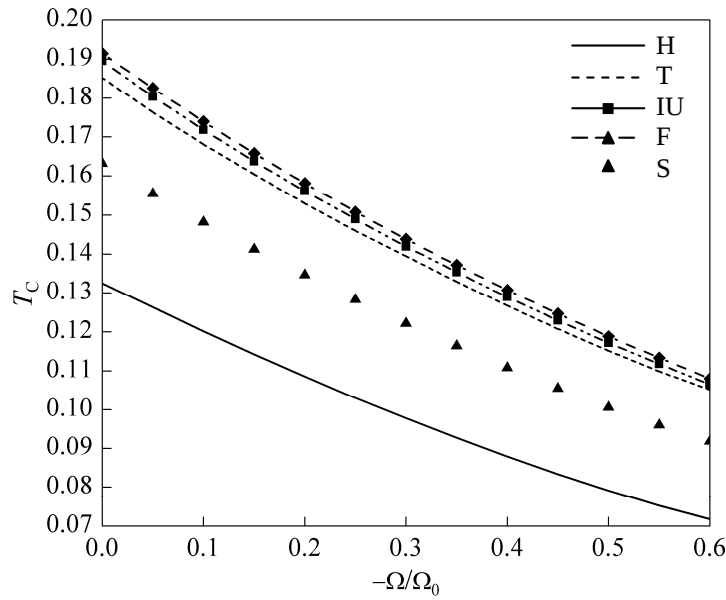


Рис.3. Изменение температуры перехода с изменением объема.

Рис.4 демонстрирует изменение с объемом логарифмической производной Φ эффективного взаимодействия N_0V . Этот график должен, вообще говоря, иметь “колени” при $-\Delta\Omega / \Omega_0 \approx 0.5$. Однако, в наших расчетах оно отсутствует, что подтверждает вышеприведенные рассуждения. На рисунке видно, что производная Φ довольно чувствительна к локально-полевым поправочным функциям. Здесь также минимальное и

максимальные значения получаются в случаях X- и Φ -функций, соответственно. Влияние на Φ различных локально-полевых поправочных функций в процентном отношении к статической X-функции составляет 18.96%–37.24%. Таким образом, величина логарифмической производной Φ показывает, что исследуемое металлостекло относится к сверхпроводникам со связью в области от слабой до промежуточной.

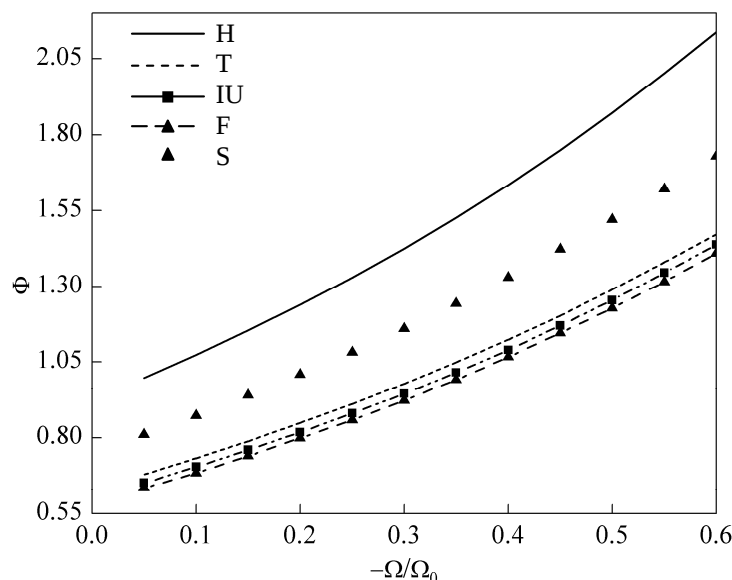


Рис.4. Изменение логарифмической производной по объему с изменением объема.

На рис.5 приведены объемные зависимости величин λ и μ^* на одном и том же графике. Точка пересечения кривых λ и μ^* дает то значение объема, при котором $\lambda = \mu^*$, т.е. сила взаимодействия стремится к нулю, а Φ к бесконечности. Соответствующее давление может быть названо критическим, поскольку при этом давлении сверхпроводимость гасится. В настоящей работе найдено, что величина $-\Delta\Omega / \Omega_0$ при критическом давлении равна 0.39, 0.16, 0.15, 0.15 и 0.22 для локально-полевых поправочных функций X, T, ИУ, Φ и С, соответственно. Эти значения хорошо согласуются с вычисленными из кривой μ^* .

Эффект локально-полевых поправочных функций играет важную роль в вычислении λ и μ^* , что приводит к резкому изменению T_c и Φ . Поправочные функции ИУ, Φ и С могут давать такие же согласованные результаты по зависимости параметров СС сверхпроводящего металлостекла $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$ от давления, как и обычно используемые функции X и T. Таким образом, нам удалось показать возможность использования этих более перспективных функций.

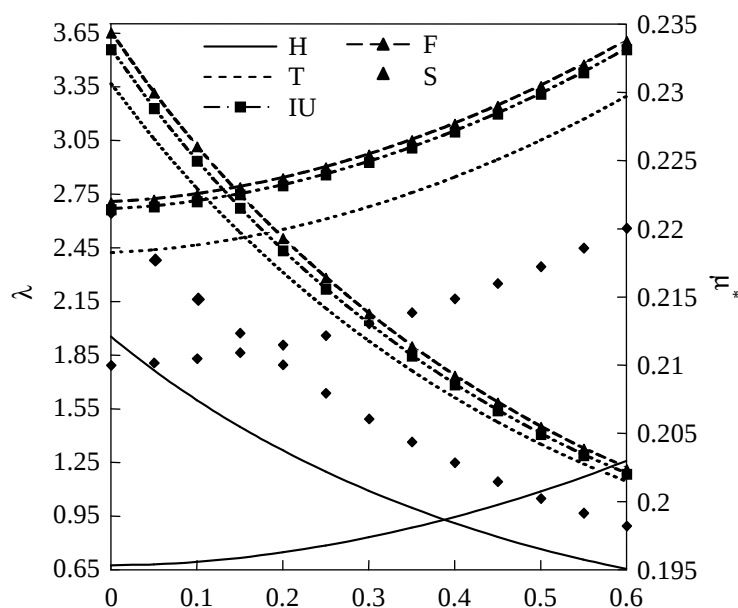


Рис.5. Изменение λ и μ^* с изменением объема.

4. Заключение

В заключение можно добавить, что представленная теория хорошо и полностью отвечает на вопросы, связанные с влиянием давления на сверхпроводимость, в частности, имея в виду, что отсутствуют надежные экспериментальные данные по величине γ_G при низких температурах. Далее, приведенные результаты могут быть улучшены, если неопределенность в значениях μ^* и γ_G будет устранена. В литературе по сверхпроводящим металлокерамкам $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$ отсутствуют экспериментально измеренные значения параметров СС в зависимости от давления, поэтому трудно привести какие-либо особые комментарии. Однако сравнение с теоретическими данными подтверждает применимость модельного потенциала ПЯ и различных форм локально-полевых поправочных функций. Подобное исследование зависимости параметров СС от давления проводится нами в настоящее время для других металлокерамкок.

ЛИТЕРАТУРА

1. **A.V.Narlikar, S.N.Ekbote.** Superconductivity and superconducting materials. South Asian Publishers, New Delhi, Madras, 1983.
2. **G.J.Sizoo, H.K.Onnes.** Commun. Phys. Lab., Leiden. Univ., 1926, p.180.
3. **N.B.Brandt, N.I.Ginzburg.** Sov. Phys. JETP, **17**, 1262 (1963).
4. **M.Levy, J.L.Olsen.** Rev. Sci. Instrum., **36**, 233 (1965).
5. **L.D.Jennings, C.A.Swenson.** Phys. Rev., **112**, 31 (1958).
6. **M.Levy, J.L.Olsen.** Solid State Commun., **2**, 137 (1964).
7. **M.Levy, J.L.Olsen.** Physics of high pressure and the condensed phase (ed. by A. Van Itterbeek). North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965.
8. **T.F.Smith, C.W.Chu.** Phys. Rev., **159**, 353 (1967).

9. **V.L.Ginzberg.** Sov. Phys. JETP, **17**, 1415 (1963).
10. **P.E.Sieden.** Phys. Rev., **179**, 458 (1969).
11. **J.S.Rajput, A.K.Gupta.** Phys. Status Sol., **40**, 87 (1970).
12. **N.V.Zavaritskii.** Sov. Phys. Uspekhi, **15**, 608 (1972).
13. **J.S.Rajput, L.K.Jain.** Indian J. Pure Appl. Phys., **14**, 533 (1976).
14. **M.Gupta, K.S.Sharma, L.Dass.** Pramana – J. Phys., **53**, 773 (1999).
15. **N.W.Ashcroft.** Phys. Lett., **23**, 48 (1966).
16. **A.M.Vora.** Physica C, **450**, 135 (2006); Physica C, **458**, 21 (2007); Physica C, **458**, 43 (2007).
17. **A.M.Vora.** Phys. Scr., **76**, 204 (2007); J. Supercond. Novel Mag., **20**, 355 (2007); J. Supercond. Novel Mag., **20**, 387 (2007); J. Optoelec. Adv. Mater., **9**, 2498 (2007).
18. **A.M.Vora.** Comp. Mater. Sci., **40**, 492 (2007); Chinese Phys. Lett., **24**, 2624 (2007); J. Contemp. Phys. (Armenian Ac. Sci.), **43**, 27 (2008).
19. **W.A.Harrison.** Pseudopotentials in the Theory of Metals. W.A. Benjamin, New York, 1966.
20. **R.Taylor.** J. Phys. F: Met. Phys., **8**, 1699 (1978).
21. **S.Ichamaru, K.Utsumi.** Phys. Rev. B, **24**, 3220 (1981).
22. **B.Farid, V.Heine, G.E.Engel, I.J.Robertson.** Phys. Rev. B, **48**, 11602 (1993).
23. **A.Sarkar, D.S.Sen, S.Haldar, D.Roy.** Mod. Phys. Lett. B, **12**, 639 (1998).
24. **R.Sharma, K.S.Sharma, L.Dass.** Czech. J. Phys. B, **38**, 611 (1988).
25. **W.H.Butler.** Phys. Rev. B, **15**, 5267 (1977).
26. **S.C.Jain, C.M.Kachhava.** Phys. Status Sol. (b), **107**, 139 (1981).
27. **R.E.Hodder.** Phys. Rev., **180**, 530 (1969).
28. **J.L.Olsen, K.Andres, T.H.Gebelle.** Phys. Lett. A, **26**, 239 (1968).
29. **W.A.McMillan.** Phys. Rev., **167**, 331 (1968).

PRESSURE DEPENDENCE OF THE SUPERCONDUCTING STATE PARAMETERS OF A BINARY $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$ METALLIC GLASS SUPERCONDUCTOR

A.M. VORA

Theoretical computation of the pressure dependence of superconducting state parameters of a binary $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$ metallic glass is performed using model potential formalism. Explicit expressions have been derived for the volume dependence of the electron–phonon coupling strength λ and the Coulomb pseudopotential μ^* considering the variation of the Fermi momentum k_F and Debye temperature θ_D with volume. Well-known Ashcroft’s empty core model pseudopotential and five different types of the local-field correction functions, namely, Hartree, Taylor, Ichimaru–Utsumi, Farid et al. and Sarkar et al. have been used for obtaining pressure dependence of transition temperature T_C and the logarithmic volume derivative Φ of the effective interaction strength N_0V for metallic glass superconductor. It has been observed that T_C of $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$ metallic glass decreases rapidly with the increase in the pressure up to 60% decrease in the volume, for which the μ^* and Φ curves show a linear nature. The superconducting phase disappears at about 60% decrease in the volume.