ФІЗИКА І ХІМІЯ ТВЕРДОГО ТІЛА
Т. 12, № 4 (2011) С. 876-881

PHYSICS AND CHEMISTRY OF SOLID STATE
V. 12, № 4 (2011) P. 876-881

УДК 72.20.LP, 72.10.FK, 75.30.MB

ISSN 1729-4428

М.Д. Котерлин[1, 2], Р.Й. Ясницький[1], Г.М. Котерлин[3], Б.С. Морохівський[4]

Електронні властивості та особливості тонкої структури густини станів $CeNi_2Si_2$ з валентно нестабільним Ce

[1]Факультет електроніки Львівського національного університету імені Івана Франка, вул. Драгоманова, 50, м. Львів, 79005, Україна
[2]Інститут фізики Університету Казимира Великого, пл. Вейссенгоффа, 11, м. Бидгощ, 85072, Польща
[3]Західний науковий центр НАН України і МОН України, вул. Матейка, 4, м. Львів, 79000, Україна
[4]Дрогобицький державний педагогічний університет імені Івана Франка, вул. Івана Франка, 24, м. Дрогобич, 82100, Україна

Для сполуки $CeNi_2Si_2$ з валентно нестабільним Ce наведені результати аналітичного опису електроопору, термо-ерс та електронної складової теплоємності на основі моделі локальної структури густини станів (ЛСГС), запропонованої нами раніше. Показано, що ЛСГС біля енергії E_F при низьких температурах (T < 200 K) добре описується двома піками лоренцівської форми, що слабо розділені і утворюють псевдощілину. В області високих температур (T > 400 K) ця особливість енергетичного спектру трансформується в один пік, суттєво звужений та зміщений до енергій E_F. Параметри піків якісно узгоджуються з передбачуваними у ґратковій (низькі температури) та домішковій (високі температури) моделях Андерсона для систем Кондо з сильним орбітальним виродженням *f*-станів. Виявлено, що для опису транспортних властивостей та електронної складової теплоємності $CeNi_2Si_2$ слід використовувати суттєво відмінні моделі спектру елементарних збурень електронної підсистеми.

Ключові слова: інтерметалічні сполуки, валентна нестабільність, електронні властивості, модель Андерсона.

Стаття поступила до редакції 22.01.2011; прийнята до друку 15.09.2011.

Вступ

Сполука $CeNi_2Si_2$ (тетрагональна структура типу $ThCr_2Si_2$), що містить Ce у стані валентної нестабільності (ВН), є представником металічних систем складу CeM_2X_2 (M = 3d - 5d перехідний метал, X = Si чи Ge) з сильними електронними кореляціями, які інтенсивно досліджуються в останні десятиліття [1 - 3]. Добре відомо, що роль M – елемента у сполуках CeM_2X_2 є вирішальною при формуванні станів ВН Ce, однак механізм цього впливу не достатньо вивчений, не є цілком зрозумілою також природа основного стану у таких системах, яка визначається переважно кореляційними ефектами при взаємодії сильно локалізованих 4*f*-станів Ce з електронами зони провідності [2 - 4]. У зв'язку з цим особливу цікавість представляє вивчення тонкої структури квазічастинкових станів, пов'язаних зі станами ВН Ce, на основі досліджень електронних транспортних властивостей, які є найбільш чутливими до різного роду збурень енергетичного спектру в області енергій Фермі (E_F).

Серед сполук даного класу $CeNi_2Si_2$ є металічною системою з ВН Ce, яка характеризується високою температурою спінових флуктуацій T_{sf} (чи Кондо, T_K) ~ 10^3 K та виявляє значну температурну нестабільність заселеності *f*-станів в області температур 4…300 K [5, 6]. Загальною особливістю поведінки транспортних властивостей $CeNi_2Si_2$ є поява характерних додаткових внесків, які приймають максимальні значення при температурах 400…500 K [7 - 9]. Електроопір при температурах T < 100 K виявляє поведінку Фермі-рідини ($r \sim T^2$), що є характерною ознакою валентно нестабільних систем з немагнітним основним станом. Якісно це узгоджується з даними вимірювань магнітної сприйнятливості [8], які вказують, що $CeNi_2Si_2$ є парамагнетиком Паулі в інтервалі температур 4…300 K. Поряд з цим виявлено деякі особливості поведінки транспортних коефіцієнтів $CeNi_2Si_2$, які не мають чіткого розуміння. Насамперед це стосується появи в широкому інтервалі температур (4 < T < 300 K) додаткового від'ємного внеску у складовій термо-ерс, пов'язаній з ВН Ce [8, 9]. Незвичною також є відсутність помітного внеску станів ВН Ce до електронної складової теплоємності в інтервалі температур 20 < T < 120 K [10].

У даному повідомленні наведені результати досліджень в широкому температурному інтервалі питомого електроопору, коефіцієнта термо-ерс для $CeNi_2Si_2$ та відповідного структурного аналога $LaNi_2Si_2$. На основі моделі локальної структури густини станів (ЛСГС), запропонованої нами раніше [7, 11, 12], проведено детальний аналіз внеску станів ВН Ce до електронних характеристик $CeNi_2Si_2$. Показано, що згадані характеристики добре описуються у широкому інтервалі температур при моделюванні ЛСГС двома піками лоренцівської форми з утворенням псевдощілини над рівнем Фермі. Зі зростанням температури ЛСГС трансформується в один пік, суттєво звужений та зміщений до енергій E_F. Параметри піків якісно узгоджуються з передбачуваними у ґратковій (низькі температури) та домішковій (високі температури) моделях Андерсона (МА) для систем Кондо з повним орбітальним виродженням *f*-станів і вказують на спінову природу тонкої структури густини станів при енергіях Фермі.

I. Методика експерименту

Спосіб приготування полікристалічних зразків $CeNi_2Si_2$ і відповідного структурного аналога $LaNi_2Si_2$ та попередні дослідження їх транспортних і магнітних властивостей описані нами раніше у [5, 7, 8]. З метою виділення внеску *f*-станів Ce в електронні коефіцієнти $CeNi_2Si_2$ припускали, що $LaNi_2Si_2$ є добрим аналогом для опису відповідних властивостей так званого «фону», тобто гіпотетичного $CeNi_2Si_2$ без врахування участі *f*-електронів у формуванні локальних резонансних станів біля рівня E_F. Тоді внесок *f*-станів Ce у загальні транспортні коефіцієнти можна записати у вигляді

$$X_f(T) \approx X_{Ce}(T) - X_{La}(T), \qquad (1)$$

де X_{Ce} та X_{La} означають довільний транспортний коефіцієнт для $CeNi_2Si_2$ та $LaNi_2Si_2$, відповідно. При аналізі особливостей структури квазічастинкових станів $CeNi_2Si_2$ користувалися також даними вимірювань теплоємності [10].

II. Результати експерименту та їх обговорення

На рис. 1, 2 наведені температурні залежності питомого електроопору (r), коефіцієнта термо-ерс (S) для сполук RNi2Si2 (R = Ce, La) та внеску f-станів Ce у загальні значення електроопору (r_f) і термо-ерс (S_f), знайдені згідно рівняння (1). Залежність $r(T)$ для $LaNi_2Si_2$ виявляє поведінку, типову для металоподібних систем, яка добре описується рівнянням Блоха-Ґрюнайзена

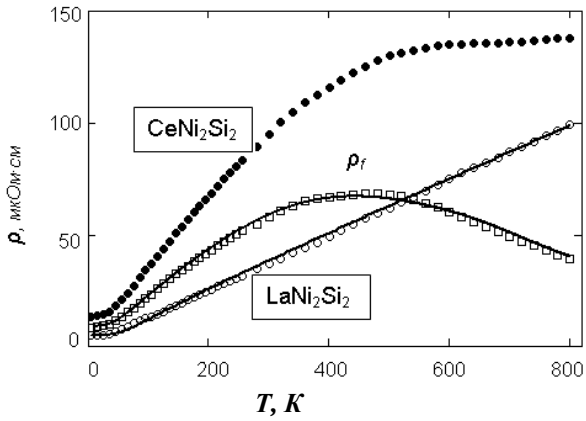

Рис. 1. Температурні залежності питомого електроопору RNi_2Si_2 (R = La, Ce) та його магнітної складової (r_f), зумовленої станами ВН Ce. Лініями наведені результати обчислень.

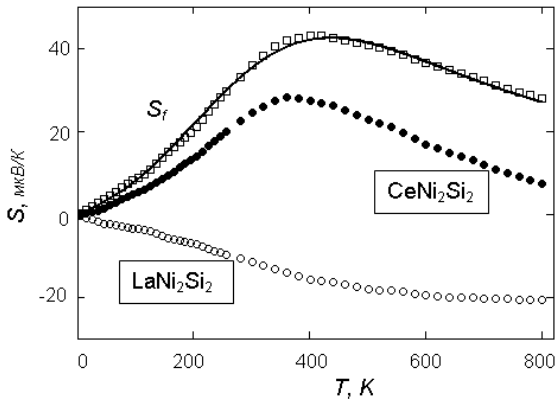

Рис. 2. Температурні залежності термо-ерс RNi_2Si_2 (R = La, Ce) та її магнітної складової (S_f), зумовленої станами ВН Ce. Лінією наведено результати обчислень.

$$r(T) = r_0 + 4P\Theta_D\left(\frac{T}{\Theta_D}\right)^5 \int_0^{\Theta_D/T} \frac{x^5 dx}{(e^x - 1)(1 - e^{-x})} \qquad (2)$$

де r_0 означає залишковий опір, P – параметр, який враховує ефективність електрон-фононної взаємодії, Θ_D - температура Дебая. Найкраще узгодження обчислених значень $r(T)$ з експериментом (рис. 1, суцільна крива для $LaNi_2Si_2$) одержано при значеннях параметрів: r_0 = 5 мкОм·см, P = 0,118 мкОм·см / K та Θ_D = 310 K. Одержане значення Θ_D добре

узгоджується зі знайденим з вимірювань теплоємності [13]. Термо-ерс $LaNi_2Si_2$ у всьому температурному інтервалі приймає від'ємні значення, характерні для металічних систем з переважно електронним типом провідності. Для $CeNi_2Si_2$ залежності $r(T)$ та $S(T)$ якісно нагадують відповідні залежності для систем з ВН Се, що характеризуються високими температурами Кондо (ТК > 103 К) [3, 14]. Складова $r_f(T)$ виявляє поведінку Фермі-рідини ($r_f = r_{f0} + AT^2$ де r_{f0} = 8 мкОм·см, A = 2,3×10^{-3} мкОм·см/К^2) в інтервалі температур T ≤ 60 К та широкий максимум ($r_{f\max} \approx 68$ мкОм·см) при температурі $T_{r_{f\max}} \approx 450\ldots500$ К. Типовою особливістю залежності $S_f(T)$ для систем з ВН Се є наявність асиметричного максимуму при $T_{S_{f\max}} \approx T_{r_{f\max}}$ (якісно $S_f \sim T$ при $T < T_{S_{f\max}}$ та $S_f \sim T^{-1}$ при $T > T_{S_{f\max}}$). У випадку $CeNi_2Si_2$ спостерігається суттєве відхилення від лінійної залежності $S_f \sim T$ при $T < T_{S_{f\max}}$ з появою позитивної кривизни (рис. 2). Характерно, що у цій області температур (T < 200 К) складова магнітної сприйнятливості c_f не виявляє температурної залежності [8]. Абсолютне значення c_f при низьких температурах ($c_f(T \to 0)$ = 0.45×10-3см3/моль [8]) можна використати для оцінки температури Кондо ТК. У наближенні МА для f-домішки з повним орбітальним виродженням [14] параметр ТК пов'язаний з $c_f(T \to 0)$ простим співвідношенням

$$c_f(T \to 0) = \frac{m_{ef}^2 n_f(T \to 0)}{3T_K(T \to 0)}, \qquad (3)$$

де $m_{ef} = g_J m_B \sqrt{J(J+1)}$ - ефективний магнітний момент іону Се3+ (J = 5/2), n_f - електронна заселеність f-станів Се. Користуючись відомими даними для заселеності f-станів Се при низьких температурах (n_f = 0,73 при T = 4,2 К [6]), з рівняння (3) отримаємо значення температури Кондо (T_K = 1300 К), яке суттєво відрізняється від її оцінок за даними термо-ерс (ТК ≈ 1.7×$T_{S_{f\max}}$ = 680 К [15]). Згадані особливості поведінки залежності $S_f(T)$ та розходження в оцінках T_K можуть бути викликані розщепленням ЛСГС при низьких температурах (T < 200 К) та температурною нестабільністю валентного стану Се [8, 9, 15].

Згідно попередніх даних [8], при описі транспортних характеристик $CeNi_2Si_2$ у рамках моделі ЛСГС, спектр прифермієвських збурень у першому наближенні можна представити у вигляді двох піків лоренцівської форми $g_f(E) = g_{f1}(E) + g_{f2}(E)$. При описі використовували піки однакової ширини (Гf1 = Гf2 = 39 меВ), які розташовані так, що структура $g_f(E)$ утворює псевдощілину шириною Δ ~ 85 меВ безпосередньо над рівнем EF. Однак така модель тонкої структури задовільно описує транспортні характеристики $CeNi_2Si_2$ лише у вузькому інтервалі температур (4 < T < 200 К) [8]. Зі зростанням температури параметри структури $g_f(E)$ можуть суттєво змінюватись. У загальному випадку температурні зміни структури квазічастинкових станів біля енергій EF у системах з ВН Се мають складний характер і ще не достатньо вивчені [16 - 18].

У даній роботі можливі температурні зміни структури $g_f(E)$ визначали за умови найкращого узгодження обчислених у рамках моделі ЛСГС [7, 11, 12] залежностей транспортних властивостей $CeNi_2Si_2$ з експериментальними на всьому температурному інтервалі вимірювань. У якості варіаційних параметрів розглядалися ширини піків Γ_{f1}, Γ_{f2}, їх взаємне розташування e_{f1}, e_{f2} відносно рівня EF та коефіцієнт внеску піків (c) у загальну структуру $g_f(E) = cg_{f1}(E) + (1-c)g_{f2}(E)$. При цьому враховувалась також можливість температурної зміни вказаних параметрів. В процесі обчислень кількість варіаційних параметрів мінімізувалась, виходячи з умови задовільного узгодження обчислених залежностей з експериментальними. З метою більш детального співставлення користувалися перенормованими значеннями обчислених коефіцієнтів, одержаними за умови їх рівності експериментальним в одній окремо взятій точці на шкалі температур. За такі точки були прийняті максимальні значення внеску ВН Се до електроопору ($r_{f\max}$ = 68 мкОм·см), термо-ерс ($S_{f\max}$ = 43 мкВ/К) та теплоємності ($C_{f\max}$ = 11 Дж/моль·К). При обчисленнях транспортних властивостей $CeNi_2Si_2$ використовували тільки дві величини, взяті з експерименту: поправку на залишковий опір r_{f0} = 8 мкОм·см та температуру Дебая θD = 310 К, знайдену для $LaNi_2Si_2$ [13].

На рис. 1, 2 наведені результати узгодження обчислених у рамках моделі ЛСГС [7, 11, 12] залежностей $r_f(T)$ та $S_f(T)$ для $CeNi_2Si_2$, отриманих при умові слабо змінної відносної інтенсивності піків (c = 0,2 при T < 600 K, $c(T) \approx 0.2(2-1.7\times10^{-3}T)$ в інтервалі температур 600 K < T < 800 K), незмінних параметрах піка g_{f1} (Γ_{f1} = 43 меВ, e_{f1} = 6 меВ) та суттєвій температурній зміні параметрів піка g_{f2} ($e_{f2}(T) \approx 43+40\{1+th[(310-T)/220]\}$ меВ і $\Gamma_{f2}(T) \approx 0.56(1+4.5\times10^{-10}T^3)e_{f2}(T)$ меВ).

Згідно модельних уявлень [16 - 18] про особливості спектру квазічастинкових збурень у системах з ВН Ce подвійна структура піка $g_f(E)$ може бути викликана когерентністю флуктуацій на f-центрах і якісно добре описується у рамках МА для ґратки. Параметри піка g_{f2} при T < 50 K приймають значення ($\Gamma_{f2} \approx 67$ меВ, $e_{f2} \approx 120$ меВ), які узгоджуються з відповідними параметрами резонансу Абрикосова-Сула, що спостерігається у системах Кондо [3] чи локальної структури, що описується у наближенні МА для f-домішки з повним орбітальним виродженням [14]. Для систем такого типу характеристичну температуру ТК можна оцінити за знайденими параметрами ЛСГС ($T_K = \sqrt{e_f^2+\Gamma_f^2}/k_B \approx e_f/k_B$, $\Gamma_f \approx pe_f/N_f$, k_B – стала Больцмана, N_f – орбітальне виродження f-рівня Ce). За умови повного орбітального виродження f-рівня Ce відношення $\Gamma_f/e_f \approx p/N_f = 0.52$ [14]. У нашому випадку оцінка ТК за знайденими параметрами піка g_{f2} при T < 50 K ($T_K \approx 1400$ K при $\Gamma_f/e_f = 0.56$) добре узгоджується з подібною оцінкою на підставі даних для $c_f(T \to 0)$. Таким чином можна вважати, що пік густини станів g_{f2} має переважно спінову природу та відображає процес кондівського екранування f-центру як магнітної домішки. На рис. 3 наведена температурна трансформація резонансної структури $g_f(E)$, одержана за умови узгодження обчислених залежностей $r_f(T)$, $S_f(T)$ з експериментальними. Як видно, наявна при низьких температурах енергетична псевдощілина повністю

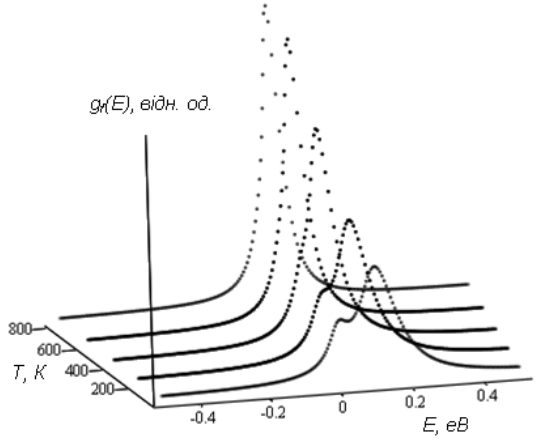

Рис. 3. Температурна трансформація тонкої структури густини станів в області енергій Фермі (E_F = 0) $CeNi_2Si_2$, одержана за умови узгодження обчислених залежностей $r_f(T)$ та $S_f(T)$ з експериментальними.

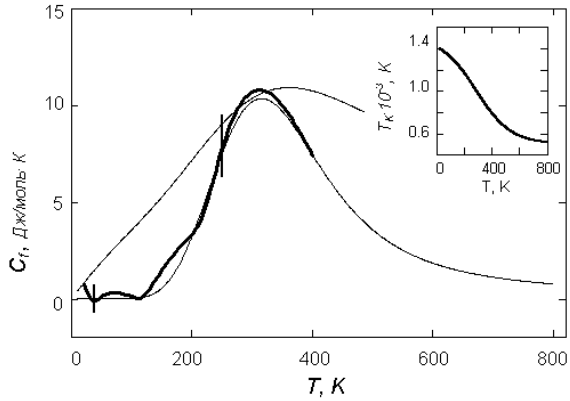

Рис. 4. Температурна залежність електронної складової теплоємності $CeNi_2Si_2$, зумовленої станами ВН Ce [10]. Тонкими лініями наведено залежності, обчислені в рамках моделі ЛСГС (крива *1*) та дворівневої моделі спектру елементарних збурень (крива *2*). На вставці наведено обчислену температурну залежність характеристичного параметра T_K.

"замивається" при T > 400 K, пік $g_f(E)$ звужується та наближається до рівня EF. Якісно це добре узгоджується зі спектроскопічними даними ефективної заселеності f-станів Ce, а саме - стабілізації магнітного стану Ce3+ зі зростанням температури в інтервалі 4…300 K [5, 6]. В області температур T > 600 K ЛСГС приймає вигляд одного піку з параметрами $\Gamma_f \approx 30$ меВ та $\varepsilon e_f \approx 45…50$ меВ, які визначають ефективну температуру Кондо для f-домішки у межах 520…580 K.

На рис. 4 наведені експериментальні дані внеску станів ВН Ce (C_f) у електронну складову теплоємності CeNi2Si2 в інтервалі температур 20…400 K [10] та обчислені в рамках моделі ЛСГС [7, 11, 12] (крива 1) при використанні параметрів структури $g_f(E)$, одержаних за умови найкращого

узгодження обчислених залежностей $r_f(T)$ та $S_f(T)$ з експериментальними. Суттєве розходження з експериментом в області низьких температур (T < 150 K) можна пов'язувати зі значною шириною піків резонансної структури $g_f(E)$. Експериментальна залежність $C_f(T)$ для CeNi2Si2 виявляє характер, подібний до аномалій типу Шоткі, спостережуваних в так зв. Кондо-ізоляторах [19]. Відсутність помітного внеску станів ВН Ce до загальної теплоємності в області температур T < 150 K та наявність вузького максимуму при T = 300 K добре описується у наближенні дворівневої моделі спектру елементарних збурень. У конфігураційному представленні систем з ВН Ce [14] основний стан (E_0 = 0) є немагнітним, а найближчий збурений є магнітним і знаходиться при енергіях E1 ~ k_BT_K. Тоді складову теплоємності типу Шоткі для такої системи можна обчислити за формулою

$$C_f(T) = R\left(\frac{w_0}{w_1}\right)\left(\frac{T_K(T)}{T}\right)^2 \frac{e^{T_K(T)/T}}{\left[1+\frac{w_0}{w_1}e^{T_K(T)/T}\right]^2}, \qquad (4)$$

де R - стала Рідберга, w0/w1 = 1/(2J+1) – відношення кратності виродження основного (E0) та збуреного (E1) рівнів. У рівнянні (4) враховано, що характеристичний параметр TK є функцією температури (рис. 4, вставка), яка визначається параметрами ЛСГС ($\Gamma_{f2}(T)$, $e_{f2}(T)$). Єдиним варіаційним параметром у рівнянні (4) є кратність виродження магнітного стану E1. Найкраще узгодження обчисленої складової $C_f(T)$ з експериментальною (рис. 4, крива 2, абсолютні значення) одержується для стану E1 з J = 3/2.

Виявлену необхідність використання суттєво відмінних моделей спектрів елементарних збурень електронної підсистеми CeNi2Si2 при описі транспортних та теплофізичних характеристик якісно можна пояснити у рамках МА особливостями прояву кореляційних ефектів [14]. На відміну від транспортних характеристик, електронна складова теплоємності не є фізичною величиною, прямо пов'язаною з ЛСГС в області енергій Фермі.

Висновки

Показано, що транспортні коефіцієнти сполуки CeNi2Si2 з валентно нестабільним Ce в широкому інтервалі температур добре описуються в рамках моделі ЛСГС у вигляді двох піків лоренцівської форми, які трансформуються певним чином в один пік. Параметри піків якісно узгоджуються з передбачуваними у ґратковій (низькі температури) та домішковій (високі температури) моделях Андерсона для систем Кондо з повним орбітальним виродженням f-станів. Виявлена необхідність використання суттєво відмінних моделей спектрів елементарних збурень електронної підсистеми $CeNi_2Si_2$ при описі транспортних та теплофізичних характеристик.

Котерлин М.Д. - доктор фізико-математичних наук, старший науковий співробітник кафедри фізики напівпровідників;
Ясницький Р.Й. - науковий співробітник кафедри фізики напівпровідників;
Котерлин Г.М. - науковий співробітник;
Морохівський Б.С. - кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри теоретичної фізики і методики викладання фізики. .

[1] A. Szytula, J. Leciejewicz. Magnetic properties of ternary intermetallic compounds of the RT2X2 type / in: K.A. Gschneidner, L. Eyring (Eds.), Handbook on the Physics and Chemistry of Rare Earths, Vol. 12, Elsevier Science Publishers, pp. 133-211 (1989).

[2] G.R. Stewart. Non-Fermi-liquid behavior in d- and f -electron metals // *Rev. Mod. Phys.*, **73**(4), pp. 797-855 (2001).

[3] N.B. Brandt, V.V. Moshchalkov. Concentrated Kondo systems // *Adv. Phys.*, **33**(5), pp.373-467 (1988).

[4] L. Degiorgi. The electrodynamic response of heavy-electron compounds // *Rev. Mod. Phys.*, **71**(3), pp. 687-734 (1999).

[5] М.Н. Грошев, М.Д. Котерлин, Е.М. Левин, Р.В. Луцив, Н.М. Мифтахов, Ю.П. Смирнов, А.Е. Совестнов, А.В. Тюнис, В.А. Шабуров, Р.И. Ясницкий, С.М. Кузьмина, В.И. Петрова, В.А. Тюкавин. Состояние промежуточной валентности церия и иттербия в интерметаллических соединениях RM2X2 (M = Mn, Fe, Co, Ni, Cu X = Si, Ge) // *Физ. Тв. Тела*, **28**(9), сс. 2711-2716 (1986).

[6] C. Ammarguellat, M. Escorne, A. Mauger, E. Beaurepaire, M.F. Ravet, G. Krill, F. Lapierre, P. Haen, C. Godart. Mixed Valence Properties of CeM_2Si_2 (M = Mn, Fe, Co, Cu) // *Phys. Stat. Sol.* (b), **143**(1), pp. 159-166 (1987).

[7] M.D. Koterlyn, R.I. Yasnitskii, B.S. Morokhivskii. Electronic transport properties of compounds with temperature unstable intermediate valence of Ce // *Condensed Matter Phys.*, **7**(2), pp. 265-274 (2004).

[8] M. Koterlyn, I. Shcherba, R. Yasnitskii, G. Koterlyn. Peculiarities of the intermediate valence state of Ce in CeM2Si2 (M = Fe, Co, Ni) compounds // *J. Alloys Compd.*, **442**(1-2), pp. 176-179 (2007).

[9] M.D. Koterlyn, R.I. Jasnitskii, G.M. Koterlyn, B.S. Morokhivskii. Thermoelectric power in compounds with an intermediate valence of Ce: phenomenological description // *J. Alloys Compd*., **348**(1-2), pp. 52-56 (2003).
[10] R. Pott. Thermal expansion and specific heat of mixed valence compounds / in: J.V. Acrivos, N.F. Mott (Eds.), Physics and Chemistry of Electrons and Ions in Condensed Matter, pp. 117-122 (1984).
[11] M.D. Koterlyn, O.I. Babych, G.M. Koterlyn. Dependence of the CeNi5 thermoelectric power on strong 4f-electron instability // *J. Alloys Compd*., **325**(1), pp. 6-11 (2001).
[12] М.Д. Котерлин, Б.С. Морохівський, Г.М. Котерлин. Структура густини станів та електронні транспортні властивості CeNi // *Фізика і хімія твердого тіла*, **10**(1), сс. 36-40 (2009).
[13] M. Bouvier, P. Lethuillier, D. Schmitt. Specific heat in some gadolinium compounds. I. Experimental. // *Phys. Rev. B.*, **43**(16), pp. 13137-13144 (1991).
[14] N.E. Bickers, D.L. Cox, J.W. Wilkins. Self-consistent large-N expansion for normal-state properties of dilute magnetic alloys // *Phys. Rev. B.*, **36**(4), pp. 2036-2072 (1987).
[15] M.D. Koterlyn, G.M. Koterlyn, R.I. Yasnitskii. Electronic transport properties of compounds with temperature unstable intermediate valence of Ce // *Physica B: Cond. Matter*., **355**(1-4), pp. 231-235 (2005).
[16] B. H. Brandow. Finite-temperature behavior of the Anderson lattice // *Phys. Rev. B* **37**(1), pp. 250-260 (1988).
[17] K. Hanzawa. Pseudogap Formation in Rare-Earth Compounds // *J. Phys. Soc. Jpn*, **71**(6), pp. 1481-1494 (2002).
[18] C. Grenzebach, F. B. Anders, G. Czycholl, T. Pruschke. Transport properties of heavy-fermion systems // *Phys. Rev. B*, **74**(19), pp. 195119-195136 (2006).
[19] P.S. Riseborough. Heavy fermion semiconductors // *Adv. Phys.*, **49**(3), pp.257-320 (2000).

M. D. Koterlyn[1, 2], R. I. Yasnitskii[2], G. M. Koterlyn[3], B. S. Morokhivskii[4]

Electronic Properties and Peculiarities of the Fine Structure of Density States of $CeNi_2Si_2$ with Valence Unstable Ce

[1]Department of Electronics, Ivan Franko National University of L'viv, Dragomanova Str. 50, 79005 L'viv, Ukraine
[2]Institute of Physics, K. Wielkiego University, Weyssenhoffa Sq. 11, 85-072 Bydgoszcz, Poland
[3]Western Scientific Center of the National Academy of Sciences of Ukraine and Ministry of Education and Science of Ukraine, Matejka Str. 4, 79000 L'viv, Ukraine
[4]Ivan Franko Drohobych State Teacher Training University, Ivan Franko Str.24, 82100 Drohobych, Ukraine

For $CeNi_2Si_2$ compound with unstable valence Ce, the results of an analytic description of electrical resistivity, thermoelectric power and an electronic component of specific heat on the basis of a model of the local structure of state density (LSSD) proposed by us earlier are presented. It is shown that LSSD near Fermi energy at low temperatures (T < 200 K) is well described by two peaks of the Lorentzian shape that are poorly separated and make a pseudogap. Under high temperatures (T > 400 K) this feature of the energy spectrum is transformed into a single peak, which significantly narrowed and shifted to energy E_F. The parameters of the peaks agree qualitatively with the predictable ones in the lattice (low temperature) and impurity (high temperature) Anderson models for Kondo systems with strong orbital degeneracy of *f*-states. It is found that for the description of the transport properties and the electronic component of specific heat of $CeNi_2Si_2$, essentially different models in the range of elementary perturbations of an electron subsystem should be used.

Key words: intermetallic compounds; valence instability; electronic properties; Anderson model.