

УДК. 538.1, 539.2

О.Крамар

Тернопільський державний технічний університет імені Івана Пулюя

## НИЗЬКОТЕМПЕРАТУРНІ ВЛАСТИВОСТІ МЕТАЛІЧНОГО ФЕРОМАГНЕТИКА В УЗАГАЛЬНЕНІЙ ОДНОЗОННІЙ МОДЕЛІ ГАББАРДА З КОРЕЛЬОВАНИМ ПЕРЕНОСОМ

*Досліджується можливість реалізації металічного феромагнетизму в узагальненій моделі Габбарда при врахуванні корельованого переносу та міжвузлової обмінної взаємодії. Розрахований досі методом середнього поля одночастинковий енергетичний спектр моделі застосовується для опису властивостей системи у випадку ненульових температур. Знайдено вираз для критичної температури переходу феромагнетик-парамагнетик, аналізується поведінка намагніченості нижче від точки Кюрі та магнітної сприйнятливості у парамагнітному стані. Врахуванням корельованого переносу пояснюються деякі особливості феромагнітної поведінки перехідних металів, їх сплавів та сполук.*

### Умовні позначення

$\mu$	– хімічний потенціал;
$t_{ij}$	– інтеграл переносу електронів з вузла $j$ на вузол $i$ ;
$T_1(ij)$	– інтеграл корельованого переносу першого роду;
$T_2(ij)$	– інтеграл корельованого переносу другого роду;
$U$	– енергія кулонівського відштовхування електронів з протилежними спінами на одному вузлі;
$J$	– енергія міжвузлової обмінної взаємодії;
$h$	– зовнішнє магнітне поле;
$\sigma$	– спін електрона ( $\sigma = \uparrow, \downarrow$ ), $\bar{\sigma} = -\sigma$ ;
$2w$	– ширина енергетичної зони;
$T$	– абсолютна температура;
$k_B$	– стала Больцмана.

Для пояснення феромагнетизму в системі електронів у єдиній енергетичній зоні принципово важливо враховувати міжелектронні кулонівські кореляції. Модель Габбарда [1], що описує невироджену зону електронів з локальною кулонівською взаємодією, лише частково розв'язує проблему врахування електрон-електронних взаємодій і потребує узагальнення. Природно доповнити модельний гамільтоніан додатковими матричними елементами, що відповідають різним типам міжелектронних взаємодій, та розглянути проблему феромагнетизму в узагальненій моделі Габбарда (про сучасний стан цієї проблеми див. огляди [2,3,4]).

У роботах Гірша [5,6,7] узагальнено теорію Стонера-Вольфарта [8,9], що застосовувалася для опису магнетизму колективізованих електронів (вказемо у цьому зв'язку, що розрахунки у цій теорії суттєво залежать від форми та особливостей густини станів, зокрема, відомий результат відсутності ненасиченого феромагнетизму при застосуванні прямокутної густини станів). Використання теорії середнього поля в узагальненні виявило ключову роль міжатомної обмінної взаємодії для отримання ненасиченого феромагнетизму. В рамках теорії середнього поля вдалося отримати критерій існування феромагнетизму, концентраційну залежність магнітного моменту, вираз для температури Кюрі, температурні залежності намагніченості та магнітної сприйнятливості.

Поряд з міжатомною обмінною взаємодією принципово важливим, на наш погляд, для пояснення феромагнетизму в однозонній моделі є врахування матричних елементів, що описують корельований перенос електронів [10]. Розгляд корельованого переносу дозволив пояснити деякі особливості переходу метал-діелектрик в однозонній [11] та

двократно орбітально виродженій [12] моделях. Урахування впливу заселеності вузлів (як тих, що беруть участь в процесах переносу, так і сусідніх до них) на міжвузлові переходи електронів приводить до появи додаткового механізму [13,14] стабілізації феромагнітного впорядкування. Про важливість корельованого переносу при розгляді металічного феромагнетизму йшлося також у [15,16]. Однак важливе питання впливу корельованого переносу на критичну температуру переходу феромагнетик-парамагнетик, а також на поведінку намагніченості та магнітної сприйнятливості при ненульових температурах досі не розглядалося.

Головне завдання даної роботи полягає в тому, щоб виявити принципову необхідність врахування корельованого переносу на додаток до міжатомної обмінної взаємодії, для коректного опису металічного феромагнетизму. Аналіз у межах теорії середнього поля дозволяє пояснити концентраційну залежність магнітного моменту та нестандартну поведінку температури Кюрі системи при зміні концентрації електронів, температурну залежність магнітного моменту системи тощо. Крім того, врахування корельованого переносу дозволяє уникнути завищення значень температури Кюрі.

Розглянемо гамільтоніан, запропонований у [10, 11], узагальнений врахуванням слабого магнітного поля

$$H = -\mu \sum_{i\sigma} a_{i\sigma}^+ a_{i\sigma} + \sum_{\substack{ij\sigma \\ i \neq j}} t_{ij}(n) a_{i\sigma}^+ a_{j\sigma} + \sum_{\substack{ij\sigma \\ i \neq j}} (T_2(ij) a_{i\sigma}^+ a_{j\sigma} n_{i\bar{\sigma}} + h.c.) + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow} + \frac{J}{2} \sum_{\substack{ij\sigma\sigma' \\ i \neq j}} a_{i\sigma}^+ a_{j\sigma}^+ a_{i\sigma'} a_{j\sigma'} - h \sum_i (n_{i\uparrow} - n_{i\downarrow}), \quad (1)$$

де  $a_{i\sigma}^+, a_{i\sigma}$  - оператори народження та знищення електрона зі спіном  $\sigma$  на вузлі  $i$ ,  $n_{i\sigma} = a_{i\sigma}^+ a_{i\sigma}$  - оператор кількості електронів зі спіном  $\sigma$  вузлі  $i$ ,  $t_{ij}(n) = t_{ij} + n T_1(ij)$  - ефективний інтеграл переносу електрона вузла  $j$  на вузол  $i$ . Одиниці вимірювання зовнішнього магнітного поля  $h$  вибрані так, щоб магнітний момент електрона дорівнював одиниці.

Особливостями моделі, що описується гамільтоніаном (1), є врахування впливу заселеності вузлів на процеси переносу електронів (корельованого переносу) та прямої обмінної взаємодії між сусідніми вузлами. У цій моделі перенос електрона корелюється заселеністю як вузлів, що беруть участь у процесах переносу, так і сусідніх вузлів (на відміну від подібних узагальнень моделі Габбарда). Наявність корельованого переносу зумовлює концентраційну залежність ефективного інтегралу переносу  $t_{ij}(n)$  та появу незалежного від квазіімпульсу зсуву центрів підзон для електронів з різними спінами, залежного від магнітного впорядкування. Величину корельованого переносу охарактеризуємо незалежними від номера вузла безрозмірними параметрами

$$\tau_1 = \frac{T_1(ij)}{|t_{ij}|}, \quad \tau_2 = \frac{T_2(ij)}{|t_{ij}|}.$$

На основі методу функцій Гріна з використанням теорії середнього поля досі [14] був отриманий одночастинковий енергетичний спектр, який при наявності магнітного поля виглядає так:

$$E_{\sigma}(\vec{k}) = -\mu + \beta_{\sigma} + n_{\bar{\sigma}} U - z n_{\sigma} J - h \eta_{\sigma} + t(n\sigma) \gamma(\vec{k}), \quad (2)$$

тут спін-залежний зсув центрів підзон

$$\beta_{\sigma} = \frac{2}{N} \sum_{ij} T_2(ij) \langle a_{i\sigma}^+ a_{j\sigma} \rangle, \quad (3)$$

$z$  - число найближчих сусідів, для спіна  $\sigma = \uparrow (\downarrow)$  має місце  $\eta = 1 (-1)$ ,

$\gamma(\vec{k}) = \sum_{\vec{R}} \exp(i\vec{k}\vec{R})$  (сумовування виконується по найближчих сусідніх вузлах),

спін- та концентраційно-залежний інтеграл переносу

$$t(n\sigma) = (1 - \tau_1 n - 2\tau_2 n_{\bar{\sigma}} - \frac{zJ}{w} \sum_s A_s) t = \alpha_\sigma t, \quad (4)$$

де  $w=z/t$  - півширина енергетичної зони,  $t$  - інтеграл переносу між найближчими сусідами та

$$A_s = \frac{1}{N} \sum_{ij} \left( -\frac{t_{ij}}{w} \langle a_{is}^+ a_{js} \rangle \right). \quad (5)$$

Загалом заселеність  $n$  вузла та намагніченість  $m$  визначаються відповідно виразами

$$n = n_\uparrow + n_\downarrow = \int_{-w}^w \rho(\varepsilon) [f(E_\uparrow(\varepsilon)) + f(E_\downarrow(\varepsilon))] d\varepsilon; \quad (6)$$

$$m = n_\uparrow - n_\downarrow = \int_{-w}^w \rho(\varepsilon) [f(E_\uparrow(\varepsilon)) - f(E_\downarrow(\varepsilon))] d\varepsilon, \quad (7)$$

де  $\rho(\varepsilon)$  - густина станів,  $f(E_\sigma(\varepsilon))$  - функція розподілу Фермі.

Спонтанна (при відсутності магнітного поля) намагніченість системи в основному стані при прямокутній густині станів визначається виразом

$$m^{GS} = \sqrt{1 + n(2 - n) - \frac{1 - U/2w - \tau_1 n - \tau_2(2 - n)}{zJ/2w}}, \quad (8)$$

що справедливий для випадку  $J>0$  (коли  $J=0$  можливий лише стрибкоподібний перехід до стану насичення  $m^{GS}=n$ ). Якщо розрахована за (8) намагніченість  $m^{GS}>n$  необхідно, покласти  $m^{GS}=n$  (досягається стан повної поляризації).

Урахування корельованого переносу приводить до виникнення своєрідного кінетичного механізму стабілізації феромагнітного впорядкування. Цей механізм зумовлений наявністю спин-залежного зсуву центрів відповідних електронних підзон за рахунок корельованого переносу (подібно до зсуву центрів підзон за рахунок міжатомної обмінної взаємодії).

Вплив корельованого переносу на властивості системи ілюструє рис.1, де побудована залежність намагніченості в основному стані  $m^{GS}$  від концентрації електронів  $n$  при фіксованих значеннях обмінного інтегралу, внутріатомної кулонівської взаємодії та різних значеннях параметрів корельованого переносу. У [5, 7] були отримані концентраційні залежності намагніченості у моделі Габбарда з міжатомним обміном, однак вони симетричні відносно половинного заповнення. У нашій роботі має місце асиметрія випадків  $n<1$  і  $n>1$ ; зокрема збільшення параметра  $\tau_1$  приводить до зміщення області феромагнітного впорядкування у бік більших значень концентрації електронів  $n$ , збільшення параметра  $\tau_2$  - в бік менших значень  $n$ . Зазначимо також, що врахування корельованого переносу значно збагачує набір кривих  $m^{GS}(n)$ . Отримані залежності намагніченості від концентрації можуть якісно описати експериментальні криві для бінарних феромагнітних сплавів перехідних металів Fe, Co, Ni між собою та з іншими перехідними елементами (криві Слетера-Полінга [17]).

При ненульових температурах з використанням прямокутної густини станів отримуємо рівняння для намагніченості

$$\exp\left(-\frac{mJ_{eff}w}{\Theta}\right) = \frac{sh\left(\frac{(1-n_\uparrow)\alpha_\uparrow w}{\Theta}\right) sh\left(\frac{n_\downarrow\alpha_\downarrow w}{\Theta}\right)}{sh\left(\frac{(1-n_\downarrow)\alpha_\downarrow w}{\Theta}\right) sh\left(\frac{n_\uparrow\alpha_\uparrow w}{\Theta}\right)}, \quad (9)$$

де  $J_{eff} = zJ/w + U/w + 2\tau_2(1 - n)$ ,  $\Theta = k_B T$ .

Для отримання температурної залежності намагніченості треба застосовувати чисельні методи. Розрахунки виявляють, що наближено чисельні результати можна відтворити з допомогою підходу, запропонованого у [6]. Для отримання температури

Кюрі необхідно розкласти вираз (7) при намагніченості  $m \rightarrow 0$  у степеневий ряд. При низьких температурах можна наближено вважати

$$1 = \frac{\frac{U}{2w} + \frac{zJ}{2w} - 2w\tau_2(n-1)}{1 - n(\tau_1 + \tau_2) - 2A^*(\Theta_C) \frac{zJ}{w}}, \quad (10)$$

де  $A^*(\Theta_C) = A_\sigma(\Theta)|_{m \rightarrow 0}$ . З останньої рівності у випадку нульової температури отримується критерій переходу парамагнетик-ферромагнетик, одержаний раніше в роботі [14].

Для знаходження  $A^*(\Theta_C)$  скористаємося розкладом Зоммерфельда [18] (при умові низьких температур). При температурі Кюрі (коли зникає магнітний момент і  $n_\sigma = n/2$ ) отримуємо рівність

$$A^*(\Theta_C) = \frac{n(2-n)}{4} - \frac{2\pi^2}{3} \left( \frac{\Theta_C}{2w} \right)^2 \frac{1}{\left[ 1 - n(\tau_1 + \tau_2) - 2A^*(\Theta_C) \frac{zJ}{w} \right]^2}, \quad (11)$$

Система рівнянь (10) та (11) дозволяє виразити температуру Кюрі через параметри моделі

$$\frac{\Theta_C}{2w} = \sqrt{1 + n(2-n) - \frac{1 - U/2w - \tau_1 n - \tau_2(2-n)}{zJ/2w}} \sqrt{\frac{3}{2\pi^2} \left( \frac{U}{2w} + \frac{zJ}{2w} - 2\tau_2(n-1) \right)}, \quad (12)$$

Враховуючи рівність (8), остаточно для температури Кюрі отримаємо

$$\frac{\Theta_C}{2w} = \sqrt{\frac{3}{2\pi^2} \left( \frac{U}{2w} + \frac{zJ}{2w} - 2\tau_2(n-1) \right)} m^{GS}, \quad (13)$$

Якщо у формулі (13) не враховувати корельований перенос, отримаємо результат роботи [6].

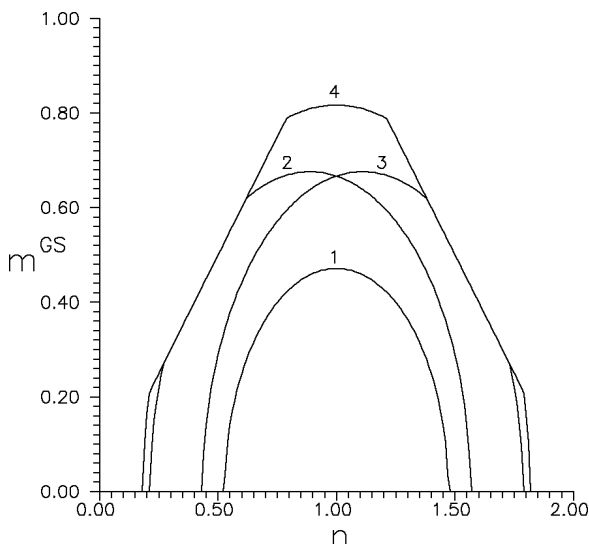


Рис.1. Залежність намагніченості в основному стані  $m^{GS}$  від концентрації електронів  $n$  при  $U/w=1.2$  та  $J/w=0.1$ . Крива 1 відповідає  $\tau_1 = \tau_2 = 0$ , крива 2 -  $\tau_1 = 0, \tau_2 = 0.05$ , крива 3 -  $\tau_1 = 0.05, \tau_2 = 0$ , крива 4 -  $\tau_1 = \tau_2 = 0.05$ .

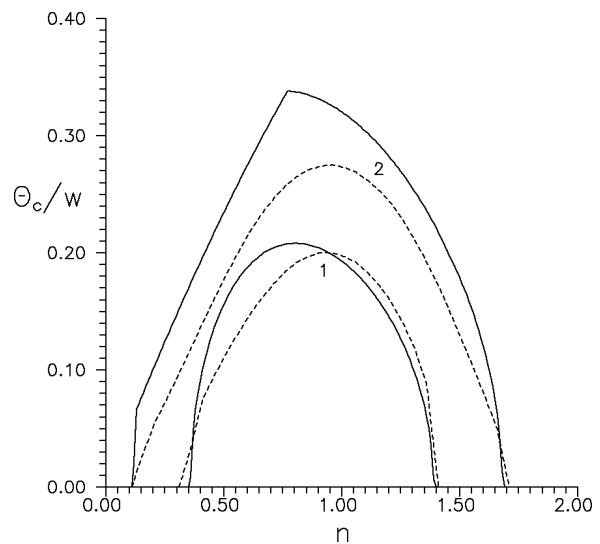


Рис.2. Залежність температури Кюрі  $\Theta_C/w$  від концентрації електронів  $n$  при  $U/w=1$  та  $\tau_1=0.05, \tau_2=0.1$ . Криві 1 відповідають  $J/w=0.4$ , криві 2 -  $J/w=0.5$ . Штрихові криві – результати чисельних розрахунків за формулою (9), суцільні криві побудовані за формулою (13).

Температура Кюрі внаслідок виконаних наближень строго зв'язана з намагніченістю, яку має ферромагнетик в основному стані. Особливістю формули (13) є

наявність доданка, зв'язаного з корельованим переносом  $\tau_2$  ( $m^{GS}$  також залежить від цього параметра), що у випадку  $n > 1$  має від'ємний знак і тому знижує температуру Кюрі. Ця обставина (при відповідному виборі параметрів корельованого переносу), на нашу думку, дозволяє подолати суттєвий недолік, пов'язаний з завищенням значень температури Кюрі при використанні теорії середнього поля (див. також [6], де корельований перенос не враховується). Вважатимемо (як і в роботі [6]), що ширина  $e_g$ -зони у феромагнітних перехідних 3d-металах становить приблизно 2 еВ. У нашій роботі електронна концентрація  $n=1.2$  моделює ситуацію, що реалізується у Fe. При значеннях корельованого переносу  $\tau_1=0.15$ ,  $\tau_2=0.2$  наша теорія передбачає значення температури Кюрі в межах від 1000 до 1600 К залежно від величини параметрів  $U/w$  та  $zJ/w$  (ці параметри змінюються у межах від 0 до 0.4 та від 0.37 до 0.14 відповідно). Величина температури Кюрі при певних вибраних значеннях модельних параметрів внутріатомної кулонівської взаємодії та міжатомного обміну узгоджується з експериментом не тільки якісно, але й кількісно.

На рис. 2 побудовані концентраційні залежності температури Кюрі при різних значеннях корельованого переносу. Важливою особливістю отриманих залежностей є можливість спадання критичної температури при зростанні концентрації носіїв. Крім цього, внаслідок урахування корельованого переносу криві мають несиметричну форму відносно точки половинного заповнення, що дозволяє якісно пояснити більшу величину температури Кюрі для Co порівняно з Fe. Для порівняння, у роботі [6] цього факту не можна пояснити без залучення додаткових зауважень (урахування густини станів з особливостями). На основі отриманого виразу для критичної температури також можна пояснити особливості поведінки температури Кюрі бінарних сплавів перехідних металів [17]. Наша теорія також дозволяє відтворити нестандартну поведінку залежності спонтанної намагніченості та температури Кюрі системи від концентрації носіїв для сполук  $Fe_{1-x}Co_xS_2$  та  $Co_{1-x}Ni_xS_2$  при зміні концентрації електронів у 3d-зоні [19].

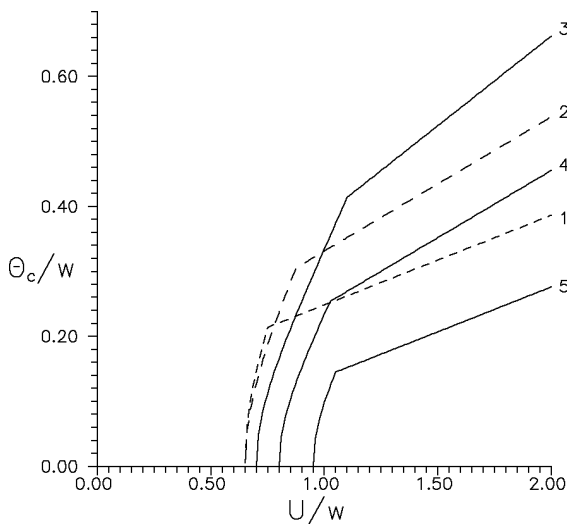


Рис. 3. Залежність температури Кюрі  $\Theta_c/w$  від параметра  $U/w$  при різних значеннях заповнення зони та  $zJ/w=0.4$ ,  $\tau_1=0.05$ ,  $\tau_2=0.2$ . Криві 1,2,3,4 та 5 відповідають значенням  $n=0.5, 0.75, 1, 1.25, 1.5$  відповідно.

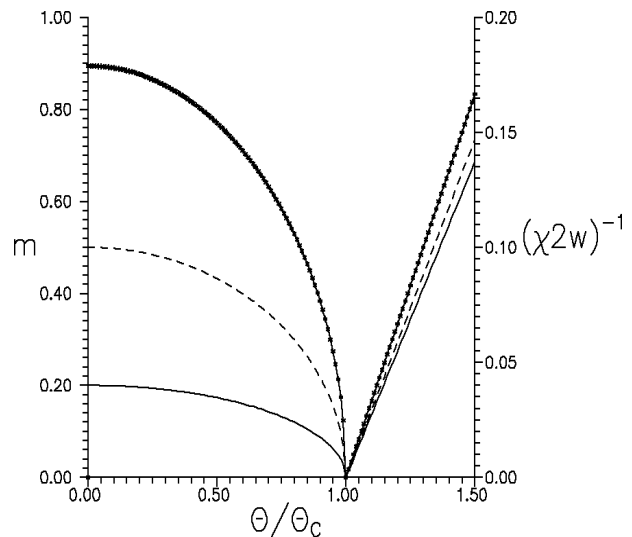


Рис. 4. Залежність намагніченості та оберненої парамагнітної сприйнятливості від нормованої температури при  $U/w=1$ ,  $zJ/w=0.5$ ,  $\tau_1=0.05$ ,  $\tau_2=0.1$ . Точкова суцільна, штрихова та суцільна крива відповідають концентраціям  $n=1, 0.5$  та  $0.2$  відповідно.

Вплив модельних параметрів на критичну температуру ілюструє рис. 3, на якому побудована залежність температури Кюрі від величини внутріатомної кулонівської взаємодії при різних значеннях заповнення зони при фіксованих значеннях обмінного інтегралу та корельованого переносу. Отримані криві мають особливості: є ділянка

різкого зростання критичної температури при збільшенні параметра  $U/w$  (ця область відповідає частковій спіновій поляризації системи) та ділянка, де температура Кюрі змінюється прямо пропорційно до  $U/w$  (область відповідає насиченому феромагнетизмові). Збільшення міжатомної обмінної взаємодії приводить до розширення області, що відповідає ненасиченому феромагнетизмові, а також зменшення критичного значення  $U$ , необхідного для появи спінової поляризації. Важливою особливістю залежності температури Кюрі від  $U/w$  є збільшення критичного значення параметра кулонівського відштовхування на одному вузлі при зростанні  $n$ . Зміна цього значення (при вибраних значеннях параметрів корельованого переносу) у випадку  $n > 1$  при зростанні концентрації більш значна, ніж у випадку  $n < 1$ . Залежно від величини  $U/w$  системи з концентраціями  $n < 1$  можуть мати більшу критичну температуру переходу, ніж системи з  $n > 1$ . Однак при досягненні певного критичного значення параметра кулонівського відштовхування на одному вузлі ситуація може змінитися на діаметрально протилежну: температура Кюрі для систем з  $n > 1$  більша, ніж для систем з  $n < 1$ .

Для пошуку магнітної сприйнятливості візьмемо похідну від намагніченості (7) по магнітному полю. Скориставшись (10) при температурах, близьких до  $\Theta_C$  отримуємо

$$\chi(\Theta) = \frac{6w[U/2w + zJ/2w - 2\tau_2(n-1)]^2}{2\pi^2\Theta_C(\Theta - \Theta_C)zJ/w}, \quad (14)$$

Результати обчислень, що показують температурну залежність намагніченості, а також величини, оберненої до магнітної сприйнятливості, подані на рис. 4. Подібна залежність одержана у [20] з використанням динамічної теорії середнього поля з наближенням локальної густини (LDA+DMFT) для феромагнітних перехідних 3d-металів. При температурах, вищих від критичної, маємо кюрі-вейсівську залежність магнітної сприйнятливості. Якісно подібна до отриманої залежність магнітного моменту від температури при наявності магнітного поля спостерігалася [21] у сплаві  $MnSb_xAs_{1-x}$  ( $x > 0.07$ ).

### Висновки

У роботі досліджується можливість реалізації металічного феромагнетизму в однозонній узагальненій моделі Габбарда з корельованим переносом. Важливою рисою розглянутої моделі є врахування поряд із зонним переносом та внутріатомною кулонівською взаємодією додаткових елементів електрон-електронної взаємодії – інтегралів корельованого переносу (що описують вплив заселеності вузлів на процеси переносу електронів) та міжвузлової обмінної взаємодії.

Фізичними механізмами, що приводять до появи феромагнетизму в цій моделі є зумовлені міжатомною обмінною взаємодією та корельованим переносом звуження зони та зсув центрів підзон електронів з різними спінами. Важливим наслідком розгляду при врахуванні корельованого переносу є те, що при певних значеннях параметрів системи для феромагнетизму більш сприятливий випадок зони, заповненої більш ніж наполовину (це моделює ситуацію в реальних феромагнітних перехідних металах).

Концентраційна залежність намагніченості  $m^{GS}$  дозволяє якісно описати властивості перехідних 3d-металів та їх сплавів; отримана в роботі залежність узгоджується, зокрема, з кривою Слетера-Поллінга [17] для бінарних феромагнітних сплавів перехідних металів Fe, Co, Ni між собою та з іншими перехідними елементами.

Врахування корельованого переносу при розрахунку температури Кюрі дозволяє розв'язати важливу проблему (характерну для стандартних підходів середнього поля), пов'язану з переоцінкою величини критичної температури переходу парамагнітний метал-феромагнітний метал. Розрахована у роботі температура Кюрі характеризується особливостями концентраційної залежності, зокрема несиметрією (внаслідок врахування корельованого переносу) відносно половинного заповнення, що дозволяє якісно пояснити експериментально спостережувані значення критичних температур

перехідних металів та їх сплавів. Крім того, одержані результати узгоджуються з нестандартними концентраційними залежностями температури Кюрі у системах  $Fe_{1-x}Co_xS_2$  та  $Co_{1-x}Ni_xS_2$ .

*Автор висловлює вдячність проф. Дідуху Л.Д. за керівництво роботою.*

*In the paper a possibility of metallic ferromagnetic state realization in a generalized Hubbard model with the correlated hopping and exchange interaction integrals is investigated. Recently obtained using the mean-field approximation single electron energy spectrum is applied for the description of finite temperature properties of the system. In the paper the expression for the critical temperature of ferromagnet-paramagnet transition is found, the behaviour of temperature dependencies of magnetization and paramagnetic susceptibility is analyzed. Taking into account the correlated hopping allows to explain some peculiarities of ferromagnetic behaviour of transition metals, their alloys and compounds.*

### **Література**

1. Hubbard J. Electron correlations in narrow energy bands // Proc. Roy. Soc.- 1963.- vol. A276, No. 1369.- p. 238-257.
2. Tasaki H. From Nagaoka's ferromagnetism to flat-band ferromagnetism and beyond // Progr. Theor. Phys.- 1998.- vol. 99, No. 4.- p. 489-548
3. Vollhardt D., Blumer N., Held K., Kollar M., Schlipf J., Ulmke M. and Wahle J. Metallic ferromagnetism: Progress in our understanding of an old strong-coupling problem // Adv. in Sol. St. Phys.- 1999.- vol. 38.- p. 383-399.
4. Irkhin V. Yu., Irkhin Yu. P. Electronic structure and physical properties of d- and f-transition metals and their compounds.-1998, Chap. 4.- 457 p. (E-print / Los Alamos National Laboratory; cond-mat/9812072).
5. Hirsch J. E. Metallic ferromagnetism in a single-band model // Phys. Rev. B.-1989.- vol. 40, No 4.- 2354-2361.
6. Hirsch J. E. Metallic ferromagnetism in a single-band model. II. Finite-temperature magnetic properties // Phys. Rev. B.-1989.- vol. 40, No 13.- 9061-9069.
7. Hirsch J. E. Metallic ferromagnetism without exchange splitting // Phys. Rev. B. – 1999.- vol. 59, No 9. – p. 6256-6265.
8. Stoner E. C. Collective electron ferromagnetism // Proc. Roy. Soc. – 1938.- vol. A165, p. 372-379.
9. Wohlfart E. P. Collective electron ferromagnetism; Rectangular energy bands // Phil. Mag. – 1951.- vol. 42, p. 374-380.
10. Дідух Л. Модель вузькозонного матеріалу з електронно-дірковою асиметрією // Журн. фіз. досл., 1997.-Т.1.- No 2.-С. 241-250.
11. Дідух Л., Ганкевич В., Довгоп'ятий Ю. Перехід метал-діелектрик у вузькозонній моделі з нееквівалентними габбардівськими підзонами // Журн. фіз. досл.- 1998.- Т.2.- No 3.- С. 362-370.
12. Didukh L., Skorenkyu Yu., Dovhopyaty Yu., and Hankevych V. Metal-insulator transition in a doubly orbitally degenerate model with correlated hopping // Phys. Rev. B.- 2000.- vol. 61, No. 12.- p.7893-7908.
13. Didukh L., Kramar O., Skorenkyu Yu. Ferromagnetic ordering in a generalized Hubbard model // Cond. Matt. Phys., 2001.- vol.4, No.1(25).- p.101-108.
14. Didukh L., Kramar O., Skorenkyu Yu. Ground state energy of metallic ferromagnet in a generalized Hubbard model. - Los Alamos: 2000.- 12 p. (E-print / Los Alamos National Laboratory; cond-mat/0012402).
15. Amadon J.C. and Hirsch J.E. Metallic ferromagnetism in a single-band model: effect of band filling and Coulomb interactions // Phys. Rev. B.- 1996.- vol. 54, No 9.- p.6364-6375.
16. Kollar M. and Vollhardt D. Correlated hopping of electrons: Effect on the Brinkman-Rice transition and the stability of metallic ferromagnetism // Phys. Rev.B.-2001.- vol. 63, 045107-045112.
17. Вонсовский С. В. Магнетизм, -М.: Наука, 1971.- 1032 с.
18. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. Т. 1.-М.: Мир., 1979. – 399с.
19. Jarrett H. S., Cloud W.H., Bouchard R.J., Butler S.R., Frederick C.G., and Gilson J.L. // Phys. Rev. Lett. – 1965.- vol. 21, No 9.- p. 617-620.
20. Lichtenstein A. T. and Katsnelson M. I. Finite-temperature ferromagnetism of transition metals: an LDA+DMFT approach. - Los Alamos: 2001.- 4 p. (E-print / Los Alamos National Laboratory; cond-mat/0102297).
21. Завадский Э.А., Вальков В.А. Магнитные фазовые переходы.-Киев: Наукова думка, 1980. - 196 с.

*Одержано 07.06.2001 р.*