

Препринти Інституту фізики конденсованих систем НАН України розповсюджуються серед наукових та інформаційних установ. Вони також доступні по електронній комп'ютерній мережі на WWW-сервері інституту за адресою <http://www.icmp.lviv.ua/>

The preprints of the Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine are distributed to scientific and informational institutions. They also are available by computer network from Institute's WWW server (<http://www.icmp.lviv.ua/>)

Ігор Васильович Стасюк
Роман Ярославович Стеців
Роман Ярославович Юречко

ЗАРЯДОВО МОДУЛЬОВАНІ ФАЗИ В КВАЗІОДНОВИМІРНИХ
СТРУКТУРАХ З ВОДНЕВИМИ ЗВ'ЯЗКАМИ

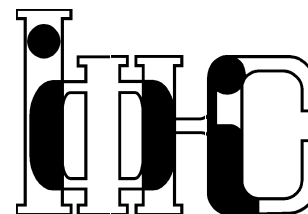
Роботу отримано 28 грудня 2007 р.

Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку семінаром відділу квантової статистики

Виготовлено при ІФКС НАН України
© Усі права застережені

Національна академія наук України



ІНСТИТУТ
ФІЗИКИ
КОНДЕНСОВАНИХ
СИСТЕМ

ICMP-07-27U

І.В.Стасюк, Р.Я.Стеців, Р.Я.Юречко*

ЗАРЯДОВО МОДУЛЬОВАНІ ФАЗИ В
КВАЗІОДНОВИМІРНИХ СТРУКТУРАХ З ВОДНЕВИМИ
ЗВ'ЯЗКАМИ

*Національний університет "Львівська політехніка",
79013 Львів, вул. С.Бандери 12

ЛЬВІВ

УДК: 539.21

PACS: 72.60.+g; 36.40.c

Зарядово модульовані фази в квазіодновимірних структурах з водневими зв'язками

І.В.Стасюк, Р.Я.Стеців, Р.Я.Юречко

Анотація. На основі запропонованої нами псевдоспін-електронної моделі досліджено фазові переходи першого і другого роду з однорідної фази до фази з подвоєнням періоду ґратки в квазіодновимірних структурах з водневими зв'язками. Отримано залежність електронної концентрації і середньої заселеності протонних позицій від температури і зовнішнього поздовжнього поля h . Показано, що величина стрибка цих величин при фазовому переході першого роду є меншою для структур з більшою частотою тунелювання протона на водневому зв'язку. Отримано рівняння для температури фазового переходу другого роду з однорідної фази до фази з подвоєнням періоду ґратки і відповідно з модуляцією заряду. Розраховано електронний спектр. Досліджено залежність щільності в спектрі а також електронної провідності від поля h і температури.

Charge modulated phases in the quasi-one-dimensional structures with hydrogen bonds

I.V.Stasyuk, R.Ya.Stetsiv, R.Ya.Yurechko

Abstract. The possibility of the first- or the second-order transitions from uniform phase into phase with doubled lattice period in the quasi-one-dimensional structures with hydrogen bonds is studied in framework of proposed pseudospin-electron model. The dependence of the electron concentration and mean number of protons on site on temperature and asymmetry field were obtained. It was shown, that abruptly changes of this characteristics at the first- order transitions is smaller for the structures with high proton tunnelling frequency. The equation for the second-order phase transition temperature is obtained. The electron spectrum is calculated. The dependence of the splitting of the electron spectrum and dependence of the electron conductivity on temperature and asymmetry field is investigated.

1. Вступ

В роботах [1, 2] проведені дослідження переносу заряду в системах з водневими зв'язками на основі запропонованої нами псевдоспін-електронної моделі. Модель враховує протон-електронну взаємодію, яка описує зміну заряду іонів, що формують водневий зв'язок, при зміщенні протона на зв'язку. Ангармонічність зміщень протонів описується за допомогою псевдоспінового формалізму. До уваги беруться лише два найнижчі коливні стани в ангармонічній потенціальній ямі ($S = 1/2$). Крім цього модель враховує скорельований протон-електронний перенос. В роботі [2] встановлено, що система з водневими зв'язками може перебувати в трьох режимах з різною шириною електронної зони і суттєво різним значенням ефективної частоти тунелювання протона Ω^{eff} . Отримано частотну залежність дійсної частини провідності. При фіксованому значенні хімічного потенціалу $\mu = const$ встановлено можливість, залежно від значення μ , переходів між однорідними фазами з різними електронними концентраціями n . При заданому середньому значенні n має місце розширення системи на фази з різною шириною електронної зони, різними n і Ω^{eff} , а також різними електронними провідностями [2]. Раніше псевдоспін-електронна модель в основному використовувалася для дослідження ролі локально ангармонічних елементів у високотемпературних надпровідниках (ВТНП) у формуванні їх електронного спектру. В такому випадку модель враховує взаємодію електронів провідності з підсистемою т.зв. апексних іонів кисню, що можуть мати два положення рівноваги. У випадку ВТНП ця взаємодія є одновузлова, оскільки апексний кисень зміщується перпендикулярно до надпровідних площин. У випадку квазіодновимірних структур з водневими зв'язками, який в нас розглядається, вона зачіпає сусідні вузли ланцюжкової структури, провідність якої досліджується. В зв'язку з цим важливо є визначити, що нового в термодинамічні властивості системи вносить саме такий характер вище згаданої взаємодії. З цією ціллю в даній роботі розглядається спрощений варіант запропонованої нами псевдоспін-електронної моделі, а саме, скорельований протон-електронний перенос заміняється просто тунелюванням протона (чи іона), саме так, як це робилося в моделях застосованих для ВТНП. В даній роботі досліджено фазові переходи першого і другого роду з однорідної фази до фази з подвоєнням періоду ґратки і відповідно модуляцією заряду в квазіодновимірних структурах з водневими зв'язками.

2. Гамільтоніан задачі

Гамільтоніан квазіодновимірної структури, що містить ланцюжки з водневими зв'язками, запишемо подібно як і в роботі [2]:

$$\begin{aligned}
H_{eff} = & \sum_l \sum_{i,\sigma} ((\varepsilon - \mu)n_{i\sigma}(l) + g(n_{i\sigma}(l) - n_{i+1,\sigma}(l))S_i^z(l)) + \\
& + \sum_{l,l'} \sum_{i,j,\sigma} t_{i(l),j(l')} (a_{i\sigma}^+(l)a_{j,\sigma}(l') + a_{j,\sigma}^+(l')a_{i\sigma}(l)) + \\
& + \sum_l \sum_i \Omega S_i^x(l) \\
& - \sum_l \sum_i h S_i^z(l) \\
& - \frac{1}{2} \sum_{l,l'} \sum_{i,j} J_{i(l),j(l')} S_i^z(l) S_j^z(l').
\end{aligned} \tag{1}$$

Тут виділено сумування вздовж ланцюжків, індекси i, j ; і сумування по ланцюжках, індекс l . Оператор псевдоспіна \hat{S}_i описує стани протона у двомінімумному потенціалі на водневому зв'язку. Домінуючим вважається перенос вздовж водневих зв'язків $t = t_{i(l),i+1(l)}$; $n_{i\sigma}$ – оператор електронної заселеності i – го вузла ланцюжка, σ – спин електрона, μ – хімічний потенціал електронів.

Гамільтоніан включає протон-електронну взаємодію (параметр g), електронний перенос (параметр t), енергію тунелювання протона (параметр Ω), асиметрію локального ангармонічного потенціалу (параметр h). Останній доданок описує протон-протонну взаємодію

Псевдоспін-електронна взаємодія (параметр g) формує ефективну взаємодію між псевдоспінами (в нашому випадку ефективну взаємодію між протонами) і, як показано в [3, 4], може бути причиною появи модульованої фази з подвоєнням вихідного періоду ґратки. Дослідженню саме такого явища і присвячена дана робота. При подвійній модуляції періоду ґратки кристал поділяється на дві підґратки. Введемо позначення: $\eta_\alpha = \langle S_{i,\alpha}^z \rangle$, $n_\alpha = \langle \sum_\sigma n_{i,\alpha,\sigma} \rangle$, ($\alpha = 1, 2$ є індекси підґратки). В наближенні молекулярного поля (МП) гамільтоніан (1) запишеться:

$$H_{MF} = H_{el} + H_{sp} + U, \tag{2}$$

$$H_{el} = \sum_{k,\alpha,\sigma} (\varepsilon - \mu + g(\eta_\alpha - \eta_\beta)) n_{k,\alpha,\sigma} + \sum_{k,\alpha,\sigma} t_{k,\alpha,\sigma} a_{k,\alpha,\sigma}^+ a_{k,\beta,\sigma}, \alpha \neq \beta,$$

$$t_k^{11} = t_k^{22} = 0, t_k \equiv t_k^{12} = t_k^{21} = \sum_{i(l)-j(l')} t_{i(l),j(l')}^{12} \exp[i\vec{k}(\vec{R}_{i(l),1} - \vec{R}_{j(l'),2})],$$

$$H_{sp} = \sum_l \sum_{i,\alpha} (\Omega S_{i,\alpha}^x(l) - (h + j\eta_\beta - g(n_\alpha - n_\beta)) S_{i,\alpha}^z(l)),$$

$$U = \frac{1}{2} N j \eta_1 \eta_2 - \frac{N}{2} g (n_1 - n_2) (\eta_1 - \eta_2), \quad J = \sum_{l'} \sum_j J_{i(l),j(l')}.$$

Електронна частина Гамільтоніану в k - представленні (2) діагоналізується унітарним перетворенням

$$\begin{aligned}
a_{k,1,\sigma} &= \tilde{a}_{k,1,\sigma} \cos \varphi + \tilde{a}_{k,2,\sigma} \sin \varphi, \\
a_{k,2,\sigma} &= -\tilde{a}_{k,1,\sigma} \sin \varphi + \tilde{a}_{k,2,\sigma} \cos \varphi,
\end{aligned} \tag{3}$$

$$\cos 2\varphi = \frac{-g(\eta_1 - \eta_2)}{\sqrt{g^2(\eta_1 - \eta_2)^2 + t_k^2}}, \quad \sin 2\varphi = \frac{t_k}{\sqrt{g^2(\eta_1 - \eta_2)^2 + t_k^2}}$$

В результаті отримано :

$$H_{el} = \sum_{k,\alpha,\sigma} (E_{k,\alpha} - \mu) \tilde{n}_{k,\alpha,\sigma}, \tag{4}$$

$$E_{k,\alpha} = \varepsilon + (-1)^\alpha \sqrt{g^2(\eta_1 - \eta_2)^2 + t_k^2}.$$

Діагоналізована спінова частина має наступний вигляд

$$H_{sp} = \sum_l \sum_{i,\alpha} \lambda_\alpha \tilde{S}_{i,\alpha}^z(l), \tag{5}$$

$$\lambda_\alpha = \sqrt{(h + j\eta_\beta - g(n_\alpha - n_\beta))^2 + \Omega^2}.$$

3. Термодинамічні функції модульованої фази

Використовуючи співвідношення (2) - (5) отримано наступну систему рівнянь для середніх значень псевдоспінів η_α і електронної концентрації n_α :

$$n_\alpha = \frac{1}{\frac{N}{2}} \sum_{k,\alpha,\sigma} \left(\frac{1 + \cos 2\varphi}{2} (1 + \exp[\beta(E_{k,\alpha} - \mu)])^{-1} + \frac{1 - \cos 2\varphi}{2} (1 + \exp[\beta(E_{k,\beta} - \mu)])^{-1} \right), \quad (6)$$

$$\eta_\alpha = \frac{h + j\eta_\beta - g(n_\alpha - n_\beta)}{2\lambda_\alpha} t\hbar \left(\frac{\lambda_\alpha}{2kT} \right). \quad (7)$$

З усіх можливих розв'язків системи рівнянь (6) - (7) вибираємо такі, що дають мінімальне значення термодинамічного потенціалу Φ в режимі $\mu = const$ чи мінімальне значення вільної енергії $F = \Phi + \mu N$ в режимі $n = const$. Термодинамічний потенціал моделі в наближенні молекулярного поля має вигляд:

$$\begin{aligned} \Phi = & -2kT \sum_k \ln((1 + \exp[-\beta(E_{k,1} - \mu)])(1 + \exp[-\beta(E_{k,2} - \mu)])) - \\ & \frac{1}{2}kTN \ln(4ch \left(\frac{\lambda_1}{2kT} \right) ch \left(\frac{\lambda_2}{2kT} \right)) + \\ & \frac{1}{2}Nj\eta_1\eta_2 - \frac{1}{2}Ng(n_1 - n_2)(\eta_1 - \eta_2) \end{aligned} \quad (8)$$

Виходячи з рівнянь (6) - (7) можна записати рівняння для величин $\delta n = n_1 - n_2$ і $\delta\eta = \eta_1 - \eta_2$ які можуть грати роль параметра порядку для модульованої фази. Виділивши внески першого порядку отримаємо:

$$\begin{aligned} \delta n = & -\frac{4}{N} \sum_k \frac{g}{t_k} \delta\eta ((1 + \exp[\beta(\varepsilon - |t_k| - \mu)])^{-1} - \\ & (1 + \exp[\beta(\varepsilon + |t_k| - \mu)])^{-1}) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \delta\eta = & -\frac{2}{\lambda^2} \left(\frac{\Omega^2}{\lambda} \langle \sigma^z \rangle + \right. \\ & \left. \frac{1}{kT} (h + j\eta)^2 \left(\frac{1}{4} - \langle \sigma^z \rangle^2 \right) \right) (g\delta n + \frac{1}{2}j\delta\eta) \end{aligned} \quad (10)$$

Тут:

$$n = \frac{n_1 + n_2}{2}, \eta = \frac{\eta_1 + \eta_2}{2}, \langle \sigma^z \rangle = \frac{1}{2} t\hbar \left(\frac{\lambda}{2kT} \right).$$

$$\lambda = \sqrt{(h + j\eta)^2 + \Omega^2}.$$

З рівнянь (9) - (10) отримано умову для появи ненульового розв'язку для δn і $\delta\eta$, тобто рівняння для температури фазового переходу другого роду.

На рисунку 1 показана лінія фазових переходів першого і другого роду з однорідної до модульованої фази для випадків $\Omega = 0$ і $\Omega = 0.05eV$. Лінія фазових переходів другого роду наведена жирніше. Для випадку $\Omega = 0.05eV$ показана лише та частина кривої фазового переходу другого роду, яка реалізується в даній моделі, тобто вище певної температури. Нижче цієї температури реалізується перехід першого роду зі стрибками величин δn і $\delta\eta$ відмінними від нуля. Для випадку $\Omega = 0$ наведена більша частина кривої для температури фазового переходу другого роду, крива 2 (рис.1), а реалізується в системі відповідно також лише її верхня частина. Температурна залежність середньої електронної заселеності підграток n_1 , n_2 , а також однорідної фази n_0 вздовж лінії фазових переходів показано на рис.2. Там же наведені отримані температурні залежності середніх значень псевдоспіна (протонної заселеності) η_1 , η_2 , η_0 . Криві $\delta n(T)$ і $\delta\eta(T)$ показані на рис. 3. Розщеплення електронної зони при фазовому переході показано на рис. 4. Тут наведені результати розрахунку при наступних значеннях параметрів моделі: $g = 0.08eV$, $t = 0.05eV$, $j = 0$, $\mu = 0$, $\Omega = 0$ і $\Omega = 0.05eV$. Вибір таких значень параметрів обґрунтовано в роботі [1]. Всі наведені залежності характеристик системи є вздовж лінії фазових переходів. На графіках всі енергетичні характеристики є в одиницях $10^{-1} eV$.

4. Динамічна провідність

Динамічна провідність квазіодновимірної структури, що містить ланцюжки з водневими зв'язками визначалася за формулою Кубо [5]

$$\sigma(\omega, T) = \frac{1}{Na} \int_0^\infty dt \exp[i(\omega + i\varepsilon)t] \int_0^\beta d\lambda \langle \hat{j}(t - i\hbar\lambda) \hat{j}(0) \rangle, \quad (11)$$

де \hat{j} – оператор густини струму,

$$\hat{j}(0) = \frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{d}], \quad (12)$$

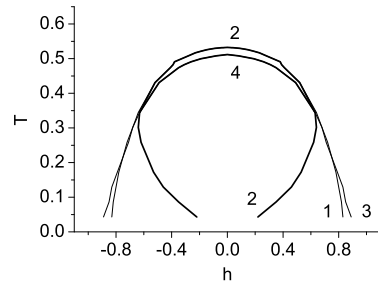


Рис. 1. Лінія фазових переходів першого (криві 1, 3) і другого роду (криві 2, 4) з однорідної до модульованої фази; 1, 2 - $\Omega = 0$; 3, 4 - $\Omega = 0.05eV$.

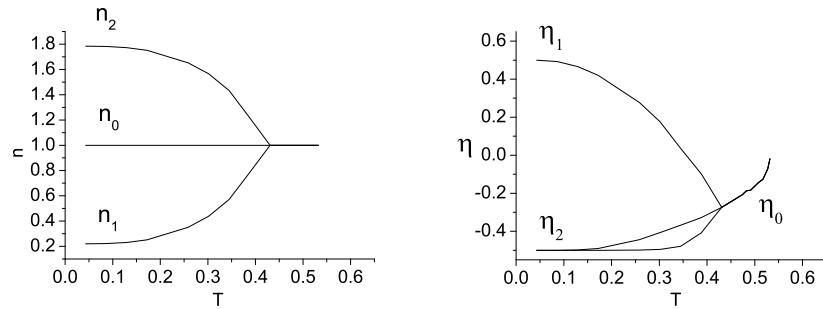


Рис. 2. Температурна залежність середньої електронної заселеності підґраток n_1 , n_2 , а також однорідної фази n_0 вздовж лінії фазових переходів і температурна залежність середніх значень псевдоспіна (протонної заселеності) η_1 , η_2 , η_0 для $\Omega = 0$.

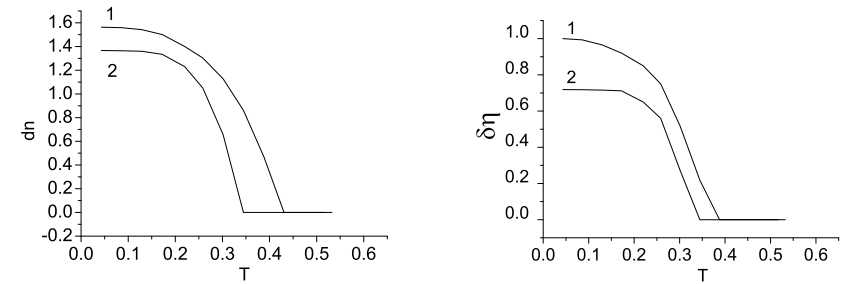


Рис. 3. Температурна залежність величин δn і $\delta \eta$ вздовж лінії фазових переходів, 1 - $\Omega = 0$; 2 - $\Omega = 0.05eV$.

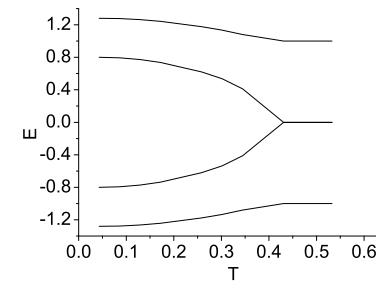


Рис. 4. Розщеплення електронної зони вздовж лінії фазових переходів, $\Omega = 0$.

\hat{d} – оператор дипольного моменту системи

$$\hat{d} = (-e) \sum_l \sum_i R_i(l) n_i(l) + z_H^{eff} \delta \sum_l \sum_i S_i^z(l),$$

включає електронну і псевдоспінову (іонну) складові. Тут δ – відстань між рівноважними положеннями протона на зв'язку, $\delta \approx 0.40$ Å. Згідно з квантовохімічними розрахунками ефективний заряд водню z_H^{eff} дорівнює $z_H^{eff} \approx 0.25e$

$$j(t) = e^{-\frac{i}{\hbar} H t} j(0) e^{-\frac{i}{\hbar} H t}. \quad (13)$$

В наближенні молекулярного поля оператор густини струму розділяється на суму електронного і протонного (псевдоспінового) доданків

$$\hat{j} = \hat{j}_e + \hat{j}_{sp}. \quad (14)$$

Для цих складових на основі рівняння (12) отримані такі вирази:

$$\hat{j}_e(0) = -\frac{2e}{\hbar} \sum_{k,\alpha} \frac{\partial \varepsilon(k)}{\partial k_z} a_{k,\alpha}^+ a_{k,\alpha} = \frac{4e}{\hbar} a \sum_{k,\alpha} \frac{t^2 \sin(2aq_z)}{\sqrt{g^2(\eta_1 - \eta_2)^2 + t_k^2}} a_{k,\alpha}^+ a_{k,\alpha}, \quad (15)$$

$$\hat{j}_{sp}(0) = \frac{i}{2} \frac{\delta}{\hbar} \Omega z_H^{eff} \sum_l \sum_{i,\alpha} (S_{i,\alpha}^-(l) - S_{i,\alpha}^+(l)). \quad (16)$$

Розрахунок кореляційних функцій у виразі (11) з використанням теореми Віка дає наступні вирази для реальної частини провідності:

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_{sp}, \quad (17)$$

де електронний доданок має такий вигляд:

$$\sigma_e(\omega) = \frac{16\pi e^2}{Na\hbar^2} t^4 \beta \sum_{k,\alpha} \frac{e^{\beta(E_\alpha(k) - \mu)} \sin^2(2k_z a)}{(1 + e^{\beta(E_\alpha(k) - \mu)})^2 (g^2(\eta_1 - \eta_2)^2 + t_k^2)} \delta(\omega). \quad (18)$$

Для протонної провідності маємо:

$$\sigma_{sp}(\omega) = \frac{\pi}{2a} \left(\frac{\delta}{2\hbar} z_H^{eff} \Omega \right)^2 \sum_{\alpha} \frac{1}{\lambda_{\alpha}} \frac{1 - e^{-\beta \lambda_{\alpha}}}{1 + e^{-\beta \lambda_{\alpha}}} (\delta(\omega - \lambda_{\alpha}/\hbar) + \delta(\omega + \lambda_{\alpha}/\hbar)). \quad (19)$$

На рисунку 5 наведена температурна залежність електронної провідності модульованої структури σ_1 і системи в однорідній фазі σ_0 вздовж лінії фазових переходів. При фазовому переході першого роду з однорідної до модульованої фази електронна провідність

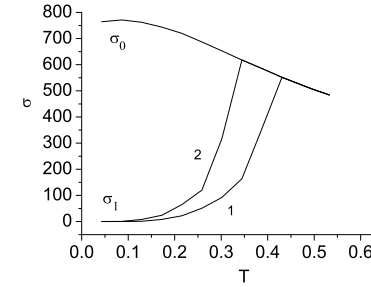


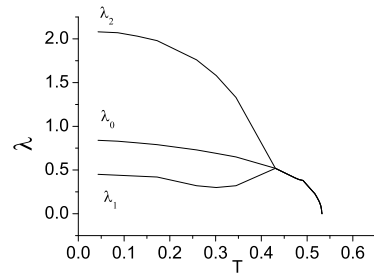
Рис. 5. Температурна залежність електронної провідності модульованої структури σ_1 і системи в однорідній фазі σ_0 вздовж лінії фазових переходів; 1 - $\Omega = 0$; 2 - $\Omega = 0.05eV$.

системи з водневими зв'язками стрибкоподібно зменшується: на два порядки при низьких температурах, а при зростанні температури величина стрибка стає меншою. Значення провідності наведені у відносних одиницях.

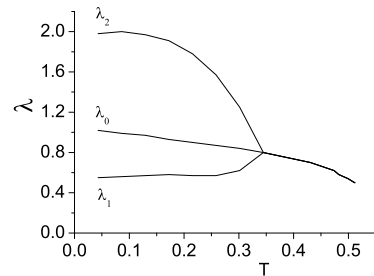
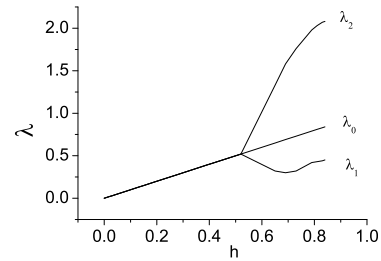
Протонна динамічна провідність має піки на частотах, що відповідають енергіям λ_i протонів на водневих зв'язках $\omega_i = \frac{\lambda_i}{\hbar}$. Один пік (λ_0) для випадку однорідної фази і два піки (λ_1, λ_2) для випадку модульованої структури. Залежність енергій λ_i від температури і зовнішнього поля \hbar вздовж лінії фазових переходів показана на рис. 6.

5. Висновки

Досліджено рівноважні стани і фазові переходи в квазіодновимірних структурах з водневими зв'язками на основі запропонованої нами псевдоспін-електронної моделі. Встановлено, що в таких структурах в залежності від зовнішнього поля реалізуються фазові переходи першого чи другого роду з однорідної фази до фази з подвоєнням періоду ґратки і відповідно модуляцією заряду. Досліджено поведінку при цьому електронної концентрації і середньої заселеності протонних позицій. Досліджено залежність щільності в електронному спектрі від поля і температури. Показано, що при фазовому переході першого роду з однорідної до модульованої фази електронна провідність системи з водневими зв'язками стрибкоподібно зменшується: на два порядки при низьких температурах, а при зростанні температури



(a)



(б)

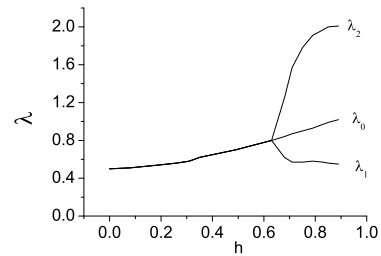


Рис. 6. Температурна і польова залежність частот при яких отримані піки протонної динамічної провідності. Частоти подані в енергетичних одиницях $\lambda_i = \hbar\omega_i$; а - $\Omega = 0$; б - $\Omega = 0.05eV$.

величина стрибка стає меншою. Показано, що протонна динамічна провідність має один пік для випадку однорідної фази і два піки для випадку модульованої структури на частотах, що відповідають енергіям протонів на водневих зв'язках.

Література

1. I. V. Stasyuk, R. Ya. Stetsiv, Yu. V. Sizonenko, *Condensed Matter Physics* **5**, 685 (2002).
2. Стасюк І.В., Стеців Р.Я., Юречко Р.Я. Динаміка переносу заряду в квазіодновимірних структурах з водневими зв'язками, *Журнал фізичних досліджень*, 2005, Т. 9, №4, с. 349 - 357.
3. Stasyuk I.V., Shvaika A.M., Tabunshchik K.V., *Condens. Matter Phys.* V.2, 109 (1999); *Ukr. Fiz. Zh.* V.45, 520 (2000).
4. Stasyuk I.V., Mysakovych T.S., *J. Physical Studies* V.5, No. 3/4, 268 (2001).
5. R. J. Kubo, *Phys. Soc. Jpn.* **12**, 570 (1957).

CONDENSED MATTER PHYSICS

The journal **Condensed Matter Physics** is founded in 1993 and published by Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine.

AIMS AND SCOPE: The journal **Condensed Matter Physics** contains research and review articles in the field of statistical mechanics and condensed matter theory. The main attention is paid to physics of solid, liquid and amorphous systems, phase equilibria and phase transitions, thermal, structural, electric, magnetic and optical properties of condensed matter. Condensed Matter Physics is published quarterly.

ABSTRACTED/INDEXED IN:

- Chemical Abstract Service, Current Contents/Physical, Chemical&Earth Sciences
- ISI Science Citation Index-Expanded, ISI Alerting Services
- INSPEC
- Elsevier Bibliographic Databases (EMBASE, EMNursing, Compendex, GEOBASE, Scopus)
- “Referativnyi Zhurnal”
- “Dzhirelo”

EDITOR IN CHIEF: Ihor Yukhnovskii

EDITORIAL BOARD: T. Arimitsu, *Tsukuba*; J.-P. Badiali, *Paris*; B. Berche, *Nancy*; J.-M. Caillol, *Orsay*; C. von Ferber, *Freiburg*; R. Folk, *Linz*; D. Henderson, *Provo*; Yu. Holovatch, *Lviv*; M. Holovko, *Lviv*; O. Ivankiv, *Lviv*; M. Korynevskii, *Lviv*; Yu. Kozitsky, *Lublin*; M. Kozlovskii, *Lviv*; H. Krienke, *Regensburg*; R. Levitskii, *Lviv*; V. Morozov, *Moscow*; I. Mryglod, *Lviv*; O. Patsahan (Assistant Editor), *Lviv*; N. Plakida, *Dubna*; G. Röpke, *Rostock*; Yu. Rudavskii, *Lviv*; I. Stasyuk (Associate Editor), *Lviv*; M. Tokarchuk, *Lviv*; I. Vakarchuk, *Lviv*; M. Vavrukh, *Lviv*; A. Zagorodny, *Kyiv*.

CONTACT INFORMATION:

Institute for Condensed Matter Physics
of the National Academy of Sciences of Ukraine
1 Svientsitskii Str., 79011 Lviv, Ukraine
Tel: +380(322)760908; Fax: +380(322)761158
E-mail: cmp@icmp.lviv.ua <http://www.icmp.lviv.ua>