

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  
Олег Анатолійович Воробйов

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНОГО СПЕКТРУ ОДНОВИМІРНОГО  
ПРОТОННОГО (ІОННОГО) ПРОВІДНИКА МЕТОДОМ ТОЧНОЇ  
ДІАГОНАЛІЗАЦІЇ

Роботу отримано 18 грудня 2007 р.

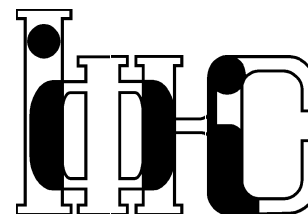
Затверджено до друку Вченою радою ІФКС НАН України

Рекомендовано до друку семінаром відділу квантової статистики

Виготовлено при ІФКС НАН України

© Усі права застережені

Національна академія наук України



ІНСТИТУТ  
ФІЗИКИ  
КОНДЕНСОВАНИХ  
СИСТЕМ

ICMP-07-21U

І.В. Стасюк, О. Воробйов

Дослідження енергетичного спектру одновимірного протонного  
(іонного) провідника методом точної діагоналізації

ЛЬВІВ

УДК: 538.931, 538.911

PACS: 05.30.Fk; 66.10.Ed; 71.10.F

### Дослідження енергетичного спектру одновимірного протонного (іонного) провідника методом точної діагоналізації

I.V.Стасюк, О. Воробйов

**Анотація.** В роботі досліджується енергетичний спектр скінченних одновимірних ланцюжків з протонною (іонною) провідністю, що описуються на основі ферміонних ґраткових моделей. За допомогою методу точної діагоналізації розраховано густини станів для ланцюжків розміром 10 вузлів. Показано що, при половинному заповненні у випадку малих кореляцій спектр складається з однієї зони і, відповідно, система знаходиться в квазіметалічному стані. Коли кореляції є достатньо сильними в спектрі з'являється щілина, і система переходить в діелектричний стан. При певних значеннях параметрів зі зміною температури в системі спостерігається перехід типу метал-діелектрик. Отримані результати порівнюються з результатами, отриманими нами раніше для подібних систем за допомогою аналітичних методів.

### Investigation of the energy spectrum of one-dimensional proton (ionic) conductor by exact diagonalization technique

I.V.Stasyuk, O. Vorobyov

**Abstract.** We investigate the energy spectrum of finite one-dimensional chains with proton (ionic) conductivity described by fermionic lattice models. Using exact diagonalization technique we calculate the density of states for the chains of up to 10 sites. At half-filling for the case of weak correlation the spectra consists of one band and therefore the system is in the quasi-metallic state. When the correlation become strong enough the spectra develops the gap and the system becomes an insulator. At certain values of parameters we observe metal-insulator like transition with the change of temperature. The results obtained numerically are compared to the ones obtained previously with different analytical approaches.

## 1. Вступ

Системи з протонною (іонною) провідністю в останні роки є предметом багатьох експериментальних і теоретичних досліджень. Найбільша увага зосереджена на суперіонних провідниках, сполуках що при низьких температурах є сегнетоелектриками або сегнетоеластиками, а при підвищенні температури переходять в суперіонну фазу, провідність в якій є дуже високою. Перехід в суперіонну фазу в цих кристалах зумовлений перерозподілом протонів, всередині площин [1,2] або ланцюгів [3-5] іонних груп, пов'язаних між собою водневими зв'язками. В низькотемпературній фазі протони знаходяться в чітко зафіксованих положеннях, тоді як в суперіонній з рівною імовірністю розподілені між кількома можливими позиціями.

Найчастіше для теоретичного опису систем з протонною та іонною провідністю використовують ферміонні ґраткові моделі. Одна з перших спроб такого теоретичного опису була зроблена в [6,7], де автори використали однопартікулярне наближення для протона на водневому зв'язку. Разом з тим було зроблено також спроби врахувати в таких моделях двопартікулярний потенціал та протон-фононну взаємодію [8-11]. Однак в цих роботах не було надано достатньої уваги врахуванню короткосяжних протонних (іонних) кореляцій, які, як показує експеримент [12,13] та квантово-хімічні розрахунки [14], можуть бути достатньо сильними і, відповідно, суттєво впливати на поведінку системи. Крім того з теорії електронних систем добре відомо, що саме кореляції відіграють провідну роль у багатьох явищах в металах та напівпровідниках. Тому в наших роботах ми приділяємо особливу увагу якнайкращому врахуванню кореляцій. Відповідно об'єкти наших досліджень можна окреслити терміном "сильнокорельовані протонні та іонні провідники".

В наших попередніх роботах на основі ферміонної орієнтаційно-тунельної моделі [15] ми запропонували підхід, що базується на розкладах за незвідними частинами в теорії функцій Гріна [16-20] та дозволяє враховувати короткосяжні протонні кореляції в гамільтоніані нульового наближення. На основі цього методу в наближенні типу Габбард-1 було досліджено енергетичний спектр одновимірного протонного провідника, та встановлено можливість існування в системі розшарування на області з різною концентрацією протонів [16-18]. Подібні розрахунки було зроблено також у вищому наближенні, яке дозволяє врахувати найпростіші процеси протонного розсіяння [19,20]. При цьому було підтверджено існування розшарування на області з різною концентрацією протонів при певних пара-

метрах системи.

Інший аналітичний підхід, що було запропоновано нами, базувався на методі когерентного потенціалу. Цей відомий метод було модифіковано за допомогою проектування одноузлової задачі на стани оточення даного вузла, що і дозволило врахувати короткосяжні кореляції [21]. В рамках цього підходу було не лише підтверджено можливість перебування системи в квазіметалічному чи діелектричному стані в залежності від сили кореляцій, а й показано, що при певних параметрах в спектрі системи можливий перехід типу метал-діелектрик при зміні температури.

Слід зазначити, що протони та іони більш коректно описувати за допомогою змішаної статистики Паулі [22], як частинки, що з одного боку мають бозонну природу, а з іншого боку підлягають правилам заборони Фермі. В порівнянні з ферміонним підходом такий опис породжує додаткові складності, що викликані більш складними правилами комутації операторів Паулі. Часто для розв'язку таких задач гамільтоніан, записаний на операторах Паулі, за допомогою процедури ферміонізації [23] зводять до гамільтоніану, записаного на операторах Фермі. Останній має вигляд подібний до гамільтоніанів ферміонних ґраткових моделей. І хоча енергетичний спектр пауліонів [24] є, безумовно, відмінним від спектру ферміонів, загальні особливості поведінки таких систем, зокрема їх термодинамічні характеристики, є подібними.

З метою перевірки результатів, отриманих в рамках вказаних вище аналітичних підходів, а також з метою встановлення областей значень параметрів, де той чи інший запропонований аналітичний підхід дає кращий результат, в даній роботі нами було проведено числові розрахунки енергетичного спектру скінченних одновимірних кластерів з іонною та протонною провідністю за допомогою методу точної діагоналізації.

## 2. Модель

Ми розглядаємо одновимірний протонний провідник як ланцюг іонів (іонних груп), що з'єднані між собою водневими зв'язками. Пара найближчих іонних груп формує двоямний потенціал, в якому знаходиться протон, що формує водневий зв'язок. Стани протона в цьому потенціалі можуть бути формально представлені як дві можливі позиції для протона на кожному зв'язку -  $a$  and  $b$ . Таким чином протонний транспорт в такому ланцюгу описується двостадійним механізмом Гротхуса, тобто складається з тунелювання (перескоку)

протону між двома можливими позиціями на зв'язку (з  $i, a$  в  $i, b$  та навпаки) і переносу протону з позиції  $i, b$  в позицію  $i + 1, a$  та навпаки, що відбувається завдяки реорієнтаційному руху іонної групи разом з найближчим протоном.

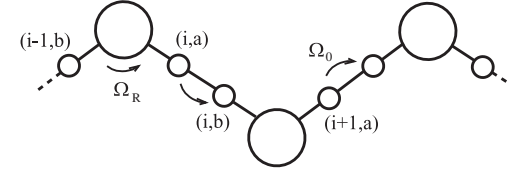


Рис. 1. Модель одновимірного протонного провідника. Великі кола позначають іони (іонні групи), малі - можливі позиції протонів. Стрілками позначено можливі рухи протонів.

Подібний механізм протонної провідності був узятий за основу при побудові орієнтаційно-тунельної моделі, що була запропонована в [15] для опису молекулярних комплексів з водневими зв'язками. Гамільтоніан моделі у представленні вторинного квантування має наступний вигляд:

$$\begin{aligned}
 \hat{H} &= \hat{H}_t + \hat{H}_c + \hat{H}_d - \mu \hat{N}; \\
 \hat{H}_t &= \sum_i [\Omega_0 (c_{ia}^+ c_{ib} + c_{ib}^+ c_{ia}) + \Omega_R (c_{ib}^+ c_{i+1,a} + c_{i+1,a}^+ c_{ib})], \\
 \hat{H}_c &= \sum_i [\varepsilon (1 - n_{ib}) n_{i+1,a} + \varepsilon n_{ib} (1 - n_{i+1,a}) + w n_{ib} n_{i+1,a} \quad (1) \\
 &\quad + w' (1 - n_{ib}) (1 - n_{i+1,a})], \\
 \hat{H}_d &= \sum_i [U n_{ia} n_{ib} + V (1 - n_{ia}) (1 - n_{ib})], \\
 \hat{N} &= \sum_i (n_{ia} + n_{ib}).
 \end{aligned}$$

Тут  $n_{i,\alpha} = c_{i,\alpha}^+ c_{i,\alpha}$  є протонним числом заповнення в положенні  $i, \alpha$  ( $\alpha = a, b$ ),  $c_{i,\alpha}$  і  $c_{i,\alpha}^+$  є операторами знищення та народження протону в цьому положенні. В нашому підході протони є ферміонами, тому всі оператори є операторами Фермі.

Ми беремо до уваги два типи протонного транспорту у відповідності до механізму Гротхуса: тунелювання між двома положеннями на водневому зв'язку з параметром  $\Omega_0$  та реорієнтаційний рух іонних груп, завдяки якому протони можуть переходити з одного водневого

зв'язку на інший і який може бути описаний як квазітунелювання протону з параметром  $\Omega_R$ . Ми також враховуємо короткосяжні взаємодії між протонами на зв'язку ( $U$  та  $V$ ) та між протонами в позиціях поблизу іонної групи (конфігурації з відповідними енергіями  $\varepsilon$ ,  $w$ ,  $w'$  відображені на рис. 2).

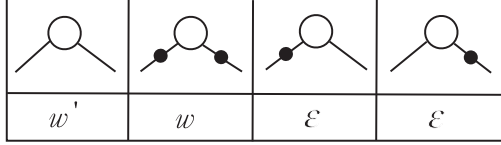


Рис. 2. Енергії протонних конфігурацій.

Гамільтоніан (1), після введення позначень  $V_{ef} = U + V$  і  $w_{ef} = w + w' - 2\varepsilon$ , може бути переписаний у наступному вигляді

$$H = (\varepsilon - \mu) \sum_i (n_{ia} + n_{ib}) + V_{ef} \sum_i n_{ia} n_{ib} + w_{ef} \sum_i n_{ib} n_{i+1,a} \quad (2)$$

$$+ \Omega_0 \sum_i (c_{ia}^+ c_{ib} + c_{ib}^+ c_{ia}) + \Omega_R \sum_i (c_{ib}^+ c_{i+1,a} + c_{i+1,a}^+ c_{ib}) ,$$

який більш чітко показує, що ми маємо справу з двопідгратковою моделлю, де є два параметри кореляції та два параметри переносу. У разі спрощення до однопідграткового випадку ( $V_{ef} = w_{ef} \equiv V$ ,  $\Omega_0 = \Omega_R \equiv t$ ) гамільтоніан набуває вигляду

$$H = (\varepsilon - \mu) \sum_i n_i + t \sum_i (c_{i+1}^+ c_i + c_i^+ c_{i+1}) + V \sum_i n_i n_{i+1} \quad (3)$$

Модель, що описується цим гамільтоніаном відома у літературі як безспінова ферміонна модель [25, 26]. Вона використовується, зокрема, для опису систем з іонною провідністю, і як показано вище, є частковим випадком орієнтаційно тунельної моделі.

### 3. Метод точної діагоналізації

Нами було запропоновано розрахувати енергетичний спектр для скінченних одновимірних ланцюжків з протонною (іонною) провідністю, що описуються моделями (1,3), за допомогою методу точної діагоналізації. Для цього для деякого скінченного ланцюга, що складається з  $N$  вузлів, формується базис багаточастинкових станів

$$|n_{1,a} n_{1,b} \dots n_{N,a} n_{N,b}\rangle \quad , \quad (4)$$

на якому гамільтоніан (2) записується у вигляді матриці, елементи якої обчислюються наступним чином

$$H_{mn} = \sum_{i=1; \alpha=a,b}^N \left[ (\varepsilon - \mu) H_{mn}^{(1)} + \tilde{V} H_{mn}^{(2)} + \tilde{w} H_{mn}^{(3)} \quad (5)$$

$$+ \Omega_0 (H_{mn}^{(4)} + H_{mn}^{(5)}) + \Omega_R (H_{mn}^{(6)} + H_{mn}^{(7)}) \right] ,$$

де

$$H_{mn}^{(1)} = \langle n_{1,a} \dots | n_{i,\alpha} | n'_{1,a} \dots \rangle$$

$$= (-1)^{\sum_{k < i, \alpha} n_k} \delta(n_{i,\alpha} - 1) \delta(n'_{i,\alpha} - 1) \prod_{l \neq i, \alpha} \delta(n_l - n'_l)$$

$$H_{mn}^{(2)} = \langle n_{1,a} \dots | n_{i,a} n_{i,b} | n'_{1,a} \dots \rangle$$

$$= -\delta(n_{i,a} - 1) \delta(n'_{i,a} - 1) \delta(n_{i,b} - 1) \delta(n'_{i,b} - 1) \prod_{l \neq i, a; i, b} \delta(n_l - n'_l)$$

$$H_{mn}^{(3)} = \langle n_{1,a} \dots | n_{i,b} n_{i+1,a} | n'_{1,a} \dots \rangle$$

$$= -\delta(n_{i,b} - 1) \delta(n'_{i,b} - 1) \delta(n_{i+1,a} - 1) \delta(n'_{i+1,a} - 1)$$

$$\times \prod_{l \neq i, b; i+1, a} \delta(n_l - n'_l)$$

$$H_{mn}^{(4)} = \langle n_{1,a} \dots | c_{i,a}^+ c_{i,b} | n'_{1,a} \dots \rangle$$

$$= -\delta(n_{i,a} - n'_{i,a} - 1) \delta(n_{i,b} - n'_{i,b} + 1) \prod_{l \neq i, a; i, b} \delta(n_l - n'_l)$$

$$H_{mn}^{(5)} = \langle n_{1,a} \dots | c_{i,b}^+ c_{i,a} | n'_{1,a} \dots \rangle$$

$$= -\delta(n_{i,a} - n'_{i,a} + 1) \delta(n_{i,b} - n'_{i,b} - 1) \prod_{l \neq i, a; i, b} \delta(n_l - n'_l)$$

$$H_{mn}^{(6)} = \langle n_{1,a} \dots | c_{i,b}^+ c_{i+1,a} | n'_{1,a} \dots \rangle$$

$$= -\delta(n_{i,b} - n'_{i,b} - 1) \delta(n_{i+1,a} - n'_{i+1,a} + 1) \prod_{l \neq i, b; i+1, a} \delta(n_l - n'_l)$$

$$H_{mn}^{(7)} = \langle n_{1,a} \dots | c_{i+1,a}^+ c_{i,b} | n'_{1,a} \dots \rangle$$

$$= -\delta(n_{i,b} - n'_{i,b} + 1) \delta(n_{i+1,a} - n'_{i+1,a} - 1) \prod_{l \neq i, b; i+1, a} \delta(n_l - n'_l)$$

Отримана матриця гамільтоніану розміром  $2^N \times 2^N$  діагоналізується числовим методом

$$U^{-1} H U = \tilde{H} = \sum_p \lambda_p \tilde{X}^{pp} \quad (6)$$

де  $\lambda_p$  - власні значення гамільтоніану,  $U$  - матриця перетворення діагоналізації, а  $\tilde{X}^{pp}$  - оператори Габбарда. Застосувавши те саме перетворення до операторів народження і знищення

$$U^{-1}c_{i,a}U = \sum_{pq} A_{pq}\tilde{X}^{pq}, \quad U^{-1}c_{i,a}^+U = \sum_{pq} A_{rs}^*\tilde{X}^{rs}, \quad (7)$$

ми можемо розрахувати одночастинкову функцію Гріна, побудовану на цих операторах

$$\begin{aligned} \langle\langle c_{i,a}|c_{i,a}^+ \rangle\rangle &= \sum_{pq} \sum_{rs} A_{pq}A_{rs}^* \langle\langle \tilde{X}^{pq}|\tilde{X}^{rs} \rangle\rangle \\ &= \sum_{pq} A_{pq}A_{pq}^* \frac{\langle\tilde{X}^{pp} + \tilde{X}^{qq}\rangle}{\omega - (\lambda_q - \lambda_p)}, \end{aligned} \quad (8)$$

де

$$\langle\tilde{X}^{pp}\rangle = \frac{e^{-\beta\lambda_p}}{Sp(e^{-\beta\tilde{H}})}, \quad \beta = \frac{1}{kT}.$$

З обчисленої таким чином функції Гріна можна отримати спектр системи при різних значеннях параметрів. Отриманий спектр буде мати дискретний характер, що зумовлено скінченною кількістю вузлів кластеру, на якому проводиться розрахунок. Для отримання квазінеперервного спектру, який можна порівняти зі спектром нескінченного ланцюга, необхідно проводити розрахунок на комплексних частотах  $\omega = \frac{\pi}{\beta}(2n+1) + i\delta$ , де  $n$  - ціле число, а  $\delta$  - деякий малий параметр розмиття.

Для задачі з розміром кластера  $N$  розмірність матриці (5), що підлягає діагоналізації, складає  $2^N \times 2^N$ . При виконанні процедури діагоналізації ми враховуємо симетричний вигляд цієї матриці та велику кількість нульових елементів. Однак навіть в цьому випадку максимально можлива кількість вузлів, на яких може бути розв'язана задача при використанні достатньо потужного розрахункового кластера Інституту фізики конденсованих систем, складає 10, що відповідає діагоналізації матриці розмірністю  $1024 \times 1024$ . Не зважаючи на порівняно невеликий розмір такого кластеру, при врахуванні періодичних граничних умов він дозволяє вловити закономірності поведінки спектру системи.

## 4. Результати

Нами було досліджено спектр як у однопідгратковому випадку, що відповідає іонному провіднику, так і у двопідгратковому випадку,

що відповідає протонному провіднику. Довжина ланцюга при цьому в обох випадках складала 10 вузлів.

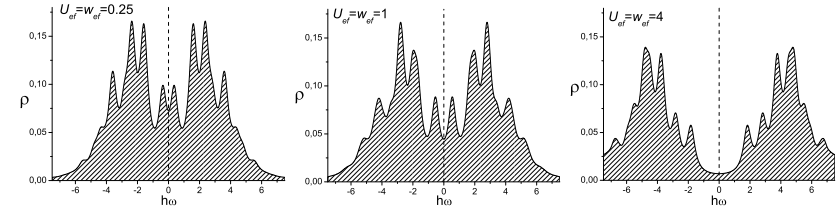


Рис. 3. Густина станів іонного провідника (однопідгратковий випадок) при різних значеннях параметру короткосяжної кореляції.  $\Omega_0 = \Omega_R = 1$ ,  $T = 0.05$ , половинне заповнення, вертикальна пунктирна лінія вказує рівень хімічного потенціалу.

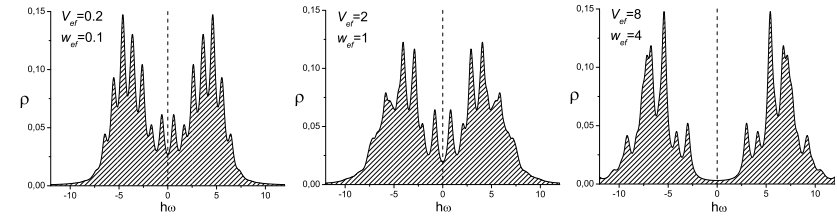


Рис. 4. Густина станів протонного провідника (двopідгратковий випадок) при різних значеннях параметрів короткосяжної кореляції.  $\Omega_0 = 1$ ,  $\Omega_R = 1.5$ ,  $T = 0.05$ , половинне заповнення, пунктирна лінія вказує рівень хімічного потенціалу.

Густина станів іонного провідника при половинному заповненні для різних величин параметру кореляції зображена на рис. 3. При малих кореляціях спостерігається квазіметалічна поведінка системи, а при зростанні кореляцій спостерігається поява та розвиток квазіщилини в спектрі (рис. 3). При подальшому зростанні значення параметру кореляції в спектрі з'являється щілина і система переходить в діелектричний стан. Наявність невеликої кількості станів у щілині при достатньо великих параметрах кореляцій пов'язана з величиною параметру розмиття  $\delta$ . При достатньо малих значеннях цього параметру стани в щілині зникають, однак починає проявлятися дискретний характер спектру, зумовлений порівняно невеликим розміром кластера ( $N = 10$ ). У двопідгратковому випадку, що відповідає протонному провіднику, спостерігається подібна картина (рис.

4) - при достатньо сильних кореляціях система є діелектриком, а при малих знаходиться в квазіметалічному стані. Загальні особливості спектру, отримані на основі методу точної діагоналізації, якісно підтверджують результати отримані в рамках підходів на основі модифікованого методу когерентного потенціалу [20].

Також підтверджується можливість існування в системі температурного переходу типу метал-діелектрик (так званий перехід Мотта), можливість якого в таких системах було вперше показано нами в [20]. Такий перехід існує у випадку, коли величина параметру кореляції співмірна або більша за величину параметру переносу. Подібний ефект спостерігається як для іонного (рис. 5) так і для протонного провідника (рис. 6). Цей факт вказує на можливість існування суперіонного переходу в системі, при якому провідність зростає швидко, але плавно, що відповідає поступовому заповненню станів в щільні спектру при підвищенні температури.

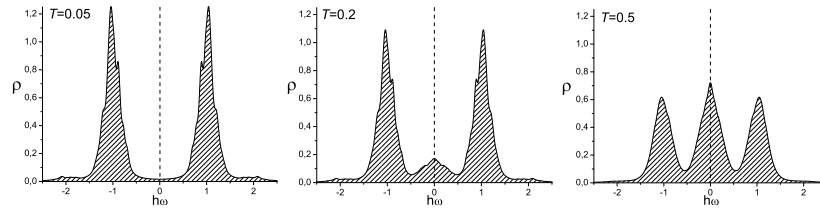


Рис. 5. Перехід типу метал-діелектрик при зміні температури на густині станів іонного провідника (однопідгратковий випадок).  $V_{ef} = w_{ef} = 1$ ,  $\Omega_0 = \Omega_R = 0.1$ , половинне заповнення, вертикальна пунктирна лінія вказує рівень хімічного потенціалу.

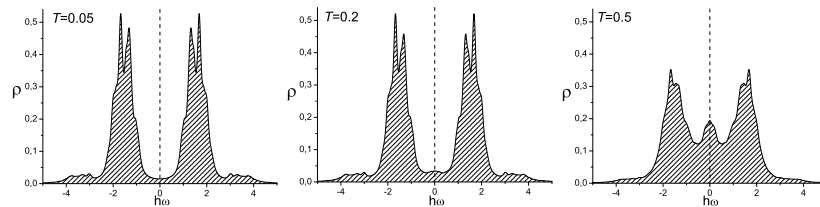


Рис. 6. Перехід типу метал-діелектрик при зміні температури на густині станів протонного провідника (двопідгратковий випадок).  $V_{ef} = 2$ ,  $w_{ef} = 1$ ,  $\Omega_0 = 0.1$ ,  $\Omega_R = 0.3$ , половинне заповнення, вертикальна пунктирна лінія вказує рівень хімічного потенціалу.

## 5. Висновки

За допомогою точних розрахунків енергетичного спектру скінченних одновимірних кластерів з іонною та протонною провідністю було підтверджено можливість існування в таких системах температурного переходу типу метал-діелектрик. Наявність цього ефекту може свідчити про можливість суперіонного переходу, що спостерігається в багатьох системах з іонною та протонною провідністю. Також підтверджено, що в залежності від сили кореляції, система перебуває в квазіметалічному чи діелектричному стані.

## Література

1. G. Raimbault, F. Romain, A. Lautie, J. Raman Spectrosc, 1992, **23**, 147.
2. M.e Kamoun, M. Halouani, A. Daoud, Phase Transitions, 1987, **9**, 327.
3. D. Arčon., R. Blinc, J. Dolinšek, L.A. Shuvalov, Phys. Rev. B, 1997, **55**, 8961.
4. T. Pawlowski, M. Polomska, B. Hilczer, L. Kirpichnikova, J. Molecular Struct, 2000, **555**, 317.
5. B.V. Merinov, A.I. Baranov, L.A. Shuvalov, B.A. Maksimov, Kristallografiya, 1987, **32**, 86.
6. W. Salejda, N.A. Dzhavadov, Phys Stat Sol (b), 1990, **158**, 119.
7. W. Salejda, N.A. Dzhavadov, Phys Stat Sol (b), 1990, **158**, 475.
8. I.V. Stasyuk, N. Pavlenko, B. Hilczer, Phase Transitions, 1997, **62**, 135.
9. N.I. Pavlenko, Phys Rev B, 2000, **61**, 4988.
10. N.I. Pavlenko, J. Chem. Phys, 2000, **112**, 8637.
11. N.I. Pavlenko, Phys. Stat. Sol. (b), 2000, **218**, 295.
12. R. Hassan, E.J. Campbell, J. Chem. Phys, 1992, **97** 4362.
13. W. Münch, K.D. Kreuer, U. Traub, J. Maier, Solid State Ionics, 1995, **77** 10.
14. I.V. Stasyuk, A.L. Ivankiv, Mod. Phys. Lett. B, 1992, **6** 85.
15. I.V. Stasyuk, O.L. Ivankiv, N.I. Pavlenko, J. Phys. Studies, 1997, **1**, 418.
16. І. Стасюк, О. Воробйов, Фізичний збірник НТШ, 2001, **4**, 263.
17. I.V. Stasyuk, O. Vorobyov, Energy spectrum and thermodynamics of one-dimensional proton conductor, Lviv, 2000, 22 p. (Preprint / Ukr. Acad. Sci. Inst. Cond. Matt. Phys.; ICMP-00-07E).

- 
18. I. Stasyuk, O. Vorobyov, B. Hilczer, Solid State Ionics, 2001, **145**, 211.
  19. I. V. Stasyuk, O. Vorobyov, Condens. Matter Phys, 2003, **6**, 43.
  20. I. V. Stasyuk, O. Vorobyov, Integrated Ferroelectrics, 2004, **63**, 215.
  21. I. V. Stasyuk, O. Vorobyov, Phase Transitions, 2006, **80**, 63.
  22. G. D. Mahan, Phys. Rev. B, 1976, **14**, 780.
  23. E. Lieb, T. Schultz, D. Mattis, Ann. Phys., 1961, **16**, 407.
  24. I. V. Stasyuk, I. R. Dulepa, Condens. Matter Phys., 2007, **10**, 259.
  25. M. Bartkowiak, P. Munger, K. A. Chao, Int. J. Mod. Phys, 1990, **B4**, 2025.
  26. C.P. Heidbrink, G.S. Uhrig, Eur. Phys. J. B, 2002, **30**, 443.
-

# 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"
- "Dzhereho"

---

**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>