

PACS numbers: 65.40.gd, 75.30.Sg, 75.40.Cx, 75.60.Ch, 75.60.Ej, 75.75.Fk, 81.07.Gf

## **Вплив теплового руху доменної стінки на термодинамічні властивості залізного циліндричного нанодроту**

А. Б. Шевченко, О. В. Олійник

*Інститут металофізики ім. Г. В. Курдюмова НАН України,  
бульв. Академіка Вернадського, 36,  
03142 Київ, Україна*

Досліджено вплив теплового руху доменної стінки (ДС) на ентропію та теплоємність електронної, магноної та фононної (Дебайової компоненти) підсистем залізного циліндричного нанодроту. З'ясовано, що ентропія та теплоємність, спричинені динамікою ДС, можуть бути одного порядку з відповідними термодинамічними характеристиками вказаних вище підсистем. Визначено критичні параметри (діаметер нанодроту, температуру), за яких має місце таке становище. Запропоновано механізм збільшення критичного діаметра нанодроту шляхом зменшення його намагнетованості. Встановлено, що величина діаметра залізного нанодроту, за якого поздовжня ДС трансформується у ДС у вигляді Блохової точки, складає 38 нм.

The effect of the thermal motion of a domain wall (DW) on both the entropy and the heat capacity of the electron, magnon and phonon (Debye component) subsystems of cylindrical iron nanowire is investigated. As found out, the entropy and the heat capacity caused by the DW dynamics can be of the same order of magnitude with the corresponding thermodynamic characteristics of above-mentioned subsystems. The critical parameters (nanowire diameter, temperature) for such a circumstance are determined. The method of the critical nanowire diameter increase by means of the decrease of nanowire magnetization is proposed. As ascertained, the iron-nanowire diameter value, at which the transition from the longitudinal DW to the domain wall in the form of a Bloch point occurs, is equal to 38 nm.

**Ключові слова:** залізний нанодріт, намагнетованість, доменна стінка, теплоємність, ентропія.

**Key words:** iron nanowire, magnetization, domain wall, heat capacity, entropy.

*(Отримано 14 грудня 2020 р.)*

## 1. ВСТУП

Однією з актуальних задач фізики нанорозмірних систем є вивчення властивостей феромагнетних нанодротів (ФН), застосування яких має відіграти важливу роль у перспективних нано-, біо- та медичних технологіях. Так, наприклад, ФН розглядають як багатообіцяючі матеріали для доставки лікарських препаратів, лікування онкологічних захворювань, розігріву кріоконсервованих органів і біологічних тканин [1–5]. Приваблює застосування ФН у пристроях зберігання даних і наносенсоричі [6–8].

Важливою проблемою, вирішення якої істотно розширює потенціал впровадження ФН, є пошук механізмів керування їхніми фізичними властивостями. Однією з відповідей на поставлену задачу може стати контрольована динаміка магнетних домішок. В якості означених об'єктів перспективним виглядає використання доменних стінок (ДС), що формуються в нанодротах. Такі системи являють собою стійкі наноутворення, які поділяють магнетну структуру ФН на області з протилежними напрямками вектора намагнетованості. Оскільки всередині ФН практично немає дефектів (відволікаємося від неоднорідностей їхніх поверхонь, вважаючи останні доскональними), то адекватним видається модель ДС, що перебувають у стані теплового руху, середня швидкість якого визначається температурою ФН.

Виходячи із даного моделю, в роботах [9, 10] досліджувався вплив поздовжньої ДС (магнетна структура якої визначається конкуренцією обмінної та магнетостатичної енергій ФН) у феритгранатовому та ніклевому циліндричних нанодротах на їхні термодинамічні властивості. Було показано, що ентропія та теплоємність, зумовлені динамікою ДС, можуть бути одного порядку з аналогічними характеристиками фононної (Дебайової компоненти), магнетної й електронної (для нікелевого нанодроту) підсистем ФН. Більш того, в статтях [9, 10] передбачено, що в слабких магнетних полях (значно менших за  $2\pi M$ ,  $M$  — намагнетованість нанодроту) в розглянутих системах має місце негативний магнетокалоричний ефект, тобто відбувається зменшення температури нанодроту зі збільшенням зовнішнього магнетного поля. Даний результат узгоджується із фундаментальним принципом саморегульованих термодинамічних систем — принципом Ле Шательє–Брауна [11]. Наведені факти свідчать про можливість використання чинника ДС для впливу на термодинамічні стани ФН.

Слід зазначити, що проведені в наведених вище роботах дослідження показали зменшення впливу ДС на ентропію та теплоємність ФН із збільшенням їхніх діаметрів. Було також встановлено залежність відповідних критичних діаметрів  $d_{cr}$  (максимальний діаметер нанодроту, за якого є актуальним чинник ДС) не

тільки від температури нанодроту  $T$ , але й від величини його намагнетованості  $M$ . У зв'язку із цим становить інтерес розгляд аналогічної задачі для залізного нанодроту, намагнетованість якого помітно перевищує намагнетованість ферит-гранатового та нікелевого дротів. У даному випадку слід очікувати більш характерні температурні залежності  $d_{cr}(M)$ , особливо в Дебайовій області температур. Крім того, важливість розгляду зазначеної проблеми визначається також і тим фактом, що залізні нанодроги є менш токсичним матеріалом, аніж нікелі [12], що робить їх більш привабливими для застосування в таких областях медицини, як магнетна терапія, адресна доставка ліків, протезування, наноагрівання.

Запропонована робота стосується дослідження актуальності впливу теплового руху поздовжньої ДС на ентропію та теплоємність складових підсистем (електронної, магнетної, фононої) залізного циліндричного нанодроту, а також знаходження відповідних умов реалізації даного явища.

## 2. ВИРІШЕННЯ ПОСТАВЛЕНОЇ ЗАДАЧІ

Виходячи із результатів [9], ентропію  $S_{DW}$  і теплоємність  $c_{DW}$ , зумовлену рухом ДС вздовж довгої осі циліндричного нанодроту, можна записати у вигляді:

$$S_{DW} = Nk_B \frac{c}{2\delta} e^{-a} ((1+a)(1 + \ln D - 0,5 \ln a) + 0,5), \quad (1)$$

$$c_{DW} = -a \frac{\partial S_{DW}}{\partial a} = Nk_B \frac{c}{2\delta} e^{-a} (0,5 + a + a^2(1 + \ln D - 0,5 \ln a)),$$

де  $N = \pi d^2 L / (4c^3)$  — кількість фононів нанодроту,  $c$  — стала ґратниці заліза,  $L$  — довжина нанодроту,  $d$  — діаметр нанодроту,  $k_B$  — Больцманнова стала,  $a = E_{DW} / (k_B T)$ ,  $E_{DW} = \pi A d^2 / \delta$  — поверхнева енергія ДС,  $A$  — стала обміну,  $\delta = (A / \pi M^2)^{1/2}$  — ефективна ширина ДС,  $D = d^2 A^{1/2} / (2\sqrt{2} \gamma \hbar)$ ,  $\gamma = 2 \cdot 10^7 \text{ E}^{-1} / \text{c}^{-1}$  — гіромагнетне відношення,  $\hbar$  — Планкова стала.

Зазначимо, що вектор намагнетованості циліндричного нанодроту, через його аксіальну симетрію, визначається особливостями магнетної структури ДС, самоорганізації якої відповідає ряд фононів у поздовжньому напрямку нанодроту. В цьому випадку його середня намагнетованість  $\bar{M} = -V^{-1} \partial F_{DW} / \partial H$  ( $F_{DW}$  — вільна енергія, обумовлена тепловим рухом ДС,  $V = \pi d^2 L / 4$  — об'єм нанодроту) має бути нормована на  $\pi d^2 / (4c^2)$  — кількість фононів у поперечному напрямку. У той же час, термодинамічні потенціали  $F_{DW}$ ,  $S_{DW}$  та теплоємність  $c_{DW}$  залежать від загального числа

фононів ФН, що й відображено у формулах (1).

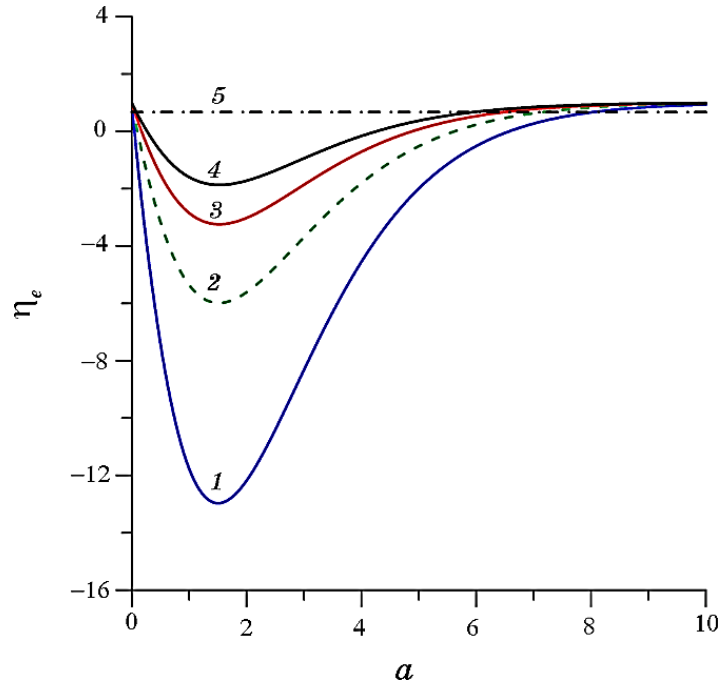
Наша аналіза внеску ДС у термодинамічні властивості залізного нанодроту полягатиме в порівнянні значень, які визначаються з виразів (1), з відповідними співвідношеннями для його електронної, магнетонної та фононної підсистем.

Спочатку врахуємо електронну провідність нанодроту. Для нього теплоємність електронів має вигляд [13]:  $c_e = Nk_B \frac{\pi k_B T}{2E_F}$ , де  $E_F$  — енергія Фермі. Виражаючи в даному співвідношенні температуру  $T$  через змінну  $a$ , останню формулу перепишемо таким чином:

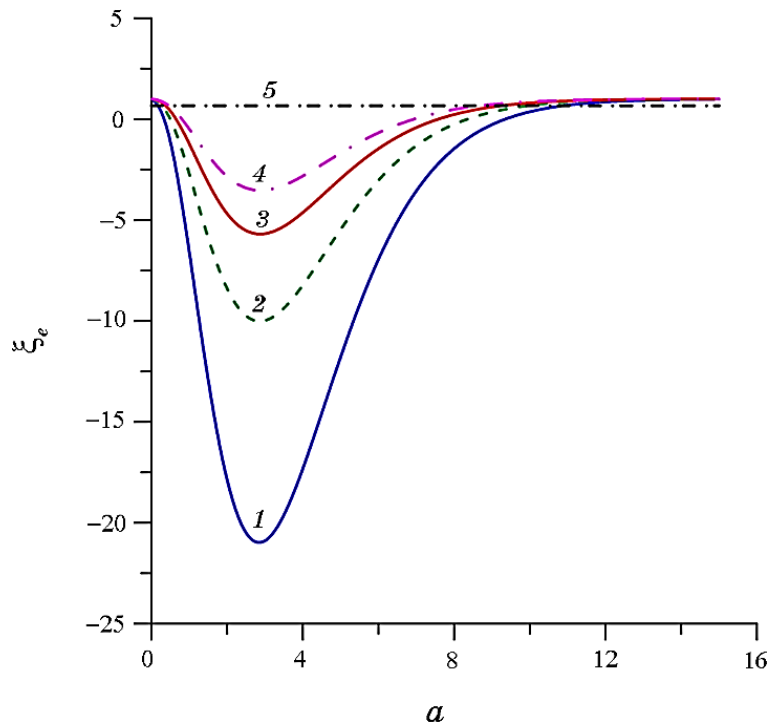
$$c_e = Nk_B \frac{\pi B}{2E_F}, \quad (2)$$

де  $B = \pi^{3/2} A^{1/2} M d^2 / a$ .

Аналіза виразу (2) показує, що вираз для ентропії  $S_e$  електронної підсистеми ФН має вигляд:



**Рис. 1.** Температурні залежності відносної ентропії  $\eta_e = (S_e - S_{DW}) / S_e$  електронної підсистеми для різних значень діаметра залізного циліндричного нанодроту: 1 —  $d_e = 1$  нм, 2 —  $d_e = 1,5$  нм, 3 —  $d_e = 2$  нм, 4 —  $d_e = 2,5$  нм, 5 —  $\eta_e = 0,667$ .<sup>1</sup>



**Рис. 2.** Температурні залежності відносної теплоємності  $\xi_e = (c_e - c_{DW})/c_e$  електронної підсистеми для різних значень діаметра залізного циліндричного нанодроту: 1 —  $d_e = 1$  нм, 2 —  $d_e = 1,5$  нм, 3 —  $d_e = 2$  нм, 4 —  $d_e = 2,5$  нм, 5 —  $\xi_e = 0,667$ .<sup>2</sup>

$$S_e = Nk_B \frac{\pi B}{2E_F}. \quad (3)$$

Результати обчислень за формулами (1)–(3) залежностей  $\eta_e = (S_e - S_{DW})/S_e$  і  $\xi_e = (c_e - c_{DW})/c_e$  від змінної  $a$  для параметрів заліза:  $M = 1,7 \cdot 10^3$  Гс,  $c = 2,866 \cdot 10^{-8}$  см,  $E_F = 17,784 \cdot 10^{-12}$  ерг,  $A = 2 \cdot 10^{-6}$  ерг/см наведено на рис. 1 і 2. Будемо надалі вважати, що термодинамічний внесок ДС є актуальним при  $S_e/S_{DW}$ ,  $c_e/c_{DW} \leq 3$  (див. прямі  $\eta_e$ ,  $\xi_e = 0,667$  на рисунках). Тоді для відповідних температурних інтервалів ентропії  $\Delta T_{e,s}$  і теплоємності  $\Delta T_{e,c}$  маємо:  $d_e = 1$  нм,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{e,s} \geq 120,68$  К,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{e,c} \geq 89$  К;  $d_e = 1,5$  нм,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{e,s} \geq 305,015$  К,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{e,c} \geq 218,94$  К;  $d_e = 2$  нм,  $1,043 \cdot 10^4$  К  $\geq \Delta T_{e,s} \geq 597,654$  К,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{e,c} \geq 418,57$  К;  $d_e = 2,5$  нм,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{e,s} \geq 1018,48$  К,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{e,c} \geq 696,7$  К.

Зважаючи на те, що температура Кюрі заліза  $T_C = 1043$  К, верхні границі температурних інтервалів  $\Delta T_{e,s}$  та  $\Delta T_{e,c}$  обмежені  $T_C$ .

З наведених співвідношень видно, що зі збільшенням діаметра нанодоту зростають значення нижніх границь інтервалів  $\Delta T_{e,S}$  і  $\Delta T_{e,c}$ , тобто має місце зменшення внеску теплового руху ДС в його ентропію та теплоємність.

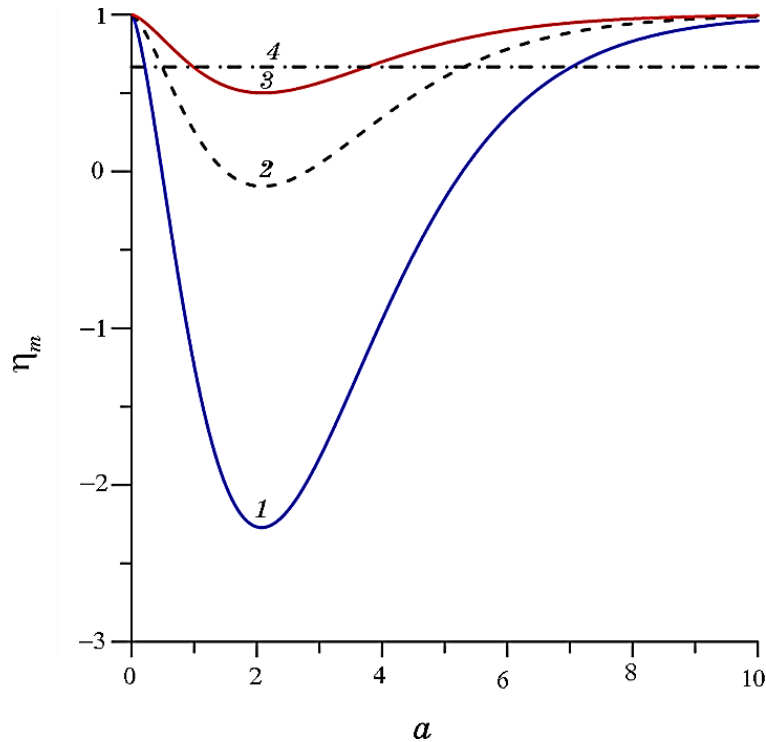
Зауважимо, що наведені вище значення  $\Delta T_{e,S}$  і  $\Delta T_{e,c}$  істотно менші за температуру виродження електронної підсистеми ( $E_F/k_B \cong 10^5$  К), що узгоджується з вимогою застосовності формул (2), (3).

Враховуючи [14], вирази для магнетонного внеску ентропії  $S_m$  і теплоємності  $c_m$  можна записати у вигляді:

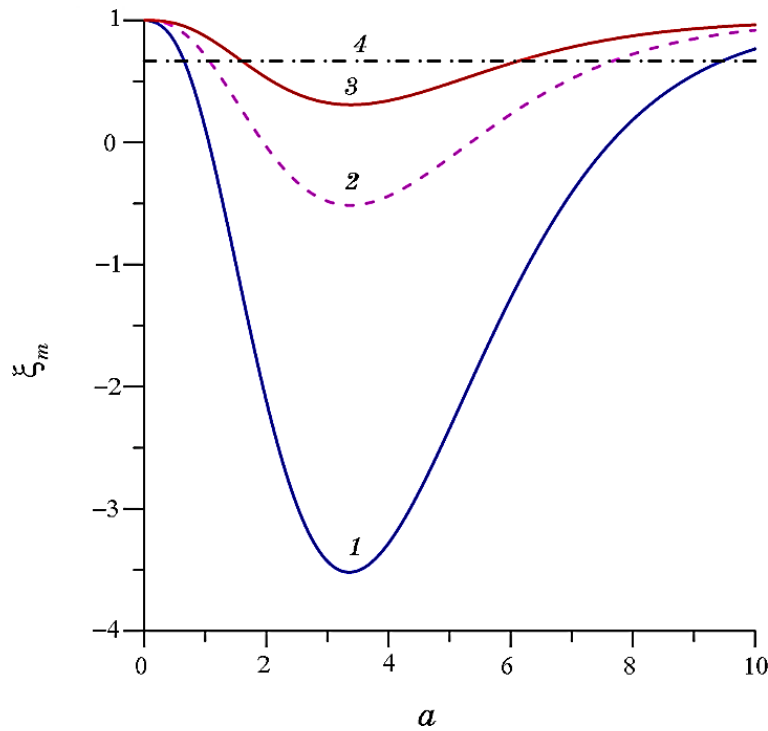
$$S_m = \frac{5Nk_B\zeta(5/2)(B/k_B T_c)^{3/2}}{16\pi^{3/2}}, \quad c_m = \frac{15Nk_B\zeta(5/2)(B/k_B T_c)^{3/2}}{32\pi^{3/2}}, \quad (4)$$

де  $\zeta(x)$  — Ріманова дзета-функція.

Результати проведених у відповідності до формул (1), (4) розрахунків функцій  $\eta_m = (S_m - S_{DW})/S_m$  і  $\xi_m = (c_m - c_{DW})/c_m$  наведено на рис. 3 та 4. Як і у випадку електронної підсистеми, спостерігається зменшення діапазонів актуальних температурних інтер-



**Рис. 3.** Температурні залежності відносної ентропії  $\eta_m = (S_m - S_{DW})/S_m$  магнетонної підсистеми для різних значень діаметра залізного циліндричного нанодоту: 1 —  $d_m = 1$  нм, 2 —  $d_m = 1,5$  нм, 3 —  $d_m = 2$  нм, 4 —  $\eta_m = 0,667$ .<sup>3</sup>



**Рис. 4.** Температурні залежності відносної теплоємності  $\xi_m = (c_m - c_{DW})/c_m$  магнетної підсистеми для різних значень діаметра залізного циліндричного нанодроту: 1 —  $d_m = 1$  нм, 2 —  $d_m = 1,5$  нм, 3 —  $d_m = 2$  нм, 4 —  $\xi_m = 0,667$ .<sup>4</sup>

валів ентропії  $\Delta T_{m,s}$  і теплоємності  $\Delta T_{m,c}$  зі збільшенням діаметра нанодроту. Дійсно, для  $d_m = 1$  нм  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{m,s} \geq 137,94$  К,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{m,c} \geq 102,46$  К; для  $d_m = 1,5$  нм,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{m,s} \geq 410,6$  К,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{m,c} \geq 284,34$  К; для  $d_m = 2$  нм,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{m,s} \geq 1030,54$  К,  $1,043 \cdot 10^3$  К  $\geq \Delta T_{m,c} \geq 632,4$  К.

Зазначимо, що застосовність формул (4) визначається умовою  $T \gg 1$  К (див. [9]), яка, як легко бачити, добре виконується. В той же час, в області температур  $T \leq 1$  К слід враховувати квантовий характер динаміки поздовжньої ДС, яка являє собою магнетний солітон типу 'kink' (див. роботи [15–18]). Позаяк для магнетних наноструктур слушним є квазикласичне наближення [19], то в цьому випадку для знаходження статистичної суми та відповідних термодинамічних потенціалів (вільної енергії, ентропії, Гіббсова потенціалу), зумовлених тепловим рухом ДС, є слушним застосування формалізму, викладеного в [9]. При цьому сам рух ДС має бути «проквантованим» у циліндрі довжиною  $L$ .

У відповідності до [13], вирази для ентропії  $S_{ph}$  і теплоємності  $c_{ph}$  фононої підсистеми (Дебайової компоненти) залізного дро-

ту запишемо наступним чином:

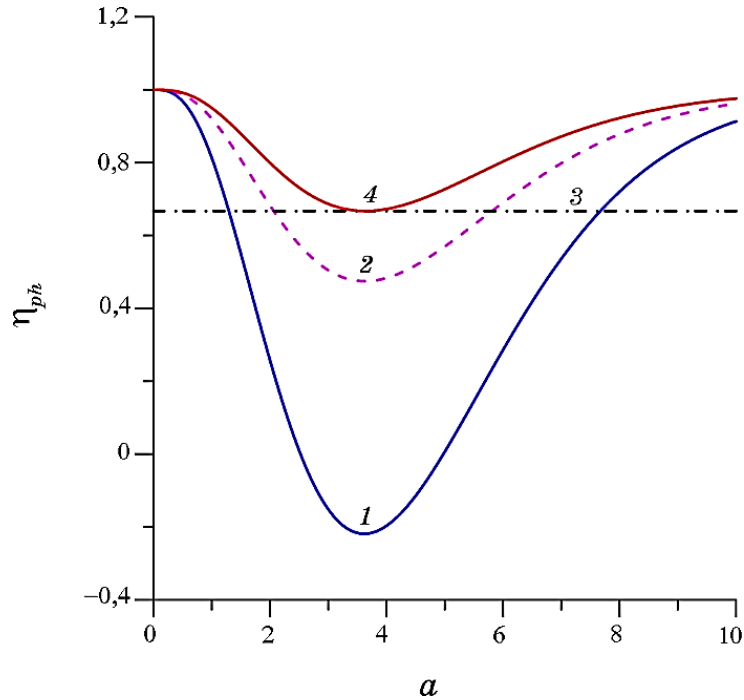
$$S_{ph} = Nk_B \frac{4\pi^4 (B/k_B T_D)^3}{5}, \quad c_{ph} = Nk_B \frac{12\pi^4 (B/k_B T_D)^3}{5}, \quad (5)$$

де  $T_D = 464$  К — Дебайова температура заліза.

Зазначимо, що в області температур  $T_D \gg T \gg 1$  К ентропія та теплоємність фононної підсистеми істотно перевищують відповідні характеристики електронної та магнетонної компонент. Дійсно, виходячи з формул (2)–(5), знаходимо, що:  $S_e/S_{ph}$  та й

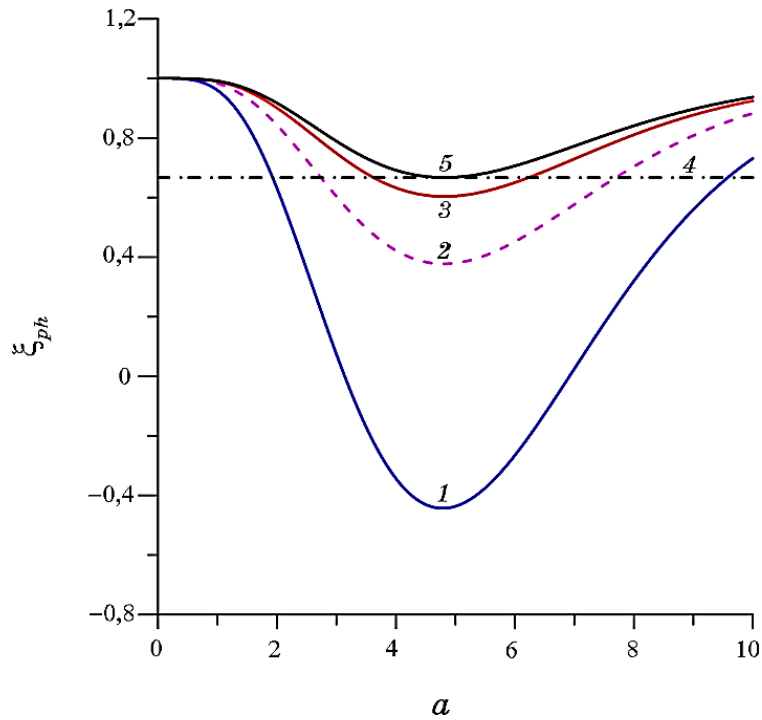
$$\frac{c_e}{c_{ph}} \simeq 10^{-2} \left( \frac{T_D}{T} \right)^2 \frac{k_B T}{E_F} \cong 10^{-1}; \quad \frac{S_m}{S_{ph}} \quad \text{і} \quad \frac{c_m}{c_{ph}} \simeq 10^{-1} \left( \frac{T}{T_D} \right)^{3/2} \left( \frac{T_D}{T} \right)^3 \cong 10^{-1}. \quad \text{В}$$

такому випадку можна передбачити, що значення діаметрів залізних нанодротів, які забезпечують актуальні температурні інтервали, є на порядок меншими за відповідні величини його електронної та магнетонної підсистем.



**Рис. 5.** Температурні залежності відносної ентропії  $\eta_{ph} = (S_{ph} - S_{DW})/S_{ph}$  фононної підсистеми для різних значень діаметра залізного циліндричного нанодроту: 1 —  $d_{ph} = 0,3$  нм; 2 —  $d_{ph} = 0,35$  нм; 3 —  $\eta_{ph} = 0,667$ ; 4 —  $d_{ph,cr} = 0,3803$  нм.<sup>5</sup>





**Рис. 6.** Температурні залежності відносної теплоємності  $\xi_{ph} = (c_{ph} - c_{DW})/c_{ph}$  фононної підсистеми для різних значень діаметра залізного циліндричного нанодроту: 1 —  $d_{ph} = 0,3$  нм; 2 —  $d_{ph} = 0,35$  нм; 3 —  $d_{ph} = 0,38$  нм; 4 —  $\xi_{ph} = 0,667$ ; 5 —  $d_{ph,crS} = 0,39$  нм.<sup>6</sup>

Обчислення, проведені у відповідності до формул (1), (5) (див. також рис. 5, 6), узгоджуються із зазначеним вище припущенням:  $d_{ph} = 0,3$  нм,  $67,44 \text{ К} \geq \Delta T_{ph,S} \geq 11,38 \text{ К}$ ,  $45,29 \text{ К} \geq \Delta T_{ph,c} \geq 9,11 \text{ К}$ ;  $d_{ph} = 0,35$  нм,  $57,55 \text{ К} \geq \Delta T_{ph,S} \geq 20,44 \text{ К}$ ,  $43,38 \text{ К} \geq \Delta T_{ph,c} \geq 15,43 \text{ К}$ ;  $d_{ph} = 0,38$  нм,  $40,62 \text{ К} \geq \Delta T_{ph,S} \geq 36,50 \text{ К}$ ,  $38,65 \text{ К} \geq \Delta T_{ph,c} \geq 22,47 \text{ К}$ .

Вочевидь, що наведені величини діаметрів, в силу їхньої порівнянності з постійною ґратниці заліза, треба розглядати виключно як оціночні, проте, такими, що вказують на тенденцію зміни інтервалів  $\Delta T_{ph,S}$  і  $\Delta T_{ph,c}$  із збільшенням  $d_{ph}$ . Слід зазначити, що граничні значення  $\Delta T_{ph,S}$  і  $\Delta T_{ph,c}$  є істотно меншими за Дебайову температуру заліза, що узгоджується з наближенням, закладеним у формулах (5), (6).

В заключній частині цього розділу зауважимо, що оцінки, проведені для області температур  $T \geq T_D$  ( $a \geq 1$ ), вказують на слабкий вплив теплового руху ДС на ентропію та теплоємність залізного нанодроту в даному температурному діапазоні —  $S_{DW}/S_{ph}$

і  $c_{DW}/c_{ph} \leq 10^{-2}$ , де  $S_{ph} = 3Nk_B(1 + \ln T/T_D)$ ,  $c_{ph} = 3Nk_B$ .

## 2. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Вище було встановлено зменшення діапазонів актуальних температурних інтервалів зі збільшенням діаметра нанодроту. Максимально можливе значення цього параметра будемо розглядати в якості критичного діаметра  $d_{cr}$ . Оскільки верхньою границею  $\Delta T_{e,m,S}$  і  $\Delta T_{e,m,c}$  є температура Кюрі  $T_C$  заліза, то буде природньо для електронної та магнетонної підсистем нанодроту визначати  $d_{cr}$  з умови рівності нижніх границь зазначених інтервалів тій же температурі  $T_C$ . В такому разі обчислення показують, що  $d_{e,cr_S} = 2,52$  нм,  $d_{e,cr_c} = 3$  нм і  $d_{m,cr_S} = 2,01$  нм,  $d_{m,cr_c} = 2,33$  нм відповідно. Вочевидь, що критичною температурою розглянутих явищ (максимально можливою температурою, за якої чинник ДС є актуальним) виступає  $T_C = 1043$  К.

В той же час, у випадку фононної підсистеми, значення обох границь інтервалів  $\Delta T_{ph,S}$  і  $\Delta T_{ph,c}$  менші за  $T_D$ . Тому коректним буде визначати критичний діаметер із наступних умов:  $\eta_{ph,S}(d_{ph,cr_S})_{\min} = 0,667$  і  $\xi_{ph,c}(d_{ph,cr_c})_{\min} = 0,667$ . Виходячи з наведеного, знаходимо  $d_{ph,cr_S} = 0,3803$  нм ( $T_{ph,cr_S} = 38,55$  К) (див. рис. 5, криву 4) і  $d_{ph,cr_c} = 0,39$  нм ( $T_{ph,cr_c} = 31$  К) (див. рис. 6, криву 5).

Порівняння одержаних даних з аналогічними характеристиками нікелевого нанодроту [10] показує зменшення значень критичних діаметрів підсистем, що складають залізний нанодріт. Такий результат є наслідком більшої величини  $M$  останнього. Справді, збільшення намагнетованості приводить до зростання поля знемагнетування ФН (на одиницю площини), яке, в свою чергу, має відповідати нанодроту з меншим діаметром, що й виявляється в одержаних нами критичних значеннях цього параметра.

Важливо зазначити, що змінна величина  $a$  являє собою відношення енергії поздовжньої ДС, яка дорівнює  $\pi A d^2 / \delta$  (див. формулу (1)), до енергії теплових коливань системи  $k_B T$ . Згідно з розрахунками, критичні значення  $a$  знаходяться в інтервалі  $\cong 3,64-8,24$ , що вище за 1. Даний результат вказує на можливість впливу чинника ДС на термодинамічні властивості нанодроту.

Встановлена вище особливість поведінки  $d_{cr}(M)$  уможливило запропонувати простий механізм збільшення критичних діаметрів підсистем залізного нанодроту шляхом зменшення його намагнетованості. Так, зменшення  $M$  до  $10^3$  Гс приводить до:  $d_{e,cr_S} = 3,13$  нм ( $T_{e,cr_S} = 1043$  К),  $d_{e,cr_c} = 3,73$  нм ( $T_{e,cr_c} = 1043$  К),  $d_{m,cr_S} = 2,4$  нм ( $T_{m,cr_S} = 1043$  К),  $d_{m,cr_c} = 2,78$  нм ( $T_{m,cr_c} = 1043$  К) і  $d_{ph,cr_S} = 0,46$  нм ( $T_{ph,cr_S} = 33,2$  К),  $d_{ph,cr_c} = 0,48$  нм ( $T_{ph,cr_c} = 26,67$  К).

При  $M = 10$  Гс  $d_{e,cr_S} = 8,34$  нм ( $T_{e,cr_S} = 256$  К),  $d_{e,cr_c} = 10,74$  нм ( $T_{e,cr_c} = 226$  К),  $d_{m,cr_S} = 5,85$  нм ( $T_{m,cr_S} = 92,3$  К),  $d_{m,cr_c} = 6,58$  нм

$(T_{m,cr_c} = 72,34 \text{ К}), d_{ph,cr_s} = 2,35 \text{ нм} (T_{ph,cr_s} = 8,5 \text{ К}), d_{ph,cr_c} = 2,4 \text{ нм}$   
 $(T_{ph,cr_c} = 6,8 \text{ К}).$

Легко бачити, що зменшення намагнетованості залізного нанодроту до  $M=10 \text{ Гс}$  приводить до істотного збільшення критичних діаметрів його складових підсистем.

Слід також зазначити, що значення критичних температур для електронної та магнетонної підсистем для  $M=10^3 \text{ Гс}$ , які дорівнюють  $1043 \text{ К}$ , є наближеними (до цілих). Вони обумовлені близькістю ентропії та теплоємності ДС (за даних параметрів) до аналогічних характеристик для  $M=1,7 \cdot 10^3 \text{ Гс}$ . Як показують обчислення, подальше зменшення намагнетованості приводить до значень ентропії та теплоємності, значно менших за початкові. В свою чергу, таким термодинамічним станам відповідають більш низькі температури. Цей факт і відображується у значеннях критичних температур для  $M=10 \text{ Гс}$ , істотно менших за відповідні величини залізного нанодроту з намагнетованістю  $M=1,7 \cdot 10^3 \text{ Гс}$ .

Зазначимо, що поздовжня ДС утворюється в достатньо тонких нанодротах. Збільшення діаметра нанодроту приводить до трансформації даної ДС у Блохову точку, яка являє собою магнетну сингулярність («магнетний їжак»). Її намагнетованість можна

представити у вигляді  $\mathbf{M}(\mathbf{r}) = M \frac{\mathbf{r}}{r}$  ( $\mathbf{r}$  — радіус-вектор, проведе-

ний з центру Блохової точки у довільну точку ефективної сфери, що обмежує її магнетну структуру) [20]. Відповідно, енергія Блохової точки визначається обмінною взаємодією та становить

$$W_{mB} = AM^{-2} \int_{r \leq d} d\mathbf{r} (\nabla \mathbf{M}(\mathbf{r}))^2 = 8\pi Ad. \text{ Порівняння цього виразу з}$$

енергією  $E_{DW}$  показує, що у ФН, діаметер яких  $d \geq 8\delta$  (для заліза  $d \geq 38 \text{ нм}$ ), реалізується ДС у вигляді Блохової точки.

Наприкінці зазначимо, що наявність у магнетних солітонів ефективної маси [21–23] уможливорює розглядати поздовжню ДС і Блохову точку як квазічастинки. Тоді, враховуючи, що симетрія магнетної структури Блохової точки «вище» симетрії поздовжньої ДС, за аналогією з результатами роботи [24], слід очікувати більш слабкий вплив теплового руху ДС у вигляді Блохової точки на термодинамічні та магнетокалоричні властивості ФН.

### 3. ВИСНОВКИ

Встановлено, що ентропія та теплоємність, спричинені тепловим рухом поздовжньої ДС, можуть бути одного порядку з ентропією та теплоємністю електронної, магнетонної та фононної (Дебайової компоненти) підсистем залізного циліндричного нано-

дроту.

Визначено критичні значення діаметрів і температур нанодроту, які відповідають зазначеному становищу.

Показано, що зменшення намагнетованості нанодроту посилює чинник впливу ДС на ентропію та теплоємність його складових підсистем.

Передбачено більш слабкий вплив теплового руху ДС у вигляді Блохової точки на термодинамічні та магнетокалоричні властивості ферромагнетних нанодротів.

Розглянуті в роботі явища можуть знайти практичне застосування в технологіях, що ґрунтуються на термодинамічних властивостях ферромагнетних нанодротів, які містять ДС.

## ЦИТОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. W. Hong, S. Lee, H. J. Chang, E. S. Lee, Y. Cho, *Biomaterials*, **106**: 78 (2016); [10.1016/j.biomaterials.2016.08.020](https://doi.org/10.1016/j.biomaterials.2016.08.020)
2. M. F. Contreras, R. Sougrat, A. Zaher, T. Ravasi, and J. Cosel, *Int. Journ. Nanomed.*, **10**: 2141 (2015); <https://doi.org/10.2147/IJN.S77081>
3. W. Zhou, J. Um, Ya. Zhang, A. Nelson, Z. Nemati, J. Modiano, B. Stalder, and R. Franklin, *IEEE Journal of Electromagnetics, RF and Microwaves in Medicine and Biology*, **3**, No. 2: 134 (2018); [doi:10.1109/JERM.2018.2889049](https://doi.org/10.1109/JERM.2018.2889049)
4. A. B. A. Nana, T. Marimuthu, P. P. D. Kondiah, Y. E. Choonara, L. C. DuToit, and V. Pillay, *Cancers*, **11**, No. 12: 1 (2019); <https://doi.org/10.3390/cancers11121956>
5. D. Shore, A. Ghemes, O. Dragos-Pinzaru, Z. Gao, Qi Shao, A. Sharma, J. Um, I. Tabakovic, J. C. Bischof, and B. J. H. Stadler, *Nanoscale*, **11**, No. 31: 14607 (2019); <https://doi.org/10.1039/C9NR01182J>
6. P. D. McGary, L. Tan, J. Zou, B. Stadler, P. R. Downey, and A. B. Flatau, *Journ. Appl. Phys.*, **99**, No. 8: 08B310-1 (2006); <https://doi.org/10.1063/1.2167332>
7. S. Lepadatu, H. Saarikoski, R. Beacham, M. Jose-Benitez, T. A. Moore, G. Burnell, S. Sugimoto, D. Yesudas, M. C. Wheeler, J. Miguel, S. S. Dhessi, D. McGrouther, S. McVitie, G. Tatara, and C. H. Marrows, *Scientific Reports*, **7**, No. 1640: 1 (2017); [doi:10.1038/s41598-017-01748-7](https://doi.org/10.1038/s41598-017-01748-7)
8. S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science*, **320**, No. 5873: 190 (2008); [doi:10.1126/science.1145799](https://doi.org/10.1126/science.1145799)
9. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Physica B: Condensed Matters*, **556**: 114 (2019); <https://doi.org/10.1016/j.physb.2018.12.025>
10. A. B. Shevchenko, M. Yu. Barabash, and I. M. Zabolotnyi, *Results in Physics*, **16**: 102988(5) (2020); <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2020.102988>
11. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *J. Nano- Electron. Phys.*, **12**, No. 4: 04039(3) (2020); [https://doi.org/10.21272/jnep.12\(4\).04039](https://doi.org/10.21272/jnep.12(4).04039)
12. M.-M. Song, W.-J. Song, H. Bi, J. Wang, W.-L. Wu, J. Sun, and M. Yu, *Biomaterials*, **31**, No. 7: 1509 (2010); [doi:10.1016/j.biomaterials.2009.11.034](https://doi.org/10.1016/j.biomaterials.2009.11.034)

13. С. В. Вонсовский, М. И. Канцельсон, *Квантовая физика твердого тела* (Москва: Наука: 1983).
14. С. В. Вонсовский, *Магнетизм* (Москва: Наука: 1971).
15. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Nanoscale Research Letters*, **10**: 470(5) (2015); <https://doi.org/10.1186/s11671-015-1175-x>
16. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Nanoscale Research Letters*, **11**: 473(6) (2016); <https://doi.org/10.1186/s11671-016-1680-6>
17. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Results in Physics*, **13**: 102294(4) (2019); <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2019.102294>
18. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Appl. Nanoscience*, **9**: 595 (2019); <https://doi.org/10.1007/s13204-018-0644-9>
19. А. Б. Шевченко, *Успехи физ. мет.*, **2**, № 2: 115 (2018); [doi:10.15407/ufm.19.02.115](https://doi.org/10.15407/ufm.19.02.115)
20. А. Малоземов, Дж. Слоузуски, *Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами* (Москва: Мир: 1982).
21. Ю. А. Куфаев, Э. Б. Сонин, *ЖЭТФ*, **95**, № 4: 1523 (1989).
22. V. L. Dorman, V. L. Sobolev, and A. B. Shevchenko, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **94**, No. 3: 293 (1991); [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(91\)90090-W](https://doi.org/10.1016/0304-8853(91)90090-W)
23. V. L. Dorman, V. L. Sobolev, and A. B. Shevchenko, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **124**, Nos. 1–2: 221 (1993); [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(93\)90091-F](https://doi.org/10.1016/0304-8853(93)90091-F)
24. А. П. Шпак, А. Б. Шевченко, А. Б. Мельник, *ЖТФ*, **74**, № 3: 81 (2004).

## REFERENCES

1. W. Hong, S. Lee, H. J. Chang, E. S. Lee, Y. Cho, *Biomaterials*, **106**: 78 (2016); [10.1016/j.biomaterials.2016.08.020](https://doi.org/10.1016/j.biomaterials.2016.08.020)
2. M. F. Contreras, R. Sougrat, A. Zaher, T. Ravasi, and J. Cosel, *Int. Journ. Nanomed.*, **10**: 2141 (2015); <https://doi.org/10.2147/IJN.S77081>
3. W. Zhou, J. Um, Ya. Zhang, A. Nelson, Z. Nemati, J. Modiano, B. Stalder, and R. Franklin, *IEEE Journal of Electromagnetics, RF and Microwaves in Medicine and Biology*, **3**, No. 2: 134 (2018); [doi:10.1109/JERM.2018.2889049](https://doi.org/10.1109/JERM.2018.2889049)
4. A. B. A. Nana, T. Marimuthu, P. P. D. Kondiah, Y. E. Choonara, L. C. DuToit, and V. Pillay, *Cancers*, **11**, No. 12: 1 (2019); <https://doi.org/10.3390/cancers11121956>
5. D. Shore, A. Ghemes, O. Dragos-Pinzaru, Z. Gao, Qi Shao, A. Sharma, J. Um, I. Tabakovic, J. C. Bischof, and B. J. H. Stadler, *Nanoscale*, **11**, No. 31: 14607 (2019); <https://doi.org/10.1039/C9NR01182J>
6. P. D. McGary, L. Tan, J. Zou, B. Stadler, P. R. Downey, and A. B. Flatau, *Journ. Appl. Phys.*, **99**, No. 8: 08B310-1 (2006); <https://doi.org/10.1063/1.2167332>
7. S. Lepadatu, H. Saarikoski, R. Beacham, M. Jose-Benitez, T. A. Moore, G. Burnell, S. Sugimoto, D. Yesudas, M. C. Wheeler, J. Miguel, S. S. Dhessi, D. McGrouther, S. McVitie, G. Tatara, and C. H. Marrows, *Scientific Reports*, **7**, No. 1640: 1 (2017); [doi:10.1038/s41598-017-01748-7](https://doi.org/10.1038/s41598-017-01748-7)
8. S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science*, **320**, No. 5873: 190

- (2008); doi:10.1126/science.1145799
9. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Physica B: Condensed Matters*, **556**: 114 (2019); <https://doi.org/10.1016/j.physb.2018.12.025>
  10. A. B. Shevchenko, M. Yu. Barabash, and I. M. Zabolotnyi, *Results in Physics*, **16**: 102988(5) (2020); <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2020.102988>
  11. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *J. Nano- Electron. Phys.*, **12**, No. 4: 04039(3) (2020); [https://doi.org/10.21272/jnep.12\(4\).04039](https://doi.org/10.21272/jnep.12(4).04039)
  12. M.-M. Song, W.-J. Song, H. Bi, J. Wang, W.-L. Wu, J. Sun, and M. Yu, *Biomaterials*, **31**, No. 7: 1509 (2010); doi:10.1016/j.biomaterials.2009.11.034
  13. S. V. Vonsovsky and M. I. Kantselson, *Kvantovaya Fizika Tverdogo Tela* [Quantum Solid State Physics] (Moscow: Nauka: 1983) (in Russian).
  14. S. V. Vonsovsky, *Magnetizm* [Magnetism] (Moscow: Nauka: 1971) (in Russian).
  15. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Nanoscale Research Letters*, **10**: 470(5) (2015); <https://doi.org/10.1186/s11671-015-1175-x>
  16. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Nanoscale Research Letters*, **11**: 473(6) (2016); <https://doi.org/10.1186/s11671-016-1680-6>
  17. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Results in Physics*, **13**: 102294(4) (2019); <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2019.102294>
  18. A. B. Shevchenko and M. Yu. Barabash, *Appl. Nanoscience*, **9**: 595 (2019); <https://doi.org/10.1007/s13204-018-0644-9>
  19. A. B. Shevchenko, *Usp. Fiz. Met.*, **2**, No. 2: 115 (2018) (in Russian); doi:10.15407/ufm.19.02.115.
  20. A. P. Malozemoff and J. C. Slonczewski, *Domennyye Stenki v Materialakh s Tsilindricheskimi Magnitnymi Domenami* [Magnetic Domain Walls in Bubble Materials] (Moscow: Mir: 1982) (Russian translation).
  21. Yu. A. Kufaev and Eh. B. Sonin, *JETP*, **68**, No. 4: 879 (1989).
  22. V. L. Dorman, V. L. Sobolev, and A. B. Shevchenko, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **94**, No. 3: 293 (1991); [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(91\)90090-W](https://doi.org/10.1016/0304-8853(91)90090-W)
  23. V. L. Dorman, V. L. Sobolev, and A. B. Shevchenko, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **124**, Nos. 1–2: 221 (1993); [https://doi.org/10.1016/0304-8853\(93\)90091-F](https://doi.org/10.1016/0304-8853(93)90091-F)
  24. A. P. Shpak, A. B. Shevchenko, and A. B. Melnik, *Zh. Tekhn. Fiz.*, **74**, No. 3: 81 (2004) (in Russian).

*G. V. Kurdyumov Institute for Metal Physics of the N.A.S. of Ukraine,  
36, Academician Vernadsky Blvd.,  
UA-03142 Kyiv, Ukraine*

<sup>1</sup> Fig. 1. Temperature dependences of relative entropy  $\eta_e = \frac{S_e - S_{DW}}{S_e}$  of the electron subsystem for cylindrical iron nanowire with different diameters: 1— $d_e = 1$  nm; 2— $d_e = 1.5$  nm; 3— $d_e = 2$  nm; 4— $d_e = 2.5$  nm; 5— $\eta_e = 0.667$ .

<sup>2</sup> Fig. 2. Temperature dependences of relative heat capacity  $\xi_e = \frac{c_e - c_{DW}}{c_e}$  of the electron subsystem for cylindrical iron nanowire with different diameters: 1— $d_e = 1$  nm; 2— $d_e = 1.5$  nm; 3— $d_e = 2$  nm; 4— $d_e = 2.5$  nm; 5— $\eta_e = 0.667$ .

---

<sup>3</sup> **Fig. 3.** Temperature dependences of relative entropy  $\eta_m = \frac{S_m - S_{DW}}{S_m}$  of the magnon subsystem for cylindrical iron nanowire with different diameters: 1— $d_m = 1$  nm; 2— $d_m = 1.5$  nm; 3— $d_m = 2$  nm; 4— $\eta_m = 0.667$ .

<sup>4</sup> **Fig. 4.** Temperature dependences of relative heat capacity  $\xi_m = \frac{c_m - c_{DW}}{c_m}$  of the magnon subsystem for cylindrical iron nanowire with different diameters: 1— $d_m = 1$  nm; 2— $d_m = 1.5$  nm; 3— $d_m = 2$  nm; 4— $\xi_m = 0.667$ .

<sup>5</sup> **Fig. 5.** Temperature dependences of relative entropy  $\eta_{ph} = \frac{S_{ph} - S_{DW}}{S_{ph}}$  of the phonon subsystem for cylindrical iron nanowire with different diameters: 1— $d_{ph} = 0.3$  nm; 2— $d_{ph} = 0.35$  nm; 3— $\eta_{ph} = 0.667$ ; 4— $d_{ph,cr_s} = 0.3803$  nm.

<sup>6</sup> **Fig. 6.** Temperature dependences of relative heat capacity  $\xi_{ph} = \frac{c_{ph} - c_{DW}}{c_{ph}}$  of the phonon subsystem for cylindrical iron nanowire with different diameters: 1— $d = 0.3$  nm; 2— $d = 0.35$  nm; 3— $d = 0.38$  nm; 4— $\xi_{ph} = 0.667$ ; 5— $d_{ph,cr_c} = 0.39$ .