

О. М. Шевцова

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ***ОСОБЛИВОСТІ МАГНІТООПОРУ ТА НАМАГНІЧЕНІСТЬ МАТЕРІАЛІВ  
З РІЗНИМИ ТИПАМИ НАДПРОВІДНИХ ВКЛЮЧЕНЬ**

Досліджено низькотемпературні властивості кристала, який містить надпровідні включення різних матеріалів. У наближенні, що розміри включень є значно меншими, ніж довжина когерентності/глибина проникнення магнітного поля, побудовано теорію магнітоопору кристала, що містить сферичні надпровідні включення різних матеріалів, та розраховано магнітопольові характеристики намагніченості.

*Ключові слова:* сферичні надпровідні включення, магнітоопір, намагніченість, надпровідники I роду.

Одним із результатів бурхливого розвитку нанотехнологій є створення різноманітних типів композитних матеріалів або структурно-неоднорідних систем, які складаються з матриці (host) та дисперсних включень і характеризуються властивостями, що відсутні в матеріалах-компонентах. Залежно від форми та розмірів включень композити характеризуються різними властивостями. Сучасні технології активно використовують методику дисперсного наповнення для модифікації властивостей матеріалів, наприклад для підвищення міцності, терміну експлуатації, а також для зниження затрат на виготовлення нового конструкційного матеріалу, змінюючи тип включень. Особливий інтерес викликають технологічно-контрольовані структури або впорядковані композити. Прикладом таких структур є індієво-опалові композити, утворені в результаті вприскування індію під тиском у періодично розміщені субмікронні пори діелектричної матриці опалу. Утворений композит з ґраткою гранул індію характеризується 2-сходинковим температурним ходом опору, а також розмірною залежністю критичної температури та критичного магнітного поля [1 - 7].

Розміри гранул у композитних матеріалах становлять від кількох нанометрів до кількох сотень нанометрів, а самі матеріали характеризуються цікавими та незвичайними електричними властивостями, такими як тунелювання електронів та джозефсонівськими зв'язками між гранулами в надпровідному стані [8].

Процес утворення структурно-неоднорідних систем є не тільки технологічно контрольованим процесом. У багатокомпонентних системах спостерігався ефект сегрегації та створення мікроскопічних включень іншої фази, зокрема преципітація металічної фази [9]. Ядерне опромінення або легування складних сполук, наприклад напівпровідників, приводить до створення структурно-неоднорідного матеріалу, який характеризується новими властивостями.

Одним із методів, що використовується для створення нових фаз, є метод іонної імплантації, а створені за його допомогою фази називають "ion beam synthesized phases" [10]. Серед недавніх застосувань даного методу є синтез надпровідних нанокристалів  $MgB_2$ . Наявність іонно-імплантованих наноструктур може повністю змінити фізичні та хімічні властивості кристала. Останнім досягненням іонної імплантації є її роль у створенні поверхневої надпровідності в монокристалах  $SrFe_2As_2$  [11]. Експерименти з намагніченості та опору опромінених іонами  $K^+$  та  $Ca^{2+}$  монокристалів (при певній дозовій нарузці) продемонстрували надпровідний фазовий перехід із температурою трохи нижчою 25 К. Поверхнева надпровідність спостерігається в певному шарі, який визначається глибиною проникнення іонів.

Важливим аспектом дослідження композитних систем є використання їхніх відомих властивостей та характеристик для ідентифікації структурного складу нових структурно-неоднорідних матеріалів, утворених у результаті опромінення або легування. Напівпровідники групи III - V, типовим представником яких є арсенід індію, є також складними структурами, в яких спостерігалась преципітація, тобто випадання іншої фази [12]. Відомо, що випадання такої фази кристалів може бути зумовлене різноманітними технологічними процесами, наприклад у результаті розпаду твердих розчинів [13]. Якщо утворена фаза є металічною, то при охолодженні зразка до певних температур можна отримати кристал із розміщеними в ньому надпровідними включеннями. Надпровідність в умовах високого тиску в нелегованих напівпровідниках GaSb, GaAs і GaP була виявлена достатньо давно [14]. Феномен надпровідності був виявлений також у багатьох хімічних елементах, сплавах та легуваних напівпровідниках. Особливості провідності, що можуть бути інтерпретовані як фазові переходи в надпровідний стан, були виявлені в бінарних напівпровідниках PbTe [15 - 18]. Поява надпровідності в

GaAs з відхиленням від нормального стехіометричного складу також спостерігалась в [19].

Пошуки нових матеріалів для спінтроніки зумовили інтенсивне дослідження легованих напівпровідників [20 - 22]. Але неочікуваним результатом цих досліджень стало виявлення надпровідних преципітатів галію та преципітатів хрому в об'ємних зразках GaAs та GaP, легованих хромом. Магнітні вимірювання підтвердили, що критичні параметри галію ( $T_c \approx 6,2$  К і  $H_c \approx 600$  Е) є характерними для надпровідників I роду [23].

Наявність надпровідних включень приводить до різкого стрибка провідності зразка при низьких температурах і до сильної залежності провідності від магнітного поля (магнітоопору). Виникнення стрибкоподібної особливості магнітоопору, зумовлене фазовим переходом включень із надпровідного в нормальний стан при збільшенні магнітного поля, було пояснено в рамках теорії магнітоопору для кристалів, що містять надпровідні включення [24 - 26]. Характер особливостей магнітоопору, що спостерігались в InAs, опромінену  $\alpha$ -астинками [28], також указує на наявність фазового переходу. Оскільки в даному випадку енергія частинок є дуже високою (80 MeV), то внаслідок опромінення в кристалі можуть створюватися металічні області, збагачені індієм, які при низьких температурах можуть переходити в надпровідний стан. У рамках моделі магнітоопору кристала з хаотично розміщеними надпровідними включеннями було виконано розрахунки магнітоопору опромінених кристалів для різних значень температур і було проведене співставлення розрахунків з експериментально отриманими даними. Особливості магнітоопору, що спостерігались в експерименті, були якісно пояснені в рамках теорії магнітоопору [29 - 31].

Слід відзначити, що розрахунок магнітопровідності (магнітоопору) складних матеріалів є важливим методом, що дозволяє детектувати наявність включень у багатокомпонентних зразках.

Важливим методом для детектування включень у складних сполуках є також побудова магнітопольових залежностей намагніченості, оскільки низькотемпературні особливості намагніченості, виявлені в експерименті при певних значеннях температур, указують на наявність неоднорідних включень певного матеріалу. Цей метод також дає змогу оцінити розміри включень та розрахувати їхню концентрацію.

### Провідність кристала з двома типами надпровідних включень

Розрахуємо провідність системи, що містить надпровідні включення сферичної форми, які

хаотично розміщені в кристалі. Вважаємо, що загальний об'єм включень або концентрація включень є недостатньою для виникнення надпровідності в усьому зразку, тобто система знаходиться нижче порога перколяції. Оскільки процес утворення металічної фази не є технологічно контрольованим, то логічно припустити, що утворені надпровідні включення характеризуються певною дисперсією розмірів. При розрахунку провідності можна вважати, що залежно від температури та магнітного поля включення може бути в двох станах: надпровідному з нескінченною провідністю або в нормальному, який характеризується опором, що відповідає матеріалу включення при певній температурі.

Теорія магнітоопору кристала з надпровідними включеннями [24 - 27] базується на припущеннях, що концентрація надпровідних областей є низькою, розмір включень по порядку величини збігається з довжиною когерентності, а критичні магнітні поля надпровідних включень I роду описуються відомою формулою Гінзбурга [32]

$$H_c^{inc} / H_c = 2 \frac{\kappa}{R} \sqrt{5} \sqrt{1 - T / T_c}, \quad (1)$$

де  $T_c$  - критична температура;  $H_c$  - критичне поле об'ємного надпровідника;  $R$  - радіус включення;  $\kappa$  - параметр Гінзбурга - Ландау (ГЛ). Тобто в рамках даної теорії структура надпровідного включення не враховується, а вважається однорідною. У випадку, коли розміри надпровідних сферичних включень є більшими, ніж довжина когерентності/глибина проникнення магнітного поля, необхідно враховувати вихрові структури, які будуть реалізуватись у таких надпровідних включеннях.

Провідність системи визначається об'ємом надпровідних включень та провідністю матриці. Для розрахунку провідності системи використано метод ефективного середовища [33]. Розрахуємо провідність кристала, що містить два типи сферичних надпровідних включень, які в загальному випадку характеризуються різними критичними температурами та різною дисперсією, використовуючи формулу для провідності багатокомпонентних систем [34, 35]

$$P_{1s} \frac{\sigma - \sigma_{1s}}{\sigma + 2\sigma_{1s}} + P_{1n} \frac{\sigma - \sigma_{1n}}{\sigma + 2\sigma_{1n}} + P_{2s} \frac{\sigma - \sigma_{2s}}{\sigma + 2\sigma_{2s}} + P_{2n} \frac{\sigma - \sigma_{2n}}{\sigma + 2\sigma_{2n}} + (1 - P_1 - P_2) \frac{\sigma - \sigma_h}{\sigma + 2\sigma_h} = 0, \quad (2)$$

де в даній задачі  $\sigma_{is} = \infty$  - провідність  $i$ -го типу включень у надпровідному стані;  $\sigma_{in}$  - провід-

ність  $i$ -го типу включень у нормальному стані;  $\sigma_h$  - провідність матриці;  $P_{is}$  та  $P_{in}$  - відносний об'єм включень у надпровідному та нормальному станах відповідно; індекс  $i = 1, 2$  відповідає включенням I та II типу відповідно.

$$P_{is} = P_i \frac{\int_0^{\infty} R^3 W_i(R) dR}{\int_0^{\infty} R^3 W_i(R) dR}, \quad P_{in} = P_i - P_{is}, \quad (3)$$

де  $P_i$  - відносний об'єм включень  $i$ -го типу;  $P = P_1 + P_2$  - повний відносний об'єм включень у зразку;  $W_i(R)$  - імовірність того, що в одиничному інтервалі радіуса  $R$  знаходиться включення  $i$ -го типу. Для кількісних розрахунків було використано нормальний розподіл включень по радіусу з дисперсією  $s_i$  та радіусом  $R_{0i}$

$$W_i(R) = Z \exp\left[-\frac{(R - R_{0i})^2}{2s_i^2}\right], \quad (4)$$

де  $Z$  визначається з умови нормування  $\int_0^{\infty} W_i(R) dR = 1$ .

Слід зауважити, що нижня межа інтегрування у формулі (3) повинна визначатись певним мінімальним значенням радіуса включення, яке визначається як гранична величина, що дозволяє використовувати наближення ГЛ. Але оскільки розподіл включень по розмірах вибирається таким, що кількість дуже малих включень (і відповідно їхній вклад у провідність) є дуже незначною, тому умовно можна вважати мінімальний радіус нульовим.

Для розрахунку ефективної провідності кристала  $\sigma$ , що містить два типи надпровідних включень, які в загальному випадку характеризуються різними критичними температурами  $T_{c1}$  і  $T_{c2}$  та різною дисперсією, необхідно розв'язати рівняння (2). Ефективна провідність такої системи є величиною, що визначається багатьма параметрами: відносним об'ємом включень, середніми розмірами включень, а також властивостями матеріалу надпровідних включень. Управляючими параметрами такої системи є температура та зовнішнє магнітне поле, оскільки змінюючи їх можна переводити систему з надпровідного в нормальний стан і тим самим регулювати відносний об'єм надпровідних (нормальних) включень. Тому проілюструємо температурну залеж-

ність провідності при різних значеннях магнітного поля та особливості магнітоопору при фіксованих значеннях температури.

### Температурна залежність провідності

Нехай критична температура включень I типу є нижчою, ніж критична температура включень II типу, тобто  $T_{c1} < T_{c2}$ . Для розрахунків була розглянута діелектрична матриця, що містить включення олова та свинцю з критичними температурами  $T_{c1}^{Sn} = 3,7$  К,  $T_{c2}^{Pb} = 7,2$  К відповідно. Тоді динаміку фазового переходу включень, зумовлену зміною температури, слід розглянути для трьох випадків: 1)  $H = 0$ ; 2)  $H < (H_c^1, H_c^2)$ ; 3)  $H < H_c^2$ , де  $H_c^i$  - характерна величина критичного поля для включень  $i$ -го типу. Результати залежності провідності від температури для відповідного значення магнітного поля для включень із різними значеннями дисперсії представлено на рис. 1. Оскільки в матриці міститься два типи різних надпровідних включень, то спостерігається подвійний стрибок провідності в області низьких температур. При відсутності зовнішнього поля ( $H = 0$ ) величини стрибків є дуже різкими (див. рис. 1, крива 1), оскільки в даній моделі критична температура при відсутності магнітного поля не залежить від радіуса, тому фазовий перехід реалізується одночасно для всіх включень при однаковій температурі. При включенні магнітного поля фазовий перехід надпровідних включень залежить від радіуса, і тому при даній температурі  $T$  тільки включення з  $R \leq R_{ci}(T, H) = 2 \frac{K}{H} \sqrt{5} \sqrt{1 - T/T_{ci}}$

знаходяться в надпровідному стані. Відповідно при ( $H < (H_c^1, H_c^2)$ ) у системі спостерігається розмитий 2-сходінковий фазовий перехід (див. рис. 1, криві 2a, 2b, 3a, 3b), а температурна область, що характеризується високою провідністю, зменшується з ростом магнітного поля. Результатом подальшого збільшення зовнішнього поля (ситуація  $H < H_c^2$ ) (див. рис. 1, криві 4a та 4b) є зникнення надпровідності у включеннях I типу, і провідність системи буде характеризуватись розмитою односходінковою залежністю, яка зумовлена фазовим переходом включень II типу. Зрозуміло, що ступінь розмитості фазового переходу визначається величиною дисперсії.

Динаміка переходу включень з надпровідного в нормальний стан проілюстрована на рис. 2 для фіксованого значення дисперсії ( $s = 0,01$ ) та при різних значеннях магнітного поля. Відносний об'єм включень становить 1 та 2 % для включень I та II типів відповідно. Видно, що при най-

меншому значенні поля ( $H = 1$ ) можна спостерігати фазові переходи включень I та II типів і фазовий перехід є різким (криві 2a та 2b); при подальшому збільшенні магнітного поля фазові переходи реалізуються раніше (криві 3a та 3b), а фазовий перехід починає розмиватись, а при наступному значенні зовнішнього поля можна спо-

стерігати тільки сильно розмитий фазовий перехід включень II типу (криві 4a та 4b). Видно, що відносний об'єм надпровідних включень з ростом магнітного поля зменшується, а, відповідно, відносний об'єм включень, що перейшли в нормальний стан, зростає.

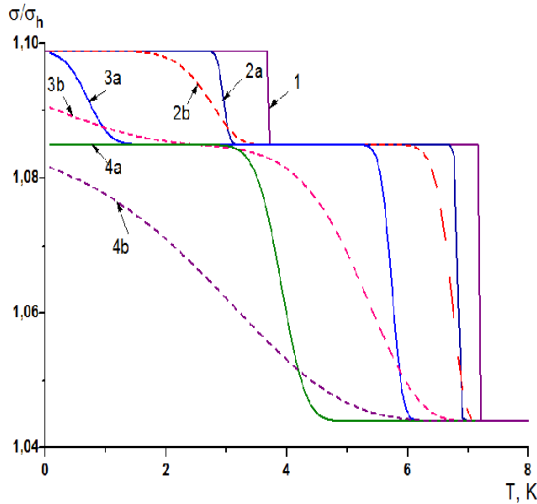


Рис. 1. Температурна залежність провідності при різних значеннях магнітного поля: 1 –  $H = 0$ ; 2 –  $H = 1$ ; 3 –  $H = 2$ ; 4 –  $H = 3$ ; a –  $s = 0,01$ ; b –  $s = 0,02$ .

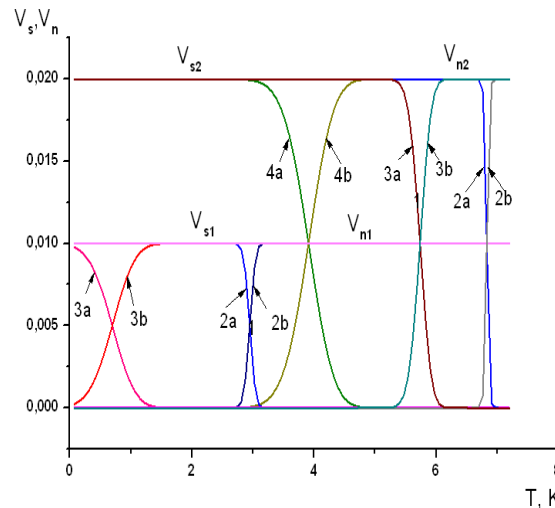


Рис. 2. Динаміка надпровідних та нормальних включень при  $s = 0,01$  та різних значеннях магнітного поля 2 –  $H = 1$ ; 3 –  $H = 2$ ; 4 –  $H = 3$ . Індеси a та b означають надпровідний та нормальний стан включень відповідно.

Розрахункові параметри системи:

$$r_0 = 0,2; P_1 = 0,01; P_2 = 0,02; T_{c1} = 3,7 \text{ K}; T_{c2} = 7,2 \text{ K}; \kappa_1 = 0,13; \kappa_2 = 0,23; \sigma_1 / \sigma_h = 6; \sigma_2 / \sigma_h = 3.$$

### Магнітопровідність

Особливості магнітопровідності також слід розглянути для трьох температурних інтервалів: 1)  $T < T_{c1}$  - усі включення з  $R \leq (R_{c1}(T, H), R_{c2}(T, H))$  знаходяться у надпровідному стані; 2)  $(T_{c1} < T < T_{c2})$  - тільки включення II типу  $R \leq (R_{c1}(T, H), R_{c2}(T, H))$  залишилися надпровідними; 3)  $(T > T_{c2})$  - усі включення перейшли в нормальний стан. Результати розрахунків магнітопровідності для включень із різною дисперсією наведено на рис. 3. Видно, що при  $(T < T_{c1})$  спостерігається сильна 2-сходинкова провідність (магнітоопір) (криві 1a, 1b), яка спадає з ростом магнітного поля. У температурному діапазоні  $(T_{c1} < T < T_{c2})$  область з високою провідністю зменшується (криві 2a, 2b), а при  $T > T_{c2}$  реалізується тільки фазовий перехід включень із більш високою критичною температурою (криві 3a, 3b).

Особливість магнітоопору зумовлена подавленням надпровідності магнітним полем спочатку у включеннях більшого розміру, а з ростом поля й у включеннях менших розмірів. Дане

явище проілюстроване на рис. 4, на якому представлено залежність провідності від магнітного поля при різних значеннях середнього розміру включень. Діапазон магнітного поля, що характеризується високою провідністю, є найбільшим у випадку найменшого середнього розміру включень (крива 1a), а при збільшенні середніх розмірів включень (криві 1b, 1c) області з високою провідністю зменшуються. Зростання температури також суттєво зменшує область із високою провідністю (1a → 2a), (1b → 2b), (1c → 2c), діапазон магнітних полів, при яких магнітопровідність спадає, визначається середнім радіусом включень, а величина області спадання регулюється дисперсією. Таким чином, температурні та магнітопольові залежності низькотемпературної провідності визначаються, значною мірою, розмірами та дисперсією включень.

### Розрахунок намагніченості кристала з різними надпровідними включеннями

Для розрахунку ефективної намагніченості кристала, що містить сферичні включення різних типів, необхідно визначити намагніченість інди-

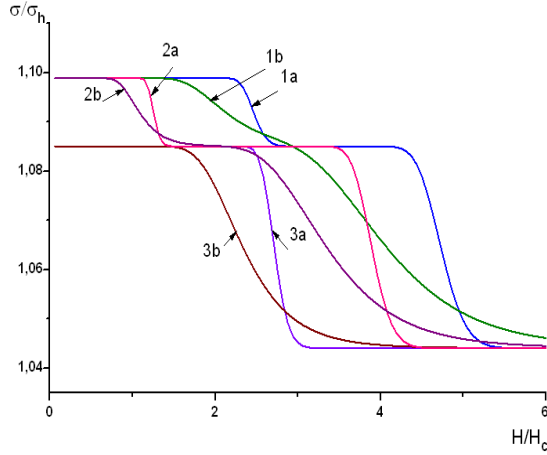


Рис. 3. Провідність системи як функція магнітного поля при різних значеннях температури: 1 –  $T = 1$  К; 2 –  $T = 3$  К; 3 –  $T = 5$  К; а –  $s = 0,01$ ; б –  $s = 0,02$ ;  $r_0 = 0,2$ ;  $P_1 = 0,01$ ;  $P_2 = 0,02$ ;  $T_{c1} = 3,7$  К;  $T_{c2} = 7,2$  К;  $\kappa_1 = 0,3$ ;  $\kappa_2 = 0,23$ ;  $\sigma_1 / \sigma_h = 6$ ;  $\sigma_2 / \sigma_h = 3$ .

відуального включення і потім виконати процедуру усереднення намагніченостей індивідуальних включень, що врахує дисперсію включень по радіусу, концентрацію включень та спосіб їхнього розміщення. Для розрахунку намагніченості одиночного включення необхідно записати самоузгоджену систему рівнянь ГЛ з відповідними граничними умовами на поверхні включень. Але оскільки ми обмежимо розгляд включеннями малих радіусів, довжина яких менша ніж довжина когерентності, то у даному випадку можна вважати параметр порядку, який характеризує надпровідний стан, постійним і розглянути тільки друге рівняння ГЛ для магнітного поля, яке у сферичній системі координат з початком у центрі включення з радіусом  $R$  може бути записане як

$$A_m = \sum_{n=1}^{\infty} \left( C_n \sqrt{\frac{\pi}{2}} I_{n+1/2} \left( \frac{\rho}{\lambda} \right) / \sqrt{\frac{\rho}{\lambda}} + D_n \sqrt{\frac{\pi}{2}} K_{n+1/2} \left( \frac{\rho}{\lambda} \right) / \sqrt{\frac{\rho}{\lambda}} \right) \frac{d(P_n(\cos(\theta)))}{d\theta}, \quad (7)$$

де  $I_{n+1/2} \left( \frac{\rho}{\lambda} \right)$ ,  $K_{n+1/2} \left( \frac{\rho}{\lambda} \right)$  - модифіковані функції Бесселя;  $P_n(\cos(\theta))$  - поліном Лежандра. Оскільки розв'язок у нулі повинен бути кінцевим, то  $D_n = 0$ . Аналогічно можна записати розв'язок рівняння (6) для векторного потенціалу за межами сфери

$$A_{out} = \sum_{n=1}^{\infty} \left( a_n \rho^n + \frac{b_n}{\rho^{n+1}} \right) \frac{d(P_n(\cos(\theta)))}{d\theta}. \quad (8)$$

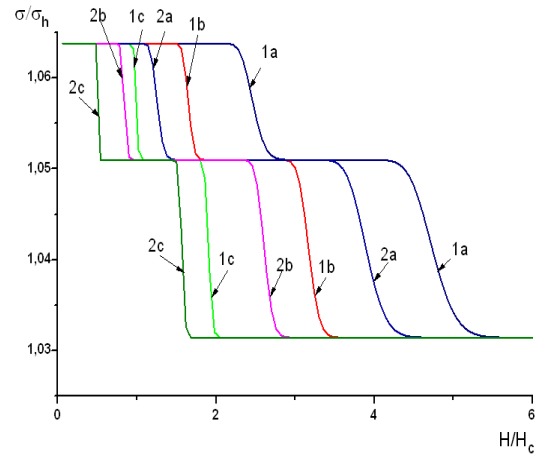


Рис. 4. Залежність провідності системи від магнітного поля для включень різних розмірів:  $S = 0,01$ ;  $r_0 = a - 0,2$ ;  $b - 0,3$ ;  $c - 0,5$ ; 1 –  $T = 1$  К; 2 –  $T = 3$  К;  $P_1 = 0,01$ ;  $P_2 = 0,01$ ;  $s = 0,02$ ;  $T_{c1} = 3,7$  К;  $T_{c2} = 7,2$  К;  $\kappa_1 = 0,13$ ;  $\kappa_2 = 0,23$ ;  $\sigma_1 / \sigma_h = 6$ ;  $\sigma_2 / \sigma_h = 3$ .

$$\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} (\rho^2 A_m) + \frac{1}{\rho^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin(\theta) \frac{\partial A_m}{\partial \theta}) = \frac{1}{\lambda^2} A_m, \quad \text{при } \rho < R, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} (\rho^2 A_{out}) + \frac{1}{\rho^2 \sin(\theta)} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin(\theta) \frac{\partial A_{out}}{\partial \theta}) = 0, \quad \text{при } \rho > R, \quad (6)$$

де  $\lambda$  - глибина проникнення магнітного поля в надпровідник.

Розв'язки рівнянь (5) та (6) можна отримати методом розділення змінних.

Радіальна та кутова компоненти магнітного поля  $H_r$  та  $H_\theta$  знаходились із рівняння

$$\vec{H} = \text{rot} \vec{A}. \quad (9)$$

З умови неперервності радіальної та кутової компонент магнітного поля на поверхні сфери можна отримати вирази для розподілу магнітного поля у сферичному надпровіднику:

$$H_r^in = -2 \frac{C_1 \lambda^2}{r^3} \left( -\frac{r}{\lambda} \cosh \left( \frac{r}{\lambda} \right) + \sinh \left( \frac{r}{\lambda} \right) \right) \cdot \cos(\theta), \quad (10)$$

$$H_\theta^in = -\frac{C_1}{r^3} \lambda^2 \left( -\frac{r}{\lambda} \cosh \left( \frac{r}{\lambda} \right) + \left( \frac{r}{\lambda} \right)^2 \sinh \left( \frac{r}{\lambda} \right) + \sinh \left( \frac{r}{\lambda} \right) \right) \cdot \sin(\theta), \quad (11)$$

$$H_r^{out} = H_0 \cdot \left(1 + \frac{2b_1}{\rho^3}\right) \cdot \cos(\theta), \quad (12)$$

$$H_\theta^{out} = -H_0 \cdot \left(1 + \frac{b_1}{\rho^3}\right) \cdot \sin(\theta), \quad (13)$$

де

$$C_1 = \frac{3}{2} \frac{H_0 R}{\sinh\left(\frac{R}{\lambda}\right)}, \quad b_1 = -\frac{1}{2} H_0 R^3 + \frac{3}{2} H_0 R^2 \frac{\cosh\left(\frac{R}{\lambda}\right)}{\sinh\left(\frac{R}{\lambda}\right)} - \frac{3}{2} H_0 \lambda^2 R. \quad (14)$$

Величина намагніченості розраховується за формулою

$$-4\pi M = H - H_0. \quad (15)$$

Якщо розміри включення є достатньо малими  $R/\lambda \rightarrow 0$ , то можна отримати класичний вираз для магнітного моменту сферичного надпровідного включення [36]

$$m = -\frac{1}{30} H_0 R^3 \left(\frac{R}{\lambda}\right)^2. \quad (16)$$

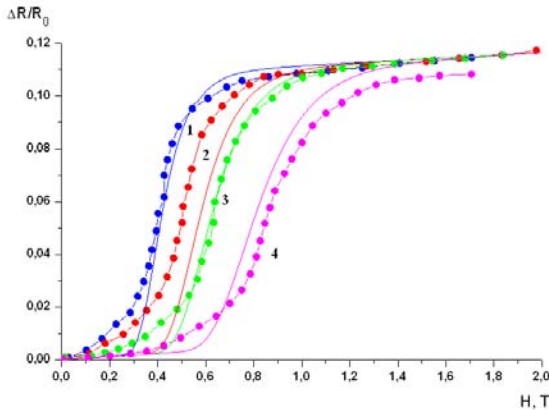


Рис. 5. Магнітопір опроміненого InAs. Т = 1 – 4,22 К; 2 – 3,49 К; 3 – 3,23 К; 4 – 2,02 К. Суцільні лінії відповідають теоретичним розрахункам, а штрихпунктирні описують експериментальні результати.

Розрахункові параметри:  $r_0 = 0,52$ ,  $s = 0,2$ ,  $\kappa = 0,11$ ,  $T_c = 5$  К;  $P = 0,07$ ;  $\sigma_2 / \sigma_h = 5$ .

### Намагніченість кристала з двома типами надпровідних включень

У даному випадку поведінка намагніченості визначається динамікою переходу надпровідних

### Намагніченість опроміненого $\alpha$ -частинками арсеніду індію

Для розрахунку намагніченості кристала, що містить надпровідні включення, індивідуальна намагніченість яких є відомою, необхідно виконати процедуру усереднення включень по розмірах. Спочатку ми розглянемо кристал, що містить сферичні включення одного типу. Особливості магнітоопору, що спостерігались в експерименті [28], та розрахунки магнітоопору [29 - 31] показали, що в опроміненому кристалі створюються радіаційно-індуковані сферичні включення, збагачені індієм, які характеризуються певною дисперсією розмірів. Експериментальні вимірювання намагніченості даних зразків не проводились, але можна виконати розрахунки намагніченості як функції магнітного поля даного опроміненого напівпровідника InAs при тих же температурах, при яких проводились експериментальні вимірювання й для тих значень параметрів, що були отримані із співставлення експериментально вимірюваного та розрахованого магнітоопору (рис. 5). Поведінку намагніченості або діаманітний відгук, зумовлений наявністю в кристалі надпровідних включень, можна інтерпретувати як фазовий перехід надпровідних включень зі зміною поля (при фіксованому значенні температури) (рис. 6). Видно, що крива намагніченості складається з лінійної та нелінійної частин, причому з ростом температури величина намагніченості зменшується.

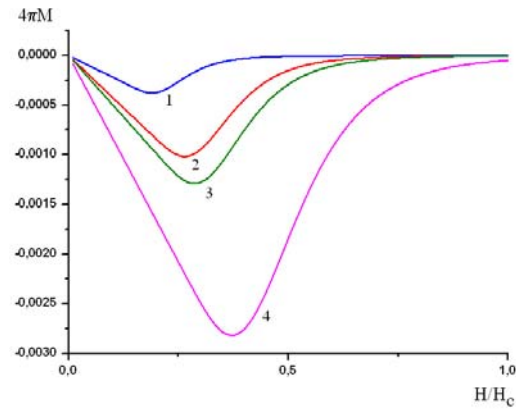


Рис. 6. Магнітопольова залежність опроміненого кристала InAs при тих же розрахункових параметрах.  $H_c$  – критичне поле об'ємного зразка.

включень двох різних матеріалів, що характеризуються різними значеннями критичних параметрів. Для розрахунків були розглянуті включення олова та свинцю, які є надпровідниками I роду. Для простоти розгляду можна вважати, що обид-

ва типи включень характеризуються однаковими розмірами та однаковим законом дисперсії, але різними значеннями критичних параметрів матеріалів. У даному випадку намагніченість характеризується двома мінімумами, кожен з яких зумовлений певним типом включень. Видно (рис. 7, а та б), що при збільшенні температури один із мінімумів, зумовлений фазовими переходами частинок І типу, зникає, при подальшому збільшенні температури величина намагніченості зменшується. Отже, отримана залежність характеризує наявність включень різних матеріалів,

що знаходяться в надпровідному стані, причому наявність двох (а у більш складних зразках і більшого числа) мінімумів вказує на присутність відповідної кількості типів включень у матеріалі. Тобто якщо експериментальні результати намагніченості матеріалу характеризуються таким типом поведінки, то можна стверджувати, що у кристали знаходяться включення іншого матеріалу. Більше того, змінюючи температуру експерименту, можна з хорошою точністю визначити тип матеріалу включень, їхні середні розміри та дисперсію.

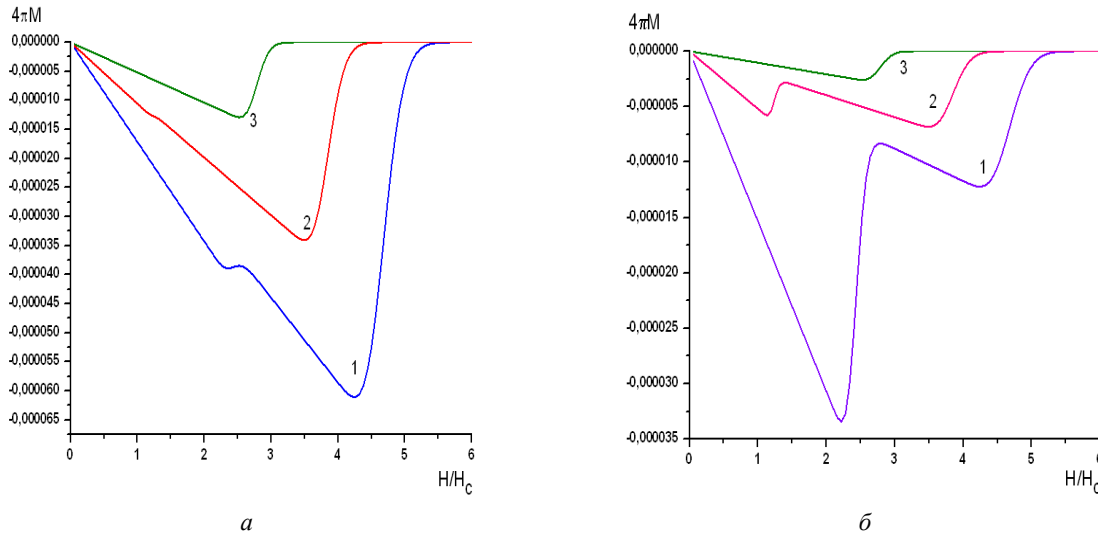


Рис. 7. Магнітопольова залежність намагніченості матеріалу з включеннями олова та свинцю при різних температурах: 1 –  $T = 1$  К; 2 –  $T = 3$  К; 3 –  $T = 5$  К;  $T_{c1} = 3,7$  К,  $T_{c2} = 7,2$  К.  $\kappa_1 = 0,13$ ;  $\kappa_2 = 0,23$ . Доля надпровідних включень: а –  $P_1 = 1\%$ ,  $P_2 = 5\%$ ; б –  $P_1 = 5\%$ ,  $P_2 = 1\%$ .  $s = 0,01$ ;  $r_0 = 0,2$ ;  $H_c$  – критичне поле об'ємного зразка.

### Висновки

Таким чином, наявність надпровідних включень суттєво змінює електрофізичні властивості кристала. Провідність при низьких температурах зростає, а також спостерігається сильна залежність провідності від магнітного поля, причому область магнітних полів, при яких реалізується висока провідність, зростає зі зменшенням розмірів включень. Така залежність зумовлена фазовими переходами включень з надпровідного в нормальний стан з ростом магнітного поля. Отримані результати можуть бути використані для правильного опису електропровідності при низьких температурах у бінарних та більш складних напівпровідниках, в яких можливе випадання надпровідної фази при технологічній об-

робці або під дією зовнішнього впливу. Такі особливості електропровідності та магнітних властивостей спостерігались у PbTe, PbJ<sub>2</sub>, InAs, GaAs, GaP, де можливе випадання фаз, збагачених металами (свинець у PbTe і PbJ<sub>2</sub>, індій в InAs, галій у GaAs та в GaP).

Наявність включень також проявляється на розрахунках низькотемпературної намагніченості, яка характеризується характерними мінімумами, зумовленими фазовими переходами включень різних типів надпровідних включень у магнітному полі. Глибини мінімумів визначаються об'ємною долею включень, їхніми середніми розмірами та дисперсією.

Автор вдячна В. Й. Сугакову за корисні поради та зауваження до даної роботи.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Graf M. J., Huber T. E., Huber C.A. Superconducting properties of indium in the restricted geometry of porous Vycor glass // Phys. Rev. B. - 1992. - Vol. 45, No. 6. - P. 3133 - 3136.
2. Charnaya E.V., Tien C., Lin K. J., Wur C. S. Superconductivity of gallium in various confined geometries // Phys. Rev. B. - 1998. - Vol. 58, No. 1. - P. 467 - 472.



3. *Shamshur D.V., Chernyaev A.V., Fokin A.V., Romanov S.G.* Electrical conductivity and superconductivity of ordered indium-opal nanocomposites // *Physics of the Solid State*. - 2005. - Vol. 47, No. 11. - P. 2005 - 2014.
4. *Lungu A., Bleiweiss M., Amirzadeh J. et al.* Superconductivity in Nanostructured Lead // *Physica C*. - 2001. - Vol. 349, No. 1 - 2. - P. 1 - 7.
5. *Michotte S., Piraux L., Dubois S. et al.* Superconducting properties of lead nanowires arrays // *Physica C*. - 2002. - Vol. 377, No. 3. - P. 267 - 276.
6. *Aliev A.E., Lee S.B., Zakhidov A.A., Baughman R.H.* Superconductivity in Pb inverse opal // *Physica C: Superconductivity*. - 2007. - Vol. 453, No. 1 - 2. - P. 15 - 23.
7. *Butler J.F., Hartman T.C.* Metallic Inclusions and Cellular Substructure in  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  Single Crystals // *J. Electrochem. Soc.: Sol. St. Sci.* - 1969. - Vol. 116, No. 2. - P. 260 - 263.
8. *Gadza M., Kuzb V., Murawskii L. et al.* (Bi, Pb)-Sr-Ca-Cu-O-glass-ceramics-superconductor and granular metal // *Optica Applicata*. - 2008. - Vol. XXXVIII, No. 1. - P. 153 - 161.
9. *Russel K.C.* Phase stability under irradiation // *Prog. Mat. Sci.* - 1984. - Vol. 28, No. 3. - P. 229 - 434.
10. *Kirkby K.J., Webb R.P.* Ion Implanted Nanostructures // *Encyclopedia of Nanoscience and Nanotechnology* / Ed. by H.S. Nalwa. - 2003. - Vol. 4. - P. 1 - 11.
11. *Chong S.V., Tallon J. L., Fang F. et al.* Surface superconductivity on  $SrFe_2As_2$  single crystals induced by ion implantation // *Europhys. Lett.* - 2011. - Vol. 94, No. 3. - P. 37009 - p1- 37009- p6.
12. *Buzea C., Robbie K.* Assembling the puzzle of superconducting elements: a review // *Supercond. Sci. Technol.* - 2005. - Vol. 18 - R1.
13. *Мильвидский М.Г., Освенский В.Б.* Структурные дефекты в монокристаллах полупроводников. - М.: Металлургия, 1984. - 256 с.
14. *Berman I.V., Brandt N. B., Sidorov V. I.* Superconductivity of Gallium Arsenide at High Pressures // *Pis. Zh. Eksp. Teor. Fiz.* - 1971. - Vol. 14, No. 1. - P. 11 - 12.
15. *Дедекаев Т.Т., Мошников В.А., Чеснокова Д.Б., Ясков Д.А.* Исследование включений металлического характера в твердых растворах теллурида свинца-теллурида олова, выращенных из расплава // *Письма в ЖЭТФ*. - 1980. - Т. 6, № 1. - С. 1030 - 1033.
16. *Дарчук С.Д., Дитл Т., Коровина Л.А. и др.* Фазовые состояния и магнитная структура сверхпроводящих включений свинца в узкощелевой полупроводниковой матрице // *Физика и техника полупроводников*. - 1998. - Т. 32, № 7. - С. 786 - 789.
17. *Дарчук Л.А., Дарчук С.Д., Сизов Ф.Ф., Голенков А.Г.* Сверхпроводящие состояния нановключений свинца в полупроводниковой матрице  $PbTe$  // *Там же*. - 2007. - Т. 41, № 2. - С. 144 - 148.
18. *Takaoka S., Sugita T., Murase R.* Superconductivity of (Pb, Sn, Ge) Te Semiconductor Film with a Little Pb Inclusions // *JJAP. Supplement*. - 1987. - Vol. 26. - P. 1345 - 1346.
19. *Baranowski J.M., Liliental-Weber Z., Yau W.-F., Weber E.R.* Evidence for Superconductivity in Low-Temperature-Grown GaAs // *Phys. Rev. Lett.* - 1991. - Vol. 66, No. 23. - P. 3079 - 3082.
20. *Ohno H.* Properties of ferromagnetic III-V semiconductors // *J. Magn. Magn. Mater.* - 1999. - Vol. 200, No. 1 - 3. - P. 110 - 129.
21. *Dietl T.* Ferromagnetic semiconductors // *Semicond. Sci. Technol.* - 2002. - Vol. 17. - P. 377 - 392.
22. *Pearton S. J., Abernathy C. R., Overberg M. E. et al.* Wide band gap ferromagnetic semiconductors and oxides // *J. Appl. Phys.* - 2003. - Vol. 93, No. 1. - P. 1 - 13.
23. *Gosk J.B., Puzniak R., Strzelecka G. et al.* The appearance of superconductivity in GaP and GaAs samples highly doped with Cr // *Supercond. Sci. Technol.* - 2008. - Vol. 21. - P. 065019 - 065024.
24. *Sugakov V.I., Shevtsova O.N.* Conductivity and magnetoresistance of crystals with superconducting nanoscale inclusions // *Supercond. Sci. Technol.* - 2000. - Vol. 13, No. 10. - P. 1409 - 1414.
25. *Сугаков В.И., Шевцова О.Н.* Электрофизические свойства кристаллов со сверхпроводящими включениями малых размеров // *ФНТ*. - 2001. - Т. 27, № 2. - С. 121 - 126.
26. *Sugakov V.I., Shevtsova O.N.* Electrophysical properties of crystals with superconducting properties of small sizes // *Low Temp. Phys.* - 2001. - Vol. 27, No. 2. - P. 88 - 92.
27. *Сугаков В.И., Шевцова О.Н.* Провідність кристалів з надпровідними нанорозмірними включеннями // *Зб. наук. праць Ін-ту ядерн. досл.* - 2001. - № 3(5). - С. 100 - 104.
28. *Вихлий Г.А., Карпенко А.Я., Литовченко П.Г.* Аномальная проводимость арсенида индия, индуцированная облучением // *УФЖ*. - 1998. - Т. 43, № 1. - С. 103 - 106.
29. *Sugakov V.I., Shevtsova O.N., Karpenko A.Ya. et al.* Superconductivity induced by nuclear irradiation in a binar semiconductor InAs // *Low Temp. Phys.* - 2003. - Vol. 29, No. 7. - P. 740 - 743.
30. *Sugakov V.I., Shevtsova O.N., Karpenko A.Ya. et al.* Superconductivity induced by nuclear irradiation in a binar semiconductor InAs // *Low Temp. Phys.* - 2003. - Vol. 29, No. 7. - P. 551 - 555.
31. *Михайловский В.В., Сугаков В.И., Шевцова О.Н. и др.* Модификация свойств бинарных полупроводников под облучением. Индуцированная облучением сверхпроводимость // *ВАНТ. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение*. - 2007. - Т. 90, № 2. - С. 55 - 62.
32. *Гинзбург В.Л.* О разрушении и возникновении сверхпроводимости в магнитном поле // *ЖЭТФ*. - 1958. - Т. 34, № 1. - С. 113 - 125.
33. *Kirkpatrick S.* Percolation and Conduction // *Rev. Mod. Phys.* - 1973. - Vol. 45, No. 4. - P. 574 - 588.
34. *Шкловский Б.И., Эфрос А.Л.* Теория протекания и проводимость сильно неоднородных сред. - УФН. - 1975. - Т. 117, № 3. - С. 401 - 435.
35. *Springett B.E.* Effective-Medium Theory for the ac Behavior of a Random System // *Phys. Rev. Lett.* - 1973. - Vol. 31, No. 24. - P. 1463 - 1465.
36. *Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Статистическая физика. Ч. 2. - М.: Наука, 1978. - 447 с.



**О. Н. Шевцова**

**ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЯ И НАМАГНИЧЕННОСТЬ МАТЕРИАЛОВ  
С РАЗЛИЧНЫМИ ТИПАМИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ВКЛЮЧЕНИЙ**

Исследованы низкотемпературные свойства кристалла, содержащего сверхпроводящие включения разных материалов. В приближении, что размеры включений являются значительно меньше, чем длина когерентности/глубина проникновения магнитного поля, построена теория магнитосопротивления кристалла, содержащего включения различных материалов, и рассчитаны магнитополевые характеристики намагниченности.

*Ключевые слова:* сферические сверхпроводящие включения, магнитосопротивление, намагниченность, сверхпроводники I рода.

**O. M. Shevtsova**

**MAGNETORESISTANCE PECULIARITIES AND MAGNETIZATION OF MATERIALS  
WITH DIFFERENT KINDS OF SUPERCONDUCTIVE INCLUSIONS**

Low temperature crystal properties with superconducting inclusions of different types have been studied. In an approach of small sizes of inclusions (the inclusion radius is less than the coherence length/the penetration depth) the magnetoresistance theory of crystal with two different types of inclusions was developed and magnetization as magnetic field function was calculated.

*Keywords:* spherical superconductive inclusions, magnetoresistance, magnetization, type-I superconductors.

Надійшла до редакції 30.05.11,  
після доопрацювання - 26.07.11.