

## ВЛАСТИВОСТІ МОНОСЕЛЕНІДУ ГАЛІЮ ІНТЕРКАЛЬОВАНОГО КОБАЛЬТОМ

Досліджено вплив магнітного поля на властивості монокристалів GaSe і інтеркалатів  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  ( $x=0,01\div 0,15$ ). Встановлено, що у змінних електричних полях в GaSe і  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  ( $x=0,01; 0,05$ ) має місце стрибова провідність  $\sigma=f^{0,8}$ . По мірі збільшення впровадженого кобальту гранична частота залежності  $\sigma=f^{0,8}$  зміщується у бік більших частот. Зроблена оцінка параметрів енергетичного спектру носіїв заряду для GaSe і  $\text{Co}_x\text{GaSe}$ . У інтеркалатах  $\text{Co}_{0,15}\text{GaSe}$  встановлена поява ферромагнетизму; залежність магнітного моменту від напруженості магнітного поля для таких сполук має вигляд петлі гістерезису, характерної для магнітотвердих ферромагнетиків.

**Ключові слова:** шаруватий кристал, інтеркаляція, кобальт, електропровідність, ферромагнетизм.

Исследовано влияние магнитного поля на свойства монокристаллов GaSe и интеркалатов  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  ( $x=0,01\div 0,15$ ). Установлено, что в сменных электрических полях в GaSe и  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  ( $x=0,01; 0,05$ ) имеет место прыжковая проводимость  $\sigma=f^{0,8}$ . По мере увеличения внедренного кобальта предельная частота зависимости  $\sigma=f^{0,8}$  смещается в сторону больших частот. Сделана оценка параметров энергетического спектра носителей заряда для GaSe и  $\text{Co}_x\text{GaSe}$ . В интеркалатах  $\text{Co}_{0,15}\text{GaSe}$  установленное появление ферромагнетизма; зависимость магнитного момента от напряженности магнитного поля для таких соединений имеет вид петли гистерезиса, характерной для магнитотвердых ферромагнетиков.

**Ключевые слова:** слоистый кристалл, интеркаляция, кобальт, электропроводимость, ферромагнетизм.

The effect of a magnetic field on the properties of GaSe single crystals and intercalats  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  ( $x=0,01\div 0,15$ ) was investigated. There was established that the step-wise conductance takes place in the GaSe and  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  ( $x=0,01; 0,05$ ) single crystals under electric signals  $\sigma=f^{0,8}$ . At the increase of the intercalated cobalt the threshold frequency of the dependence  $\sigma=f^{0,8}$  shiftstoward the higher frequencies. There was made the evaluation of the energy spectrum of the charge carriers in GaSe and  $\text{Co}_x\text{GaSe}$ . The ferromagnetism was established in the  $\text{Co}_{0,15}\text{GaSe}$  intercalats. The dependence of the magnetic moment on the strengths of the magnetic field has a view of a hysteresis loop, which is relevant to the magnetically hard ferromagnetic materials.

**Keywords:** layered crystal, intercalation, cobalt, electrical conductivity, ferromagnetics.

### Вступ

Кристали GaSe володіють гексагональною шаруватою структурою, де кожний шар містить по чотири щільно упаковані моноатомні площини, які взаємодіють між собою за допомогою ван-дер-ваальсівських сил. Кристали такого типу утворюють групу так званих "інтеркалатних матеріалів" – сполук, у кристалічну ґратку яких певним чином можна впровадити значну кількість чужорідних атомів або молекул інших матеріалів [1,2]. В залежності від концентрації, впроваджені домішки можуть розміщуватись як в незаповнених октаедричних позиціях ван-дер-ваальсівської щілини між шаруватими

пакетами, так і проникати всередину останніх. Актуальність досліджень інтеркальованих шаруватих напівпровідників визначається використанням їх як зручних модельних систем для вивчення внеску термодинамічних функцій електронної підсистеми інтеркалянта у загальні термодинамічні функції матеріалу. Цьому сприяє можливість вибору в широких межах типу впроваджуваної домішки (водень [3], метали [4,5], галогени [6], лужні метали [7] тощо) та варіювання величини її концентрації, зберігаючи при цьому кристалічну структуру базової сполуки.

Із розвитком наномагнетизму і спінтро-

ніки велику увагу приділяють дослідженням по інтеркалюванню шаруватих напівпровідників  $3d$ -перехідними елементами, що відкриває додаткові можливості модифікації їх магнітних властивостей і створення квазідвовимірних магнетиків [8]. Крім того, впровадження атомів  $d$ -елементів, які володіють направленими орбіталями, може здійснювати суттєвий вплив на стан електронів провідності [9].

Метою даної праці є вивчення електричних і магнітних властивостей GaSe, електрохімічно інтеркальованого кобальтом, а також залежність цих властивостей від постійного магнітного поля в процесі інтеркалювання і вимірювань.

### Методика експерименту

Монокристали селеніду галію були вирошені методом Бріджмена із розплаву стехіометричного складу. При кімнатній температурі зразки володіли  $p$ -типом провідності з концентрацією носіїв заряду  $p=10^{13}-10^{14}$  см<sup>-3</sup> і рухливістю  $\mu=25-30$  см<sup>2</sup>/(В·с). Методом Вайсенберга встановлена структура  $\epsilon$ -GaSe (просторова група  $D_{3h}^1$ ). Детально кристалічна будова і параметри GaSe описано в [10]. Згідно праці [11], ширина ван-дер-ваальсівської щілини GaSe становить  $\approx 3,755$  Å, тоді як іонний радіус кобальту  $r_{Co} = 0,82$  Å [12], що дозволяє реалізувати ефективне інтеркалювання зразків GaSe без їх руйнування. Електрохімічна інтеркаляція кобальту здійснювалась методом "тягнутого" електричного поля [2]. В якості електроліту використовували насичений водний розчин CoSO<sub>4</sub>. Оскільки  $d$ -елементи володіють невисоким потенціалом виділення, впровадження проводили у гальваностатичному режимі струмами, густина яких не перевищувала 0,4 мА/см<sup>2</sup>. При цьому не спостерігалось осадження впроваджуваної домішки або її солей на зразках та електродах електрохімічної комірки. Під дією зовнішнього постійного електричного поля відбувалося впровадження іонів Co у міжшаровий простір кристалу GaSe. Режими інтеркалювання задавались величиною густини струму  $j$ , ступінь інтеркалювання (концентрація інтерка-

лянта) визначалась добутком  $jt$ . Для інтеркалювання використовували зразки, сколені з однієї шайби. Вплив концентрації впровадженого кобальту на властивості GaSe визначався на одній і тій же групі зразків шляхом доінтеркаляції.

Для визначення впливу постійного магнітного поля  $B$  на впровадження  $d$ -елементів у шаруваті напівпровідники, інтеркалювання проводили як у відсутності магнітного поля, так і при його накладанні паралельно й перпендикулярно кристалографічній вісі  $\vec{c}$ . Магнітне поле створювали постійними неодимовими магнітами, величина магнітного поля у місці розташування зразка становила  $B=400$  мТл.

Електричні властивості вихідних і інтеркальованих Co монокристалів GaSe досліджували методом діелектричної спектроскопії [13] на імпедансному спектрометрі *Solartron 1255FRA* і потенціостаті *Solartron 12860* (діапазон частот  $0,1 \div 10^6$  Гц, амплітуда синусоїдального сигналу 10–100 мВ) Частотні залежності комплексної діелектричної проникності аналізувались графоаналітичним методом з використанням програмного пакету *ZView 2.8 (Scribner Associates)*. Для досліджень використовували зразки GaSe із середніми розмірами  $10 \times 5 \times 1$  мм<sup>3</sup>. Омичні контакти (площа  $\sim 0,06-0,07$  см<sup>2</sup>) наносились на природні свіжосколені поверхні перпендикулярно осі  $\vec{c}$  за допомогою провідної срібної пасти. Аналогічно процесу впровадження, дослідження властивостей зразків GaSe і Co <sub>$x$</sub> GaSe ( $x=0 \div 0,15$ ) проводили як у випадку  $B=0$ , так і при  $B \perp \vec{c}$  і  $B \parallel \vec{c}$ .

Методом магнітометрії на вібраційному магнітометрі *Vibrating Magnetometer 7404 VSM* досліджували магнітні характеристики інтеркалатів Co<sub>0,15</sub>GaSe у магнітних полях, напруженістю до 300 мТл. Чутливість магнітометра  $\sim 10^{-7}$  А·м<sup>2</sup>/кг, що дозволяє проводити виміри магнітного моменту на зразках масою від міліграма. Маса зразків Co<sub>0,15</sub>GaSe визначалась з допомогою електронних мікроваг *AB135-S/FACT* з автокомпенсацією (чутливість  $10^{-5}$  грам) і становила 0,11796 грам. Виміри магнітного моменту виконані

вздовж і впоперек осі  $\vec{c}$  кристала. Всі вимірювання виконані без захисної атмосфери при кімнатній температурі.

**Результати та обговорення**

На рис.1 наведено експериментальні результати досліджень частотної залежності провідності зразків GaSe і  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  ( $x=0,01-0,15$ ,  $x$  – кількість впровадженого кобальту на одну формульну одиницю кристала). Впровадження кобальту у GaSe (рис.1) приводить до поступового зменшення опору інтеркальованих зразків. Всі наведені залежності можна умовно розділити на дві ділянки:

1) ділянка частот, при яких електропровідність не залежить від частоти, так звана, наскрізна провідність або провідність на постійному струмі;

2) частотна ділянка на якій  $\sigma$  змінюється згідно ступеневого закону  $\sigma=f^n$ , причому для GaSe і  $\text{Co}_{0,01}\text{GaSe}$  показник ступені  $n=0,8$ , а для інтеркалатів  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  ( $x>0,05$ )  $n$  починає зменшуватись в міру збільшення концентрації впровадженої домішки. Зі збільшенням значення  $x$ , початкова частота, при якій спостерігається  $f^n$  – закон для електропровідності, зміщується в область більших частот, збільшуючи ділянку частото-незалежної провідності. Слід зауважити, що для сполук  $\text{Co}_x\text{GaSe}$ , які були інтеркальовані у магнітному полі, направленому паралельно осі  $\vec{c}$  кристала, залежність  $\sigma=f^n$  спостерігається при всіх значеннях концентрації впровадженого кобальта, водночас для двох інших типів інтеркальованих зразків (без поля та  $B \perp \vec{c}$ ), вже починаючи з  $x=0,1$ , електропровідність від частоти практично не залежить (зонна провідність) [14].

Із залежностей  $\sigma=f^n$  для  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  ( $x=0,01; 0,05$ ) видно, що електропровідність в даному випадку обумовлена стрибками носіїв заряду між локалізованими станами у забороненій зоні [15]. Ці стани можуть бути локалізовані або поблизу рівня Фермі, або біля країв дозволених зон. В експериментальних умовах домінуючою є провідність по локалізованим поблизу рівня Фермі станам і залежність  $\sigma=f^{0,8}$  вказує на стрибковий механізм переносу заряду по цим станам. Згідно

[16] даний механізм провідності описується співвідношенням:

$$\sigma(f) = \frac{\pi^3}{96} e^2 k T N_F^2 a^5 f \left[ \ln \frac{v_{ph}}{f} \right]^4, \quad (1)$$

де  $e$  – заряд електрона,  $k$  – постійна Больцмана,  $N_F$  – густина станів поблизу рівня Фермі,  $a=1/\alpha$  – радіус локалізації ( $\alpha$  – постійна спаду хвильової функції локалізованого носія заряду  $\psi \sim e^{-\alpha r}$ ),  $v_{ph}$  – фононна частота.

Згідно (1) частотну залежність провідності можна представити як  $f \left[ \ln(v_{ph} / f) \right]^4$ ,

тобто при  $f \ll v_{ph}$  величина  $\sigma$  приблизно пропорційна  $f^{0,8}$ . На основі аналізу експериментальних значень  $\sigma(f)$ , згідно [16], нами розраховано густина станів на рівні Фермі  $N_F$ , середню довжину стрибків  $R$ , енергетичний розкид станів, локалізованих поблизу рівня Фермі  $\Delta J$ , і концентрацію глибоких пасток  $N_I$  для GaSe та інтеркалатів  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  ( $x=0,01; 0,05$ ). При розрахунках радіус локалізації приймали  $a=30 \text{ \AA}$  [20], а фононну частоту  $v=10^{12}$  [18]. Оскільки із збільшенням концентрації впровадженого кобальту ( $x \geq 0,1$ ) електропровідність змінює свій характер із стрибкового на зонний (рис.1), то розрахунок параметрів локалізованих станів для таких зразків виявився не придатним. Результати розрахунків наведено у таблиці 1.

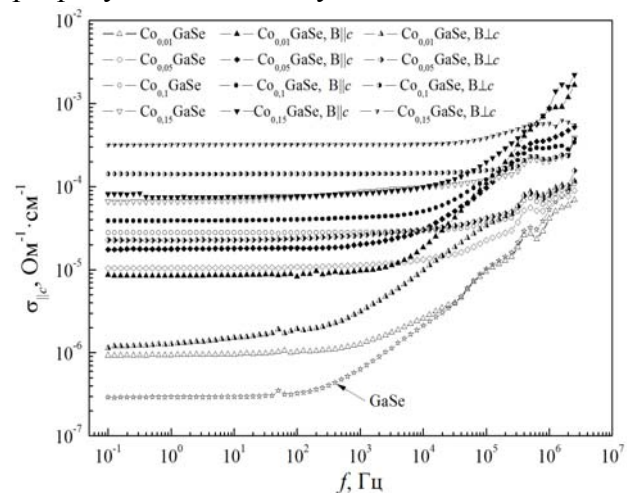


Рис. 1. Частотна залежність електропровідності перпендикулярно площині шарів для монокристалів GaSe та інтеркалатів  $\text{Co}_x\text{GaSe}$ , інтеркальованих без магнітного поля (світлі маркери) і при наявності магнітного поля.

Таблиця 1. Параметри енергетичного спектра носіїв заряду для кристалів GaSe та інтеркалатів Co<sub>x</sub>GaSe.

Сполука	B=0				B  c				B⊥c			
	$N_F, 10^{-18}$ eB <sup>-1</sup> cm <sup>-1</sup>	R, Å	$\Delta J,$ 10 <sup>-3</sup> eB	$N_t, 10^{-16}$ cm <sup>-3</sup>	$N_F, 10^{-18}$ eB <sup>-1</sup> cm <sup>-1</sup>	R, Å	$\Delta J,$ 10 <sup>-3</sup> eB	$N_t, 10^{-16}$ cm <sup>-3</sup>	$N_F, 10^{-18}$ eB <sup>-1</sup> cm <sup>-1</sup>	R, Å	$\Delta J,$ 10 <sup>-3</sup> eB	$N_t, 10^{-16}$ cm <sup>-3</sup>
GaSe	3,8	286	5,37	2,041	–	–	–	–	–	–	–	–
Co <sub>0,01</sub> GaSe	4,7	279	4,68	2,221	14,7	272	1,61	2,372	8,1	286	2,52	2,041
Co <sub>0,05</sub> GaSe	11	272	2,16	2,373	36,9	272	0,64	2,373	16,5	272	1,44	2,372

Із проведених розрахунків видно, що впровадження кобальту у монокристали GaSe викликає зменшення середньої довжини стрибків носіїв заряду і збільшення густини пасток поблизу рівня Фермі. Одночасно відбувається збільшення концентрації глибоких пасток в інтеркальованих кристалах, які відповідають за провідність при постійному струмі. Можна припустити, що при подальшому зростанні концентрації інтеркалянта (в нашому випадку Co) концентрація глибоких пасток буде зростати, і провідність матиме більш частотно-незалежний характер в досліджуваному діапазоні частот (зонна провідність). Дані розрахунків добре узгоджуються з поведінкою експериментальних залежностей  $\sigma(f)$  для кристалів Co<sub>x</sub>GaSe.

Відомо, що шаруваті кристали є анізотропними [1]. Анізотропія електричних властивостей шаруватих сполук пов'язана насамперед з тим, що електрони можуть вільно рухатися всередині шарів, адже між шарами з ван-дер-ваальсівською взаємодією перекриття хвильових функцій незначне. При малих концентраціях інтеркалянта впроваджені атоми знаходяться далеко один від одного, їх хвильові функції не перериваються, а шар інтеркалянта знаходиться в непровідному "діелектричному" стані.

Збільшення електропровідності е напрямку осі  $\vec{c}$  при збільшенні концентрації впровадженої домішки, пов'язане з переходом типу "діелектрик–метал" (перехід Мотта) [14,19] в інтеркальованому кобальтом шаруватому напівпровіднику GaSe. В цьому випадку зменшуються відстані між окремими впровадженими атомами Co і відбувається перекриття хвильових функцій атомів інтеркалянта, що супроводжується значним

зростанням електропровідності інтеркальованого кристала. Наявність провідної плівки кобальту між шарами GaSe приводить до пониження потенціального бар'єру, отже, рух носіїв заряду в напрямку осі  $\vec{c}$  суттєво полегшується а електропровідність збільшується.

В процесі досліджень впливу магнітного поля на електропровідність вихідних та інтеркальованих кобальтом зразків GaSe було виявлено, що ні наявність магнітного поля, ні його напрям відносно площини шарів не впливає на експериментальні значення і характер частотної залежності. Більш суттєвий вплив магнітного поля відбувається в процесі впровадження інтеркалянта у GaSe, що проявляється у збільшенні електропровідності інтекальованих у магнітному полі кристалів, порівняно з інтеркальованими без магнітного поля, і зміні їх частотних залежностей. Причому, цей вплив більш суттєвий для зразків, кристалографічна вісь  $\vec{c}$  яких в процесі інтеркалювання орієнтована перпендикулярно напрямку магнітного поля (рис.2).

Дані припущення підтверджують дослідження магнітних характеристик шаруватих інтеркалатів Co<sub>x</sub>GaSe. Встановлено цікавий факт – інтеркалати Co<sub>0,15</sub>GaSe, отримані впровадженням у магнітному полі, проявляють феромагнітні властивості. Для вихідних кристалів GaSe, сполук Co<sub>x</sub>GaSe (0<x≤0,1), отриманих у магнітному полі і без нього, а також сполуки Co<sub>0,15</sub>GaSe, отриманої без магнітного поля, прояв феромагнітних властивостей не встановлено.

На рис.3 наведено залежність питомого магнітного моменту  $m$  від напруженості магнітного поля, виміряної вздовж ( $\perp \vec{c}$ ) і впоперек ( $\parallel \vec{c}$ ) шарів інтеркалатів Co<sub>0,15</sub>GaSe.

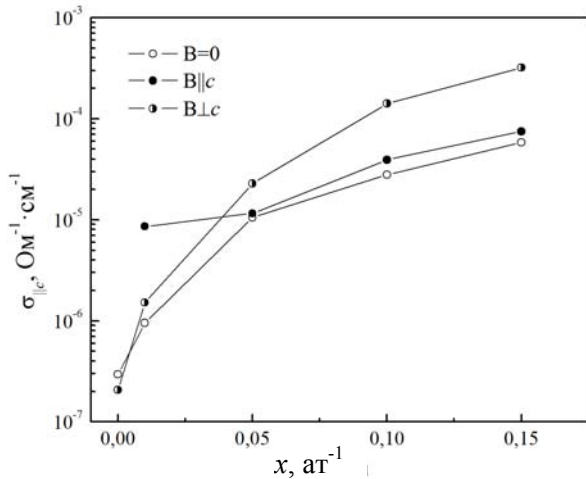


Рис. 2. Залежність електропровідності перпендикулярно площині шарів інтеркалатів  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  від концентрації впровадженого кобальту і орієнтації зразків у постійному магнітному полі при інтеркалюванні. Значення  $\sigma$  взяті при  $f=100$  Гц.

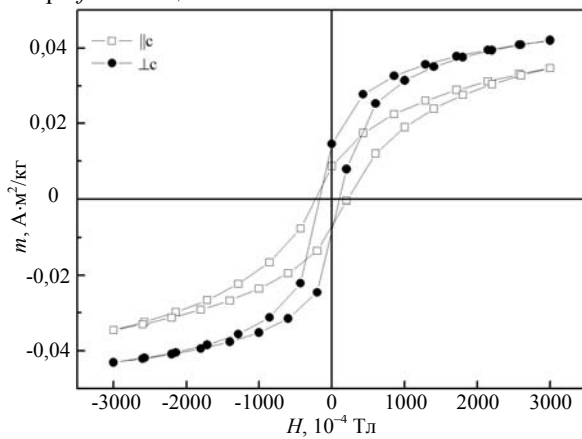


Рис. 3. Залежність питомого магнітного моменту від напруженості магнітного поля для інтеркалатів, виміряна вздовж ( $\perp \vec{c}$ ) і впоперек шарів ( $\parallel \vec{c}$ )  $\text{Co}_{0,15}\text{GaSe}$ , отриманих електрохімічним методом у магнітному полі.

Видно, що залежність  $m=f(H)$  приймає форму петлі гістерезису, причому форма петлі вздовж та впоперек шарів різна. Залежність  $m=f(H)$  у випадку  $\perp \vec{c}$  має вид, типовий для феромагнітної взаємодії між атомами кобальту, а коерцитивна сила  $H_C=136,21 \cdot 10^{-4}$  мТл, що характерно для магнітотвердих феромагнетиків. Питомий момент насичення  $m_S=0,042583$   $\text{A} \cdot \text{m}^2/\text{кг}$ , а напруженість магнітного поля  $H_{mS}=3000$   $\text{A} \cdot \text{m}^2/\text{кг}$ . Залежність  $m=f(H)$  для  $\text{Co}_{0,15}\text{GaSe}$  у випадку  $\parallel \vec{c}$  вказує на феромагнітну взаємодію між шарами. Однак у цьому випадку  $H_C=218,65 \cdot 10^{-4}$  мТл (маг-

нітотвердий феромагнетик), а  $m_S=0,034629$   $\text{A} \cdot \text{m}^2/\text{кг}$ ,  $H_{mS}=2999,8$   $\text{A} \cdot \text{m}^2/\text{кг}$ .

Отримані результати можна пояснити, кристалічною будовою шаруватих кристалів і результатами досліджень інтеркальованих сполук на їх основі [3-7]. Структуру  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  можна уявити у вигляді послідовно розміщених двовимірних шарів іонів Co, Ga і Se перпендикулярно гексагональній вісі  $\vec{c}$ . При цьому між найближчими двома шарами Co розміщений чотирьохшаровий пакет Se–Ga–Ga–Se. У ван-дер-ваальсівській площині, яка містить іони Co, відбувається феромагнітне впорядкування, тому шари іонів кобальту є двовимірними феромагнетиками [9, 20]. Визначальним фактором за вплив магнітного поля на властивості інтеркалатів у процесі впровадження інтеркалянта є те, що при інтеркалюванні 3d-елементів (в нашому випадку Co) магнітне поле викликає більш якісне впорядкування магнітоактивної домішки у ван-дер-ваальсівському просторі шаруватого кристалу у порівнянні з впровадженням таких домішок у відсутності магнітного поля. Крім того, під дією магнітного поля зменшується енергія кулонівського відштовхування між атомами інтеркалянта, а вільні енергетичні стани для впроваджуваних електронів будуть знаходитися глибше у забороненій зоні. Поясненням впливу напрямку магнітного поля на процеси впровадження і вимірювання властивостей сполук  $\text{Co}_x\text{GaSe}$ , є відмінність типу хімічного зв'язку всередині одиничного шару (іоно-ковалентний зв'язок) і між шарами (ван-дер-ваальсівський зв'язок). При орієнтації кристалографічної вісі  $\vec{c}$  паралельно напрямку магнітного поля, рух електронів під впливом поля здійснюється у ван-дер-ваальсівській площині достатньо великої протяжності, що співпадає з рухом електронів під дією електричного поля інтеркалювання. При перпендикулярній орієнтації поля до вісі  $\vec{c}$ , рух електронів під впливом магнітного поля обмежується шириною ван-дер-ваальсівської щілини (відстанню між шаровими пакетами у GaSe), що набагато менше струму в міжшаровому просторі.

## Висновки

Для моноселеніду галію та його кобальтових інтеркалатів  $\text{Co}_x\text{GaSe}$  ( $0 \leq x < 0,1$ ) в області частот  $10^2$ – $10^6$  Гц характерна електропровідність  $\sigma = f^n$  ( $0 < n < 1$ ), обумовлена стрибками носіїв заряду по станам, локалізованим поблизу рівня Фермі.

Збільшення кількості впровадженого кобальту приводить до зростання  $\sigma$  і більш вираженого частотно-незалежного характеру провідності (провідність зонного типу), що пов'язане з переходом типу "діелектрик-метал" (перехід Мотта) в інтеркальованому кобальтом шаруватому напівпровіднику GaSe.

Впровадження атомів кобальту в кристали GaSe у постійному магнітному полі викликає зростання значень провідності в порівнянні із зразками, інтеркальованими без поля. У інтеркалатах  $\text{Co}_{0,15}\text{GaSe}$  встановлена поява феромагнетизму – залежність магнітного моменту від напруженості магнітного поля для таких сполук має вигляд петлі гістерезису, характерної для магнітотвердих феромагнетиків. Більш суттєвий вплив магнітне поле здійснює на зразки, кристалографічна вісь  $\vec{c}$  яких в процесі інтеркалювання орієнтована перпендикулярно напрямку магнітного поля.

Причинами спостережуваних ефектів є більш якісне феромагнітне впорядкування магнітоактивної домішки у ван-дер-ваальсівському просторі шаруватого кристалу при інтеркалюванні у магнітному полі порівняно з впровадженням таких домішок у відсутності магнітного поля і зменшення енергії кулонівського відштовхування між атомами інтеркалянта під дією магнітного поля. Також необхідно враховувати обмеження, які накладаються кристалічною структурою шаруватих сполук на рух носіїв заряду в об'ємі шаруватого кристалу під дією магнітного поля.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Товстюк К.Д. Полупроводниковое материаловедение – К.: Наукова думка, 1984. – 264 с.
2. Григорчак И.И., Ковалюк З.Д., Юрценюк С.П. Получение и свойства интеркалированных слоистых

- соединений типа  $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{VI}}$  // Изв. АН СССР. Сер. Неорган. матер. – 1981. – **17**(3). – С. 412–415.
3. Zhirko Yu.I., Kovalyuk Z.D., Pyrlja M.M., Boledzyuk V.B. Application of layered InSe and GaSe crystals and powders for solid state hydrogen storage / Hydrogen Materials Science and Chemistry of Carbon Nanomaterials. Eds. T.N. Veziroglu. – Netherlands: Springer, 2007. – P. 325–340.
  4. Корбутяк Д.В., Демчина Л.А., Литовченко В.Г., Ковалюк З.Д. Фотолюминесцентные свойства моноселенида индия, интеркалированного кадмием // ФТП. – 1983. – **17**(5). – С. 814–817.
  5. Ковалюк З.Д., Савицкий П.И., Товстюк К.Д. Электрические свойства монокристаллов InSe при интеркаляции теллура // Изв. АН СССР. Сер. Неорган. матер. – 1982. – **18**(2). – С. 209–210.
  6. Боледзюк В.Б., Ковалюк З.Д., Пирля М.М. Оптичні, електричні та електрохімічні властивості йодних інтеркалатів моноселеніду індію // УФЖ. – 2009. – **54**(6). – С.582–586.
  7. Lukyanyuk V.K., Voronyuk S.P., Kovalyuk Z.D. Alkali-Metal-Intercalated Indium and Gallium selenides // Phys. Stat. Sol. (b). – 1989. – **155**. – P. 717-722.
  8. Б.П. Захарченя, В.Л. Коренев Интегрируя магнетизм в полупроводниковую электронику // УФН. – 2005. – Т. 175, № 6. – С. 629-635
  9. Вонсовский С.В. Магнетизм – М.: Наука, 1971.
  10. Kuhn A., Chevy A., Chevalier R. Crystal structure and interatomic distance in GaSe // Phys. Stat. Sol. (b). – 1975. – **31**(2). – P. 469-473.
  11. Беленький Г.Л., Салаев Э.Ю., Сулейманов Р.А. Деформационные явления в слоистых кристаллах // УФН. – 1988. – **155**(1). – С. 89–127.
  12. Рими Г. Курс неорганической химии, т.2 – М.: Мир, 1966.
  13. Barsoukov E., Ross Macdonald J. Impedance spectroscopy theory, experiment, and applications – Hoboken, New Jersey: John Wiley & Sons Inc., 2005.
  14. Орешкин П.Т. Физика полупроводников и диэлектриков. – М.: Высш. шк., 1977.
  15. Мотт Н., Дэвис Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. – М.: Мир, 1974.
  16. Pollak M. On the frequency dependence of conductivity in amorphous solids // Phil. Mag. – 1971. – №23. – P. 519-525.
  17. Augelli V., Manfredotti C., Murri R. et all. Anomalous impurity conductivity in n-GaSe and n-GaS // Nuovo Cimento. – 1977. – **V38**(№2). – P.327-334.
  18. Мустафаева С.Н. Прыжковая проводимость в n-GaSe и GaS // Неорган. матер.– 1994. – **30**(5). – С. 619-626.
  19. Ли Ю., Кардона М. Основы физики полупроводников / Под ред. Б.П. Захарчени. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2002.
  20. Магнетизм наносистем на основе редкоземельных и 3d-переходных металлов. Хрестоматия / Под ред. В.О. Васильковского. – Екатеринбург, 2007.