

МІКРОСИСТЕМНІ ТА НАНОТЕХНОЛОГІЇ
(MST, LIGA-ТЕХНОЛОГІЯ, АКТЮАТОРИ ТА ІН)

MICROSYSTEM AND NANOTECHNOLOGIES
(MST, LIGA-TECHNOLOGIES, ACTUATORS)

УДК 541.136.2

НАНОСТРУКТУРИ $GaSe<FeCl_3>$ З МАГНІТОВПОРЯДКОВАНИМИ
«ГОСТЬОВИМИ» КОНФІГУРАЦІЯМИ В ТЕМПЕРАТУРНОМУ
ТА ЕЛЕКТРОМАГНІТНОМУ ПОЛЯХ

*Н. Т. Покладок, І. І. Григорчак, О. І. Григорчак,
Ф. О. Іващишин, П. Й. Стахіра*

Національний університет «Львівська політехніка»,
79013, м. Львів, вул. С. Бандери, 12., тел. 38–032–2582267, Україна
e-mail : Ivangr@rambler.ru

НАНОСТРУКТУРИ $GaSe<FeCl_3>$ З МАГНІТОВПОРЯДКОВАНИМИ «ГОСТЬОВИМИ»
КОНФІГУРАЦІЯМИ В ТЕМПЕРАТУРНОМУ ТА ЕЛЕКТРОМАГНІТНОМУ ПОЛЯХ

Н. Т. Покладок, І. І. Григорчак, О. І. Григорчак, Ф. О. Іващишин, П. Й. Стахіра

Анотація. Синтезовані структури в магнітному полі, для яких характерна кулонівська блокада електричного струму при кімнатній температурі. Досліджено залежність їх поляризаційних характеристик від температури, а також поведінку структур у зовнішньому електромагнітному полі. Сформовані структури $GaSe<FeCl_3>$ представляють інтерес з практичної точки зору, оскільки їх параметрами можна керувати магнітним полем.

Ключові слова: кулонівська блокада, електретна поляризація, імпедансний відгук

$GaSe<FeCl_3>$ NANOSTRUCTURES WITH MAGNETOORDERED GUEST ARRANGEMENT
IN TEMPERATURE AND ELECTROMAGNETIC FIELD

N. T. Pokladok, I. I. Grygorchak, O. I. Grygorchak, F. O. Ivashchyshyn, P. Yo. Stakhira

Abstract. Synthesized in magnetic field structures shows the Coulomb blockade of electric current at room temperature. The temperature dependence of polarization characteristic and behaviour of synthesized structures in external electromagnetic field were investigated. Obtained $GaSe<FeCl_3>$ structures are very interesting for practical application since parameters of these structures could be controlled by magnetic field.

Keywords: Coulomb blockade, electret polarization, impedance response

НАНОСТРУКТУРЫ $GaSe<FeCl_3>$ С МАГНИТОУПОРЯДОЧЕННЫМИ «ГОСТЕВЫМИ» КОНФИГУРАЦИЯМИ В ТЕМПЕРАТУРНОМ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЯХ

Н. Т. Покладок, И. И. Григорчак, О. И. Григорчак, Ф. О. Иващишин, П. И. Стахира

Аннотация. Синтезированы структуры в магнитном поле, для которых характерна кулоновская блокада электрического тока при комнатной температуре. Исследована зависимость поляризационных характеристик от температуры, а также поведение структур во внешнем электромагнитном поле. Сформированные структуры $GaSe<FeCl_3*6H_2O$ представляют интерес с практической точки зрения, поскольку их параметрами можно управлять магнитным полем.

Ключевые слова: кулоновская блокада, электретьная поляризация, импедансный отклик

Вступ

Властивості пошарових (магнетик//немагнітний матеріал) структур викликають в останній час підвищений інтерес. Пов'язаний він з можливістю реалізації гігантського магніторезистивного ефекту як одного з базових явищ для розвитку технології матеріалів — носіїв інформації нового покоління [1]. Серед зазначеного класу об'єктів особлива увага прикована до структур з почерговими напівпровідниковими та феромагнітними шарами, оскільки інтегрування магнетизму в напівпровідникову електроніку відкриває можливості ефективного керування магнітними властивостями, наприклад, електричним полем чи освітленням [2]. Застосування такого підходу до технології пристроїв спінтроники може виявитися особливо перспективним при переході до нанорозмірності почергових шарів, в результаті чого слід очікувати утворення однодомної струк-

тури магнітних нановключень і формування, таким чином, суперпарамагнітного стану [3]. Виходячи з цього мета даної роботи якраз і полягає у розробці способів формування структур з почерговим напівпровідниковими і магнітоактивними нанопрошарками та з'ясування особливостей їх поведінки у зовнішніх температурному та електромагнітному полях.

Методика експерименту

В експериментах у якості базового об'єкту служив шаруватий напівпровідник селенід гаю ($GaSe$). Досліджувані наноструктури, в яких «гостьовим» компонентом виступала сполука $FeCl_3*6H_2O$, були сформовані інтеркаляційним способом. Процес проводився за схемою, зображеною на рис. 1, при температурі $110^{\circ}C$. Тривалість експонування складала 20 і 40 хвилин.

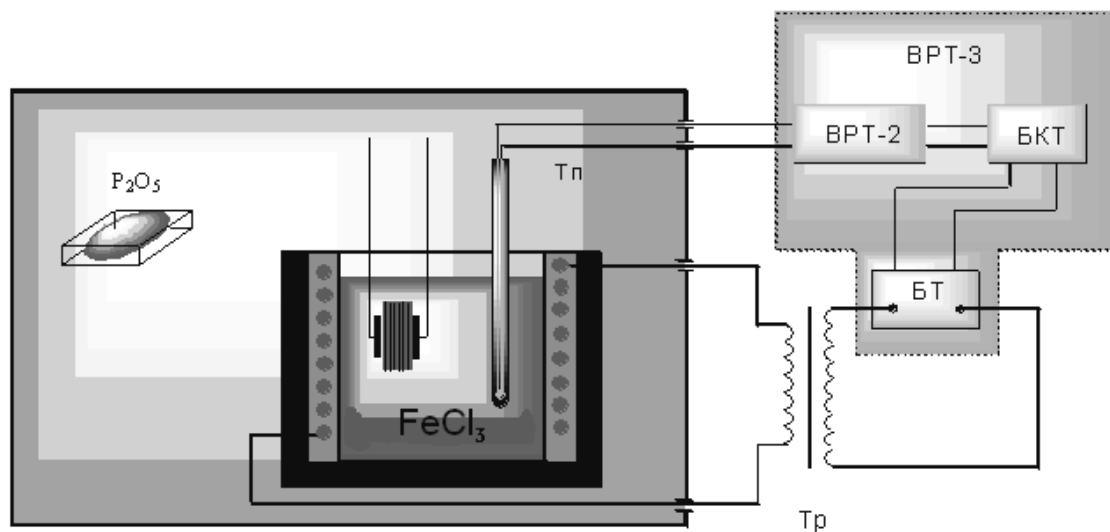


Рис. 1. Схема технологічного процесу формування інтеркалатних наноструктур: БКТ — блок керування тиристорним блоком; БТ — тиристорний блок; ВРТ-2, ВРТ-3 — високочастотні регулятори температури

Рентгеноструктурні дослідження отриманих наноструктур проводилися на рентгенівському дифрактометрі ДРОН-3. Кінетичні та поляризаційні властивості отриманих наноструктур досліджувалися методом імпедансної спектроскопії при температурах 115ч350 К в діапазоні частот 10^{-3} ч 10^6 Гц за допомогою вимірювального комплексу «AUTOLAB» фірми «ЕСО CHEMIE» (Голандія), укомплектованого комп'ютерними програмами FRA-2 та GPES. Вплив магнітного поля на процес формування інтеркалатів вивчався шляхом поміщення зразків під час інтеркаляції між полюси постійного магніту з напруженістю 2,25 кОе при паралельній орієнтації вектора напруженості \vec{H} до кристалографічної осі C , вздовж якої вимірювався відклик. Освітлення зразків проводили монохроматичним світлом з енергією фотонів 2,15 еВ (жовте світло), 2,30 еВ (зелене) та 2,70 еВ (синє). Фотовідгук реєструвався також в напрямку кристалографічної осі C .

Результати та їх обговорення

Дифрактограми вихідної матриці та інтеркалатних структур, отриманих без магнітного поля показують (рис. 2 а, б) інтенсивні дифракційні лінії, що відповідають відбиванню від площин (002), (004), (006), (008), (0010), (0012), (0014) гексагональної кристалічної ґратки моноселеніду галію (просторова група $P63/mmc$). Крім зазначених ліній на дифрактограмах інтеркалатних структур появляється ряд додаткових дифракційних рефлексів меншої інтенсивності на кутах $2\Theta = 23,83^\circ; 27,76^\circ; 34,89^\circ; 48,72^\circ; 51,62^\circ; 63,91^\circ; 97,46^\circ$. Зіставлення додаткового спектру з еталонами рентгенограм фонду JCPDS (випуски 1ч22) не дозволило віднести додаткові лінії ні до однієї із систем фаз Ga-Se-Fe-Cl-O-H, що містяться у фонді. Це залишає відкритим питання щодо належності їх до необов'язково регулярно розташованої вздовж осі C , модифікованої в міжшаровому кристалічному просторі структури $FeCl_3 \cdot 6H_2O$ (такий ефект є звичним для сполук інтеркалювання [4,5]), чи до надґраткової структури слабкої рентгенівської інтенсивності.

Сильний вплив накладеного магнітного поля під час процесу інтеркалювання на структуру отриманих інтеркалатних комплексів добре видно з рентгенограми, показаній на рис. 2,в.

Її аналіз показав докорінний перерозподіл додаткових дифракційних максимумів, які не відносяться до фази вихідного монокристалу $GaSe$: залишилися тільки лінії (правда, дещо зміщені) на кутах $2\Theta = 23,83^\circ$ і $51,62^\circ$ та появилися нові при $2\Theta = 29,70^\circ; 43,49^\circ; 45,05^\circ$ та $65,19^\circ$ достатньо високої інтенсивності.

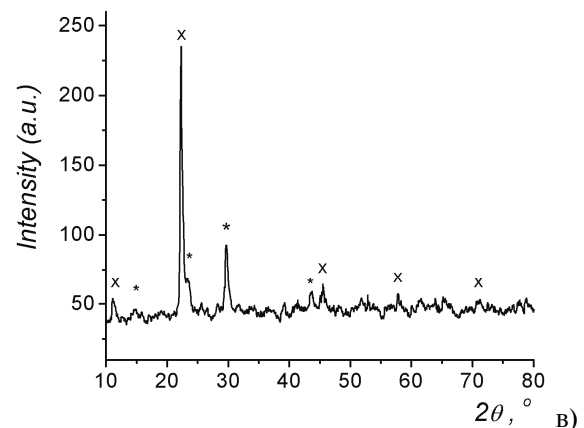
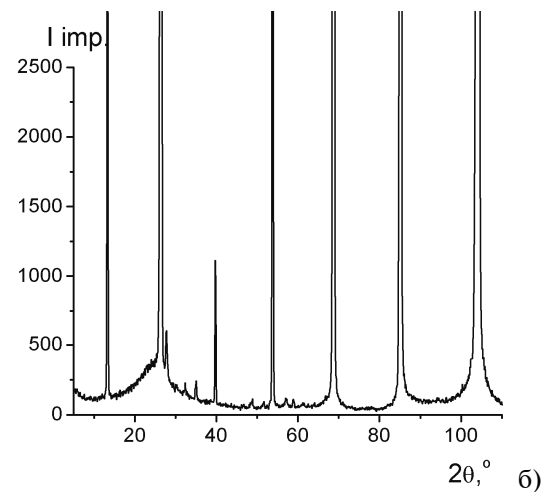
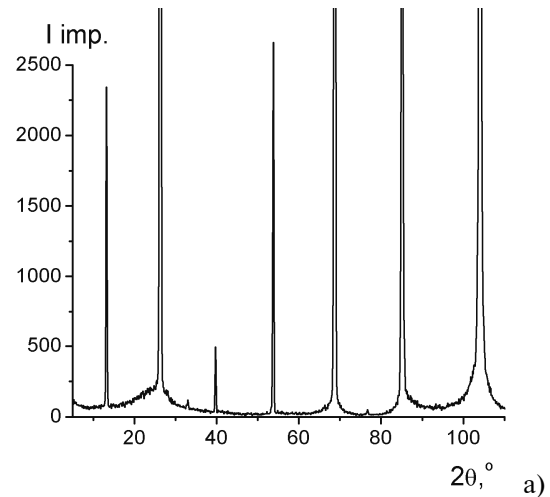


Рис. 2. Дифрактограми вихідного $GaSe$ та $GaSe<FeCl_3>$, отриманого без магнітного поля (б) та в ньому (в)

Фізичні властивості отриманих інтеркалатних наноструктур залежать, як виявилось, не тільки від наявності накладеного впродовж синтезу магнітного поля, але і від стадії ешелонування, тобто від кількості структурних шарів вихідної матриці, що знаходяться між прошарками «гостьового» компонента [6].

Так, на рис. 3 наведені частотні залежності дійсної частини комплексного імпедансу структур VI та II стадій, отримані як без магнітного поля, так і в ньому. Насамперед видно, що питомий опір вздовж кристалографічної осі $C(\rho_{\perp})$ отриманих структур без магнітного поля, зменшуючись порівняно з вихідним більше як на два порядки при найнижчих частотах, слабо залежить як від частоти, так і від номера стадії (відношення їхніх значень склало всього ~ 2).

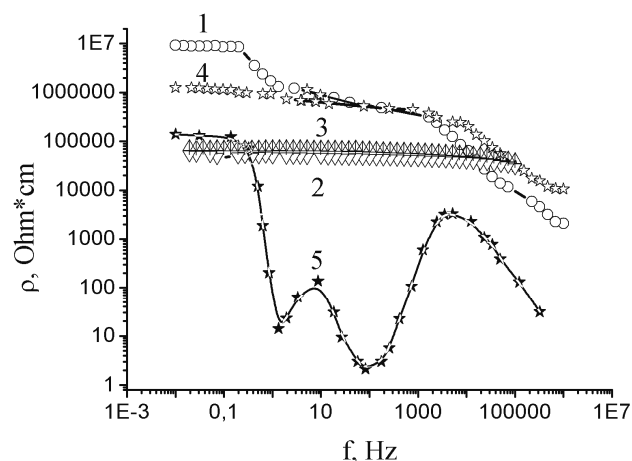


Рис. 3. Частотні залежності питомого опору при кімнатній температурі перпендикулярно до шарів вихідного кристалу GaSe (1) та наноструктури GaSe<FeCl₃*6H₂O> VI та II стадій ешелонування, синтезованих без магнітного поля (відповідно-2 і 3) та в ньому (відповідно-4 і 5)

Накладання магнітного поля під час синтезу аналогічних структур призводить не тільки до суттєвої залежності ρ_{\perp} від стадії ешелонування за величиною, але і за характером частотної залежності. Так в структурі II стадії (з більшою кількістю прошарків «гостьового» компонента) він набуває різко немонотонної частотної залежності. Останнє свідчить про те, що для такої структури не справджується відоме [7] співвідношення для повної провідності :

$$\sigma = \sigma_{dc} + A\omega^n, \quad (1)$$

де σ_{dc} — виміряна на постійному струмі питома електропровідність, зумовлена наявними при даній температурі зонними носіями струму, A і

n — параметри, що залежать від температури і складу. Другий член у (1) представляє собою поляризаційну компоненту повної електропровідності яку, зокрема, формують перескоки носіїв заряду по локалізованих станах поблизу рівня Фермі, або процеси збудження — захоплення їх у хвосту зон чи в зони нелокалізованих станів.

Можливою причиною відхилення експериментальної залежності, що відображається кривою 5 на рис. 3, від (1), є те, що механізм перенесення заряду впоперек шарів у такій структурі формують не тільки зонні носії та перескоки по локалізованих станах, але і процеси захоплення — затримування — вивільнення носіїв з квантових ям, сформованих прошарками магнітоорієнтованого «гостьового» компонента та напівпровідникової матриці.

Експериментальним обґрунтуванням такого припущення можуть служити відображення повного імпедансу в комплексній площині з координатними осями його дійсної і уявної частин — $ReZ - ImZ$, відомі як діаграми Найквіста (рис. 4).

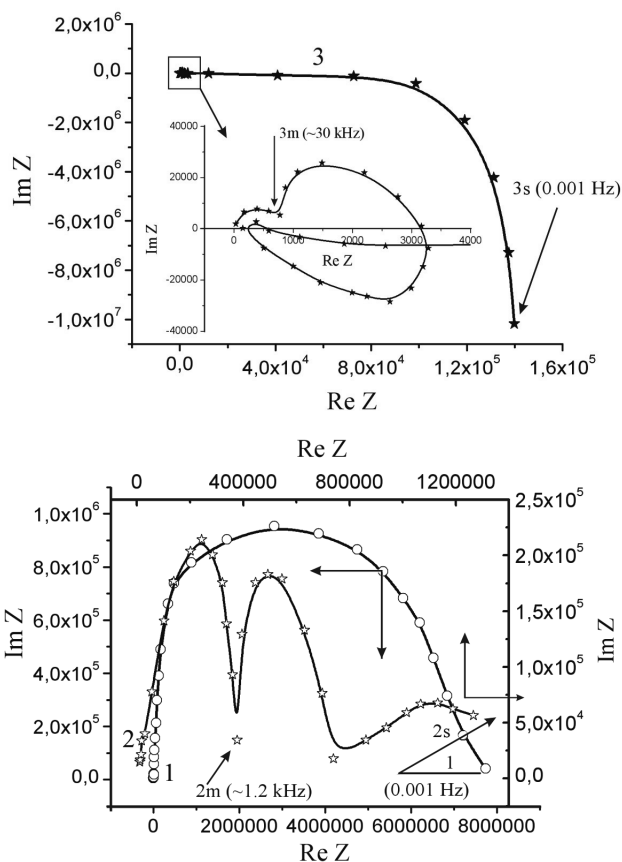


Рис. 4. Діаграми Найквіста для вихідного кристалу GaSe (1) та наноструктур GaSe<FeCl₃*6H₂O> VI (2) та II (3) стадій ешелонування при кімнатній температурі, синтезованих в магнітному полі

Дійсно, як бачимо з наведених даних, для вихідної матриці годограф імпедансу має одноступовий характер, що відображає ємнісний відклик локалізованих станів та, власне, частотозалежний імпеданс. При цьому процеси характеризуються дещо розподіленими часами релаксації, оскільки отримана дуга відрізняється від півкола, центр якого лежить на ReZ — осі [8]. Для структур VI і II стадій, отриманих без магнітного поля та VI стадії, синтезованої у магнітному полі діаграма Найквіста трансформується до трьохдугового характеру, середньо- і низькочастотні вітки якої відображають відповідно перенесення заряду через прошарки «гостьового» компоненту та міжфазні межі, які в цій структурі чинять порівняно найнижчий поляризаційний опір. При переході до другої стадії ешелонування в структурі з магнітоорієнтованою «гостьовою» підсистемою, тобто при збільшенні кількості прошарків «гостьового» компонента його відносний вклад закономірно починає зростати, так що найнижкочастотніша вітка годографу переміщується у індуктивний квадрант комплексної імпедансної площини, формуючи складну лінію (вставка до рис. 4). Такий ефект, відомий як явище «від'ємної» ємності (властиве, зокрема, структурам з квантовими ямами [9]), має важливе практичне значення для формування нановимірних безкотушкових ліній затримки, безпосередньо інкорпорованих в структуру наночипів.

Виходячи з вищевикладеного, структура імпедансних моделей у представленні Войта [10] для вихідного кристалу та структур VI і II стадій ешелонування, синтезованих у магнітному полі можна подати відповідно у вигляді a , b , c , наведених на рис. 5. В них елемент постійної фази CPE , імпеданс якого у комплексній площині виражається як:

$$Z_{CPE} = K^{-1}(j\omega)^{-\gamma}, \quad (2)$$

(K —коефіцієнт пропорційності; γ —степеневий показник, що позначає фазове відхилення), відображає розподіленість ємності для кожного релаксаційного процесу, а індуктивність L_1 моделює власне лімітуючий у відповідному частотному діапазоні вплив процесів захоплення носіїв і їх утримування у квантових ямах впродовж часу, співмірного з півперіодом синусоїдального сигналу. Параметрична комп'ютерна ідентифікація за допомогою програмного па-

кету ZView 2.3 (Scribner Associates) дала змогу знайти значення L_1 , яке склало величину $3,3 \cdot 10^7$ Гн/см², що є більш як на два порядки вищим, ніж для виявленого індуктивного відгуку структур сонячних елементів [11]. Це дає змогу зробити припущення, що фізична природа різкої немонотонності частотної залежності дійсної частини комплексного імпедансу пов'язана власне з процесами захоплення — затримування — вивільнення носіїв з квантових ям і спряженою з ними появою індуктивного відгуку. Для обґрунтування достатньо розглянути дві послідовно з'єднаних R_1C_1 та $R_2L_1C_2$ ланки з рис. 5в. Розрахунок методом комплексних амплітуд дає наступний вигляд для реальної частини їх імпедансу

$$Z = \frac{R_1}{(1 - \omega^2 L_1 R_1)^2 + (\omega C_1 R_1)^2} + \frac{R_2}{1 + \omega^2 C_2^2 R_2^2}; \quad (3)$$

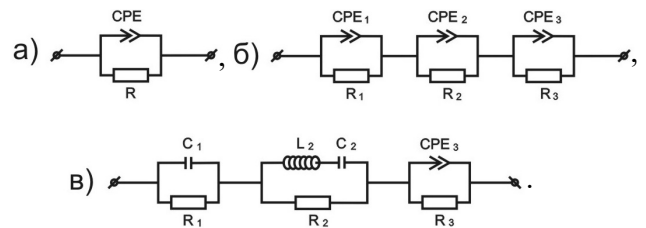


Рис. 5. Заступні електричні схеми для вихідного кристалу GaSe(а) та наноструктури GaSe<FeCl₃*6H₂O> шостої (б) та другої (в) стадій ешелонування, синтезованих у магнітному полі

Ввівши позначення $L_1 C_1 \equiv a$, $C_1^2 R_1^2 \equiv b$, $C_2^2 R_2^2 \equiv c$ та $\omega^2 = x$, отримаємо:

$$Z = \frac{R_1}{(1 - ax)^2 + bx} + \frac{R_2}{1 + cx}. \quad (4)$$

Прирівнявши похідну

$$\frac{\partial Z}{\partial \omega} = 2\omega \times$$

$$\times \left(-\frac{R_1}{((1 - ax)^2 + bx)^2} (-2a(1 - ax) + b) - \frac{cR_2}{(1 + cx)^2} \right) \quad (5)$$

до нуля, отримуємо наступне рівняння для знаходження точок екстремумів функції (3)

$$x^4 + Bx^3 + Cx^2 + Dx + E = 0, \quad (6)$$

де

$$B = 2 \frac{cR_1 + R_2(b - 2a)}{R_2 a^2},$$

$$C = \frac{R_1(c(b-2a)+2a^2) + R_2(2a^2 + (b-2a)^2)}{R_2a^4},$$

$$D = 2 \frac{R_1(c(b-2a)+a^2) + c(b-2a)R_2}{cR_2a^4},$$

$$E = \frac{R_1(b-2a) + cR_2}{cR_2a^4}. \quad (7)$$

Розв'язок цього рівняння співпадає з коренями двох наступних квадратних рівнянь

$$x^2 + (B+A)\frac{x}{2} + \left(y + \frac{By-D}{A}\right) = 0, \quad (8)$$

$$x^2 + (B-A)\frac{x}{2} + \left(y - \frac{By-D}{A}\right) = 0, \quad (9)$$

в яких

$$A = \sqrt{8y + B^2 - 4C},$$

а y — будь-який корінь кубічного рівняння

$$8y^3 - 4Cy^2 + (2BD - 8E)y + E(4C - B^2) - D^2 = 0. \quad (10)$$

Тепер легко переконатися, що у відсутності індуктивного відклику ($L_I = 0$), рівняння (6) немає дійсних розв'язків, а отже і мінімумів в $ReZ(\omega)$.

Наявність дійсних коренів та їх кількість залежить від співвідношень значень параметрів L, C_p, R_p, C_2, R_2 .

Вищеописаний енергетичний рельєф отриманої наноструктури II стадії передбачає можливість прояву ефекту кулонівської блокади електричного струму навіть при кімнатній температурі, як це мало місце, наприклад, в молекулярній наноструктурі $Au - C_8H_{10}S_2$ [12]. І дійсно, на побудованій вольт-амперній характеристиці добре проглядаються «кулонівські сходинки», які відсутні в структурі VI та в структурах, синтезованих без магнітного поля (рис. 6).

З метою деталізації фізичних механізмів струмопроходження в синтезованих наноструктурах була досліджена їх поведінка у зовнішніх температурних та електромагнітних полях. В першому випадку із залежностей $Im(Z) = f(Re(Z))$ знайдено частоти, що відповідають за температурну поведінку зонних носіїв як у змінених інтеркаляцією прошарках матриці селеніду галію, так і в синтезованих структурах загалом. Відповідні m і s точки на діаграмах Найквіста (рис. 4) позначені стрілками.

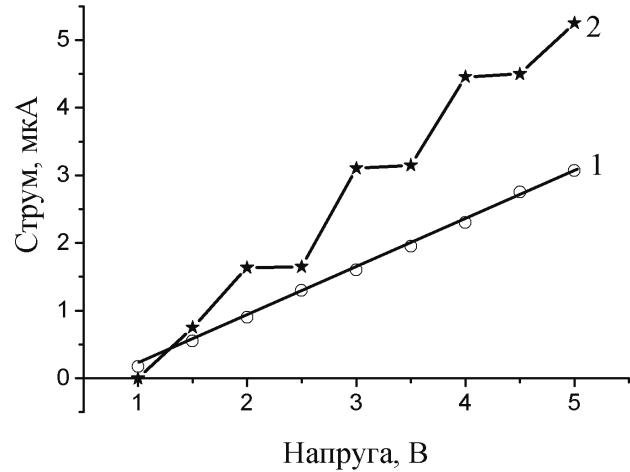


Рис. 6. ВАХ структури II стадії ешелонування, синтезованої без магнітного поля (1) та за його наявності (2)

Знайдені для них відображення температурної поведінки провідності в арреніусівських координатах наведені на рис. 7. Насамперед видно суттєву відмінність в механізмах перенесення заряду в різностадійних структурах. Енергії температурної активації провідності зменшуються порівняно з вихідною матрицею ($E_a = 56$ меВ) і становлять відповідно 13 меВ та 18 меВ для VI і II стадій ешелонування, сформованих у магнітному полі. Із порівняння залежностей, наведених на рис. 7а і 7б, впливає другий важливий висновок про те, що кінетичні механізми в отриманих структурах формують процеси перенесення заряду через області збагачені «гостьовим» компонентом.

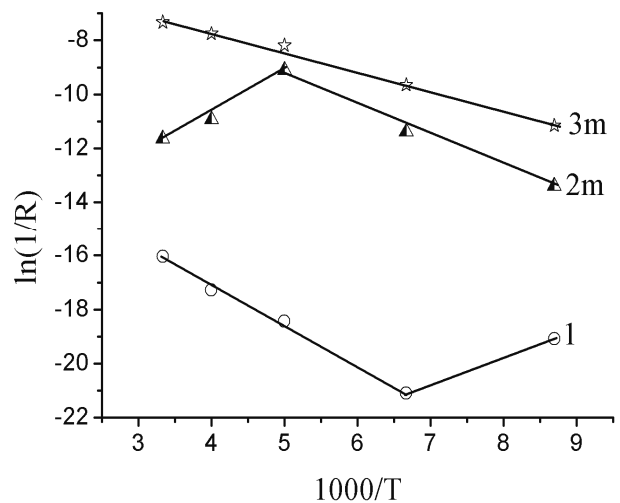


Рис. 7а. Залежності $\ln(1/R) - 1000/T$ для вихідної матриці GaSe (1) та її прошарків у структурі GaSe<FeCl₃*6H₂O> VI (2m) та II (3m) стадій ешелонування, синтезованих в магнітному полі.

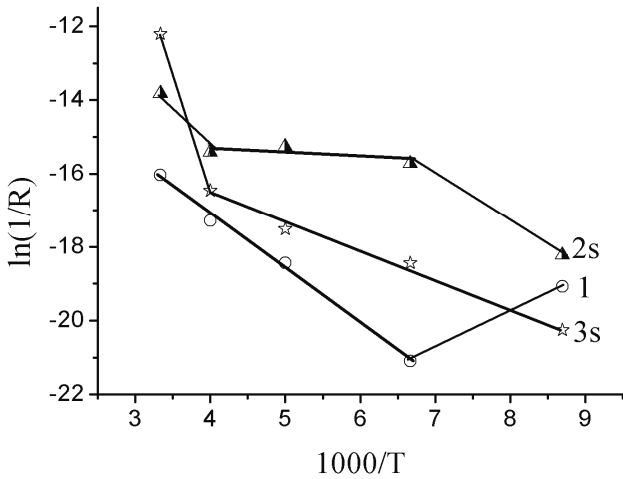


Рис. 76. Залежності $\ln(1/R) - 1000/T$ для вихідної матриці GaSe (1) та структури GaSe<FeCl₃*6H₂O> VI (2s) і II (3s) стадій ешелонування, синтезованих в магнітному полі

Аналіз поляризаційних властивостей отриманих структур проводився для I квадранта площини комплексного імпедансу в частотно-температурній області, в якій тангенс кута втрат ($tg \delta$) мав для усіх зразків значення менше від 1. Частотні (наприклад, для найнижчої температури) та температурні (для найвищої частоти) залежності тангенса кута втрат наведені на рис. 8.

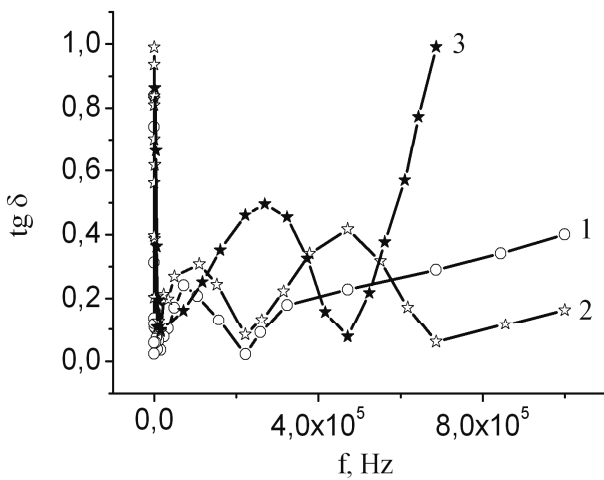


Рис. 8а. Частотні залежності тангенса кута втрат, виміряного при 115 К перпендикулярно до шарів вихідного кристалу GaSe (1) та наноструктур GaSe<FeCl₃*6H₂O> шостої (2) та другої (3) стадій ешелонування, отриманих в магнітному полі.

Отримані частотні залежності $tg\delta(\omega)$ насамперед засвідчують зростання його дисперсії після інтеркалювання. По-друге, найімовірніше допустити, що для структури VI стадії ешелонування другий (високочастотніший) мак-

симум зумовлений релаксаційними процесами в «гостьових» прошарках та міжфазних межах, які зі збільшенням їх кількості кооперуються з матричними, формуючи спільний релаксаційний максимум (крива 3 на рис. 8а).

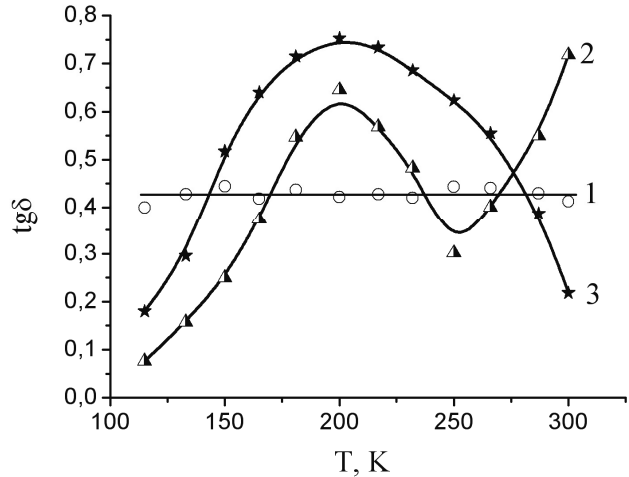


Рис. 8б. Температурні залежності тангенса кута втрат, виміряного при частоті 1 МГц перпендикулярно до шарів вихідного кристалу GaSe (1) та наноструктур GaSe<FeCl₃*6H₂O> шостої (2) та другої (3) стадій ешелонування, отриманих в магнітному полі.

Температурну залежність тангенса кута втрат (наприклад, на частоті 1 МГц, рис. 8б), можна пов'язати з поляризаційними процесами Максвелла — Вагнера [13], природа яких в нашому випадку зумовлена спустошенням екранованих просторовим зарядом квантових ям і зміною їх імпедансу. Як відомо [14], для поляризації Максвелла — Вагнера в багатокомпонентних системах характерне високе значення діелектричної проникності (ϵ). Дійсно, у синтезованій структурі II стадії ешелонування отримане значення ϵ сягає $\sim 9 \cdot 10^3$ (на частоті 155 кГц при тангенсі кута втрат меншим від одиниці) і ϵ закономірно вищим від структури VI стадії ешелонування (рис. 9а).

Характер частотних залежностей реальної частини діелектричної проникності отриманих наноструктур обидвох стадій ешелонування без магнітного поля практично не відрізняється від вихідної матриці, маючи спадну тенденцію з ростом частоти від 10 до 1000 кГц. Однак за величиною вона може (вставка а до рис. 9а) як перевищувати відповідне значення для вихідного кристалу (для $f < 40$ кГц) так і бути меншою (для $f > 40$ кГц). Водночас, накладання магнітного поля при синтезі наноструктур не тільки зменшує $tg\delta$, але докорінним чином

міння як характер частотної залежності ϵ , так і її величину. З рис. 9а видно, що діелектрична проникність наноструктури VI стадії дуже слабо змінюється з частотою, в той час, як для II стадії вона проявляє аномальну частотну поведінку (ріст ϵ з ростом частоти) і сильно немонотонну дисперсію відношень $\epsilon_s/\epsilon_{vych}$. Обидва ці ефекти можуть бути зумовленими як появою додаткової поляризації при перескоковому перенесенні заряду між дефектами, основний стан яких є нейтральним [15], так і вище означеною зміною імпедансу неоднорідностей. Власне немонотонність температурної залежності діелектричної проникності, показаної на рис. 9б, добре «вписується» в запропоновану модель. Слід зазначити, що для вихідного кристалу селеніду галію ϵ практично не залежить від температури, а її величина відповідає літературним [16] даним для напівпровідників з власними дефектами для досліджуваного частотного інтервалу.

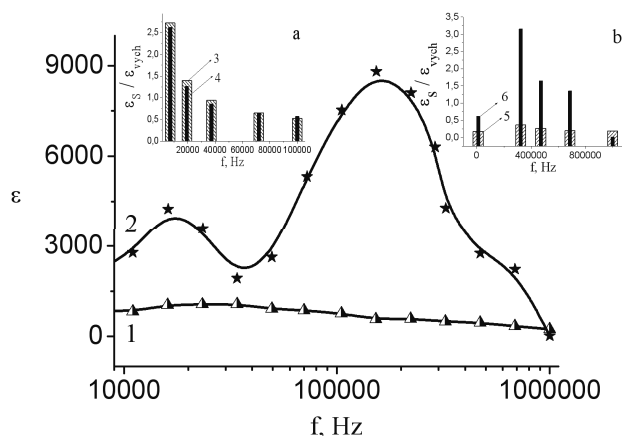


Рис. 9а. Частотні залежності значень діелектричної проникності (ϵ) наноструктур $\text{GaSe}\langle\text{FeCl}_3\cdot 6\text{H}_2\text{O}\rangle$ шостої (1) та другої (2) стадій ешелонування, отриманих в магнітному полі. На вставках дисперсія відношень діелектричної проникності наноструктур шостої (3,5) та другої (4,6) стадій ешелонування до вихідного кристалу GaSe ($\epsilon_s/\epsilon_{vych}$), отриманих без магнітного поля (а) та в ньому (б). Вимірювання при 300 К вздовж кристалографічної осі С

Наявність у структурах, синтезованих у магнітному полі вищеописаного енергетичного рельєфу дає підстави [17, 18] очікувати виникнення електретного стану. І дійсно, дослідження струмів термостимульованої деполяризації виявили їх появу із залежністю від температури, наведеній на рис. 10. Оскільки процес формування досліджуваних наноструктур адекватний формуванню магнетоелектретів [19], для яких у

відповідності до [20] магнетоелектретний стан зумовлений орієнтацією молекул та виникненням просторового заряду внаслідок захоплення носіїв по різні боки пасток, та максимум струму для дипольної переорієнтації досягатиметься при нижчій температурі, ніж той, що досягається внаслідок руху надлишкових зарядів.

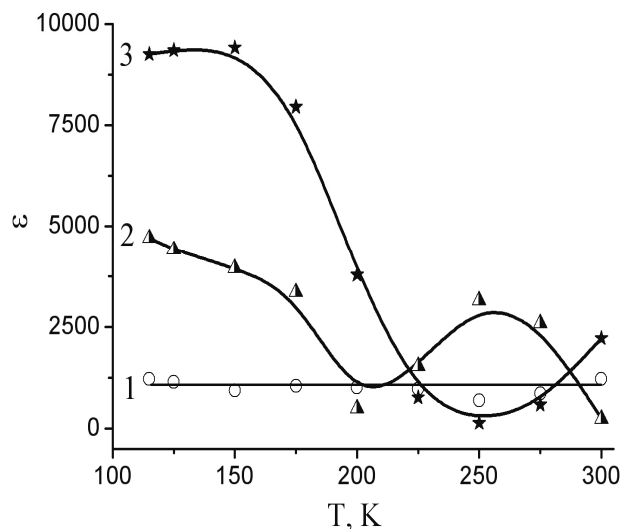


Рис. 9б. Температурні залежності діелектричної проникності, виміряної на частоті 1 МГц перпендикулярно до шарів вихідного кристалу GaSe (1) та наноструктури $\text{GaSe}\langle\text{FeCl}_3\cdot 6\text{H}_2\text{O}\rangle$ шостої (2) та другої (3) стадій ешелонування, отриманих в магнітному полі.

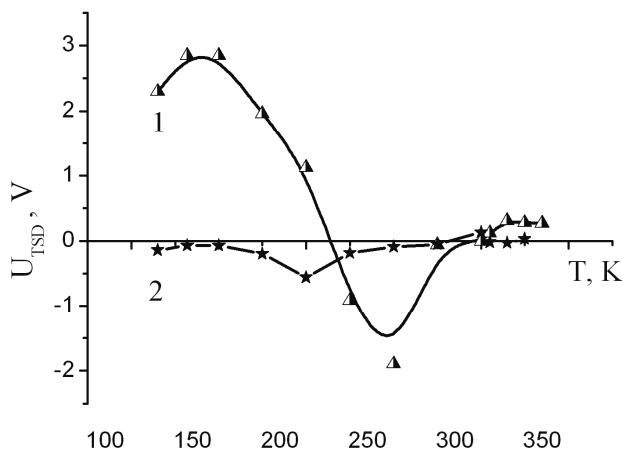


Рис. 10. Напряга термостимульованої деполяризації наноструктур $\text{GaSe}\langle\text{FeCl}_3\cdot 6\text{H}_2\text{O}\rangle$ шостої (1) та другої (2) стадій ешелонування, отриманих в магнітному полі.

Опромінення отриманих в магнітному полі наноструктур VI і II стадій ешелонування світлом із області фундаментального поглинання призводить до зменшення як уявної, так і дійсної частини комплексного імпедансу. Це

вказує на викликаний світлом ріст концентрації носіїв струму. При цьому цікаво зазначити, що збільшення енергії фотонів зменшує частотну дисперсію годографу імпедансу структури II порядку за рахунок нівелювання вкладу спустошених квантових ям. Однак немонотонність його трансформації, породженої освітленням жовтим світлом, вказує на більш складну природу спостережуваного відгуку. Більше того, освітлення власне тільки жовтим світлом призводить до появи індуктивної вітки для структури VI стадії (рис. 11а). Для структури II стадії ешелонування ситуація протилежна — при даному освітленні зникає низькочастотна індуктивна вітка (рис. 11б) і переходить у додатньо-ємнісну. Така інверсія може служити підтвердженням фотостимульованого спустошення квантових ям у них.

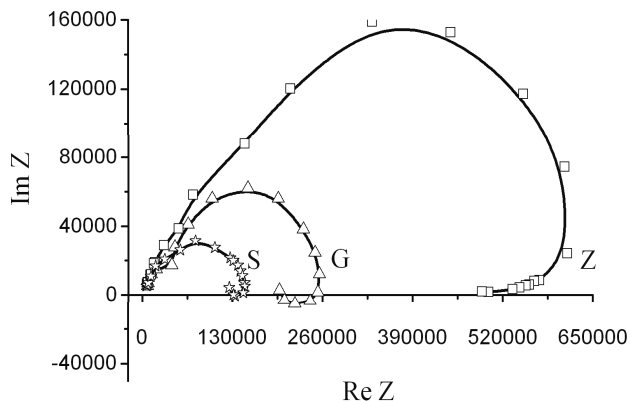


Рис. 11а. Діаграми Найквіста структури шостої стадії ешелонування, синтезованої в магнітному полі при опроміненні жовтим (G), зеленим (Z) та синім (S) світлом

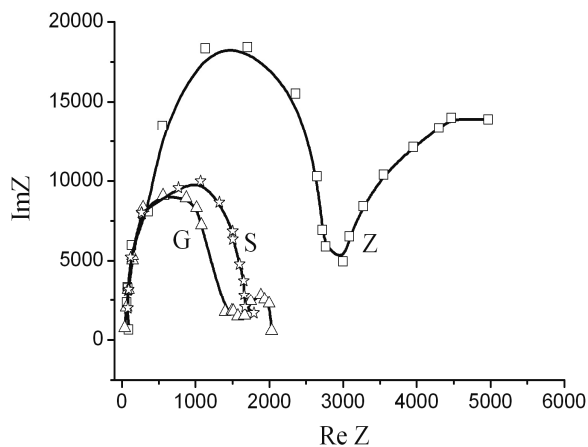


Рис. 11б. Діаграми Найквіста структури другої стадії ешелонування, синтезованої в магнітному полі, при опроміненні жовтим (G), зеленим (Z) та синім (S) світлом

Спостережувана імпедансна поведінка добре корелює з фотодіелектричними властивостями — ріст тангенса кута електричних втрат при освітленні та його немонотонна зміна зі збільшенням енергії падаючих фотонів (рис. 12). Порівнюючи рисунки 12а і 12б бачимо суттєве зменшення частотної дисперсії тангенса кута електричних втрат при освітленні (на відміну від темного) зі зростанням кількості нанопрошарків «гостьового» компоненту. При цьому для обидвох структур можна констатувати зникнення при освітленні високочастотних максимумів, властивих темновим залежностям $tg\delta(\omega)$.

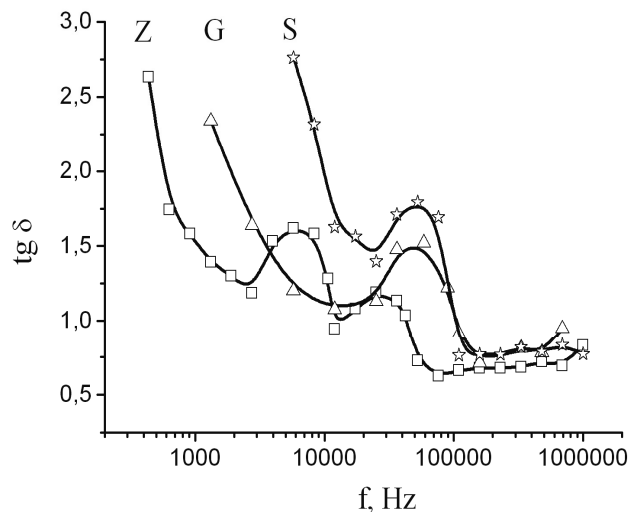


Рис. 12а. Частотні залежності $tg\delta$ структури шостої стадії ешелонування, синтезованої в магнітному полі, при опроміненні жовтим (G), зеленим (Z) та синім (S) світлом.

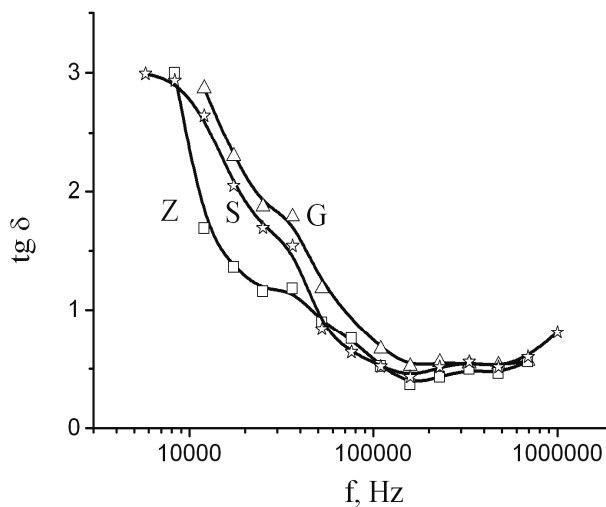


Рис. 12б. Частотні залежності $tg\delta$ структури шостої стадії ешелонування, синтезованої у магнітному полі, при опроміненні жовтим (G), зеленим (Z) та синім (S) світлом.

Діелектрична проникність вздовж кристалографічної осі *C* при освітленні зменшується за величиною для обидвох структур, що не є властивим для напівпровідникових матеріалів без квантових ям [21]. Цікавим є те що для структури VI стадії ешелонування характер частотної залежності ϵ міняє тільки жовте світло, зменшуючи низькочастотну дисперсію. Аналогічна ситуація спостерігається і для наноструктури II стадії ешелонування, як це показано на рис. 13. Це може свідчити про оптичні переходи з участю резонансного рівня.

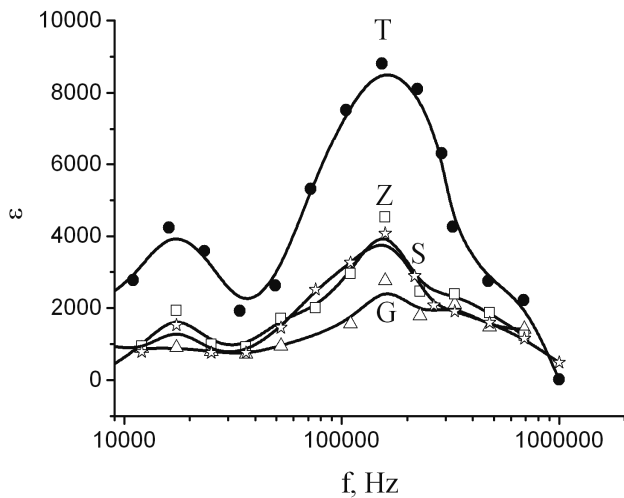


Рис. 13. Частотні залежності діелектричної проникності синтезованої в магнітному полі структури другої стадії ешелонування в темряві (Т) та при опроміненні жовтим (G), зеленим (Z) та синім (S) світлом

З метою отримання додаткової інформації про «винятковість» впливу власне жовтого світла було проведено дослідження явища фото-ЕРС в напрямку кристалографічної осі *C* при кімнатній температурі. Для вихідної кристалічної матриці селеніду галію її значення не виходило за межі типових величин фото-ЕРС Дембера. В наноструктурах VI і II стадій ешелонування вона суттєво зростає і сильно залежить від енергії падаючих фотонів, як це показано на рис. 14. Видно, що для структури VI стадії найвище значення фото-ЕРС фіксується при освітленні жовтим світлом, на відміну від структури II стадії ешелонування.

Спостережене колосальне зростання фото-ЕРС можна було би віднести до сумування фотонапруг, що виникають на міжфазних межах, як це передбачалося в [22], оскільки в синтезованій структурі в магнітному полі наявна почерговість напівпровідникових та не-

центросиметричних прошарків. Не виключена і можливість формування фотоелектретного стану за рахунок генерування нерівноважних електронів і дірок з асиметричної потенціальної ями [23, 24]. Проведення систематичних досліджень величини і знаку струмів термодеполяризації при різних швидкостях лінійного нагріву дасть відповідь про слушність такої можливості.

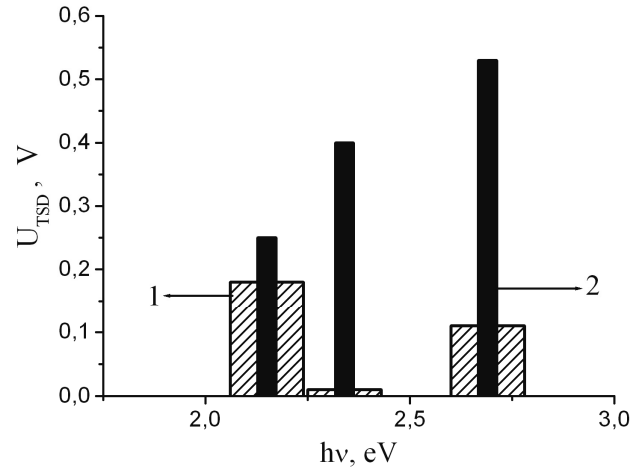


Рис. 14. Залежність величини фото-ЕРС наноструктури $GaSe<FeCl_3 \cdot 6H_2O>$ шостої (1) та другої (2) стадій ешелонування, отриманих в магнітному полі від енергії падаючих фотонів

Висновки

1. В наноструктурах $GaSe<FeCl_3 \cdot 6H_2O>$ шостої та другої стадій ешелонування, синтезованих у магнітному полі, виявлено нові ефекти і унікальні явища, не притаманні сполукам впровадження без магнітного поля.

2. Вплив магнітного поля при їх синтезі полягає у формуванні квантових ям з енергетичним спектром, що забезпечує появу кулонівської блокади електричного струму при кімнатній температурі, формуванні колосального значення діелектричної проникності при меншому від одиниці значенні тангенса кута втрат, появі електретної поляризації та індуктивному імпедансному відгуку.

3. При підвищенні температури їхня провідність загалом зростає, а максимум струму при релаксації гомозаряду співпадає з температурою локального максимуму діелектричної проникності (250 К) для структури VI стадії та з температурою локального максимуму тангенса кута втрат (200 К) для структури II стадії ешелонування.

4. Особливість поведінки синтезованих у магнітному полі наноструктур у зовнішньому електромагнітному полі полягає в тому, що діелектрична проникність вздовж кристалографічної осі C при освітленні зменшується за величиною для обидвох структур, що не є властивим для напівпровідникових матеріалів без квантових ям. Цікавим є те що характер частотної залежності ϵ міняє тільки жовте світло, зменшуючи низькочастотну дисперсію, формує індуктивний відгук та спричиняє найвище значення фото-ЕРС в напрямку кристалографічної осі C .

5. Наноструктури $GaSe<FeCl_3 \cdot 6H_2O>$ можуть знайти широке практичне застосування, як структури високодобротних конденсаторів надвеликої ємності та електретних і фотоелектретних наногенераторів, фотоперетворювачів, параметрами яких можна керувати магнітним полем, накладеним при їх формуванні.

Список використаної літератури

15. Rottmann F. and F. Dettmann F. New magnetoresistance sensors: Engineering and applications // *Sensors and Actuators*. — 1991. — V. 25. — № 763. — С. 97–101.
16. Захарченя Б. П., Коренев В. Л. Интегрируя магнетизм в полупроводниковую электронику // *Успехи физ. наук*. — 2005. — Т. 175. — № 6. — С. 629–635.
17. Звездин А.К., Звездин К. А. Суперпарамагнетизм сегодня: магниты–карлики на пути в мир квантов // *Природа*. — 2001. — № 9. С. 9–18.
18. Физико — химические свойства графита и его соединений / Черныш И.П., Карпов И.И., Приходько Г.П., Шай В.М. — К.: Наукова думка, 1990. — 200 с.
19. Friend R.H., Yoffe A. D. Electronic Properties of intercalation complexes of the transition metal dichalcogenides // *Adv. Phys.* — 1987. — № 1. — P. 1–94.
20. Safran S. A. Stage ordering in intercalation compounds // *Solid State Physics: Adv. Res. and Appl.* — 1987. — Vol. 40. — P. 246–312.
21. Олехнович Н.М., Мороз И.И., Пушкарев А.В., Радюш Ю.В., Салак А.Н., Вышатко Н.П., Ferreira V. M. Температурная импеданс-спектроскопия твердых растворов $(1-x)Na_{1/2}Bi_{1/2}TiO_{3-x}LaMg_{1/2}Ti_{1/2}O_3$ // *ФТТ*. — 2008. — Т. 50. — Вып. 3. — С. 472–478.
22. Михлин Ю. Л., Томашевич Е. В. Импеданс полупроводникового электрода с прыжковой проводимостью в приповерхностном нестехио- метрическом слое // *Электрохимия*. — 1992. — Т. 28. — № 9. — С. 1310–1388.
23. Mora-Sero I., Bisquert J. Implications of the Negative Capacitance Observed at Forward Bias in Nanocomposite and Polycrystalline Solar Cells // *Nano Letters*. — 2006. — Vol. 6. — № 4. — P. 640–650.
24. Электрохимический импеданс / Стойнов З.Б., Графов Б.М., Савова-Стойнова Б.С., Елкин В.В. — М.: Наука, 1991. — 336 с.
25. Тареев Б. М. Физика диэлектрических материалов. — М.: Энергия, — 1973. — 328 с.
26. Dorogi M., Gomez J., Osifchin R., Andres R.P., Reifengerger R. Room — temperature Coulomb blockade from a self-assembled molecular nanostructure // *Phys. Rev. B*. — 1995. — Vol. 52. — № 12. — P. 9071–9077.
27. Сканава Г. И. Физика диэлектриков (обл. слабых полей), М. — Л., 1949
28. Krohns S., Lunkenheimer P, Kant Ch., Pronin A. V., Brom H. B, Nugroho A. A., Diantoro M., Loidl A.. Colossal dielectric constant up to GHz at room temperature // *Condensed Matter > Materials Science* препринт arXiv:0811.1556 (24 November 2008).
29. Жуковский П.В., Партыка Я., Венгерэк П., Шостак Ю., Сидоренко Ю., Родзик А. Диэлектрические свойства соединений $Cd_{1-x}Fe_xSe$ // *ФТП*. — 2000. — Т. 34. — № 10. — С. 1174–1177.
30. Кожанов А.Е., Никорич А.В., Рябова Л.И., Хохлов Д. Р. Проводимость твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe(In)$ в переменном электрическом поле // *Физ. и техн. полупроводн.* — 2006. — Т. 40. — № 9. — С. 1047–1050.
31. Электреты / Под ред. Сесслера. Пер. с англ. — М.: Мир, 1983. — 487 с.
32. Кашириных П.Г., Карпенко В.П., Матвеев О. А. Фотоэлектретный эффект на полупроводниковых материалах // *ФТП*. — 1971. — Т. 5. — Вып. 1. — С. 62–68.
33. Bhatnagar C.S., *Indian Journ. Pure Appl. Phys.*, **2**, 331 (1964)
34. Rudra Kant Srivastava, M. S. Qureshi and C. S. Bhatnagar, *Indian Journ. Pure Appl. Phys.*, Thermally Stimulated Discharge Currents in Tubular Magneto-electrets of Polymethyl Methacrylate, **17**, № 9, 1537–1542 (1978).
35. Farkya V. K., Porwal N. L. Photodielectric investigation of some compound semiconductors at low frequencies // *Indian Journal of Pure and Applied Physics*. — 1984. — Vol. 2. — № 12. — P. 703–707.
36. Лайнс М., Гласс А. Сегнетоэлектрики и родственные материалы. М.: Мир, 1981.
37. Фридкин В. М. Сегнетоэлектрики — полупроводники. — М.: Наука, 1976. — 408 с.
38. Фридкин В. М. Фотосегнетоэлектрики. — М.: Наука, 1979. — 204 с.