

УДК 621.315.592
PACS number(s): 72.80Ey

ОСОБЛИВОСТІ СПЕКТРАЛЬНОГО РОЗПОДІЛУ ФОТОСТРУМУ В УМОВАХ РЕВЕРСНОГО ЗБУДЖЕННЯ

Є. Бритавський, Ю. Каракіс

*Одеський національний університет імені І.І. Мечнікова
вул. Пастера 42, Одеса, Україна
e-mail: brytav@ukr.net*

Порівнюються спектри фотоструму, обмірювані від малих значень довжин хвиль до більших і від великих до малих. Швидкість зміни довжини хвилі варіювалася від 0,1 до 3 нм/с. Для вимірювань в якості модельного напівпровідника використовували монокристалічний сульфід кадмію, додатково пролегований центрами чутливості. Розглянуті зміни в області фундаментального, власного, домішкового поглинання. Продемонстровано, що запропонований метод дає змогу виявляти особливості, недоступні при традиційних вимірах. Побудована модель, що пояснює спостережені явища з єдиних позицій.

Ключові слова: фоточутливість, спектр фотоструму, пастки, домішкове поглинання, власне поглинання, рівноважний заряд, нерівноважний заряд.

У переважній більшості випадків різні спектральні характеристики напівпровідникових зразків вимірюються від малих довжин хвиль світла до великих. Це не має принципового значення під час дослідження власної провідності. Однак для вивчення процесів, пов'язаних з захватами на пастки це не так.

При такому способі вимірювання процеси заповнення-спустошення пасток йдуть з додатковим етапом. Спочатку, у разі збудження довжинами хвиль зі смуги власного поглинання, створюється велика концентрація нерівноважних носіїв. Частина з них осідає на пастках. За досить великих інтенсивностей світла та швидкості зміни довжини хвилі світла, можна створити умови, при яких пастка до моменту її збудження виявляється повністю заповненою нерівноважним зарядом, незалежно від передісторії процесів, що відбуваються.

Це зручно. У цьому випадку за рахунок значного викиду носіїв фотовідповідь виявляється більшою, що полегшує визначення головного параметра – енергії активації, тобто глибини пастки, однаковою, звичайно, як для рівноважного, так і для нерівноважного заряду.

Однак, при цьому зовсім неможливо вивчати процеси, пов'язані з концентраціями носіїв заряду на пастках, що були там спочатку, до світлового впливу. За рахунок надходження великої кількості нерівноважних зарядів, такі процеси повністю камуфлюються. Або варто вичікувати часи релаксації у разі висвітлення кожною

довжиною хвилі з різних точок спектра, тоді втрачає сенс поняття про спрямування її зміни в бік наростання або зменшення. Кожна довжина хвилі світла викликає самостійну дію, не пов'язану з попереднім впливом.

Крім цього, пастки, які мають малий переріз захоплення і концентрація яких в кристалі незначна, не в змозі змінити стаціонарний рівень струму і виявляються тільки в перші моменти його встановлення.

У разі вивчення рівноважних процесів в кристалі з участю пасток варто застосувати протилежну реверсивну зміну довжини хвилі випромінювання від великих значень (зазвичай інфрачервоних) до малих (видимої області). В цьому випадку світло слугує лише інструментом. За допомогою світла тільки зчитується концентрація захопленого заряду, який вже там існує.

Хоча носії, перекладені світлом із зв'язаного стану у вільний, є за визначенням нерівноважними, однак їх концентрацію однозначно визначають рівноважним зарядом, який знаходився на пастках до освітлення.

За всіх нюансів струмоутворення в напівпровідниковому кристалі, універсальність реверсивного методу дає змогу вимірювати як традиційно в стаціонарному режимі, так і в динамічному режимі з різною швидкістю зміни довжини хвилі збуджуючого світла.

В якості модельного напівпровідника для досліджень було обрано напівпровідниковий монокристалічний сульфід кадмію. Його перевагами є: по-перше, висока фоточутливість, по-друге, наявність центрів чутливості, характерна для порівняно вузького класу речовин. Нарешті, по-третє, це широкозонний напівпровідник ($E_g \sim 2,42$ eV), що дало змогу проводити дослідження в широкій області довжин хвиль від 400 до 1600 нм з добре розділеними чотирма ділянками – поверхневого, власного, домішкового поглинання та ІЧ-спектрами.

На рис. 1 представлені графіки фотоструму за різних способів і швидкості зміни довжини хвилі збуджуючого світла у видимій області. На краях спектра – при 400 і 900 нм кристал витримували 20 хвилин до досягнення стаціонарних умов. Технологічно в усіх випадках спочатку вимірювали криву в разі збільшення довжини хвилі, згодом – за зменшення.

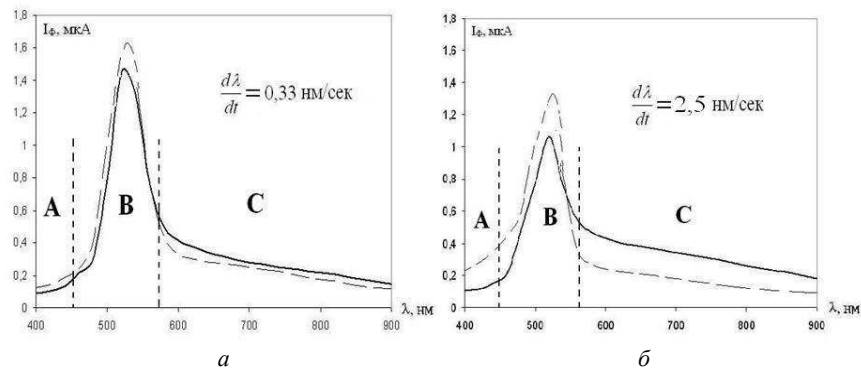


Рис. 1. Типові криві спектрального розподілу фотоструму досліджуваних зразків при зміні довжини хвилі від малих значень до великих (суцільна лінія) і від великих до малих (пунктирна лінія). Швидкість зміни довжини хвилі світла: $a - 0,33$ нм/с і $b - 2,5$ нм/с

За природою процесів, що відбуваються, графіки спектрального розподілу фотоструму поділяють на три області:

А) Область фундаментального поглинання, 400–450 нм.

За довжини хвиль 400–450 нм через сильне поглинання світла фотострум формується головню в приповерхневих шарах, притому, що в умовах нашого експерименту досліджували переважно поперечну провідність. За цих умов через малий розмір зразка (міжелектродна відстань становила менше 1 мм) суттєву роль починають відігравати приконтактні області.

А саме в цьому місці зразка найбільша концентрація R-центрів. Поле бар'єра накопичує їх як з глибини об'єму кристала щодо світлового потоку, так і з приповерхневих шарів фронтальної поверхні. Є дані різних авторів [1, 2, 3] про те, що R-центри за рахунок власного заряду і польового дрейфу всередині ґратки мають тенденцію накопичувати саме в ОПЗ заірних, контактів у поверхні.

Прохідний струм при цьому контролюється бар'єрами на обох краях зразка. На користь цього свідчать додатково проведені дослідження вольтамперних характеристик.

У формуванні бар'єра R-центри відіграють компенсуючу роль. Якщо бар'єр для електронів (а в CdS це основні носії), то накопичення позитивного заряду на R-центрах призводить до зниження бар'єру і збільшення поперечного фотоструму. Аналогічну роль може грати, залежно від стану зарядових R-центрів [4] зменшення негативного заряду в разі захоплення на них дірок.

При цьому спектри $I(\lambda)$ повинні розділятися. Попереднє засвітлення з енергією фотонів порядку E_g ($\lambda \sim 450$ нм) в умовах втягуючого поля сприяє заповненню дірками R-рівнів, зниженню бар'єра і великому фотоструму.

Якщо ж збудження відбувається з боку коротких довжин хвиль ($\lambda \sim 400$ нм), то включається конкуруючий механізм – за рахунок надбар'єрної емісії гарячих електронів і тунелювання їх у вузькій верхній частині бар'єра збільшується негативний заряд на геометричній границі кристала, що сприяє формуванню більш високого бар'єра і меншого фотоструму.

Всі ці процеси, що призводять до зниження бар'єра і збільшують його, потребують певного часу для свого здійснення. Тому, як саме значення короткохвильового фотоструму, так і величина розбіжності графіків в разі реверсивного збудження виявляється залежною від швидкості зміни довжини хвилі. Зазначимо, що виявлені закономірності є прерогативою запропонованого методу реверсивних вимірювань і не проявляються під час стаціонарних вимірювань.

В) Область власного поглинання, 450–570 нм.

В області власного поглинання кількість носіїв, що перейшли у вільний стан, залежить тільки від співвідношення між енергією падаючих фотонів і шириною забороненої зони. Однак для формування фотоструму цього мало. Як показано в [5], у максимумі залежності $I(\lambda)$ величина струму визначається рухливістю, прикладеною напругою, геометричними розмірами зразка а також часом життя носіїв заряду. Раніше [4], було встановлено, що час життя основних носіїв у зразках із центрами чутливості може суттєво (до п'яти порядків) зростати, якщо концентрація заряджених R-центрів виявляється рівною з наявною кількістю S – центрів.

Це узалежнює вигляд графіка $I(\lambda)$ від передісторії збудження напівпровідника. Як було зазначено, власне поглинання залишається практично адекватним за обох напрямів зміни λ . Однак, у разі зростання довжини хвилі світла ліворуч від максимуму, збудження напівпровідника відбувається після активації приповерхневих шарів і, як показано вище, вилучення дірок переважно в приконтактні області. Заповнення R-центрів в об'ємі

кристала порівняно невелика. Навпаки, якщо до максимуму наблизитися праворуч, то до міжзонного порушення додається попереднє спустошення пасток. Це спричинює збільшення концентрації вільних дірок, збільшення заселеності R-центрів, а з ним і часу життя основних носіїв.

Процеси заповнення–спустошення пасток не можуть урівноважуватися миттєво. Крім того, в основу збільшення чутливості кристала покладено взаємодію між просторово віддаленими один від одного R і S-центрами. А це потребує часу. Унаслідок зміни виду залежності $I(\lambda)$ пов'язана зі швидкістю зміни довжини хвилі.

Підкреслимо, що зафіксовані зміни, як і для пункту “А”, виявляються завдяки реверсивному методу збудження і недоступні ні для спостереження, ні для аналізу при традиційних стаціонарних вимірюваннях.

С) Область домішкового поглинання, 570–900 нм.

Криві спектрального розподілу фотоструму після порівняно швидкого зменшення (в 7–10 разів) мали добре помітний злам при довжині хвилі 550–580 нм. Згодом, у довгохвильових областях спектра, вони характеризувалися повільним зменшенням фотоструму в широкому діапазоні, що перевищує в сумі ширину перших двох описаних областей (рис. 1). Як і очікувалося, фотострум під час вимірювань з сукупністю довжини хвилі, завжди опинявся більше, ніж при зменшенні довжини хвилі збудження.

Наявність вкладу у фотострум в разі збудження світлом з довжиною хвилі 600–900 нм свідчить про присутність у зразках глибоких пасток в області середини і нижче середини забороненої зони. Як показано у пункті “В”, в області власної чутливості струм у разі реверсної зміни довжини хвилі – від великих значень до малих, – навпаки, завжди був більшим, ніж при прямому – від малих до великих. З цієї причини на межах цих областей графіки $I(\lambda \downarrow)$ і $I(\lambda \uparrow)$ завжди перетиналися (рис. 1). Подібний ефект, досить зручний для однозначного відділення області міжзонних переходів від домішкового збудження, за визначенням є особливістю винятково реверсивного методу і ніяк не виявляється при традиційних вимірюваннях.

Оскільки виявлені пастки були досить глибокими, процес термоспустошення для них не мав суттєвої ролі. Отже, віднімаючи для кожної довжини хвилі з прямого струму $I(\lambda \uparrow)$ зворотний $I(\lambda \downarrow)$, легко отримати внесок у фотострум тільки нерівноважних носіїв (рис. 2).

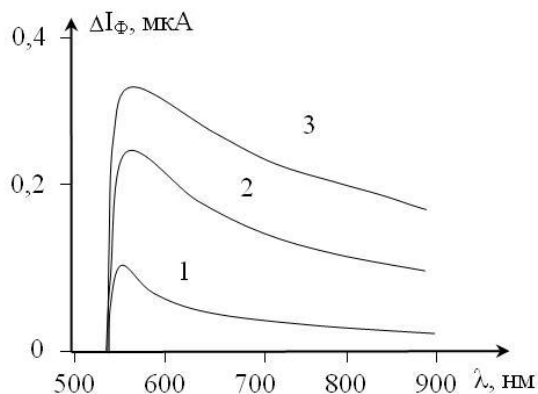


Рис. 2. Спектральної розподіл різниці фотострумів для швидкостей зміни довжини хвилі світла: 1 – 0,33; 2 – 1,5; 3 – 2,5 нм/с

Як і варто було очікувати, чим більшою була швидкість зміни довжини хвилі, тим менше встигали позначатися конкуруючі процеси – додаткове випадання електронів на центри захоплення і релаксаційні їх повернення до рівноважного стану. Як бачимо з рис. 2, нерівноважний внесок у струм по мірі збільшення спершу швидко зростає, а потім практично стабілізувався при 2,5 нм/с. Це також стало додатковим параметром для вибору інтервалу значень швидкості зміни довжини хвилі. Можна сказати, що в нашому випадку крива 3 рис. 2 вже відображає чисте значення нерівноважного пасткового внеску. Спостерігати цю величину виявилось можливим тільки завдяки реверсивному методу.

Загальну величину вкладу домішкової провідності можна оцінити по площі, обмеженої на рис. 1 кривими $I(\lambda \uparrow)$ і $I(\lambda \downarrow)$ для довжин хвиль від 600 до 900 нм. На рис. 3 показано як ця величина змінюється для різних величин швидкості зміни довжини хвилі. Криву 1 на рисунку отримано двома різними методами: за допомогою графічної програми Photoshop, а також шляхом визначення ваги вирізаних сегментів, побудованих в одному масштабі. Одержані обома способами результати давали ідентичну картину, відображену на рис. 3.

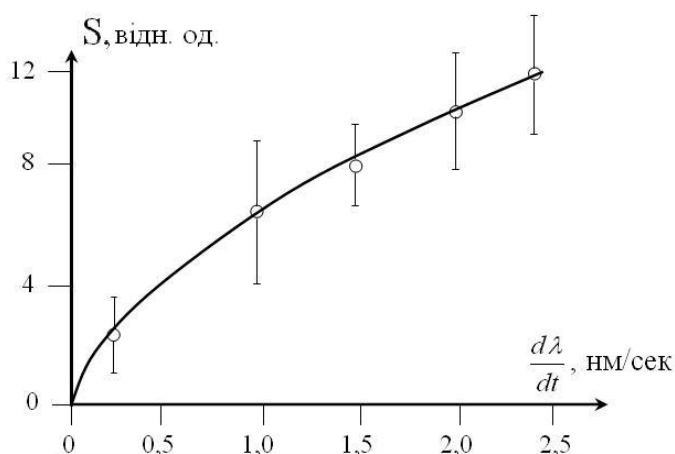


Рис. 3. Залежність площі розбіжності реверсивних графіків фотоструму в області домішкового поглинання від швидкості зміни довжини хвилі збудження

Характерно, що зі зростанням швидкості зміни довжини хвилі світла нижня межа сегмента $I(\lambda \downarrow)$ змінювалася незначно. Зростання площі розбіжності в області внесків рівнів–пасток відбувалося головню за рахунок збільшення значень $I(\lambda \uparrow)$.

Під час реверсного вимірювання внесок у струм здійснюється рівноважним зарядом з пасток. Його величина невелика й для всієї області застосовуваних швидкостей відбувається повне спустошення пасток. Нерівноважний заряд, накопичений на пастках після проходження довжин хвиль власного збудження виявляється, звичайно, значно більшим, що й забезпечує переважання кривої $I(\lambda \uparrow)$.

Цим же пояснюють сублінійний характер графіка рис. 3. За великих швидкостей пастки не встигають повністю спустошуватися. Зазначимо, що завдяки застосовуваним методам уперше отримана можливість чітко розділити внесок рівноважного і нерівноважного заряду на пастках.

Як бачимо з вищевикладеного, саме реверсивний метод, причому з максимальною швидкістю зміни довжини хвилі збудження, дає змогу найкраще визначити як існуючі електронні пастки, так і деякі їхні особливості.

1. Особливості релаксації фотоструму у кристалах сульфїду кадмію із заперними контактами : зб. текстів виступів на 1-ій Українській наук. конф. з фізики напівпровідників. / ОНУ ім. І.І. Мечникова. – Одеса : Астропринт, 2002. – 138 с.
2. *Каракіс К. Ю.* Релаксационные характеристики кристаллов сульфида кадмия с ИК-гашением / В. А. Боршак, В. В. Зотов // Фотоэлектроника. – 2002. – № 11. – С. 51–55.
3. *Шлапак В. А.* Исследование дефектов, связанных с термооптическим возбуждением кристаллов сульфида кадмия // Дисс. ... канд. физ.-мат.наук : 01.04.10 / Шлапак Валерий Александрович. – Одесса, 1982. – 146 с.
4. *Britavsky E.V.* On the charge state of rapid and slow recombination centers in semiconductors / Karakis Y. N., Kutalova M. I., Chemeresyuk G. G. // Photoelectronics. – 2008. – N 17. – С. 65–69.
5. *Чемересюк Г. Г.* Методические указания к лабораторным работам по спецпрактикуму Фотоэлектрические явления в полупроводниках / Г. Г. Чемересюк., Ю. Н. Каракис. – Одеса. : Астропринт, 1986. – 50 с.

SPECTRAL DISTRIBUTION CHARACTERISTIC OF PHOTOCURRENT IN REVERSAL EXCITATION CONDITIONS

Ie. Brytavskiy, Y. Karakis

*I.I. Mechnikov Odesa National University
Pasteur Str., 42, Odesa, Ukraine
e-mail: brytav@ukr.net*

Compared the spectra of the photocurrent measured from the small values of wavelength to large and from large to small. Speed changes the wavelength ranged from 0,1 to 3 nm / sec. For the measurements as the model used monocrystalline semiconductor cadmium sulfide, in addition prolegirovanny centers sensitivity. We consider changes in the fundamental, in fact, the impurity absorption. Demonstrated that the proposed method makes it possible to identify features that are not available in traditional measurements. A model to explain with one voice the observed phenomenon.

Key words: photosensitivity, the photocurrent spectrum, impurity absorption, the equilibrium charge, nonequilibrium charge, traps.

**ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОТОКА
В УСЛОВИЯХ РЕВЕРСНОГО****Е. Бритацкий, Ю. Каракис**

*Одесский национальный университет имени И.И. Мечникова
ул. Пастера, 42, Одесса, Украина
e-mail: brytav@ukr.net*

Сравниваются спектры фототока, измеренные от малых значений длин волн к большим и от больших к малым. Скорость изменения длины волны варьировалась от 0,1 до 3 нм/с. Для измерений в качестве модельного полупроводника использовался монокристаллический сульфид кадмия, дополнительно пролегированный центрами чувствительности. Рассмотрены изменения в области фундаментального, собственного, примесного поглощения. Продемонстрировано, что предлагаемый метод позволяет выявлять особенности, недоступные при традиционных измерениях. Построена модель, объясняющая с единых позиций наблюдаемые явления.

Ключевые слова: фоточувствительность, спектр фототока, примесное поглощение, собственное поглощение, равновесный заряд, неравновесный заряд, ловушки.

Стаття надійшла до редколегії 29.05.2009

Прийнята до друку 07.06.2010