

ФОТОЕЛЕКТРИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ГЕТЕРОПЕРЕХОДІВ $p\text{-GaSe-n-InSe}$

Проведено аналіз механізмів формування інтегральних і спектральних характеристик фотодіодів $p\text{-GaSe-n-InSe}$.

The analysis of forming mechanisms integrated and spectral characteristics of $p\text{-GaSe-n-InSe}$ photodiodes is carried out.

Основа більшості сучасних оптоелектронних приладів – випрямляючі структури з гетеропереходом (ГП) [1]. Подальший розвиток цього напрямку електроніки вимагає насамперед розширення класів використовуваних матеріалів. При цьому першочерговою задачею є вибір технологічного методу створення ГП, який би забезпечив мінімальну концентрацію дефектів на межі поділу [2]. З цього погляду, унікальними властивостями володіють шаруваті напівпровідники [3]. По-перше, ван-дер-вальсовий зв'язок між шарами таких матеріалів дозволяє їх досить легко сколювати на пластинки малої товщини. По-друге, поверхня шаруватих напівпровідників має надзвичайно низьку концентрацію дефектів, високу ступінь інертності. І нарешті, для цих матеріалів можна використати метод посадки на оптичний контакт, який у поєднанні з двома першими факторами, приводить до створення різких ГП з досконалою межею поділу. У даній роботі вивчаються механізми формування основних фотоелектричних характеристик, мало досліджених з цієї точки зору, гетеропереходів $p\text{-GaSe-n-InSe}$.

Гетероструктури виготовлені методом посадки на оптичний контакт тонких шарів $p\text{-GaSe}$ на підкладинки $n\text{-InSe}$. Дослідження проводились при освітленні структури з боку більш широкозонного компонента, тобто $p\text{-GaSe}$. Джерелом світла служила лампа розжарювання з вольфрамовою ниткою і кольоровою температурою 2850 К. Зміна інтенсивності опромінення здійснювалась за допомогою набору каліброваних нейтральних світлофільтрів. Вимірювання фотоелектричних характеристик проводились з використанням відомих методик дослідження [2].

Розглянемо спектри fotocутливості S_{ω} досліджуваних ГП, враховуючи той факт, що кожен його компонент має свій край поглинання. Тому фотострум може з'являтися при енергіях фотонів $\hbar\omega$, більших від ширини забороненої зони вузькозонного напівпровідника за рахунок розділення генерованих у ньому електронно-діркових пар. Збільшення $\hbar\omega$ приведе до активного поглинання у широкозонному компоненті і додаткового внеску у S_{ω} за рахунок носіїв, які народжуються у цій частині ГП. Загалом спектр fotocутливості буде охоплювати інтервал енергій фотонів, які обмежені ширинами заборонених зон E_g контактуючих матеріалів. Форма S_{ω} визначається багатьма факторами – взаємним розташуванням ГП і джерела світла, товщиною компонент і рівнем їх легування, характером розподілу електричного поля тощо. Як впливає з рис.1, у спектрі fotocутливості гетеропереходів $p\text{-GaSe-n-InSe}$ домінуючою є смуга з максимумом біля $\hbar\omega_m \approx 1,5$ еВ.

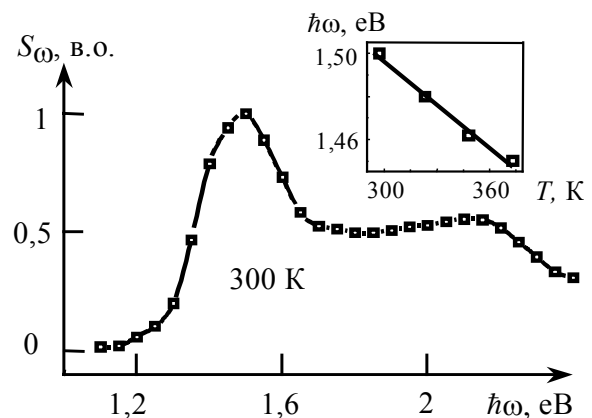


Рис.1. Спектр fotocутливості ГП при 300 К. На врізці – температурна залежність максимуму чутливості.

Це дещо більше від ширини забороненої зони селеніду індію ($E_g=1,2$ еВ при 300 К), проте значно менше від аналогічного параметра GaSe ($E_g=2,1$ еВ при 300 К [3]). Температурний коефіцієнт зміни положення $\hbar\omega_m$ складає $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ еВ/К, і близький до температурного коефіцієнта зміни ширини забороненої зони InSe, який дорівнює $\gamma_{E_g} \approx 4 \cdot 10^{-4}$ еВ/К [3]. Отже, наведені факти свідчать про те, що низькоенергетична смуга у спектрі fotocутливості обумовлена генерацією фотонів у шарі селеніду індію. Суттєву невідповідність $\hbar\omega_m$ і E_g даного матеріалу можна пояснити так. Оскільки InSe не прямозонний напівпровідник, то коефіцієнт поглинання K_ω при $\hbar\omega \approx E_g$ не перевищує 10 см^{-1} . У зв'язку з цим довжина поглинання фотонів $l_p = K_\omega^{-1}$ досить велика і може перевищувати ширину d області просторового заряду (ОПЗ) у даному компоненті ГП. Це приводить до низької ефективності розділення генерованих носіїв, а у кінцевому результаті і малих значень фотоструму при енергіях фотонів поблизу E_g . Збільшення $\hbar\omega$ зумовлює ріст K_ω і відповідне зменшення l_p , яке стає порівняне з d . При даних умовах електронно-діркові пари ефективно розділяються електричним полем бар'єра, що приводить до зростання fotocутливості. Наявність максимуму на кривій $S_\omega(\hbar\omega)$ зумовлено конкуруючою дією рекомбінаційних процесів на межі поділу ГП, роль яких повинна зростати при збільшенні $\hbar\omega$, оскільки при цьому зменшується l_p . Водночас слабка залежність fotocутливості від енергії фотона при $\hbar\omega \geq 1,6$ еВ (рис.1) свідчить про те, що швидкість поверхневої рекомбінації є слабкою функцією $\hbar\omega$. Наявність невеличкого максимуму у околі 2,1 еВ напевно зумовлено міжзонним поглинанням у шарі GaSe. Непрямозонність останнього викликає fotocутливість при $\hbar\omega > E_g$ селеніду галію, а також її повільний (а не різкий, як для матеріалів з прямою структурою зон) спад кривої S_ω . Отже, аналіз спектральних характеристик гетеропереходів свідчить про те, що домінуючу роль у їх формуванні відіграє більш вузькозонний компонент, тобто *n*-InSe.

Цей висновок підтверджується також дослідженнями інтегральних характеристик, зокрема, залежностей струму короткого замикання I_{sc} від напруги холостого ходу V_{oc} . Відомо [4], що між ними існує залежність типу

$$I_{sc} = I_{sc}^0 [\exp(V_{oc}/nkT) - 1], \quad (1)$$

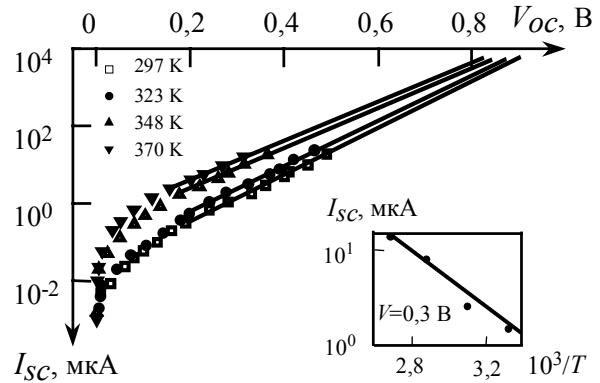


Рис.2. Залежність струму короткого замикання від напруги холостого ходу при різних температурах.

де I_{sc}^0 – фотострум відсічки при $V_{oc}=0$, а n – коефіцієнт ідеальності світлової вольт-амперної характеристики (ВАХ), який визначається механізмом струмопереносу. При $eV \geq 3nkT$ вираз (1) переходить у більш простий

$$I_{sc} \cong I_{sc}^0 \exp(eV_{oc}/nkT), \quad (2)$$

тобто залежність $I_{sc}(V_{oc})$ у координатах $\ln I_{sc}-V_{oc}$ повинні являти собою прямі лінії, нахил яких зменшується з ростом температури вимірів. Очікувані залежності добре виконуються на досліді (рис.2), причому експериментально виявлене значення n дорівнює 2. Це свідчить про те, що фотострум визначається генераційно-рекомбінаційними процесами в ОПЗ гетероструктури. Разом з тим, даний факт не дає відповіді на питання, у якій компоненті ГП розташована більша частина ОПЗ, яка саме і буде визначати фотоелектричні характеристики. Виходячи з досліджень спектрів fotocутливості розумно допустити, що активною областю з цієї точки зору є *n*-InSe. Більш конкретну відповідь можна отримати, аналізуючи світлові ВАХ. Після простих математичних перетворень вираз (2) має вигляд

$$I_{sc} \cong A \exp\left(\frac{E_g - eV_{oc}}{2kT}\right) \quad (3)$$

У формулі (3) враховано, що $n=2$, а A – коефіцієнт, який слабо порівняно з експонентою залежить від температури. З виразу (3) випливає, що залежності $I_{sc}(V_{oc})$, виміряні при різних T , повинні перетинатись у одній точці при $eV_{oc} = E_g$. Це добре виконується на досліді, причому $E_g \approx 1,2$ еВ, що відповідає ширині забороненої зони селеніду індію [3]. З іншого боку, температурна залежність I_{sc} при $V_{oc} = \text{const}$ повинна апроксимуватись прямою у координатах $\ln I_{sc}-10^3/T$, з енергетичним

нахилом $(E_g - eV)/2kT$. Експериментальне значення останнього дорівнює $\sim 0,9$ eВ, що з врахуванням випростаної напруги $V_{oc} = 0,3$ В (врізка на рис.2) приводить до $E_g = 1.2$ eВ. Отже, спектральні і інтегральні характеристики гетеропереходів визначаються головним чином вузькозонним компонентом n-InSe. Селенід галію досліджуваних ГП відіграє роль "широкозонного вікна". Загалом цей результат не є несподіваним, якщо взяти до уваги електричні параметри контактуючих матеріалів, зокрема ступінь їх легування. У першому наближенні співвідношення між ширинами ОПЗ у n і p-областях (d_n і d_p відповідно) визначається виразом

$$d_n/d_p = N_a/N_d \quad (4)$$

де N_d і N_a – концентрації іонізованих донорів і акцепторів у n- і p-компонентах ГП. Враховуючи, що для досліджуваних структур $N_d \approx (1 \div 3) \cdot 10^{14}$, $N_a \approx 10^{15}$ см⁻³, отримаємо для відношення $d_n/d_p \approx 3 \div 10$. Наведені оцінки показують, що основна частина ОПЗ гетеропереходу зосереджена у селеніді галію, що повністю узгоджується з висновком, який зроблений вище на основі аналізу фотоелектричних характеристик.

Перейдемо тепер до розгляду залежностей параметрів I_{sc} і V_{oc} від рівня освітленості L , які мають певні особливості. У першу чергу звернемо увагу на те, що струм короткого замикання змінюється з освітленістю за таким законом

$$I_{sc} \sim L^m, \quad (5)$$

де $m=1$ при низьких L і $m \approx 0,5$ при великих, рис.3. Це відрізняється від очікуваних залежностей $I_{sc}(L)$, для яких $m=1$ у всьому діапазоні зміни L . Відмінності при великих освітленостях можна пояснити переходом від лінійної генерації до квадратичної. Він буде відбуватися при таких рівнях L , коли кількість генерованих світлом носіїв заряду більша від концентрації основних носіїв. Оскільки величина останньої у досліджуваних ГП відносно низька (10^{13} - 10^{14} см⁻³), то це приводить до появи на люкс-амперній характеристиці ділянки з кореневою залежністю. Наявність високоомних областей у гетероструктурі зумовлює також аномальну залежність $V_{oc}(L)$. Як впливає з рис.3, при малих L спостерігається відхилення розглядуваної характеристики від очікуваної, що повинна описуватись виразом [4]

$$V_{oc} \sim nkT \ln L. \quad (6)$$

Така аномальна поведінка залежності $V_{oc}(L)$ пояс-

нюється тим, що у режимі холостого ходу фотоносії акумулюються у квазінейтральних областях ГП, де вони основні. Якщо при цьому їх концентрація більша за рівноважну, то буде відбуватися зміщення квазірівнів Фермі до країв відповідних дозволених зон. Це приведе до збільшення висоти і зменшення ширини потенціального бар'єра, а врешті-решт і до аномальної залежності $V_{oc}(L)$. Відзначимо, що подібні характеристики спостерігались на ГП з помірно легованими компонентами в умовах лазерного збудження [4]. У нашому випадку цей ефект реалізується при значно менших L внаслідок наявності у досліджуваних структурах областей з низькою концентрацією основних носіїв заряду.

На завершення зазначимо, що високий послідовний опір гетероструктури R_{Π} приводить не тільки до аномальної поведінки залежностей $I_{sc}(L)$ і $V_{oc}(L)$, але й до низьких значень фактора заповнення навантажувальної характеристики, величина якого при кімнатних температурах не перевищує 0,4. Великий R_{Π} обмежує також значення струму короткого замикання і напруги холостого ходу. У зв'язку з цим подальші дослідження повинні бути спрямовані насамперед на отримання більш низькоомних контактуючих матеріалів.

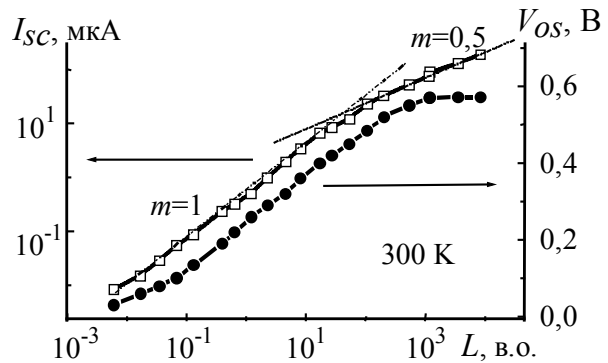


Рис.3. Залежності струму короткого замикання і напруги холостого ходу від рівня освітленості.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Алферов Ж.И. История и будущее полупроводниковых гетероструктур // ФТП. - 1998. - 32, №1. - С.3-18.
2. Шарма Б.Л., Пурохит Р.К. Полупроводниковые гетероструктуры. - М.: Сов. радио, 1979.
3. Ковалюк З.Д. Слоистые полупроводники. "Физические основы полупроводникового материаловедения" - Киев: Наукова думка, 1982. - С.14-18.
4. Симашикевич А.В. Гетероструктуры на основе полупроводниковых соединений A^{II}B^{VI}. - Кишинев, Штиинца, 1980.