

© 2001р. Я.М. Барасюк, В.Є. Баранюк, М.В. Демич,
В.П. Махній, Б.М. Собіщанський

Чернівецький національний університет ім. Ю.Федьковича, Чернівці

МЕХАНІЗМИ ФОРМУВАННЯ ОБЕРНЕНОГО СТРУМУ У ФОТОДІОДАХ НА ОСНОВІ ГЕТЕРОПЕРЕХОДУ $pCdTe-nCdS$

Експериментально встановлено, що обернені темнові вольтамперні характеристики гетеропереходів $pCdTe-nCdS$ зумовлені міжзонними тунельними переходами. Світловий струм визначається генерацією носіїв в області просторового заряду при низьких обернених зміщеннях і лавинним помноженням при великих. Показано, що ударна іонізація проводиться переважно дірками.

The reverse dark current-voltage characteristics of the $pCdTe-nCdS$ heterojunctions are experimentally determined to be caused by interband tunnel transitions. The photocurrent is defined by carrier generation in the space charge region at low reverse biases and avalanche multiplication at higher biases. It is shown that the impact ionization is mainly accomplished by holes.

Гетеропереходи (ГП) в системі сульфід-телурид кадмію є перспективними для створення цілої низки детекторів електромагнітного випромінювання [1,2]. Параметри деяких з цих приладів можна значно поліпшити, якщо експлуатувати їх при зворотному зміщенні. Коректний вибір діапазону його зміни значною мірою визначається залежностями оберненого струму I від прикладеної напруги V та температури T . Тому першочерговою задачею є встановлення домінуючих механізмів формування темнових і світлових вольтамперних характеристик (ВАХ) гетеропереходів у зв'язку з технологією їх виготовлення.

У даній роботі досліджуються ГП, які створені при температурах $T_a \leq 820$ К. Згідно з [2] найбільш характерна особливість таких структур є майже рівномірний спектр fotocутливості S_ω у діапазоні енергій фотонів $\Delta\hbar\omega \approx 1,3-2,4$ еВ. Саме ця обставина визначає можливі області використання гетеропереходів. Перша з них полягає у тому, що максимуми спектрів випромінювання низки промислових світлодіодів на базі III-V сполук знаходиться у межах $\Delta\hbar\omega$. Це дозволяє створювати на їх основі оптопари з відносно високою швидкістю ($\tau \leq 10^{-7}$ с) [3]. По-друге, область спектральної чутливості ГП перебиває значну частину сонячного випромінювання, а CdTe має оптимальну ширину забороненої зони E_g для фотоперетворення [2]. По-третє, висока радіаційна стій-

кість компонент ГП і відносно високий коефіцієнт перекриття спектрів радіюлюмінесценції та fotocутливості дають можливість створення монолітного детектора іонізуючих випромінювань на базі скінтіляційних кристалів CdS<Te>. І нарешті, знаходження E_g компонент у межах $\Delta\hbar\omega$ дозволяє визначити важливі параметри ударної іонізації, що буде детально розглянуто нижче.

Аналіз обернених ВАХ досліджуваних ГП свідчить, що залежності $I(V)$ набагато сильніші ніж очікувані для теплових складових – надбар'єрного та генераційно-рекомбінаційного струмів [4]. Крім того, енергія активації, знайдена з температурної залежності оберненого струму, при $V = \text{const}$, значно менша від $E_g/2$ навіть для більш вузькозонного компонента гетероструктури. Це свідчить про тунельний характер струму, залежність якого від напруги у випадку різкого переходу має вигляд [4]

$$I = a_0(\phi_0 - eV) \exp \left[-\frac{b_0}{(\phi_0 - eV)^{1/2}} \right]. \quad (1)$$

Тут a_0 і b_0 – параметри, які визначаються параметрами гетеропереходу і не залежать від V ; ϕ_0 – висота потенціального бар'єра; e – заряд електрона. З виразу (1) випливає, що залежність $I(V)$ у координатах $\ln I - (\phi_0 - eV)^{-1/2}$ повинна зображатись прямими лініями, що добре виконується на досліді (рис.1).

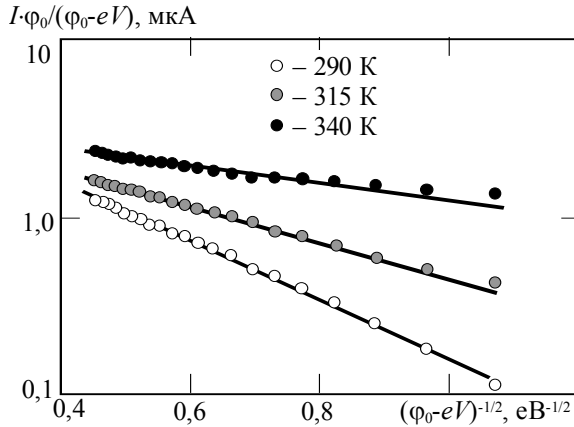


Рис. 1. Обернені гілки ВАХ при різних температурах.

Підвищення температури вимірів приводить до зменшення нахилу прямих, не змінюючи характер залежності (1). Це легко пояснити, якщо врахувати той факт, що у наближенні ефективної маси параметр b_0 визначається співвідношенням

$$b_0 = \frac{2}{3} \frac{d_1 \sqrt{2m_n^*}}{\hbar} \varphi_0^{3/2}, \quad (2)$$

$d_1 = d / \sqrt{\varphi_0 - eV}$ – ширина бар'єра при $\varphi_0 = 1$ eV, m_n^* – ефективна маса електрона. Зауважимо, що досліджувані ГП є асиметричними і об'ємний просторовий заряд (ОПЗ) зосереджений головним чином у телуриді кадмію. Тоді

$$d_1 = \sqrt{2\varepsilon\varepsilon_0 / e^2 N_a}, \quad (3)$$

де N_a – концентрація іонізованих акцепторів у p-CdTe, а ε – його діелектрична проникність; ε_0 – електрична постійна. Оскільки з ростом T концентрація іонізованих акцепторів збільшується, то це, з врахуванням (2) і (3), повинно привести до зменшення b_0 , тобто нахилу прямих. Параметр a_0 легко знаходиться шляхом продовження прямих (рис.1) до перетину з віссю абсцис при $(\varphi_0 - eV)^{-1/2} = 0$. У межах точності експерименту всі прямі перетинаються в одній точці, що свідчить про незалежність параметра a_0 від T . Оскільки він визначає ймовірність заповнення рівнів, з яких тунелюють носії заряду, то слід допустити, що струм зумовлений тунельними переходами електронів із заповнених рівнів валентної зони pCdTe на вільні рівні зони провідності nCdS.

Отже, темновий обернений струм гетеропереходів у досліджуваному діапазоні зміни V і T має тунельний характер. Невелике відхилення експериментальних точок від прямих при низьких V

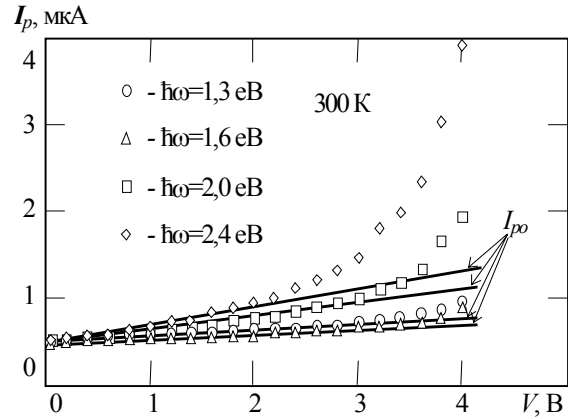


Рис. 2. Залежність фотоструму від оберненої напруги при опроміненні зразка фотонами різної енергії.

зумовлено внеском генераційних процесів, роль яких зростає при збільшенні температури [4].

Дослідження показали, що світлові ВАХ суттєво відрізняються від темнових. Це викликано рядом причин. По-перше, фотоносії народжуються за рахунок міжзонного поглинання у компонентах ГП та шарі твердих розчинів. Внаслідок цього вони мають можливість пройти у відповідних дозволених зонах майже всю область сильного поля F . По-друге, кількість генерованих носіїв при всіх V постійна або майже постійна за рахунок зміни ширини ОПЗ із напругою. І нарешті, проходячи сильне F , носій може набувати енергію, яка достатня для ударної іонізації атомів ґратки напівпровідника. Це проявляється у різкому збільшенні кількості носіїв заряду, тобто реалізується ефект лавинного помноження.

На рис. 2 зображені залежності фотоструму I_p від оберненої напруги, на яких чітко прослідковуються відзначені вище особливості $I_p(V)$. Сублінійна ділянка змінюється надлінійною, що викликано саме процесами ударної іонізації. Їх зручно характеризувати коефіцієнтом помноження M , який знаходиться як відношення виміряного I_p до того значення I_{p0} , яке було б при відсутності помноження за тієї самої напруги. Відзначимо, що експериментальний хід кривих $I_p(V)$ не залежить від інтенсивності падаючого випромінювання у широкому діапазоні її зміни. Це означає, що ріст I_p зумовлений саме ударною іонізацією, а не тепловим розігрівом зразка поглинутим світлом. Разом з тим, залежності $I_p(V)$ суттєво залежать від енергії падаючих фотонів. Причина цього явища та його практична цінність буде розглянута у подальшому.

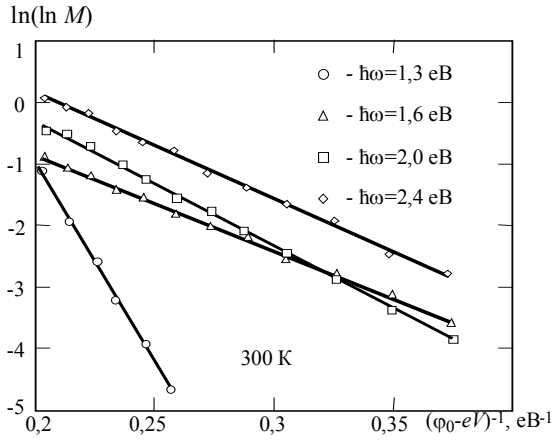


Рис. 3. Результати зіставлення експериментальних залежностей $M(V)$ з виразом (4).

Експериментальні залежності $M(V)$ добре описуються виразом, який характерний для різко відмінних коефіцієнтів ударної іонізації для електронів α_n і дірок α_p [4]:

$$M = \exp \left[a \exp \left(- \frac{b}{\phi_0 - eV} \right) \right], \quad (4)$$

де a та b – параметри, які не залежать від V . Відзначимо, що вираз (4) чудово виконується на досліді для всіх досліджуваних квантів (рис. 3). Разом з тим, абсолютне значення M при $V = \text{const}$ суттєво залежить від величини $\hbar\omega$. Це можна пояснити у рамках моделі, яка запропонована авторами [5] для варизонного гетеропереходу. Швидкість фотогенерації $g(x)$ у такому ГП залежить від координати x . Це зумовлено тим, що ширина забороненої зони також залежить від x і при кожному значенні координати найбільш ефективно поглинаються кванти, для яких $\hbar\omega \approx E_g(x)$. При цьому у першому наближенні функція $g(x)$ має дзвоноподібну форму, а положення її максимуму x_m змінюється з $\hbar\omega$, рис.4. Переміщення x_m по області помноження (фактично ОПЗ) саме і визначає залежність $M(\hbar\omega)$ у варизонному ГП.

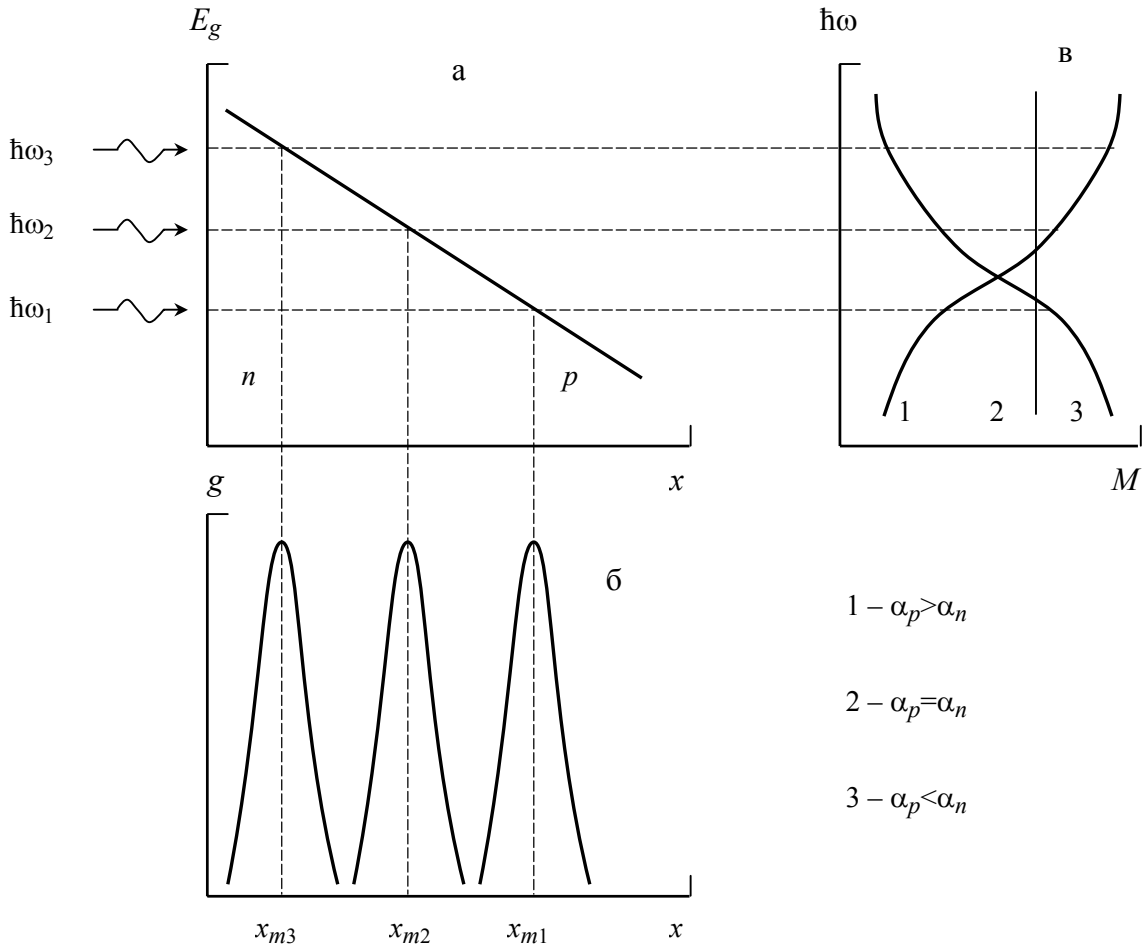


Рис. 4. Зміна E_g по координаті x (а), координатний розподіл швидкості фотогенерації $g(x)$ при різних $\hbar\omega$ (б), спектральна залежність коефіцієнта лавинного помноження для трьох випадків (в).

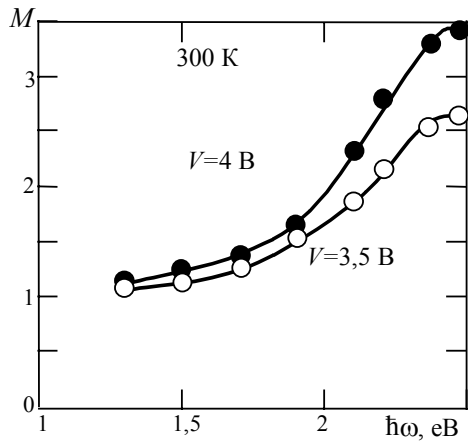


Рис. 5. Залежність коефіцієнта помноження від енергії квантів падаючого світла при різній величині прикладеної напруги.

Зауважимо, що коли E_g зростає у напрямку від p - до n -області (випадок нашого ГП) і $\alpha_p > \alpha_n$, то M збільшується з ростом $\hbar\omega$. При протилежному знакові нерівності ($\alpha_p < \alpha_n$) збільшення $\hbar\omega$ приводить до зменшення M . Для ГП з іншим напрямком зміни E_g ситуація діаметрально протилежна. І нарешті, якщо $\alpha_p = \alpha_n$, то коефіцієнт помноження взагалі не залежить від $\hbar\omega$ (рис.4).

Як видно з рис. 5, коефіцієнт помноження зростає із збільшенням $\hbar\omega$ у спектральному діапазоні 1,3-2,4 еВ. Він відповідає інтервалу зміни E_g твердих розчинів $\text{CdS}_x\text{Te}_{1-x}$ при $x \approx 0,1-0,8$ [6]. Таким чином, максимальне M_{\max} і мінімальне M_{\min} значення коефіцієнта помноження набуває при генерації фотонів на межах варізонної області, коли помноження викликається носіями одного знака. У досліджуваних ГП залежність $E_g(x)$ відповідає рис. 4, а коефіцієнт помноження зростає при збільшенні $\hbar\omega$. Отже, M_{\max} визнача-

ється помноженням дірок M_p , а мінімальне – помноженням електронів M_n . Отримані результати дають можливість знайти співвідношення між α_p та α_n за формулою [5]

$$\frac{\alpha_p}{\alpha_n} = \frac{M_p - 1}{M_n - 1} \quad (5)$$

При 300 К і $V=4$ В відношення α_p/α_n складає 25-30, що свідчить про домінуючу роль дірок у процесах ударної іонізації. Різка відмінність між α_p і α_n робить ГП на основі даних матеріалів перспективними для створення лавинних фотодіодів із низьким рівнем шумів. Крім того, виявлена залежність $M(\hbar\omega, V)$ дозволяє в певних межах керувати спектром fotocутливості.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Demich M.V., Gorley P.M., Kuznitcki Z., Makhniy V.P., Malimon I.V., Swiatek Z. Photo and X-ray sensitive heterostructures based on cadmium telluride // J. Cryst. Growth. - 1999. - **197**. - P.675-659.
2. Барасюк Я.М. Фізичні властивості гетеропереходів в системі сульфід-телурид кадмію: Дис... канд. фіз.-мат. наук. - Чернівці. - 2000.
3. Махний В.П., Барасюк Я.Н. Фотоприемник с внутренним усилением на основе гетероперехода сульфид-теллурид кадмия // Микроэлектроника. - 1998.- **27**, № 2. - С.90-92.
4. Махний В.П. Физические процессы в диодных структурах на основе широкозонных полупроводников A^2B^6 : Дис... докт. физ.-мат. наук: - Черновцы, 1992.
5. Спектральная зависимость коэффициента лавинного умножения в варизонной p - n -структуре / Баранов А.Н., Данилова Т.Н., Именков А.Н., и др. // ФТП. - 1983. - **4**. - С.753-755.
6. Берченко Н.Н., Кревс В.Е., Средин В.П. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. - М.: Воениздат, 1982.