

ПРИЛАДОБУДУВАННЯ ТА ІНФОРМАЦІЙНО-ВИМІРЮВАЛЬНА ТЕХНІКА

УДК 535.51; 537.5

О.М. Генкін, В.К. Генкіна, Л.П. Гермаш

ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЕЛЕКТРОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ, ЩО СУПРОВОДЖУЄ ЕЛЕКТРИЧНИЙ ПРОБІЙ p - n -СТРУКТУР НА КАРБІДІ КРЕМНІЮ

Spectral dependence of the linear polarization extent of electroluminescence, which accompanies the electric breakdown of alloyed p - n -structures, made on the base of SiC-4H, 6H, 15R polytypes, and also cubic silicon carbide in the range of 1,4–3,8 eV have been obtained for the first time. The structures have been placed on the crystal faces, which are parallel and perpendicular to the crystallographic axis C. The luminescence was lead out from the side of thin p -region perpendicularly, and also at the sharp angle to the operating crystal face. The components of luminescence which are polarized linearly in the parallel and perpendicular to the crystallographic axis C ($E\parallel C$, $E\perp C$) plane, and also parallel to the vector F of electric field intensity in the p - n -junction ($E\parallel F$) have been revealed. Spectral location and intensity of the component, connected with direction of the axis C, have essential differences in different polytypes. Common feature for all polytypes is the presence of polarization (with the level of 0,3–0,4) in the plane $E\parallel C$ in the region of fundamental absorption and in the adjoining region. Accordance of polarization characteristic of luminescence to the date on optical absorption takes place only in the separate cases. Polarization $E\parallel F$ reaches the level 0,5 and tends to increase in the side of increasing of photon energy.

Keywords: silicon carbide, electric breakdown, breakdown electroluminescence, linear polarisation.

Вступ

Кристали різних політипів карбіду кремнію різняться характеристиками нанорозмірної надструктурної періодичності чергування атомних шарів уздовж кристалографічної осі C. Наявність цієї періодичності зумовлює значну анізотропію властивостей кристалів. Зокрема, в зоні провідності утворюється так звана мінізонна структура – серія порівняно вузьких проміжків дозволених станів, розділених забороненими зонами. Пов'язані з надграткою оригінальні явища, що виникають у великих полях у політипах SiC, викликають останніми роками значний науковий і практичний інтерес (наприклад, [1, 2]). Складність процесів потребує отримання нових експериментальних даних. Вважаємо, що джерелом важливої інформації може стати електролюмінесценція, що супроводжує керований електричний пробій p - n -структур (так звана пробійна електролюмінесценція – ПЕЛ), яка становить також самостійний інтерес для створення високостабільних світлодіодів [3, 4].

Завдяки значній анізотропії кристалів SiC ПЕЛ може бути поляризованою відносно кристалографічної осі C. Можлива також поляризація ПЕЛ відносно вектора напруженості F електричного поля у p - n -переході.

Різниця спектральних характеристик ПЕЛ при двох взаємно перпендикулярних (паралельному та перпендикулярному до осі C кристала α -SiC) положеннях поляризаційної призми для

діодів на основі SiC політипів 6H та 15R описана в [5, 6]. Сповіщається про виявлення у ПЕЛ діодів на SiC-6H смуг в області 1,5 та 3,3 eV, які мають поляризацію $E\parallel C$. У подальшому було отримано спектральний розподіл ступеня поляризації ПЕЛ структур на SiC-6H [7, 8] відносно кристалографічної осі C. Отримані дані підтвердили наявність смуг із поляризацією $E\parallel C$. Виявлена також смуга в області 2,6 eV з поляризацією $E\perp C$. Було встановлено практичну еквівалентність поляризаційних характеристик p - n -структур, виготовлених на гранях, що відповідають деяким кристалографічним напрямкам, перпендикулярним до осі C.

Наявна інформація про поляризацію ПЕЛ має попередній характер. Зокрема, спектральну залежність ступеня поляризації ПЕЛ відносно кристалографічної осі C отримано лише для зразка політипу SiC-6H [8]. Дані щодо поляризації ПЕЛ у напівпровідникових структурах відносно вектора напруженості пробійного електричного поля нам невідомі.

Вважаємо, що вивчення поляризації пробійної електролюмінесценції різних політипів SiC відносно кристалографічної осі C, а також відносно вектора F напруженості електричного поля у p - n -переході може дати важливу інформацію про вплив нанорозмірної надперіодичності кристалічних шарів у політипах SiC на електронні процеси у великих електричних полях, про механізми електролюмінесценції, а також сприяти створенню нових елементів фото-

ніки – джерел світла з контрольованим станом поляризації випромінювання.

Постановка задачі

Мета роботи – визначити поляризаційні характеристики електролюмінесценції, що супроводжує електричний пробій p – n -структур на карбіді кремнію, та вплив на ці характеристики політипної структури кристалів, характеру електричного пробою, режиму живлення та інших факторів, а також з'ясувати можливості практичного застосування поляризації випромінювання.

Методика експерименту

P – n -структури отримували сплавленням силуміну (Al + Si) з кристалами SiC–4H, –6H та –15R і –3C. Використовували довершені природні грані кристалів, що перпендикулярні до осі C, а також торцеві грані кристалів, паралельні до осі C, які виготовляли різанням та поліруванням товстих кристалів. Слід зазначити, що якість поверхні торцевих граней неможливо було поліпшити хімічним травленням у розплавах на основі гідроксиду калію, тому вона була значно нижчою, ніж у природних граней. Вибиралися зразки, в яких мікроплазми мало різнилися за напругою вмикання та локалізувалися по широкому кільцю в зоні p – n -переходу. У випадку SiC–3C мікроплазми локалізувалися по вузькому кільцю в області периферії. Випромінювання виводили через тонку p -область. Вимірювання проводили за різних значень живильного струму.

Способи виведення випромінювання зразків, які ми використовували для вивчення поляризації ПЕЛ, показані на схемі, що зображена на рис. 1. У способах 1 і 4 p – n -структури були розміщені на штучних гранях кристалів, що паралельні до осі C, у способах 2 і 3 – на природних гранях, що перпендикулярні до осі C. Інформацію про ступінь поляризації випромінювання відносно кристалографічної осі C у чистому вигляді дає змогу отримати спосіб 1. Спосіб 3 дає можливість спостерігати (з певною похибкою) сумарну поляризацію випромінювання відносно векторів F і C. Але, зважаючи на значно більший вибір зразків різного типу з якісними p – n -структурами, отриманих на довершених природних гранях кристалів порівняно з отриманими на штучних гранях, паралель-

них до осі C, були проведені експериментальні дослідження з використанням способу 3. Цей спосіб також дав можливість спостерігати поляризацію ПЕЛ кубічного SiC–3C відносно вектора F (надгратка та відповідна анізотропія у SiC–3C відсутні). До того ж характер пробою при напрямках електричного поля $F \parallel C$ (на торцевих гранях кристалів) і $F \perp C$ (на природних гранях кристалів) значно різняться. В останньому випадку мінізонна структура зони провідності заважає електронам набирати енергію [1]. А саме цей випадок становить практичний інтерес для створення оригінальних приладів. Тому спосіб 3 видається єдиною можливістю оцінити спектральну залежність ступеня поляризації ПЕЛ відносно векторів C і F для зразків, отриманих на природних гранях кристалів.

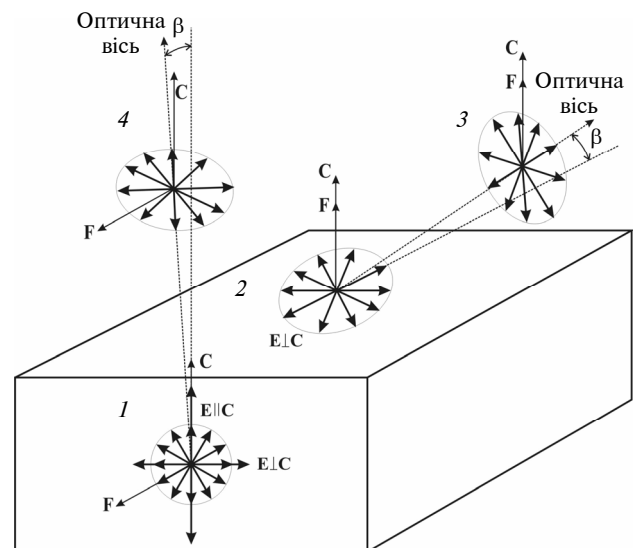


Рис. 1. Схема виведення випромінювання. Напрямок оптичної осі реєструвальної системи: 1 – перпендикулярна до площини грані та вектора C, паралельна до вектора F; 2 – перпендикулярна до площини грані, паралельна до векторів C і F; 3 – направлена під гострим кутом β до площини грані та розміщена під кутом $(\pi/2 - \beta)$ до осі C і вектора F; 4 – направлена під гострим кутом β до осі C і куту $(\pi/2 - \beta)$ до вектора F

Спосіб 4 дає можливість спостерігати поляризацію випромінювання торцевих зразків переважно відносно вектора F. Для зменшення впливу поляризації випромінювання відносно кристалографічної осі C необхідно було центрувати зразок для того, щоб оптична вісь реєструвальної системи та вісь C належали до однієї площини.

Один із методів визначення стану поляризації випромінювання за допомогою параметрів Стокса [9, 10] базується на вимірюванні інтенсивності випромінювання, що пройшло через поляризатор, за чотирьох фіксованих значень кута обертання поляризатора в системі приладу α : 0° , 45° , 90° і 135° . У нашому випадку можливо очікувати на наявність одразу двох взаємно перпендикулярних некогерентних компонент ($\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ і $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$). Аналіз поляризації сумарного випромінювання не дає змоги отримати інтенсивності кожної компоненти окремо. Дійсно, у цьому випадку для залежності інтенсивності випромінювання I на виході поляризатора від кута обертання поляризатора α можна записати

$$\begin{aligned} I(\alpha) &= I_1 \cos^2(\alpha - \varphi) + I_2 \sin^2(\alpha - \varphi) + \frac{1}{2} I_0 = \\ &= (I_1 - I_2) \cos^2(\alpha - \varphi) + I_2 + \frac{1}{2} I_0, \end{aligned} \quad (1)$$

де I_1 – інтенсивність компоненти випромінювання, площина поляризації якої розміщена під кутом φ у системі приладу; I_2 – інтенсивність компоненти випромінювання, площина поляризації якої розміщена під кутом $\varphi \pm \pi/2$; I_0 – інтенсивність неполяризованої компоненти випромінювання.

Тобто сумарне випромінювання не відрізняється від суміші однієї плоскополяризованої компоненти з інтенсивністю $(I_1 - I_2)$ (площина поляризації якої відповідає куту φ в системі відліку приладу, як і для смуги I_1) та неполяризованого випромінювання з інтенсивністю $(2I_2 + I_0)$.

Для цього випадку можна визначити за вимірними значеннями I^k (індекс k відповідає значенню кута α) такі параметри поляризації: різницю інтенсивностей $(I_1 - I_2)$ лінійно поляризованих компонент, сумарну інтенсивність $(I = I_1 + I_2 + I_0)$ випромінювання, а також значення кута φ площини поляризації.

Для значень вимірних інтенсивностей I^k можемо записати:

$$I^0 = I_1 \cos^2 \varphi + I_2 \sin^2 \varphi + \frac{1}{2} I_0; \quad (2)$$

$$I^{45} = I_1 \cos^2(\varphi - 45^\circ) + I_2 \sin^2(\varphi - 45^\circ) + \frac{1}{2} I_0; \quad (3)$$

$$I^{90} = I_1 \sin^2 \varphi + I_2 \cos^2 \varphi + \frac{1}{2} I_0; \quad (4)$$

$$I^{135} = I_1 \sin^2(\varphi - 45^\circ) + I_2 \cos^2(\varphi - 45^\circ) + \frac{1}{2} I_0. \quad (5)$$

Звідси отримуємо:

$$\varphi = \arctg \left(\frac{I^{45} - I^{135}}{I^0 - I^{90}} \right); \quad (6)$$

$$I = \frac{I^0 + I^{90} + I^{45} + I^{135}}{2}; \quad (7)$$

$$I_1 - I_2 = [(I^0 - I^{90})^2 + (I^{45} - I^{135})^2]^{0,5}. \quad (8)$$

Ступінь поляризації випромінювання розраховували за формулою

$$P = \frac{I_1 - I_2}{I}. \quad (9)$$

У випадку $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$ і $\mathbf{E} \parallel \mathbf{F}$ величину P вважали додатною, для $\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ – від'ємною.

Щоб оцінити похибку визначення параметрів поляризації, здійснювали порівняння розрахункової залежності (1) з експериментальною. Отримані результати для одного із зразків на основі SiC–6H (спосіб I виведення випромінювання), для якого виявлено наявність обох взаємно перпендикулярних лінійно поляризованих компонент ($\mathbf{E} \perp \mathbf{C}$ та $\mathbf{E} \parallel \mathbf{C}$), наведено на рис. 2. Як бачимо, фаза кутової залежності є однаковою при довжині хвилі 361,5 і 687 нм і змінюється на 90° за довжини хвилі 474 нм, що вказує на перевагу смуги з перпендикулярним напрямком лінійної поляризації. Такий же добрий збіг розрахункових та експериментальних залежностей спостерігали і для інших зразків.

Для монохроматизації випромінювання ми використовували набір інтерференційних світлофільтрів. Зразок розміщували на спеціальному обертовому пристрої, який давав можливість змінювати кут β нахилу площини p - n -переходу до оптичної осі реєструвальної системи. Вплив випромінювання, відбитого від граней кристала, зменшувався за допомогою маскування відповідних ділянок світлопоглинальною фарбою. Випромінювання досліджуваного зразка проходило послідовно через інтерференційний світлофільтр, діафрагму, оптичний затвор, поляризатор, за яким було розміщено вузол фотоелектронного помножувача ФЭУ-79, що працює в режимі рахування фотонів. Апертурний кут не

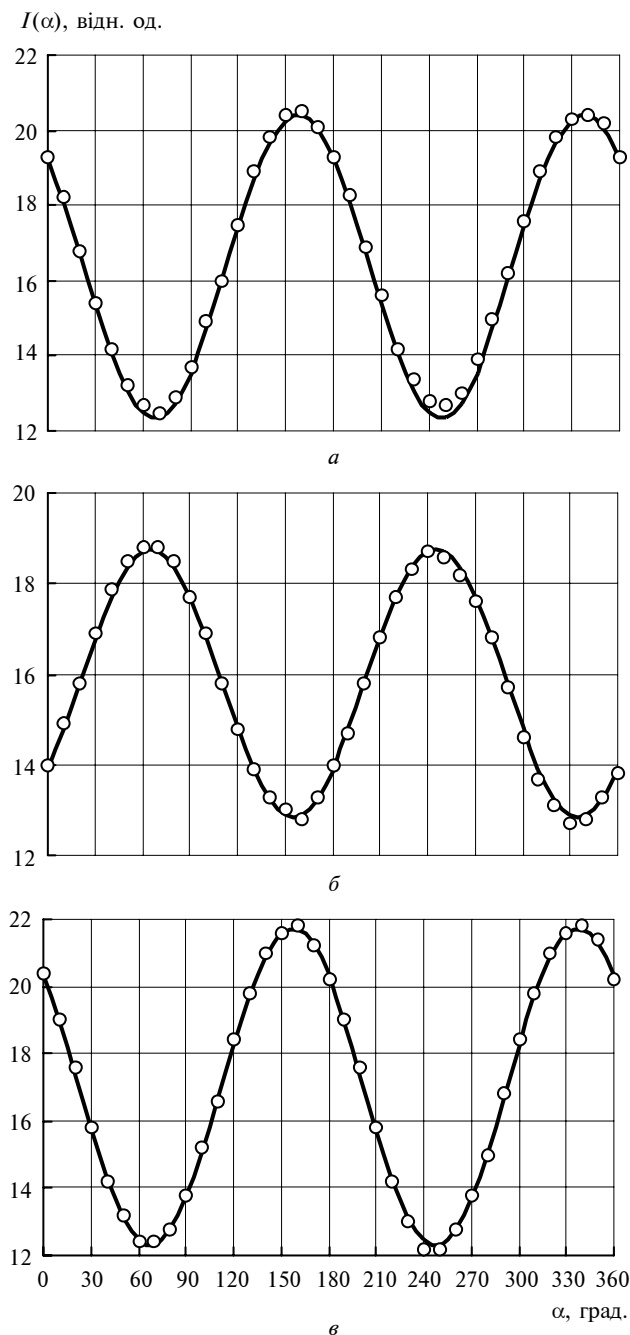


Рис. 2. Залежність сигналу фотоелектронного помножувача від кута обертання аналізатора для різних значень довжини хвилі (точки): *a* – 361,5 нм, *b* – 474 нм, *v* – 687 нм. Розрахунок за формулою (1) з використанням параметрів, отриманих за формулами (6)–(8)

перевищував 3° . Як поляризатор використовували поляроїд, ділянка пропускання якого була розширена в УФ-область. Він розміщувався у герметичному обертовому пристрої зі шкалою, градуйованою в градусах. Деталі установки було розміщено на загальній масивній металевій ос-

нові. Всі канали засвічення фотоприймача були ретельно знешкодовані, що давало змогу міняти зразки, світлофільтри, регулювати кут обертання поляризатора при зовнішньому освітленні, не вимикаючи живлення ФЭУ-79.

При вимірюванні інтенсивності випромінювання, що має деякий ступінь поляризації, слід зважати на фактори, які можуть призвести до істотних похибок. Зокрема, при проходженні крізь оптичну систему, яка вміщує різні заломлюючі та відбиваючі елементи, випромінювання послаблюється та частково поляризується. Для оцінювання сумарної похибки вимірювань ступеня поляризації реєстрували випромінювання *p-n*-структур, що виготовлені на природній грані кристалів SiC–6H, яка перпендикулярна до осі С (див. рис. 1, спосіб 2). При такому способі виведення випромінювання поляризація не повинна спостерігатися. Виявилось, що експериментальні значення ступеня поляризації *P* випромінювання згаданих зразків для різних значень довжини хвилі не перевищували 2 %.

Спектральний розподіл сумарної інтенсивності випромінювання (без поляризатора) отримували за допомогою дзеркального призмового монохроматора ЗМР-3. Відповідні графіки побудовані в масштабі, пропорційному до кількості випромінених фотонів у одиничному інтервалі енергії фотона.

Результати експерименту

Дані для типового зразка SiC–6H, виготовленого на штучній торцевій грані, наведені на рис. 3. Як бачимо з рисунка, у випромінюванні наявні компоненти з поляризацією $E \parallel C$ і $E \perp C$ (в області 2,6 еВ). При зменшенні струму, що живить *p-n*-перехід, ступінь поляризації помітно зростає.

На рис. 4 наведено дані для зразка на основі SiC–6H, у якому *p-n*-перехід виготовлено на сколотій грані, яка паралельна до осі С. Ця грань мала якісну поверхню. Зразок вміщував однорідне поле мікроплазм, що мали невеликий розкид пробійних напруг. Дані отримано за однакових умов живлення для двох способів виведення випромінювання.

Як бачимо з рис. 4, характер спектрального розподілу у випадку способу 4 виведення випромінювання зберігається, що свідчить про вплив поляризації відносно осі С, але спостерігається значна фоновіа поляризація в площині $E \parallel F$.

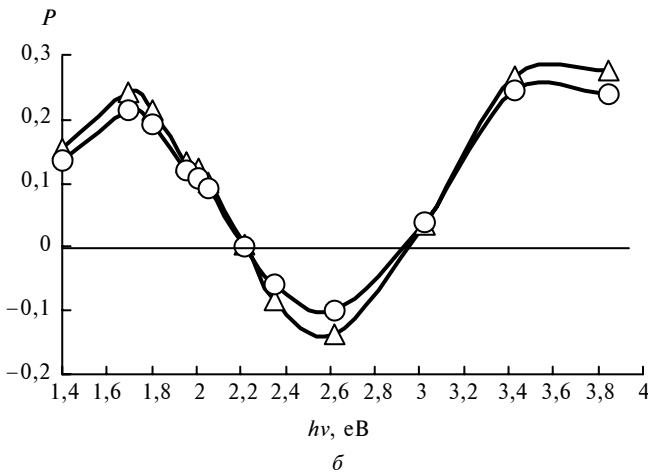
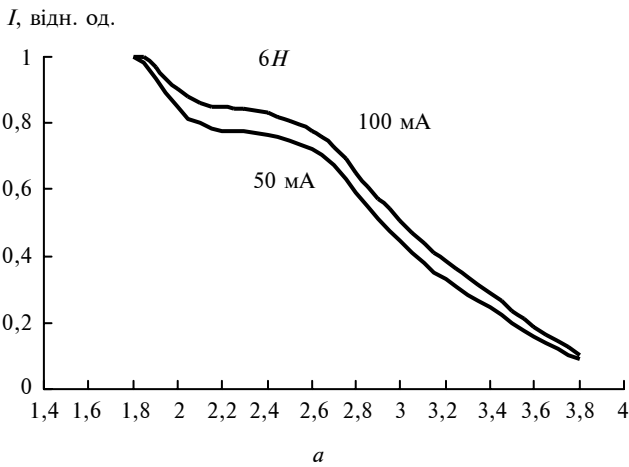


Рис. 3. Спектральні залежності інтенсивності (а) та ступеня поляризації (б) випромінювання для зразка на основі SiC-6H. Спосіб виведення випромінювання – I. Режим живлення зразка: —△— 50 мА, 14,9 В; —○— 100 мА, 18,5 В

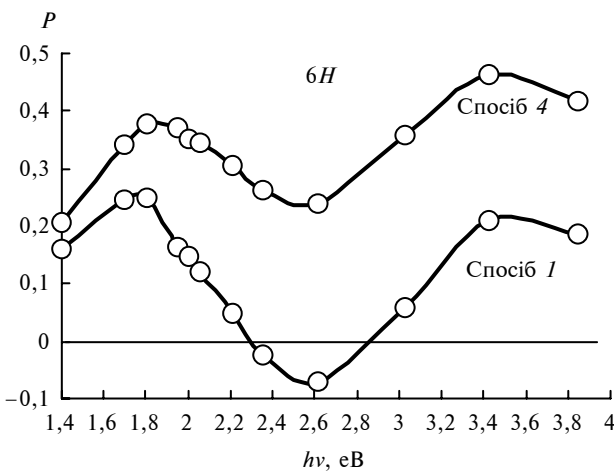


Рис. 4. Спектральні розподіли ступеня поляризації для зразка на основі SiC-6H при двох способах виведення випромінювання. Режим живлення зразка: 100 мА, 26 В

Зразки, дані для яких наведені на рис. 3 і 4, значно різняться за величиною робочої напруги. При цьому суттєвої різниці в характері спектральних розподілів ступеня поляризації не виявлено.

На рис. 5 наведені дані для типового зразка на основі SiC-6H, p-n-перехід якого розміщено на природній грані кристала, при способі 3 виведення випромінювання. Характеристики цього зразка є оптимальними для використання його як еталонного випромінювача [4]. Типовим для таких зразків є порівняно невеликий ступінь сумарної поляризації (E||F та E||C) і його спад в області малих енергій фотона.

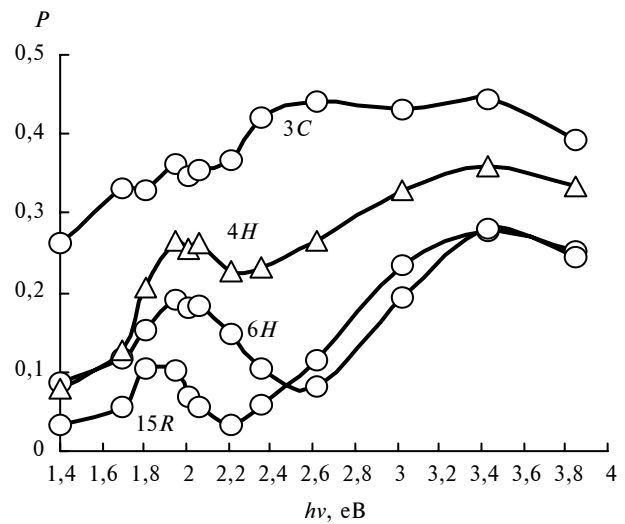


Рис. 5. Спектральний розподіл ступеня поляризації для зразків на основі різних політипів SiC. Спосіб виведення випромінювання для політипів: 3C, 6H, 15R – 3; для політипу 4H – 4. Режим живлення зразків для політипів: 15R – 50 мА, 17 В; 6H – 100 мА, 17 В; 4H – 100 мА, 23 В; 3C – 100 мА, 21 В

Дані для зразка на основі SiC-15R наведені на рис. 6. P-n-перехід для цього зразка розміщено на штучній торцевій грані. Як бачимо з рисунка, характер спектрального розподілу ступеня поляризації суттєво відрізняється від SiC-6H на ділянці малих енергій фотона. Спостерігається порівняно вузька компонента з поляризацією E||C з максимумом 1,8–2,0 еВ. Поляризація на краю спектра (1,4 еВ) майже відсутня. Компонента з поляризацією E||C, порівняно з SiC-6H, істотно зміщена в бік малих енергій фотона. Загальний рівень поляризації випромінювання, порівняно з SiC-6H, більш слабкий. Істотна залежність від струму зразка не спостерігається.

Дані для типового зразка на основі SiC–15R, у якому p – n -перехід розміщено на природній грані кристала при способі 3 виведення випромінювання, наведені на рис. 5. Спостерігаємо схожий до рис. 6 характер спектрального розподілу сумарної поляризації ($E \parallel F$ і $E \parallel C$). Але загальна поляризація на ділянці великих енергій фотона значно збільшена.

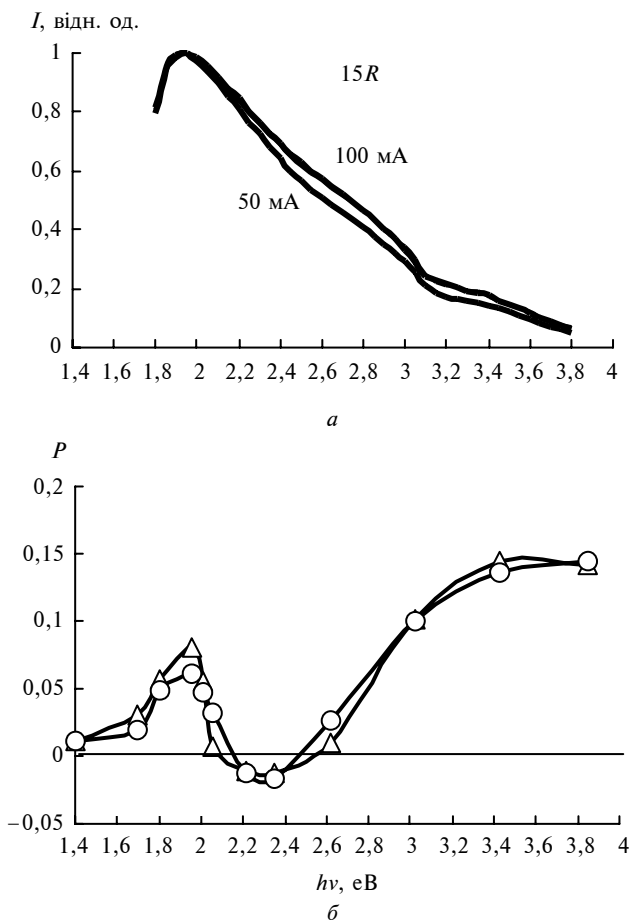


Рис. 6. Спектральні залежності інтенсивності (а) та ступеня поляризації (б) випромінювання для зразка на основі SiC–15R. Спосіб виведення випромінювання – I. Режим живлення зразка: \triangle – 50 мА, 20,9 В; \circ – 100 мА, 21,7 В

Дані для типового зразка на основі SiC–4H наведені на рис. 7. P – n -перехід для цього зразка розміщено на штучній торцевій грані. Як бачимо з рисунка, провал у середній частині спектрального розподілу, порівняно з SiC–6H, зміщений приблизно на 0,4 еВ у бік малих енергій фотона. На місці цього провалу в багатьох зразках наявна смуга з поляризацією $E \perp C$. Як і для SiC–6H, спостерігається помітне зростання ступеня поляризації при зменшенні струму живлення зразка.

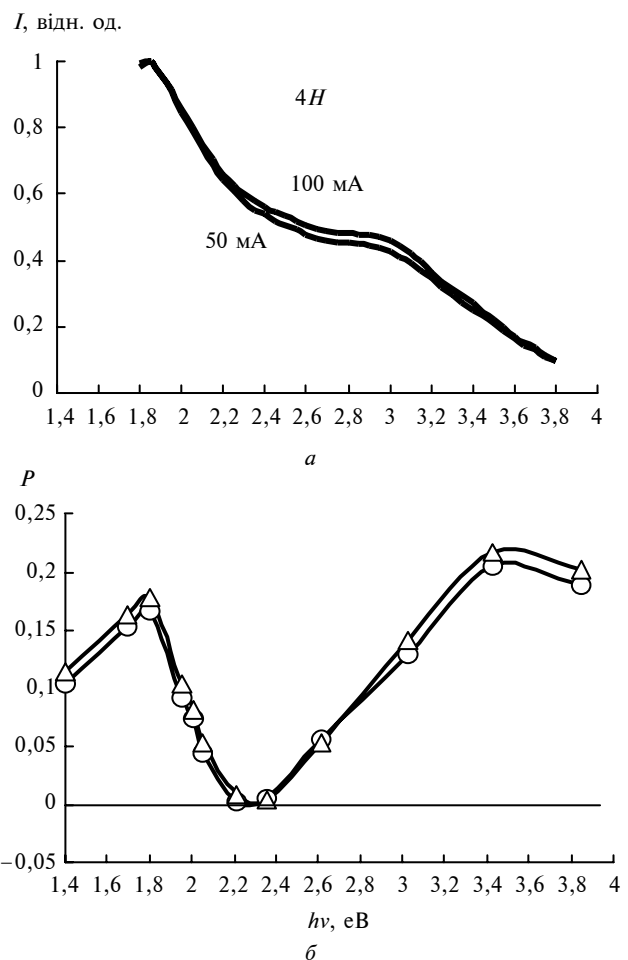


Рис. 7. Спектральні залежності інтенсивності (а) та ступеня поляризації (б) випромінювання для зразка на основі SiC–4H. Спосіб виведення випромінювання – I. Режим живлення зразка: \triangle – 50 мА, 17,6 В; \circ – 100 мА, 19,2 В

При спостереженні у схожого зразка на основі SiC–4H поляризації відносно вектора F за допомогою способу 4 виведення випромінювання (див. рис. 5) бачимо значне зростання ступеня поляризації у бік фотонів з великими енергіями. Вплив поляризації відносно кристалографічної осі C , мабуть, проявляється у вигляді максимуму в області 2 еВ, яка дещо зміщена порівняно з рис. 7 за рахунок загального наростання спектрального розподілу у бік великих енергій фотона.

Дані про поляризацію відносно вектора F для зразка на основі карбиду кремнію кубічної модифікації SiC–3C при способі 3 виведення випромінювання наведені на рис. 5. Для SiC–3C, що не має надгратки, значна анізотропія відносно кристалографічних напрямків повинна бути відсутня. Спостерігаємо значну поля-

ризацію випромінювання, що має напрямок $\mathbf{E}\|\mathbf{F}$, слабку структуру та незначне зростання спектрального розподілу в бік великих енергій фотона.

Обговорення результатів

Наведені результати для поширених політипів SiC демонструють наявність значної, спектрально залежної, лінійної поляризації ПЕЛ у площинах, паралельних і перпендикулярних до кристалографічної осі \mathbf{C} , а також паралельних до вектора \mathbf{F} напруженості електричного поля у p - n -переході.

Спектральна залежність ступеня поляризації, пов'язаної з напрямком осі \mathbf{C} , має схожий характер у різних політипах, але існують також і суттєві відмінності, переважно в енергетичному положенні особливостей цієї залежності.

Схожість має місце на ділянці великих енергій фотона, де ступінь поляризації ($\mathbf{E}\|\mathbf{C}$) має тенденцію зростати до порівняно великих значень. У центральній частині спектральної залежності типовою є наявність ділянки з невеликими значеннями ступеня поляризації в перпендикулярній площині ($\mathbf{E}\perp\mathbf{C}$). На ділянці малих енергій фотона спостерігається поляризація у площині $\mathbf{E}\|\mathbf{C}$. Слід відзначити істотну схожість форми спектрального розподілу ступеня поляризації, пов'язаної з напрямком осі \mathbf{C} для SiC-6H, з даними [8].

Суттєві відмінності у спектральній залежності ступеня поляризації мають місце для політипів SiC-6H і SiC-15R (див. рис. 3 і 6). Зокрема, на стороні малих енергій фотона для SiC-6H спостерігається порівняно великий ступінь поляризації у вигляді смуги з максимумом в області 1,7 еВ, яка подовжується в бік малих енергій, а для SiC-15R – порівняно вузька смуга з максимумом в області 1,9 еВ. Смуга з поляризацією $\mathbf{E}\perp\mathbf{C}$ для SiC-15R має максимум в області 2,3 еВ, а для SiC-6H – в області 2,6 еВ.

Для політипу SiC-4H (рис. 7) смуга зі значною поляризацією на стороні малих енергій фотона порівняно з SiC-6H помітно зміщена у бік великих енергій та має максимум в області 1,8 еВ, а центральний мінімум спектральної залежності (в області 2,3 еВ) істотно зміщений у бік малих енергій.

Оскільки процеси випромінювання та поглинання пов'язані між собою, цікаво порівня-

ти отримані дані з наявною інформацією щодо поглинання. Дві зі згаданих смуг (1,7 еВ у SiC-6H та 1,9 еВ у SiC-15R) близькі за спектральним положенням до відповідно поляризованих смуг оптичного поглинання [11], які пояснюються прямими переходами електронів між мінізонами в зоні провідності. Тому можна припустити, що смуги у випромінюванні зумовлені зворотними переходами між відповідними мінізонами. Дивно, що для SiC-4H аналогічна смуга оптичного поглинання (з максимумом в області 2,1 еВ) явно не збігається за енергетичним положенням зі смугою в області 1,8 еВ у випромінюванні (див. рис. 7).

Наявність значної поляризації у площині $\mathbf{E}\|\mathbf{C}$ на ділянці фундаментального поглинання у SiC-6H корелює з даними [8] по оптичному поглинанню, що має таку ж поляризацію на відповідній спектральній ділянці. Тому поляризацію випромінювання можна пояснити анізотропією імовірності випромінювальних переходів.

Смуги в центральній частині спектрального розподілу ступеня поляризації із площиною поляризації $\mathbf{E}\perp\mathbf{C}$ не пов'язані з відповідними смугами у спектрах оптичного поглинання, тому можна припустити [8], що їх поява зумовлена анізотропними центрами випромінювання, наприклад донорно-акцепторними парами.

Менші значення ступеня поляризації для структур, отриманих на природних гранях кристалів SiC-6H, що перпендикулярні до осі \mathbf{C} , ніж для структур, отриманих на торцевих гранях, може свідчити про вплив на характеристики ПЕЛ різного характеру електричного пробою на цих гранях.

Отримані дані демонструють наявність значної поляризації ПЕЛ, пов'язаної з напрямком вектора напруженості \mathbf{F} електричного поля у p - n -переході. Ефект поляризації добре спостерігається візуально під мікроскопом за допомогою поляроїда. Як правило, ступінь поляризації у площині $\mathbf{E}\|\mathbf{F}$ має тенденцію до зростання у бік великих енергій фотона. Ця тенденція особливо явно виражена для зразків на основі SiC-15R, 4H (див. рис. 5). Такий ефект може свідчити про більшу впорядкованість за напрямком квазіімпульсу високоенергетичних носіїв струму.

Слід зазначити, що достовірність даних для мінімальної (1,4 еВ) та максимальної (3,8 еВ) енергій фотона викликає деякий сумнів, оскільки вони в окремих випадках змінюють загальну

картину. На цій спектральній ділянці чутливість фотоприймальної системи різко спадає (це край спектральної чутливості ФЭУ-79), сигнал дуже слабкий. У той же час застосовані інтерференційні світлофільтри можуть мати помітне пропускання на ділянках, де чутливість фотоприймальної системи значно більша.

Висновки

Для поширених політипів SiC–6H, 4H, 15R, 3C отримана спектральна залежність ступеня лінійної поляризації електролюмінесценції, що супроводжує електричний пробій у сплавних p – n -переходах. Поляризація пов'язана з напрямком кристалографічної осі С. Також уперше досліджена значна поляризація, що пов'язана із напрямком вектора **F** електричного поля у p – n -структурах.

Виявлено компоненти випромінювання, що мають поляризацію у площинах $E||C$, $E\perp C$ і $E||F$. Спектральне положення та інтенсивність компонент, пов'язаних із напрямком осі С,

мають суттєві відмінності у різних політипах. Відповідність поляризаційних характеристик випромінювання даним по оптичному поглинанню має місце лише в окремих випадках.

Поляризація $E||F$ має тенденцію до зростання у бік великих енергій фотона.

У подальшому заплановано, з метою кращого виявлення різних компонент випромінювання, розширити спектральний діапазон в ультрафіолетову та інфрачервону ділянки спектра. Інтерпретація отриманих результатів потребує подальшого проведення експериментальних і теоретичних досліджень.

Вважаємо, що значна лінійна поляризація випромінювання високостабільних світлодіодів, яка має місце у певних випадках, може мати практичне застосування. Виявлено, що пробійна електролюмінесценція p – n -структур, створених на природних гранях кристалів, перпендикулярних до осі С, не має помітної поляризації. Таким чином, їх можна використовувати як високостабільні широкосмугові джерела деполяризованого випромінювання.

1. Санкин В.И. Ванье-штарковская локализация в естественной сверхрешетке политипов карбида кремния. Обзор // Физика и техника полупроводников. – 2002. – 36, № 7. – С. 769–793.
2. Терагерцовое излучение, вызванное ванье-штарковской локализацией электронов в естественной сверхрешетке карбида кремния / В.И.Санкин, А.В. Андрианов, А.О. Захарьин, А.Г. Петров // Письма в ЖЭТФ. – 2011. – 94, № 5. – С. 393–396.
3. Генкин А.М., Генкина В.К., Гермаш Л.П. Влияние длительной работы и температуры на спектры карбидкремниевых светодиодов, работающих в режиме электрического пробоя // Журн. техн. физики. – 1999. – 69, № 10. – С. 69–76.
4. Елементи та системи поляризаційних приладів для космічних досліджень / М.Д. Гераїмчук, О.М. Генкін, О.В. Івахів та ін. – К.: ЕКМО, 2009. – 188 с.
5. Алтайский Ю.М., Генкин А.М. О спектрах предпробойной электролюминесценции в карбиде кремния политипа 6H // Физика и техника полупроводников. – 1980. – 14, № 7. – С. 1397–1399.
6. Алтайский Ю.М., Генкин А.М. О предпробойном излучении в SiC–15R // Техника средств связи. Сер. Общестехн. – 1982. – № 5. – С. 37–40.
7. Анизотропия поляризационных характеристик предпробойного свечения диодных структур на основе карбида кремния / В.В. Гуц, Л.А. Косяченко, И.В. Малимон, И.В. Солончук // Укр. физ. журн. – 1986. – 31, № 1. – С. 90–93.
8. Гуц В.В., Малимон И.В., Солончук И.В. Поляризация предпробойного излучения диодных структур на карбиде кремния // Журн. прикл. спектроскопии. – 1987. – 46, № 1. – С. 153–156.
9. Шеклифф У. Поляризованный свет. – М.: Мир, 1965. – 264 с.
10. Волкова Е.А. Поляризационные измерения. – М.: Из-во стандартов, 1974. – 146 с.
11. G.V. Dubrovskii et al., "Optical absorption associated with superlattice in silicon carbide crystals", Phys. Status Solidi B, vol. 57, no. 1, pp. 423–431, 1973.