

**В. І. Грушко<sup>1,\*</sup>, Р. Ю. Чаплинський<sup>2,\*\*</sup>, Ю. С. Ямненко<sup>3,4</sup>,  
О. О. Лещук<sup>1</sup>, Є. І. Міцкевич<sup>1</sup>, С. О. Івахненко<sup>1</sup>,  
В. В. Лисаковський<sup>1</sup>, О. О. Занєвський<sup>1</sup>, Е. Є. Петросян<sup>2</sup>,  
Т. В. Микитюк<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>Інститут надтвердих матеріалів ім. В. М. Бакуля  
НАН України, м. Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ, Україна

<sup>3</sup>Національний технічний університет України

“Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського”,  
м. Київ, Україна

<sup>4</sup>Institute for Advanced Study,  
Technical University of Munich, Germany

\**dumerion@gmail.com*

\*\**chaplinskiyru@gmail.com*

## **Анізотропний транспорт заряду в алмазах, вирощених за високих тисків і температур**

*Фотовольтаїчним методом визначено анізотропію транспортних властивостей основних носіїв заряду в НРНТ алмазах з електронним типом провідності. Виконано порівняльний аналіз рухливості та часу життя основних носіїв зарядів в кубічному {001} та октаедричному {111} секторах росту монокристалів алмазу, вирощених у системі Fe–Ni–C. Рухливість основних носіїв оцінювали за експериментально вимірюваною залежністю питомого опору алмазного зразка від прикладеної до його контактів напруги. У разі зміни напруженості електричного поля в діапазоні від  $-1$  до  $1$  В·мкм<sup>-1</sup> питомий опір зразків з кубічного та октаедричного секторів росту алмазу змінювався в середньому в межах  $0,15 \cdot 10^{13}$ – $2,5 \cdot 10^{13}$  та  $0,1 \cdot 10^{13}$ – $0,8 \cdot 10^{13}$  Ом·см відповідно. Оцінку часу життя основних носіїв виконували за вимірами спектральної струмової чутливості у разі опромінення алмазу УФ світлом з довжиною хвилі 225 нм. Встановлено, що найкращі значення рухливості та часу життя мають зразки алмазу, вирізані з кубічного сектора росту кристала. В таких зразках час життя та рухливість основних носіїв відповідно у 3,5–4,5 та 1,7–2,5 разів більші, ніж в зразках, отриманих з октаедричного сектора. Результати досліджень показали придатність фотовольтаїчного методу для швидкого та ефективного порівняльного аналізу транспортних властивостей носіїв заряду, що може бути використане в технології відбору алмазних субстратів у виробництві електронних приладів на основі алмазу.*

**Ключові слова:** анізотропія електрофізичних властивостей, НРНТ алмази, сектори росту алмазу, фотовольтаїчний метод.

### **ВСТУП**

Відомо, що алмаз має найвищу рухливість електронів і дірок за кімнатної температури поміж широкозонних напівпровідників. В результаті численних досягнень у вирощуванні високоякісних кристалів алмазу в умо-

вах високого тиску та високої температури (НРНТ) або методом хімічного осадження з парової фази (CVD) стали доступними для широкого застосування в електроніці монокристалічні алмази великого розміру з низьким рівнем дефектів і контрольованим вмістом домішок. Простий та недорогий метод вимірювання мобільності та тривалості життя носіїв заряду в алмазах є ключовим фактором для розробки приладів промислової електроніки на основі алмазів.

Для визначення рухливості та часу життя носіїв зарядів у напівпровідниках найбільш широко використовують методи, які ґрунтуються на реєстрації ефекту Холла [1, 2]. Однак, через вкрай високий опір низькопримісного алмазу, застосування ефекту Холла для цього матеріалу проблематично.

На сьогодні здебільшого використовують кілька методів визначення рухливості зарядів в алмазах. Насамперед це метод прохідного струму [3], який полягає в реєстрації струму, що проходить між контактними поверхнями плоскопаралельного детектора імпульсів струму наносекундної тривалості, індукованого іонізуючою частинкою, яка поглинається детектором (як правило  $\alpha$ -частинкою). Метод прохідного струму успішно використовували для визначення рухливості і швидкості носіїв заряду в ізоляторах, зокрема CVD-алмазі [4]. Крім того, використовують методи: перехідної фотопровідності [5], мікрохвильового відбивання [6], пікосекундної перехідної ґратки або чверть-хвильового зміщення) [7]. Перераховані вище методи трудомісткі та дорогі, що робить проблематичним їхнє застосування під час відбору та характеристики алмазів для промислових електронних пристроїв.

Для оцінки рухливості носіїв заряду можна використати простіший метод, оснований на вимірюванні світлової та темної вольт-амперних характеристик (ВАХ) досліджуваного зразка [8]. Однак для оцінки рухливості та часу життя носіїв заряду в алмазах цей метод не застосовували.

З розвитком НРНТ технологій стало можливим вирощування алмазних зразків дуже великих ( $> 1$  см) розмірів [9–12]. З врахуванням анізотропії по секторах зростання монокристалів алмазу з'являється можливість підвищення якості пристроїв з використанням алмазних зразків, отриманих за допомогою вирізання пластин з певних секторів росту НРНТ монокристалів. Відомо багато робіт, де досліджували різні властивості алмазних монокристалів, отриманих у різних секторах росту, але результати дослідження анізотропії рухливості та часу життя носіїв заряду в НТТР алмазах до сих пір залишаються досить нечисленними та суперечливими.

Метою даної роботи було дослідження рухливості та часу життя носіїв заряду в різних секторах росту НТТР алмазів з електронним типом провідності за допомогою швидкого та простого у використанні фотоелектричного методу. Об'єктом дослідження були пластини, вирізані з монокристалів алмазів, вирощених в системі Fe–Ni–C. Основною домішкою в цих алмазах є азот, який надає кристала електронного типу провідності.

### ПІДГОТОВКА ЗРАЗКІВ

Зразки монокристалічного алмазу діаметром до 4 мм були синтезовані методом температурного градієнта в умовах НРНТ за тиску 4,5 ГПа та температури 1260–1300 °С в апараті типу “тороїд” з використанням джерел вуглецю високої чистоти та розчинників Fe–Ni. Як затравку використовували орієнтовані (001) кристали високої якості розміром 0,5×0,5 мм.

Було проведено п'ять циклів вирощування по три зразки за однакових умов та відібрано сім структурно досконалих кристалів. Кристали алмазу

вирізали за допомогою лазера уздовж напрямків  $\langle 001 \rangle$  і  $\langle 111 \rangle$  (рис. 1), щоб отримати алмазні пластини товщиною від 0,4 до 0,5 мм. Поверхні (001) полірували за допомогою алмазного круга з металом, поверхні (111) не полірували.

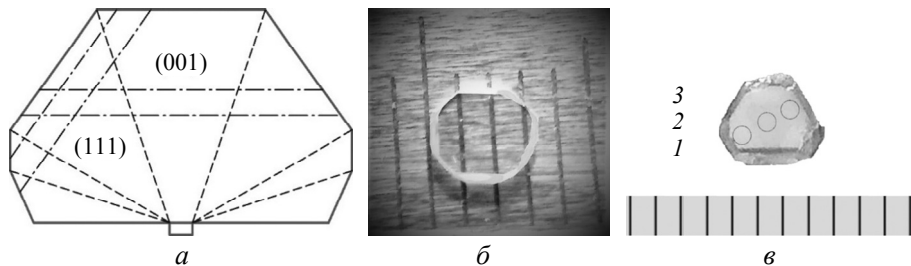


Рис. 1. Сектори росту (пунктирні лінії) та напрямки різки (штрихпунктирні лінії) кристала, з якого вирізали алмазні пластини з кубічного  $\{001\}$  та октаедричного  $\{111\}$  секторів росту (а); плоскопаралельні пластини, вирізані вздовж площин (001) (б) та (111) (в); кола на (в) позначено локації вимірювання концентрації азоту, ціна поділки лінійки – 1 мм.

Дослідження одержаних пластин за допомогою оптичного мікроскопа показало впевнену візуальну ідентифікацію секторів росту, яка типова для цих кристалів. Кубічні сектори росту мали колір, близький до безбарвного, а октаедричні сектори росту були жовтими (див. рис. 1, б, в).

Оцінку концентрації донорних домішок було проведено методом адсорбційної спектроскопії в ультрафіолетовому (УФ) діапазоні з діафрагмою 0,6 мм та в інфрачервоному (ІЧ) діапазоні з діафрагмою 1,1 мм. Спектри та концентрація азоту зразка, представленого на рис. 1, в, показано на рис. 2. Спектри інших зразків були подібними. Концентрація азоту в октаедричних секторах складала 90–120 ppm, в кубічних 6–10 ppm. Було досліджено магнітну сприйнятливості зразків та відібрано пластини з магнітною сприйнятливостю менше нуля.

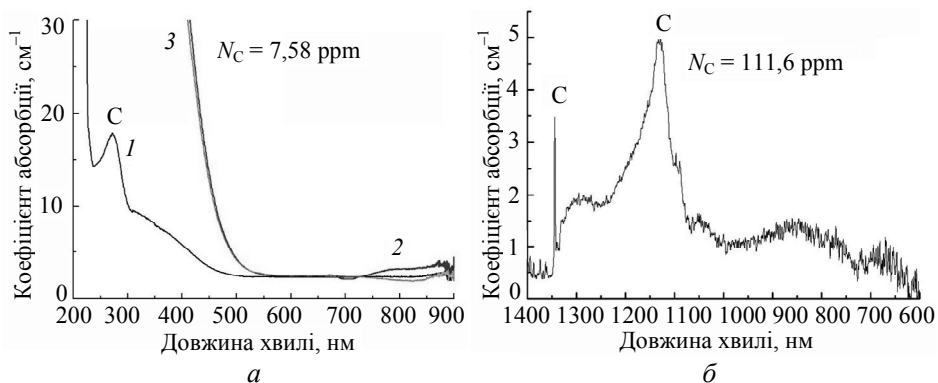


Рис. 2. Спектри поглинання кристалів алмазу, отриманих в кубічному (а) та октаедричному (б) секторах росту; цифрами 1, 2, 3 позначено криві, отримані на відповідних секторах кристала на рис. 1, в.

З відібраних пластин, отриманих за допомогою лазерної різки і подальшого полірування торців було виготовлено алмазні прямокутні зразки з площею контактної поверхні від 1 до 2 мм<sup>2</sup>. На отримані зразки методом магнетронного розпилення було нанесено контактні покриття. Одну сторону покривали напівпрозорим покриттям з титану товщиною до 10 нм, на іншу наносили покриття титан–срібло загальною товщиною 0,5 мкм.

## СХЕМА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Для дослідження рухливості і часу життя носіїв заряду в алмазах за рахунок вимірювання ВАХ у разі УФ опромінення використовували схему експерименту, представлену на рис. 3

Заземлений верхній напівпрозорий електрод засвічували УФ випромінюванням із довжиною хвилі близько 225 нм (рис. 3, *a*). У якості джерела випромінювання використовували випромінювання довжиною 225 нм SMD 4040 UVC LED Chip (Shenzhen Litlight Electronic Co., Ltd.) з потужністю 3 мВт.

На нижній затемнений електрод подавали позитивне чи негативне зміщення для вимірювання світлової і темної ВАХ досліджуваного зразка.

Струмове чутливість вимірювали з бічним засвітленням плоскопаралельної алмазної пластини (див. 3, *б*).

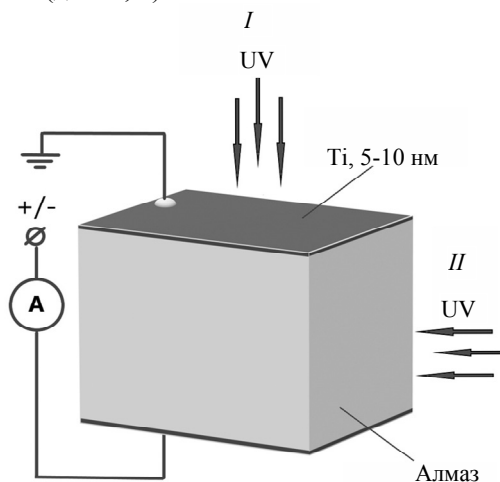


Рис. 3. Схема експерименту: напрямок УФ опромінення, що відповідає експериментам з вивчення ВАХ алмазного зразка та визначення рухливості носіїв зарядів (*I*) та визначенню часу життя носіїв зарядів (*II*).

Рухливість носіїв заряду знаходили за експериментально отриманою темною ВАХ у схемі експерименту, приведеної на рис. 3, *a*, час життя носіїв зарядів – за спектральної струмовеї чутливості з напрямком УФ опромінення зразка (див. рис. 3, *б*). Обидва експерименти проводили в термостаті за температури 273 К. Для визначення часу життя носіїв зарядів використовували значення рухливості носіїв (за заданою напругою зміщення), знайдене за темною ВАХ.

Далі представлено результати досліджень двох зразків, вирізаних із кубічного {001} та октаедричного {111} секторів росту пластини, показаної на рис. 1, *б*.

## РЕЗУЛЬТАТИ

### Рухливість основних носіїв заряду

На рис. 4 показано типові темнова і світлова ВАХ алмазних зразків кубічного {001} та октаедричного {111} секторів росту. Темнова ВАХ має майже лінійний вигляд, що свідчить про переважно омичний характер контакту, обумовлений утворенням карбиду титану на межі розділу алмазу та титану.

Залежність питомого опору від напруги зміщення  $V$  має наступний вигляд:

$$\rho = \frac{VS}{Il}, \quad (1)$$

де  $S$  – площа контакту;  $I$  – струм;  $l$  – межконтактна відстань.

Криві залежності питомого опору зразків від напруги зміщення, що відповідають даним рис. 4, *a*, показано на рис. 5.

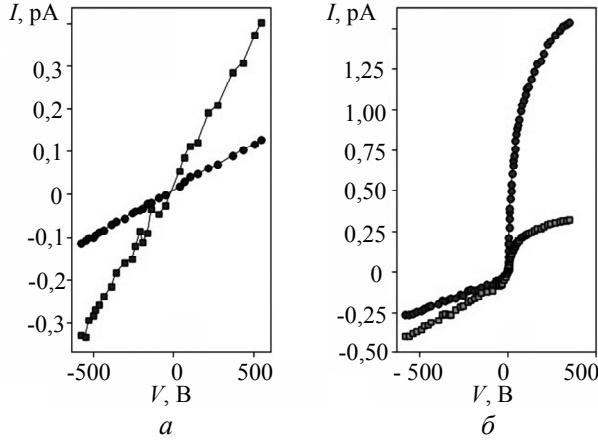


Рис. 4. Темнова (*a*) та світлова (*б*) ВАХ алмазних НРНТ зразків, отриманих з кубічного {001} (●) та октаедричного {111} (■) секторів росту; пряма гілка отримана за позитивного зміщення на нижньому електроді, зворотна гілка – за негативного зміщення.

На відміну від темної ВАХ залежність питомого опору від напруги зміщення  $V$  є суттєво нелінійною в області малих значень зміщення та струму  $I$ . Це пов'язано з невеликою нелінійністю залежності  $I(V)$ , непомітною на рис. 4, *a*, але стає очевидною, коли малі значення  $I$  знаходяться у знаменнику формули (1). Невелика нелінійність ВАХ в області малої напруги обумовлена утворенням невеликого бар'єра Шоттки на границі метал–алмаз [13]. У разі зміни напруженості електричного поля в діапазоні від  $-1$  до  $1$  В/мкм, питомий опір зразків з кубічного та октаедричного секторів росту алмазу змінюється в межах  $0,19 \cdot 10^{13} - 1,9 \cdot 10^{13}$  Ом·см та  $0,1 \cdot 10^{13} - 0,6 \cdot 10^{13}$  Ом·см відповідно (див. рис. 5). Світлова ВАХ (див. рис. 4, *б*) істотно нелінійна, причому характер цієї нелінійності залежить від концентрації та розподілу азоту в алмазній пластині.

Для визначення рухливості зарядів в алмазних пластинах зразків, що розглядали, припускали наявність ізотропності вирізаних зразків кристала алмазу. У такому разі рухливість основних носіїв заряду визначається виразом [14]

$$\mu_n = \frac{|\vec{v}_d|}{|\vec{E}|}, \quad (2)$$

де  $v_d$  – дрейфова швидкість електронів під впливом поля  $E$ . Густина струму в середовищі залежить від концентрації носіїв  $n$  і заряду електрона  $q$  [14]:

$$j = qn\mu_n E = \sigma E, \quad (3)$$

де  $\sigma = 1/\rho$  – провідність;  $\rho$  – питомий опір. Отже, рухливість зарядів  $\mu_n$  пов'язана з їхньою концентрацією  $n$  співвідношенням

$$\mu_n(V) = \frac{1}{qn\rho(V)}. \quad (4)$$

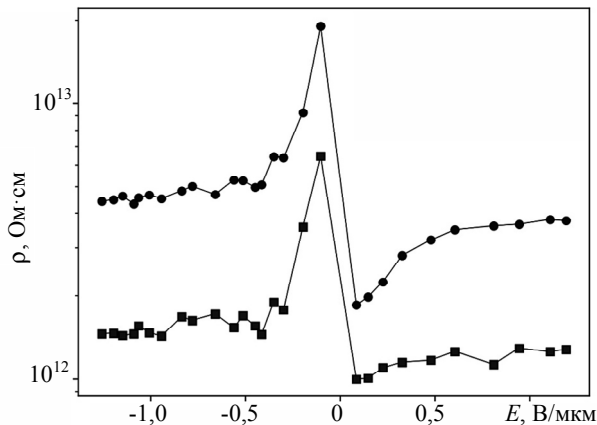


Рис. 5. Питомий опір алмазних зразків кубічного {001} (●) та октаедричного {111} (■) секторів росту в темновому режимі як функція від напруженості електричного поля;  $T = 243$  К.

Рухливість носіїв заряду  $\mu_n(V)$  як функція прикладеного до контактів кристала напруги  $V$  була знайдена виходячи з вимірюного по ВАХ алмазу питомого опору  $\rho(V)$ . Темнова концентрація носіїв  $n$  знаходилася з виразу, справедливого для слабокомпенсованих напівпровідників [15]:

$$n = \sqrt{\frac{N_C N_D}{g_D}} \exp\left(-\frac{E_D}{2kT}\right), \quad (5)$$

де  $g_D$  – фактор спінового виродження донорного центру, що дорівнює 2;  $N_C = 2,54 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  – ефективна густина станів у зоні провідності [15];  $N_D$  – концентрація донорної домішки азоту. Темнова провідність НРНТ алмазу за температури близької до кімнатної є домішковою і обумовлена в основному термічною і частково електричною активацією дефектно-домішкових центрів різної природи на основі азоту, найімовірніше донорним С-центром (див. рис. 2), який є одиночним і заміщає атом азоту. Його легко визначати за спектрами ІЧ поглинання (йому відповідає смуга поглинання з максимумом  $1130 \text{ см}^{-1}$ ) та спектрами фотолюмінесценції в УФ-області [16]. Енергія активації С-центру  $E_D = 1,7 \text{ eV}$  [17, 18].

Знайдена за формулою (4) з урахуванням (5) залежність рухливості носіїв зарядів як функція напруги на контактних поверхнях алмазної пластини показана на рис. 6.

Представлена на рис. 6 залежність рухливості носіїв зарядів від напруги зміщення (4) на плоско-паралельних контактах алмазних зразків, завтовшки  $\sim 400 \text{ мкм}$ , отримана в термостаті за температури  $T = 273 \text{ К}$ . Як видно, криві  $\mu_n(V)$  є нелінійними за малих значень електричного поля  $E$ , що зумовлено нелінійністю у цьому діапазоні залежності питомого опору алмазу від напруги на контактах (див. рис. 5).

### Час життя нерівноважних носіїв заряду

Було оцінено час життя нерівноважних електронів, що генеруються світловим випромінюванням, у алмазному зразку. Для фоторезистивних приймачів випромінювання спектральну струмову чутливість  $R_I$  за нульової частоти модуляції монохроматичного випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda$  визначають в одновимірній моделі з виразу [19]

$$R_I = \frac{q\eta\lambda\mu_n\tau_nV_b}{hcl^2}, \quad (6)$$

де  $l$  – міжелектродна відстань;  $\eta$  – внутрішній квантовий вихід, тобто кількість збуджених фотовипромінюванням носіїв, що припадає на один поглинений фотон;  $P_\lambda$  – потужність монохроматичного випромінювання;  $\mu_n$  – рухливість основних носіїв заряду – електронів;  $\tau_n$  – час життя нерівноважних носіїв заряду – електронів;  $V_b$  – напруга зміщення;  $h$  – постійна Планка;  $c$  – швидкість світла.

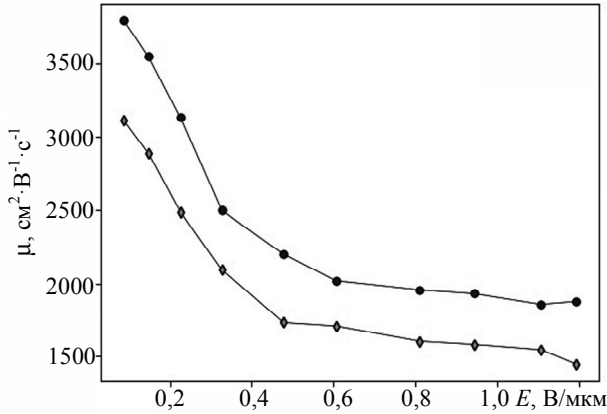


Рис. 6. Рухливість електронів  $\mu_n$  в залежності від напруги зміщення на контактних поверхнях алмазних зразків кубічного {001} (●) та октаедричного {111} (◆) секторів росту.

З урахуванням втрат випромінювання на відбиття та поглинання, вираз (6) можна записати як [20]

$$R_I = \frac{q\gamma\lambda\mu_n\tau_nV_b}{hcl^2}; \quad (7)$$

$$\gamma = \frac{\eta(1-R)(1-e^{-\alpha w})}{1-e^{-\alpha w}R}, \quad (8)$$

де  $\gamma$  – квантова ефективність;  $R$  – коефіцієнт відбиття від поверхні, що опромінюють;  $\alpha$  – коефіцієнт поглинання світла;  $w$  – ширина зразка у напрямку падіння випромінювання (див. рис. 3).

Чисельне значення  $R$  алмазу на довжині хвилі  $\lambda \approx 225$  нм дорівнює  $R \approx 0,215$ , а коефіцієнта поглинання  $\alpha \approx 10^3$  см<sup>-1</sup> [21].

Для часу життя носіїв отримуємо рівняння

$$\tau_n = \frac{(1-e^{-\alpha w})R_I hcl^2}{\eta(1-R)(1-e^{-\alpha w})q\lambda\mu_nV_b}. \quad (9)$$

Міжелектродна відстань для всіх зразків становила  $l \approx 0,4$  мм. Оцінку часу життя електронів у зразках виконували за виразом (9) і за результатами вимірювання струмової чутливості  $R_I$ , яка становила 1,36 і 0,26 А/Вт для кожного зразка відповідно за зміщення  $V_b = +400$  В.

З врахуванням, що за  $\lambda \approx 225$  нм внутрішній квантовий вихід в алмазі  $\eta \geq 10$  [22], для зразка з кубічного сектора {001} росту було отримано значення  $\tau_n \approx 2 \cdot 10^{-9}$  с, а для зразка з октаедричного {111} сектора росту  $\tau_n \approx 0,5 \cdot 10^{-9}$  с. Водночас було використано значення рухливості  $\mu_n = 0,215$  м²·В⁻¹·с⁻¹ і  $\mu_n = 0,170$  м²·В⁻¹·с⁻¹ відповідно, знайдені за методом, описаним вище.

## ОБГОВОРЕННЯ

У разі позитивного зміщення на нижньому електроді струм на світловій ВАХ (рис. 4, б) обумовлено дрейфом індукованих випромінюванням електронів від верхньої опроміненої області кристала до нижнього електрода. Як видно на рис. 4, зі збільшенням напруги зміщення крива  $I-V$  виходить на насичення внаслідок того, що дрейфова швидкість електронів досягає значення швидкості насичення.

За негативного зміщення на нижньому електроді індукований струм обумовлено дірками, що дрейфують від верхньої поверхні до нижньої затемненої. Як видно на рис. 4, дірковий струм для обох груп практично збігається з темновим струмом, що обумовлено активною рекомбінацією дірок на глибоких донорних азотних центрах.

Несиметричний характер світловий ВАХ (див. рис. 4, б), ймовірно, пов'язаний з наявністю потенційного бар'єра (контактної різниці потенціалів  $V_i$ ) між нейтральною основною областю кристала, в якій концентрація основних носіїв заряду залишається постійною, і приповерхневою областю, де відбувається світлова генерація електронно-діркових пар. Внаслідок того, що коефіцієнт поглинання поблизу краю фундаментального поглинання має значення  $\sim 10^3 \text{ см}^{-1}$ , UV-випромінювання з довжиною хвилі  $\sim 225 \text{ нм}$  поглинається у вузькому приповерхневому шарі алмазу, товщиною до  $10 \text{ мкм}$  [21], і тому утворюється діодна структура.

Виникнення діодної структури в об'ємі алмазу за стаціонарного опромінювання можливе у разі, коли сильно порушується рівновага між концентрацією дірок і електронів, що генеруються світлом. Якщо нерівноважні електрони і дірки мають часи життя, що сильно відрізняються, то один з носіїв стає "основним", а інший – "неосновним" і відбувається їхній поділ у внутрішньому електричному полі на межі розділу між областю генерації та нейтральною областю кристала, аналогічно тому, як це має місце у  $p-n$  переході у разі виникнення фотовольтаїчного ефекту.

У разі прикладання позитивного зміщення на нижній затемнений електрод потенційний бар'єр  $qV_i$  зменшується для основних носіїв (електронів) з боку поверхні, яку опромінюють, що призводить до зростання струму (див. рис. 4, б). Водночас струмом дірок з квазінейтральної області можна знехтувати. У разі зворотного зміщення, потенційний бар'єр збільшується, діод замикається і струм практично відповідає значенню темнового струму.

Вид темної та світлової ВАХ, представлених на рис. 4, є свідченням того, що провідність досліджуваних груп кристалів є домішковою (донорною) провідністю, яка визначає більшу або меншу здатність кристалів до детектування іонізуючого випромінювання, що виражається чисельно значеннями рухливості та часу життя основних носіїв зарядів – електронів.

Отриманий характер залежності рухливості електронів від напруги зміщення (див. рис. б) та значення рухливості в області малих ( $< 0,3 \text{ В}\cdot\text{мкм}^{-1}$ ) полів добре узгоджуються з даними щодо рухливості чистих CVD-алмазів методом ТСТ [23], проте досліджені зразки демонструють більш повільне зменшення рухливості зі зростанням напруги зміщення, що можна пояснити більшою досконалістю кристалічної структури НРНТ алмазів порівняно з CVD-кристалами.

У зв'язку з тим, що рухливість та час життя носіїв зарядів в алмазі сильно залежать від прикладеного до кристала електричного поля, температури та питомого опору матеріалу, значення цих величин у різних зразків та за різних умов можуть відрізнятися більш ніж у сім разів [23]. Більш того, як показали



дослідження, час життя та рухливість носіїв зарядів можуть істотно змінюватися в межах одного й того ж алмазного НРНТ зразка залежно від того, в якому секторі росту кристала проводили вимірювання. Зокрема, рухливість та час життя нерівноважних зарядів у зразку алмазу, отриманого з кубічного {001} сектора росту, в декілька разів перевищують їхні значення у зразку з октаедричного {111} сектора росту. Спостережувана анізотропія властивостей носіїв залежно від сектора росту кристала пов'язана, перш за все, з різною концентрацією азоту в цих секторах (до 10 ppm в кубічному і більше 100 ppm в октаедричному), що призводить до їхнього різного питомого опору і, відповідно, до різних значень рухливості носіїв.

Наявні анізотропія рухливості та час життя зарядів якісно узгоджуються з результатами [24], де автори застосували метод циклотронного резонансу з часовим розділенням до бездислокаційних НРНТ алмазів. Було зроблено висновок, що у порівнянні з кубічно орієнтованим алмазом, для октаедрично орієнтованого алмазу характерна більш висока густина дефектів упаковки та точкових дефектів, таких як заміщені домішки.

Запропонована техніка порівняльного аналізу транспортних властивостей носіїв заряду в кристалах алмазу є перспективною для швидкого та ефективного відбору алмазних субстратів із заданими фізичними властивостями для виробництва алмазів. Зразки пластин великого розміру, синтезовані в Six-Punch High Pressure Apparatus НАН України [9], представлено на рис. 7.

Очікується, що застосування таких апаратів дозволить отримувати у промислових масштабах досконалі монокристали алмазу розміром до 30 мм [9]. Застосування представленої методики спільно з Six-Punch High Pressure Apparatus [25] відкриває можливість розробки промислових технологій отримання надчистих алмазних пластин для детекторів іонізуючого випромінювання, НВЧ-транзисторів, високовольтних приладів та інших електронних та оптичних пристроїв.

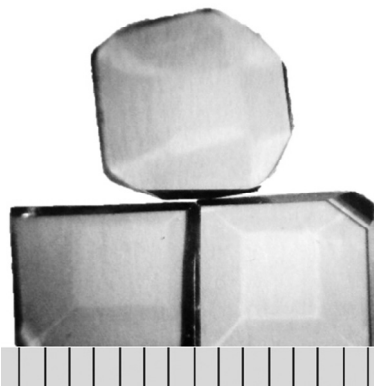


Рис. 7. Алмазні пластини, вирізані з монокристалів алмазу, синтезованих у ростовій системі Fe–Ni–C; ціна поділки лінійки – 1 мм.

## ВИСНОВКИ

Вперше продемонстровано використання техніки вимірювання вольт-амперних характеристик у разі опромінення УФ випромінюванням для визначення транспортних властивостей основних носіїв заряду в НРНТ-алмазах з електронним типом провідності. Проведено порівняльний аналіз рухливості та часу життя основних носіїв зарядів у кубічному {001} та октаедричному {111} секторах росту алмазних зразків з монокристалів алмазу, вирощених у системі Fe–Ni–C. Рухливість основних носіїв оцінювали за експериментально вимірюваною ВАХ алмазного зразка. Оцінку часу життя основних носіїв виконували за вимірюваннями спектральної струмової чутливості зразків та рухливості носіїв зарядів залежно від напруги зміщення на контактних поверхнях алмазних пластин.

Встановлено, що для кубічного {001} сектора зростання таких кристалів значення рухливості лежать у межах  $\mu_n = 0,2\text{--}0,3 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ , а для октаедрич-

ного {111} сектора зростання  $\mu_n = 0,08-0,18 \text{ м}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ . Час життя носіїв заряду для кубічного {001} сектора зростання знаходиться в межах  $\tau_n \approx 1,8-2,1 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ , а для октаедричного {111} сектора зростання  $\tau_n \approx 0,4-0,6 \cdot 10^{-9} \text{ с}$ .

Отже, встановлено, що кращі значення рухливості та часу життя мають кристали алмазу з кубічного сектору росту, у яких час життя та рухливість носіїв відповідно в 3,5–4,5 та 1,7–2,5 разів більші, ніж з октаедричного сектору.

Отримані результати показали ефективність фотовольтаїчного методу для швидкого порівняльного аналізу транспортних властивостей носіїв заряду в алмазах з електронним типом провідності, що може бути використано в технології відбору алмазних кристалів у виробництві електронних приладів на основі алмазу.

V. I. Grushko<sup>1</sup>, R. Yu. Chaplynskyi<sup>2</sup>, Iu. S. Yamnenko<sup>3,4</sup>,  
O. O. Leshchuk<sup>1</sup>, E. I. Mitskevich<sup>1</sup>, S. O. Ivakhnenko<sup>1</sup>,  
V. V. Lysakovskiy<sup>1</sup>, O. O. Zanevskiy<sup>1</sup>, E. E. Petrosyan<sup>2</sup>,  
T. V. Mykytiuk<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Bakul Institute for Superhard Materials,  
National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

<sup>2</sup>Institute for Nuclear Research,  
National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

<sup>3</sup>National Technical University of Ukraine

“Kyiv Polytechnic Institute. Igor Sikorsky”, Kyiv, Ukraine

<sup>4</sup>Institute for Advanced Study, Technical University of Munich, Germany

Anisotropic charge transport in HPHT diamonds

*A photovoltaic method to determine the anisotropy of the transport properties of the main charge carriers in HPHT diamonds with an electronic type of conductivity is presented. A comparative analysis of the mobility and lifetime of the main charge carriers in the cubic {001} and octahedral {111} growth sectors of diamond samples cut from diamond single crystals grown in the Fe–Ni–C system was carried out. The mobility of the majority carriers was estimated from the experimentally measured dependence of the resistivity of a diamond sample on the voltage applied to its contacts. When the electric field strength varied in the range from  $-1$  to  $1 \text{ V} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ , the resistivity of samples from the cubic and octahedral sectors of diamond growth changed on average within the range of  $0,15 \cdot 10^{13}$ – $2,5 \cdot 10^{13}$  and  $0,1 \cdot 10^{13}$ – $0,8 \cdot 10^{13} \text{ Ohm} \cdot \text{cm}$ , respectively. The lifetime of the majority carriers was assessed by measuring the spectral current sensitivity when diamond was irradiated with ultraviolet light at a wavelength of 225 nm. It has been established that the cubic sector of crystal growth has the best values of mobility and lifetime, in which the lifetime and mobility of the majority carriers are, respectively, 3.5–4.5 and 1.7–2.5 times greater than in the octahedral sector. Our results showed the suitability of the photovoltaic method for fast and efficient comparative analysis of the transport properties of charge carriers, which can be used in the technology of selecting diamond substrates in the production of diamond-based electronic devices.*

**Keywords:** anisotropy of electrophysical properties, HPHT diamonds, diamond growth sectors, photovoltaic method.

1. Nebel C.E. Electronic properties of CVD diamond. *Semicond. Sci. Technol.* 2003. Vol. 18, no. 3, art. 301.
2. Hammersberg J., Isberg J., Johansson E., Lundstrom T., Hjortstam O., Bernhoff H. Injection dependent long carrier lifetimes in high quality CVD diamond. *Diamond Relat. Mater.* 2001. Vol. 10. P. 574–579.
3. Pernegger H., Roe S., Weilhammer P., Eremin V., Fraiss-Kölbl H., Griesmayer E., Kagan H., Schnetzer S., Stone R., Trischuk W., Twitchen D., Whitehead A. Charge-carrier properties in synthetic single-crystal diamond measured with the transient-current technique. *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 97, art. 073704.

4. Eremin V., Strokan N., Verbitskaya E., Li Z. Development of transient current and charge techniques for the measurement of effective net concentration of ionized charges ( $N_{\text{eff}}$ ) in the space charge region of p-n junction detectors. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*. 1996. Vol. 372. P. 388–398.
5. Isberg J., Hammersberg H., Johansson E., Wikstrom T., Twitchen D.J., Whitehead A.J., Coe S.E., Scarsbrook G.A. High carrier mobility in single-crystal plasma-deposited diamond. *Science*. 2002. Vol. 297, art. 5587.
6. Garnov S.V., Ritus A.I., Klimentov S.M., Pimenov S.M., Konov V.I., Gloor S., Luthy W., Weber H.P. Time-resolved microwave technique for ultrafast charge-carrier recombination time measurements in diamonds and GaAs. *Appl. Phys. Lett.* 1999. Vol. 74. P. 1731–1733.
7. Malinauskas T., Jarašiūnas K., Ivakin E., Ralchenko V., Gontar A., Ivakhnenko S. Optical evaluation of carrier lifetime and diffusion length in synthetic diamonds. *Diamond Relat. Mater.* 2008. Vol. 17, iss. 7–10. P. 1212–1215.
8. Huang F., Peng Y., Xu K., Lv W., Xu S., Wang Y., Tang Y., Wei Y., Yang Y., Liu G. Simultaneous determination of built-in voltage and charge carrier mobility in organic diodes from light intensity dependent current–voltage characteristics. *J. Physics D: Appl. Phys.* 2017. Vol. 50, no. 20, art. 205106.
9. Eaton-Magaña S., Shigley J.E., Breeding C.M. Observations on HPHT-grown synthetic diamonds: a review. *Gems Gemology*. 2017. Vol. 53. P. 262–284.
10. Sumiya H., Toda N., Satoh S. Growth rate of high-quality large diamond crystals. *J. Crystal Growth*. 2002. Vol. 237. P. 1281–1285.
11. Burns R.C., Chumakov A.I., Connell S.H., Dube D., Godfried H.P., Hansen J.O., Härtwig J., Hoszowska J., Masiello F., Mkhonza L. HPHT growth and X-ray characterization of high-quality type IIa diamond. *J. Phys.: Condens. Matter*. 2009. Vol. 21, art. 364224.
12. Lysakovskiy V.V., Novikov N.V., Ivakhnenko S.A., Zanevskyy O.A., Kovalenko T.V. Growth of structurally perfect diamond single crystals at high pressures and temperatures. Review. *J. Superhard Mater.* 2018. Vol. 40. P. 315–324.
13. Liu Zh., Zhao D., Ao J., Chang X., Wang Y., Fu J., Zhang M., Wang H. Responsivity improvement of Ti–diamond–Ti structured UV photodetector through photocurrent gain. *Optics Express*. 2018. Vol. 26, no. 13. P. 17092–17098.
14. Ferry D.K. Semiconductor transport. London: Taylor & Francis, 2000.
15. Seeger K. Semiconductor Physics. Wien: Springer-Verlag, 1973.
16. Zaitsev A.M. Optical Properties of Diamond: A Data Handbook. Heidelberg: Springer-Verlag, 2001. 95 p.
17. Regmi M. Growth of Single Crystal. Doctoral Dissertations. Diamond Michigan State University. Department of Physics and Astronomy, 2007. 182 p.
18. The Properties of Natural and Synthetic Diamond / ed. J. Field. London, New York: Acad. Press, 1992.
19. Razezghi M., Rogalski A. Semiconductor ultraviolet detectors. *J. Appl. Phys.* 1996. Vol. 79, no. 10. P. 7433–7473.
20. Goncharenko I.A., Esman A.K., Kuleshov V.K. Recording and analysis of the radiation spectrum in the infrared band by means of bragg waveguide gratings. *Meas. Tech.* 2005. Vol. 48, no. 4. P. 363–366.
21. Kang W.P., Davidson J.L., Wong Y.M., Holmes K. Diamond vacuum field emission devices. *Diamond Relat. Mater.* 2004. Vol. 13. P. 975–981.
22. Pace E., De Sio A., Scuderi S. UV-Induced photoconduction in diamond. *Topics Appl. Phys.* 2006. Vol. 100. P. 463–504.
23. Pernegger H., Eremin V., Fraiss-Kölbl H., Griesmayer E., Kagan H., Schnetzer S., Stone R., Trischuk W., Twitchen D., Whitehead A. Charge-carrier properties in synthetic single-crystal diamond measured with the transient-current technique. *J. Appl. Phys.* 2005. Vol. 97, art. 073704.
24. Akimoto I., Naka N., Tokuda N. Time-resolved cyclotron resonance on dislocation-free HPHT diamond. *Diamond Relat. Mater.* 2015. Vol. 63. P. 38–42.
25. Kazuchits N.M., Rusetsky M.S., Kazuchits V.N., Korolik O.V., Kumar V., Moe K.S., Wang W., Zaitsev A.M. Comparison of HPHT and LPHT annealing of Ib synthetic diamond. *Diamond Relat. Mater.* 2019. Vol. 91. P. 156–164.

Надійшла до редакції 30.01.20

Після доопрацювання 02.06.20

Прийнята до опублікування 10.08.20