

В.А. Одарич

## Структура поверхні природної грані 6Н-карбіду кремнію

*Київський університет імені Тараса Шевченка, проспект Глушкова 6, м.Київ, 03022, Україна  
e-mail: [wladodarych@narod.ru](mailto:wladodarych@narod.ru)*

Проведено еліпсометричні дослідження будови приповерхневої зони природних граней росту монокристалів 6Н-SiC. Встановлено, що на поверхні зразків існує плівка, за припущенням природного окису (аморфного кварцу), із проміжним шаром іншого політипу на межі між підкладкою і плівкою, ймовірно кубічного карбіду кремнію. Товщина поверхневої плівки змінюється у межах 4 – 10 нм для різних зразків, товщина проміжного шару може становити від 45 – 60 нм до величини порядку довжини світлової хвилі видної діапазону. В області 1,4 – 4,8 еВ визначено показник заломлення основного матеріалу. Встановлено, що показник поглинання близький до нуля і менше чутливості еліпсометричної методики, тобто приблизно 0,05, за умови врахування поверхневої плівки. Це свідчить про відсутність прямих дозволених переходів у карбіді кремнію аж до 4,8 еВ. Значення показника заломлення близькі до значень показника заломлення кубічного карбіду кремнію.

**Ключові слова:** Оптичні сталі, еліпсометрія, карбід кремнію, окисна плівка.

*Стаття поступила до редакції 04.06.2010; прийнята до друку 15.03.2011.*

### Вступ

Карбід кремнію вирощується у модифікаціях цинкової обманки (3С-SiC) та ряду політипів гексагональної (6Н, 4Н, 2Н) та ромбоїдричної (15R) симетрій. Вирощування досконалих монокристалів виконується в умовах високотемпературних технологій. Після одержання кристалів вони охолоджуються в досить не контрольованих умовах, тому певний час поблизу поверхні росту монокристала структура речовини може змінюватись порівняно зі структурою в об'ємі. Існують дані [1], що в процесі охолодження щойно утворених монокристалів 6Н-SiC поблизу його поверхні утворюється шар кубічного карбіду кремнію достатньо великої товщини в кілька мікрометрів. Крім того, наростає поверхневий шар окису.

Край фундаментального поглинання 6Н-SiC міститься поблизу 3 еВ, отже матеріал прозорий у видній області спектра. Встановлено, що цей край обумовлений непрямими міжзонними переходами електронів між абсолютним максимумом валентної зони і мінімумом зони провідності, розташованим поза центром зони Бриллюена в широкій області поблизу точки L. Дослідження спектральних залежностей оптичних сталей може допомогти ідентифікації відповідних електронних переходів у схемі енергетичних зон, зокрема, виявленню початку прямих дозволених переходів, розміщених у глибині області власного поглинання.

Показник заломлення карбіду кремнію виміряно

рядом авторів [2 - 7] методом призми та інтерференційним методом [8], спектральна область досліджень обмежена областю прозорості речовини ~ 400 нм. Застосування еліпсометричного відбивального методу дозволило нам розширити область вимірювання на область фундаментального поглинання карбіду кремнію [9], однак при обробці результатів не було враховано поверхневий шар оксиду, нехтування яким спотворює спектри оптичних сталей.

Метою даної роботи було дослідити стан поверхневої області поблизу природної грані росту монокристалів карбіду кремнію і визначити параметри її. Зокрема визначенню підлягали оптичні сталі – показник заломлення та показник поглинання як матеріалу в об'ємі, так і поверхневих шарів, а також товщини шарів, якщо вони проявляться еліпсометрично.

### I. Методика вимірювання та зразки

Еліпсометричні виміри виконано в спектральній області 1,4 – 4,8 еВ за кімнатної температури на кількох зразках з відбивальною поверхнею, яка являла собою грань росту (0001), оптична вісь була перпендикулярна відбивальній поверхні. Виміри виконано на фотометричному еліпсометрі. Джерелом світла слугувала воднева і ртутна лампи, а також лампа розжарення. Кут падіння світлової хвилі на досліджуваний зразок становив 65° та 71°.

Вимірюваними величинами у даному методі були еліпсометричні параметри  $\cos\Delta$  і  $\text{tg}\psi$ , де  $\Delta$  – різниця фаз між р- і s- компонентами електричного вектора відбитої світлової хвилі, а  $\text{tg}\psi$  – відношення коефіцієнтів відбивання в р- і s- площинах зразка. У застосованому фотометричному методі [10] еліпсометричні параметри обчислюють за значеннями інтенсивностей відбитого світла, вимірними в різних поляризаціях. Параметри будови відбивної системи, оптичні сталі та товщини знаходили з допомогою пакета еліпсометричних програм [11], побудованих на ітераційному методі.

Для збільшення чутливості еліпсометричної методики вимірювали також головний кут – кут падіння, на якому за його означенням  $\Delta = 90^\circ$ . Головний кут знаходили, вимірюючи  $\cos\Delta$  на трьох-чотирьох кутах падіння по обидві сторони від головного кута. В околі головного кута ( $\pm 0,25^\circ$ ) залежність  $\cos\Delta$  від кута падіння є лінійною, значення головного кута знаходили, як той кут падіння, на якому  $\cos\Delta = 0$ .

Зразки одержано методом направленої кристалізації, еліпсометричні дослідження проведено при відбиванні світла від природніх граней росту кристалів.

## II. Одержані результати та їх обговорення

На рис. 1а наведено результати досліджень на грані росту такого окисленого зразка [9]. Оптичні сталі знайдено за вимірними значеннями еліпсометричних параметрів у моделі напівнескінченного середовища, тобто без врахування поверхневого шару.

У даному разі відбивання від системи відбувається майже так, як і від ізотропної речовини з оптичними сталими  $n_o$  і  $n_e$ , що належать до поляризації E $\perp$ c, де E – електричний вектор світлової хвилі, а c – оптична вісь кристала. Дійсно, знайдені в [12] коефіцієнти відбивання в р- і s- площинах можна подати у вигляді ( $n_{1o} = n_{1e} = 1$  і  $n_{2o} = n_o$ ,  $n_{2e} = n_e$ )

$$r_s = \frac{\cos\phi - \sqrt{n_o^2 - \sin^2\phi}}{\cos\phi + \sqrt{n_o^2 - \sin^2\phi}}, \quad r_p = \frac{n_o \cos\phi - \sqrt{1 - \frac{\sin^2\phi}{n_e^2}}}{\cos\phi + \sqrt{1 - \frac{\sin^2\phi}{n_e^2}}}, \quad (1)$$

де  $\phi$  – кут падіння на поверхню, а  $n_o$  і  $n_e$  – головні значення показника заломлення кристала для звичайної (o) та незвичайної (e) хвиль. Залежність коефіцієнта відбивання від  $n_e$  є слабкою, оскільки у виразі для  $r_p$  доданок  $\sin^2\phi/n_e^2 \ll 1$ .

Ми вважаємо, що деякі особливості спектрів оптичних сталей обумовлені відхиленням реальної відбивної системи від ідеальної, а саме ігноруванням поверхневим шаром. Зокрема, у видній області спектра, де карбід кремнію прозорий, спостерігаємо відмінний від нуля показник поглинання  $\sim 0,1$ , хоча за таких значень показника поглинання зразки повинні бути непрозорими. На довгих хвилях

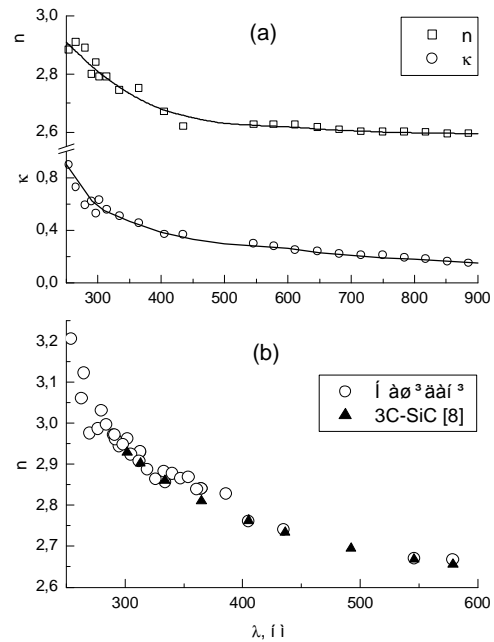


Рис. 1. Спектри показника заломлення  $n$  та показника поглинання  $k$  карбіду кремнію, обчислені без врахування (а) та із врахуванням (б) поверхневого шару.

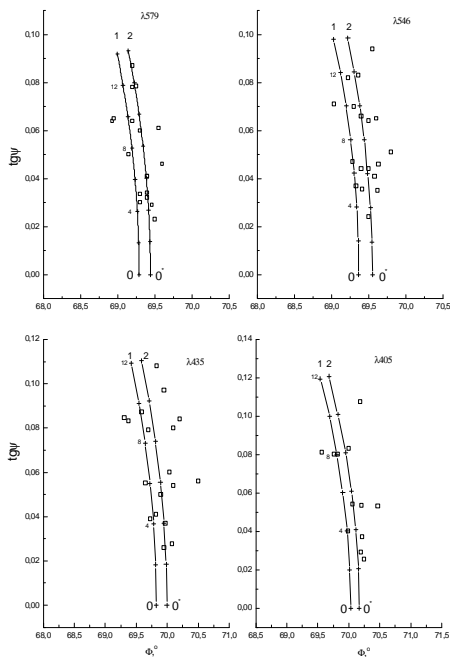
показник заломлення близький до значень, одержаних призмовим методом [2 - 7], вільним від впливу стану поверхні, однак у короткохвильовій області спостерігається розходження, а в [9] у спектрах проявився навіть максимум. Отже, без врахування поверхневого шару значення оптичних сталей і їх спектральні залежності значно спотворені.

Визначення параметрів тонких поверхневих шарів, особливо показника заломлення, є задачею непростого, еліпсометричні виміри повинні виконуватись за оптимальних умов. Зокрема, чутливість еліпсометричних параметрів до поверхневих шарів найвища, коли виміри проводити поблизу головного кута падіння. Виміри головного кута  $\Phi$  та параметра  $\text{tg}\psi$  на цьому куті (еліптичності) виконано на п'яти зразках, на різних гранях кожного зразка, в різний час і по кілька разів на кожному із зразків. Результати вимірювання подано на діаграмі вимірюваних величин (рис. 2), кожна пара  $\Phi$  і  $\text{tg}\psi$  представлена на такій діаграмі точкою.

Видно, що різні кристали відрізняються параметром  $\text{tg}\psi$  і менше – головним кутом  $\Phi$ . Такий вигляд розподілу експериментальних точок викликає припущення, що він відповідає різним товщинам поверхневої плівки.

В моделі підкладки (прозорий діелектрик) + прозора плівка теоретична крива, яка описує залежність головного кута і еліптичності від товщини плівки, починається від кута Брюстера підкладки, в даному разі монокристалічного карбіду кремнію.

У випадку анізотропної підкладки, коли оптична вісь перпендикулярна до поверхні зразка,



**Рис. 2.** Експериментальні значення головного кута  $\Phi$  та еліптичності  $tg \psi$  (квадратики) у порівнянні із теоретичними залежностями  $\Phi$  і  $tg \psi$  від товщини поверхневого шару (суцільні криві). Числа біля символів на теоретичних кривих вказують товщину плівки у нм.

кут Брюстера  $\Phi_{Br}$  легко знайти, прирівнявши до нуля чисельник виразу для  $r_p$  із (1)

$$tg \Phi_{Br} = n_e \sqrt{\frac{n_o^2 - 1}{n_e^2 - 1}}$$

У табл.1 подано літературні значення показників заломлення і обчислені нами значення кутів Брюстера. На рис. 2 цим кутам відповідають точки з позначкою "0".

Із зростанням товщини плівки еліпсометричні параметри змінюються від кута Брюстера

підкладинки вздовж певної кривої, яка розгортається в область менших кутів падіння (показник заломлення плівки менший за показник заломлення підкладинки) або в область більших кутів падіння (показник заломлення плівки більший за показник заломлення підкладинки). Кожній із кривих відповідає певне значення показника заломлення плівки. Поблизу кута Брюстера, від якого починаються криві однакового показника заломлення, їх густина буде великою і невелика похибка вимірювання еліпсометричних параметрів спричинить велику похибку обчислюваних значень параметрів плівки, особливо показника заломлення.

Обрахунок експериментальних даних, поданих на рис. 2, з допомогою автоматизованої програми [11] давав значення показника заломлення плівки від близьких до одиниці (коли виміряні значення головного кута менші за кут Брюстера) до кількох одиниць (якщо головний кут перевищує кут Брюстера). Такі значення очевидно є не реальними. Тобто, показник заломлення таких тонких плівок оксиду, які утворюються у процесі витримування на повітрі, важко визначити з достатньою точністю.

Однак природньо допустити, що на поверхні карбіду кремнію в умовах тривалого часу зберігання на повітрі утворюється плівка природнього оксиду, яким є двоокис кремнію, швидке за все аморфної модифікації. На рис. 2 криві 1 відображають зміну еліпсометричних параметрів із зміною товщини окисної плівки аморфного кварцу, розташованої на поверхні гексагонального карбіду кремнію. При цьому кожна із кривих починається від кута Брюстера підкладинки, тобто від точки, що відповідає нульовій товщині плівки.

При обчисленні теоретичних кривих ми користувались показником заломлення ефективного середовища  $n^*$  та показником заломлення аморфного кварцу  $SiO_2$ , значення яких наведено у табл. 1. Ефективним середовищем будемо називати таке ізотропне середовище, яке має ті ж значення кута Брюстера, що й даний анізотропний матеріал, в даному разі карбід кремнію. Тобто показник

**Таблиця 1**

Значення показників заломлення карбіду кремнію 6H-SiC для звичайної по та незвичайної не хвиль [2], обчислені значення кута Брюстера  $\Phi_{Br}$ , показник заломлення  $n^*$  еквівалентного середовища, а також показники заломлення 3C-SiC та аморфного кварцу  $SiO_2$  для різних довжин хвиль  $\lambda$ .

λ, нм	6HSiC				3C-SiC[7]	SiO <sub>2</sub> [13]
	$n_o$	$n_e$	$\Phi_{Br}$	$n^*$		
579	2,651	2,697	69,29	2,645	2,6557	1,45882
546	2,663	2,711	69,364	2,655	2,6684	1,4601
435	2,73	2,787	69,824	2,721	2,7337	1,46675
405	2,761	2,822	70,031	2,752	2,7625	1,4696

заломлення еквівалентного ізотропного середовища, наведений у табл. 1, обчислено за формулою  $n^* = \text{tg}\Phi_{\text{Бр}}$ . Заміна реального анізотропного середовища еквівалентним спрощує обчислення теоретичних кривих, практично не впливаючи на результат, коли товщина поверхневої плівки становить кілька нанометрів, як у даному випадку.

Експериментальні точки на рис. 2 розташовуються помітно правіше від кривих 1. Це може означати, що кут Брюстера підкладки для деяких із зразків дещо більший за кут Брюстера 6Н-SiC. Таке збільшення кута Брюстера спостерігається на всіх довжинах хвиль.

Зміна кута Брюстера досліджених природніх граней карбїду кремнію порівняно із кутом Брюстера гексагонального політипу цієї сполуки може бути пов'язана із зміною показника заломлення у приповерхневому шарі. Зокрема причиною такої зміни може бути утворення шару кубічної 3С-модифікації цієї сполуки товщиною кілька мікрометрів на поверхні кристалу у процесі охолодження печі [1].

За показниками заломлення гексагонального [2] і кубічного карбїду кремнію [7] було обчислено криву проміжного шару кубічного карбїду кремнію на гексагональному карбїді кремнію, а також криву оксидного шару, що розміщується на кубічному карбїді кремнію. Схема такої двохшарової системи наведена на рис. 3, а її параметри – в табл. 1. Порівнюючи дані табл.1 із позначеннями рис. 3, слід взяти до уваги, що  $n_{3o} = n_o$ ,  $n_{3e} = n_e$ ,  $n_2$  – показник заломлення 3С-SiC,  $n_1$  – показник заломлення SiO<sub>2</sub>.

$n_1$	$d_1$	SiO <sub>2</sub>
$n_2$	$d_2$	3С-SiC
$n_{3o}$	$n_{3e}$	

**Рис. 3.** Схема будови приповерхневої області грані росту монокристалів карбїду кремнію.

Крива плівки кубічного кремнію має вигляд дуги. Вона починається від кута Брюстера гексагонального карбїду кремнію (точка 0 на рис. 2) і зі зростанням товщини плівки розгортається в область більших кутів падіння, причому значення еліптичності (параметра  $\text{tg}\psi$ ) спочатку зростають, потім зменшуються, досягаючи нуля через половину періоду (коли товщина плівки становить 45 – 60 нм в залежності від довжини світлової хвилі) при деякому куті падіння (точка 0\*) на рис. 2. Максимальне значення еліптичності не перевищує 0,003, відповідна дугоподібна крива йде дуже близько до осі абсцис і тому на рис. 2 її не наведено.

Таким чином, збільшення кута Брюстера природніх граней гексагонального карбїду кремнію дійсно можна пояснити існуванням прошарку кубічного карбїду кремнію з товщиною від 45 – 60 нм і більше.

Крива окису аморфного кварцу на кубічному карбїді кремнію (крива 2) наведена на рис. 2. Вона практично паралельна кривій 1 окису на поверхні гексагонального карбїду кремнію, зміщена в область більших кутів падіння і добре описує розташування експериментальних точок. Видно, що товщина плівки змінюється у межах від 3 до 12 нм.

За вимірними значеннями еліпсометричних параметрів з допомогою пакета [11] автоматизованих програм проведено обчислення показника заломлення підкладки і товщини поверхневої плівки. За показник заломлення поверхневої плівки обирали показник заломлення аморфного кварцу. Одержаний спектр показника заломлення підкладки подано на рис. 1b у порівнянні із показником заломлення кубічного карбїду кремнію. Середні арифметичні значення товщини плівки та квадратичної похибки, знайдені із вимірів на всіх довжинах хвиль дослідженого діапазону, наведено у табл. 2.

**Таблиця 2**

Товщини d поверхневого шару окису на поверхні досліджених зразків

ЗРАЗКИ	1	2	3	4	5
d(нм)	9,1	4,1	9,3	7,5	10
$\Delta d$ (нм)	0,7	0,3	0,7	0,2	0,5

Товщини поверхневого шару змінюються у межах від 4,1 (зразок 2) до 10 нанометрів (зразок 5).

### III. Обговорення результатів

Із рис. 1b видно, що одержані нами показники заломлення збігаються з показниками заломлення кубічної модифікації карбїду кремнію. Це може означати, що товщина шару кубічного карбїду кремнію на досліджених нами зразках перевищує довжину світлової хвилі. Фактично світлова хвиля відбивається від напівнескінченного середовища, яким є кубічна модифікація карбїду кремнію, вкритого плівкою швидше за все оксиду.

Поглинання у кубічному карбїді кремнію починається від 530 нм і обумовлене непрямими електронними переходами з коефіцієнтом поглинання порядку  $K = 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Це означає, що шар кубічного карбїду кремнію є непрозорим уже при товщинах, більших 1 мкм. З іншого боку, таким коефіцієнтам поглинання відповідають значення показника поглинання  $\kappa = \lambda \cdot K / 4\pi \approx 0,05$ , які перебувають на межі похибки еліпсометричного методу. Тому у наших вимірах його виміряти не вдалося. Значення ж показника поглинання  $\kappa \sim 0,1$ , отримувані при обрахунку еліпсометричних даних у моделі напівнескінченного середовища (див. рис. 1a), відчутно перевищують показник поглинання 0,05 кубічного карбїду кремнію у видній області спектра

і обумовлені існуванням поверхневого шару швидче за все оксиду кремнію.

Спектр показника заломлення описується дисперсійною формулою з резонансом поблизу 7,63 еВ. У напівпровідниках, що кристалізуються в тетраедричних фазах, цей резонанс обумовлений переходами у сідловій точці густини станів.

В дослідженій області спектра аж до приблизно 4,8 еВ в спектрах оптичних сталих відсутні прояви прямих дозволених переходів. Цей висновок не протирічить експериментальним [1, 15 – 18] та теоретичним [14] дослідженням оптичних властивостей карбіду кремнію в області фундаментального поглинання. Так, в [17, 18] безпосередніми вимірами пропускання, проведеними на тонких пластинах монокристалічного матеріалу, показано, що поглинання від краю аж до 4,6 еВ (~265 нм) в карбіді кремнію обумовлене непрямими електронними переходами і коефіцієнт поглинання не перевищує  $K = 4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ . Найнижчий прямий електронний перехід спостерігається можливо поблизу 4,6 еВ. В [1] в спектрах відбивання спостережено слабкий перегин поблизу 4,6 еВ, який інтерпретовано як пов'язаний із прямими електронними переходами  $\Gamma_{15} - \Gamma_1$  в центрі зони Бриллюена. В спектрах діелектричної проникності [15, 16] найнижчий прямий електронний перехід спостерігається як слабкий край поглинання при 4,8 еВ. Теоретичні обрахунки [14] також не

виявляють структури у спектрах діелектричної проникності в області до 5 еВ, пов'язаної з прямими електронними переходами.

## Висновки

Спектр показника заломлення, одержаний із еліпсометричних даних, збігається із спектром показника заломлення кубічного карбіду кремнію. Одержані еліпсометричні дані можна пояснити існуванням на поверхні природної грані росту кристалів 6H-SiC шару кубічного карбіду кремнію з товщиною, що перевищує глибину проникнення світлової хвилі у матеріал і досягає, можливо, кількох мкм.

На поверхні досліджених граней росту існує плівка, швидше за все природного оксиду  $\text{SiO}_2$ . Товщина плівки змінюється від зразка до зразка і перебуває у межах 4 – 10 нм.

За умови врахування плівки показник поглинання досліджених об'єктів близький до нуля і таким чином в спектральній області від 890 до 260 нм не спостережено проявів прямих міжзонних електронних переходів.

**Одарич В.А.** – кандидат фізико-математичних наук, доцент, старший науковий працівник.

- [1] В.Е. Wheeler. UV reflectivity of  $\alpha$ - and  $\beta$ -SiC // *Sol. St. Communs*, 4, pp. 173–177 (1966).
- [2] А.К. Ramdas. Thermo-optic behaviour of silicon carbide // *Proc. Indian Akad. Sci.*, **34A**(2), pp.136-140 (1951).
- [3] Р.Т.В. Shaffer. Refractive index, dispersion and birefringence of silicon carbide // *Appl.Opt.*, 10 (5), pp.1034–1036 (1971).
- [4] J.A. Powell. Refractive index and birefringence of 2H silicon carbide // *Journ. Opt. Soc. Amer.*, 62 (3), pp.341–344 (1972)
- [5] А.Н.Пихтин, В.Т.Прокопенко, В.С.Рондарев, А.Д.Яськов. Коэффициент преломления света в карбиде кремния // *Опт. и спектр.*, 43 (4), сс.711–716 (1977).
- [6] Ю.М.Таиров, В.Ф.Цветков, Ю.Лаухе. Эллипсометрические исследования монокристаллов карбида кремния // *ФТТ*, 19 (12), сс.3653–3656 (1977).
- [7] Р.Т.В. Shaffer. Refractive index and dispersion of beta silicon carbide // *J. Opt. Soc. Amer.*, 59 (11), pp. 1498–1498 (1969).
- [8] W.J.Choyke, L.Patrick. Refractive index and low-frequency dielectric constant of 6H-SiC // *J. Opt. Soc. Amer.*, 58 (3), pp.377–379 (1968).
- [9] В.А. Одарич. Оптические постоянные  $\alpha$ -SiC(6H) в области собственного поглощения // *Ж. прикл. спектр.*, 15 (1), сс.160–162 (1971).
- [10] В.А. Одарич. Измерение малых величин эллипсометрических параметров // *Заводская лаб.*, 43 (9), сс.1093–1095 (1977).
- [11] В.А.Макара, В.А.Одарич, Т.Ю.Кепич, Т.Д.Преображенская, О.В.Руденко. Прибор и методы измерения параметров и степени однородности пленочных структур // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*, №3(81), сс.40–46 (2009).
- [12] В.А. Одарич. Отражение света на границе раздела двух анизотропных сред // *Изв. Вуз'ов. Физика*, №5, сс. 97–101 (1991).
- [13] И.М.Нагибина, В.К. Прокофьев Спектральные приборы и техника спектроскопии. Машиностроение, Л. 323 с. (1967).
- [14] M.Riohlfing, J.Pollmann. Dielectric function and reflectivity spectrum of SiC-polytypes // *Phys. Rev. B*, 63 (12), pp. 125201–1/ 125201–9 (2001).
- [15] С. Cobet, К. Wilmers, Т. Wethkamp, N.V. Edwards, N. Esser, W. Richter. Optical properties SiC investigated by spectroscopic ellipsometry from 3,5 to 10 ev // *Thin Solid Films*, 364, (1–2), pp. 111–113 (2000)

- [16] O. P. A. Lindquist, K. Jarrendahl, S. Peters, J.T. Zettler, C. Cobet, N. Esser, D. E. Aspnes, A. Henry, N. V. Edwards. Ordinary and extraordinary dielectric functions of 4H- and 6H-SiC from 3,5 to 9 eV // Appl. Phys. Letters, 78 (18), pp. 2715– 2717 (2001).
- [17] W.J.Choyke, L.Patrik. Higher absorption edges in 6H-SiC // Phys. Rev., 172 (3), pp. 769– 771 (1968).
- [18] W. J. Choyke, L. Patrik. Higher absorption edges in cubic SiC // Phys. Rev., 187 (3), pp. 1041– 1043 (1969).

V.A. Odarych

## Surface Structure of 6h- Silicon Carbide Natural Face

*Taras Shevchenko Kyiv National University, pr. Gloushkova, 2, Kyiv, Ukraine, 03022,  
e-mail: [vladodarych@narod.ru](mailto:vladodarych@narod.ru)*

Ellipsometric investigation of the near-surface region structure was made on monocrystal natural faces. It is shown, that on the samples surface there is film, probably of natural oxide SiO<sub>2</sub>, with an intermediate layer of other polytype, perhaps cubic silicon carbide, on a boundary between underlayer and film. The surface film thickness changes from 4 to 10 nm for different samples, the thickness of intermediate layer can make from 45 – 60 nm to an value about visible light wave length. In a region 1,4 – 4,8 eV refraction indices of basic material is determine. It is shown, that absorption indice is near to the zero, less then the ellipsometric method sensitivity, that is approximately 0,05, on condition of taking into account of surface film. It testify to absence of the direct allowed transitions in the silicon carbide up to 4,8 eV. Values of refraction index are close to the values of cubic silicon carbide refraction index.

**Keywords:** Optical constants, ellipsometry, silicon carbide, oxide film.