

**Є.Ф. Венгер, А.І. Євтушенко¹,
Л.Ю. Мельничук, О.В. Мельничук**

**ПОВЕРХНЕВІ ПОЛЯРИТОНИ
В МОНОКРИСТАЛАХ 6H-SiC,
РОЗМІЩЕНИХ У СИЛЬНОМУ ОДНОРІДНО-
МУ
МАГНІТНОМУ ПОЛІ**

Показано можливість збудження поверхневих фононних та плазмон-фононних поляритонів (ПП) в оптично-анізотропних монокристалах карбіду кремнію (політип 6H), розміщених у сильному однорідному магнітному полі за взаємно ортогональних орієнтацій оптичної осі, хвильового вектора та магнітного поля: $C \parallel x, K \parallel C; xy \parallel C; C \parallel z, K \perp C, xy \perp C; C \parallel y, K \perp C, xy \parallel C, \vec{H} \perp K, \vec{H} \parallel y$. Зареєстровано спектри порушеного повного внутрішнього відбивання (ППВВ) та досліджено основні властивості ПП (дисперсійні криві та коефіцієнт затухання ПП) у разі дії на монокристал 6H-SiC сильного однорідного магнітного поля. Виявлено вплив однорідного магнітного поля на характеристики ПП 6H-SiC.

Ключові слова: поверхневі поляритони, анізотропія, магнітне поле, дисперсійні криві, карбід кремнію.

Питання дослідження властивостей поверхневих поляритонів в оптично-ізотропних та оптично-анізотропних середовищах є складним завданням, яке і досі не втратило своєї актуальності [1—5]. Особливої уваги заслуговують дослідження одновісних полярних оптично-анізотропних монокристалів карбіду кремнію (політип 6H), що широко використовуються як у фундаментальних, так і прикладних дослідженнях [6—10]. Монокристали 6H-SiC кристалізуються в структурі вюртцита з просторовою групою $C_{6v}^4 (P6_3mc)$ і характеризуються сильною анізотропією властивостей плазмової системи [7]. Для 6H-SiC добре досліджено питання анізотропії ефективної маси електронів і коефіцієнтів затухання фононів та плазмонів [8]. У праці [9] досліджено основні властивості ПП у разі взаємно ортогональних орієнтацій та за різного ступеня легування монокристалів 6H-SiC. Авторами [10, 11] вперше виявлено та досліджено нові типи поверхневих плазмон-фононних поляритонів (ППФП) у легуваних анізотропних монокристалах 6H-SiC для орієнтацій хвильового вектора ППФП відносно поверхні і оптичної осі кристала $K \perp C, xy \perp C$. Однак відомості про дослідження одночасного впливу анізотропії плазмової та фононної підсистем й однорідного магнітного поля на характеристики поверхневих поляритонів 6H-SiC у літературі відсутні.

У даній праці досліджено властивості поверхневих фононних та плазмон-фононних поляритонів монокристалів карбіду кремнію (політип 6H), розміщених у однорідному магнітному полі, що становить від 0 до 100 кЕ (випадок $\vec{H} \perp K, \vec{H} \parallel y$) за трьох взаємно ортогональних орієнтацій оптичної осі монокристала та хвильового вектора: $C \parallel x, K \parallel C, xy \parallel C; C \parallel z, K \perp C, xy \perp C; C \parallel y, K \perp C, xy \parallel C$.

Експериментальні спектри ППВВ монокристалів 6H-SiC отримано за допомогою спектрометра ИКС-29 у діапазоні 400—1400 см^{-1} і приставки порушеного повного внутрішнього відбивання НРВО-2. Діапазон кутів падіння ІЧ-випромінювання на елемент ППВВ становить від 20 до 60°, точність встановлення кутів не гірше ніж 6'. Проміжок між напівцилінд-

© Є.Ф. Венгер, А.І. Євтушенко, Л.Ю. Мельничук, О.В. Мельничук, 2010

ром і досліджуваним монокристалом 6H-SiC створювався за допомогою каліброваних фторпластових прокладок. У проведених дослідженнях використано елемент ППВВ діаметром 12 мм із показником заломлення 2,38.

Розглянемо оптично-анізотропний одновісний полярний напівпровідник (6H-SiC), що межує з оптично-ізотропним середовищем (повітря). Збудження та поширення поверхневих поляритонів відбувається вздовж поверхні монокристала. Вісь x розташована в напрямку поширення електромагнітної хвилі; xy — площина, яка містить досліджувану поверхню. Однорідне магнітне поле спрямовано паралельно до досліджуваної поверхні монокристала і перпендикулярно до хвильового вектора (конфігурація Фогта). Розрахунок коефіцієнта ППВВ для орієнтації $C \parallel x$, $C \parallel y$, $C \parallel z$ виконано згідно з методикою, описаною в [7]. За наявності дії на монокристал 6H-SiC однорідного магнітного поля діелектрична проникність може бути визначена відповідно до [13]:

$$\begin{pmatrix} \varepsilon_1 & i\varepsilon_2 & 0 \\ -i\varepsilon_2 & \varepsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

де

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_\infty \left(1 + \frac{v_L^2 - v_T^2}{v_T^2 - v^2 - i\gamma_f v} + \frac{v_p^2 (v + i\gamma_p)}{v(\Omega^2 - (v + i\gamma)^2)} \right),$$

$$\varepsilon_2 = \frac{\varepsilon_\infty v_p^2 \Omega}{v((v + i\gamma_p)^2 - \Omega^2)}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_3 = \varepsilon_\infty \left(1 + \frac{v_L^2 - v_T^2}{v_T^2 - v^2 - i\gamma_f v} - \frac{v_p^2}{v(v + i\gamma_p)} \right),$$

де $\varepsilon_{\infty \perp \parallel}$ — високочастотна діелектрична проникність перпендикулярно і паралельно до осі C ; $v_{L \perp \parallel}$, $v_{T \perp \parallel}$ — відповідно частоти поздовжнього та поперечного оптичних фононів перпендикулярно і паралельно до осі кристала; $v_{p \perp \parallel}$ — частота плазмового резонансу перпендикулярно і паралельно до осі кристала; $\gamma_{p \perp \parallel}$ — коефіцієнт затухання плазмонів перпендикулярно і паралельно до осі кристала; $\gamma_{f \perp \parallel}$ — коефіцієнт затухання оптичного фонона перпендикулярно і паралельно до осі кристала; $\Omega = \frac{eH}{mc}$ — циклотронна частота.

На рис. 1 подано експериментальні спектри ППВВ (точки — \circ) монокристала 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б) за орієнтації $C \parallel z$, $K \perp C$, $xy \perp C$ та розрахункові криві за орієнтацій: $C \parallel x$, $K \parallel C$, $xy \parallel C$ (крива 1); $C \parallel z$, $K \perp C$, $xy \perp C$ (крива 2); $C \parallel y$, $K \perp C$, $xy \parallel C$ (крива 3) за відсутності дії магнітного поля на напівпровідник. Кут падіння в призмі ППВВ дорівнює 40° , відстань між зразком та призмою — відповідно 3,1 (1), 2,7 (2), 2,5 мкм (3). Криві 1'–3' розраховано при наявності дії на монокристал 6H-SiC магнітного поля, що становить 100 кЕ за орієнтації $\vec{H} \perp K$, $\vec{H} \parallel y$. Оскільки криві 1–3 збігаються з відповідними кривими 1'–3', останні зміщено на графіку на 5 см^{-1} у низькочастотну область спектра. Частоти мінімумів спектрів ППВВ дорівнюють: 944 (1, 1'), 951 (2, 2'), 967 см^{-1} (3, 3'), а напівширина спектрів — 16 (1, 1'), 26 (2, 2'), 54 см^{-1} (3, 3'). Як видно з рис. 1, дія сильного магнітного поля на монокристал 6H-SiC за

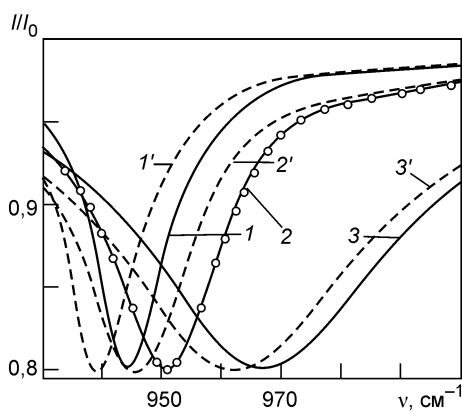


Рис. 1. Спектри ППВВ 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б)

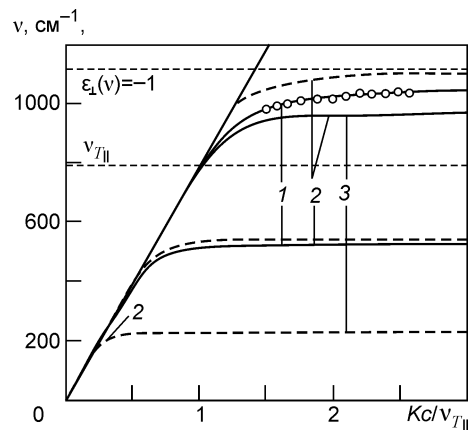


Рис. 2. Високо- та низькочастотні дисперсійні гілки 6H-SiC (зразок SC-2)

вказаної орієнтації магнітного поля практично не впливає на спектр ППВВ.

Проведені дослідження в працях [7—11] показали, що збудження ПП фононного та плазмон-фононного типів в 6H-SiC відбуваються в околі частот поперечного і поздовжнього оптичних фононів. У спектрах ППВВ проявляються мінімуми. Згідно з [7, 13] частоти мінімумів у спектрах ППВВ за $H \approx 0$ відповідають поверхневим модам ν^+ та ν^- і псевдоповерхневим модам за більших полів. Очевидно, що для монокристалу 6H-SiC поверхневі моди збігаються із псевдоповерхневими. Якщо циклотронна частота стає наближеною до частоти поверхневих збуджень, то магнітне поле сильно ускладнює дисперсійні співвідношення, що зумовлено нерівністю діагональних і появою недиагональних компонент тензора діелектричної проникності в магнітному полі. Отримані математичні вирази подано в табл. 1.

На рис. 2 наведено експериментальні (точки — \circ) за орієнтації $C \parallel z$, $K \perp C$, $xy \perp C$ та розрахункові (лінії) дисперсійні криві за орієнтації $C \parallel y$, $K \perp C$, $xy \parallel C$ (крива 1); $C \parallel z$, $K \perp C$, $xy \perp C$ (крива 2); $C \parallel x$, $K \parallel C$, $xy \parallel C$ (крива 3) без дії магнітного поля на монокристал 6H-SiC (зразок SC-2).

Як видно з рис. 2, у випадку, коли оптична вісь $C \parallel y$ (перпендикулярна до напрямку поширення і нормалі до поверхні кристала), існують дві дисперсійні гілки. Нижня гілка ν^- існує в усьому інтервалі зміни хвильового вектора K . Що стосується верхньої гілки ν^+ , то область існування обмежена умовою $K > \omega_{T\perp}$. Для випадку, коли оптична вісь кристала перпендикулярна до поверхні ($C \parallel z$) або паралельна до напрямку поширення ($C \parallel x$), кількість дисперсійних гілок збільшується і може досягти п'яти. Одна з них є аналогом низькочастотної гілки ν^- і починається за умови $K = 0$. Кількість гілок, які існують за $K > \omega_{T\perp}/c$, $\omega_{T\perp}/c$, змінюється залежно від орієнтації оптичної осі кристала відносно його поверхні. Вказані моди можуть збуджуватися в усьому діапазоні зміни K (аналогічно до оптично-ізотропного кристала), або в обмеженому зверху інтервалі його значень [10, 11].

Як показано в [13], тільки в геометрії Фогта поверхневі хвилі залишаються хвилями TM -типу. Магнітне поле H перпендикулярне до площини поляризації поверхневої хвилі xz , у якій обертається її електричний вектор. У цій площині відбувається і циклотронний рух електронів, який при одному знаку H збігається з «власним» обертанням електрич-

Таблиця 1. Дисперсійні співвідношення для одновісного кристала, розміщеного у магнітному полі (випадок $\vec{H} \perp \vec{K}$, $\vec{H} \parallel y$) за трьох орієнтацій

Орієнтація	Дисперсійне співвідношення
$C \parallel z$	$K^2 = \varepsilon_{v\parallel} \frac{1 - \varepsilon_{v\perp}}{1 - \varepsilon_{v\perp} \varepsilon_{v\parallel}}$
$C \parallel x$	$K^2 = \varepsilon_{v\perp} \frac{1 - \varepsilon_{v\parallel}}{1 - \varepsilon_{v\perp} \varepsilon_{v\parallel}}$
$C \parallel y$	$K^2 = \frac{\varepsilon_{v\perp}}{1 + \varepsilon_{v\perp}}$

Примітка. $\varepsilon_{v\perp\parallel} = \frac{\varepsilon_{1\perp\parallel}^2 - \varepsilon_{2\perp\parallel}^2}{\varepsilon_{1\perp\parallel}}$.

3Б) існує дві дисперсійні криві (рис. 3, криві 1, 2). Граничне значення ν , визначається із рівняння $\varepsilon_{\perp}(\nu) = -1$. Під дією магнітного поля, що становить 100 кЕ, дисперсійні криві набудуть вигляду 1'–3'. Як видно з рис. 3, під дією магнітного поля високочастотна дисперсійна гілка не змінюється, а низькочастотна зміщується у довгохвильову область спектра. В області частот 500–550 cm^{-1} з'являється додаткова дисперсійна гілка, яка в праці [13] названа «віртуальною» модою. За своїми властивостями вона аналогічна поверхневим коливанням типу II в анізотропних кристалах [14]. Однак, як показано в [15], монокристали оксиду цинку, на відміну від монокристалів 6H-SiC характеризуються сильною анізотропією властивостей фононної підсистеми.

Проведені дослідження дисперсійних кривих для монокристала 6H-SiC за орієнтації $C \parallel x$, $K \parallel C$, $xy \parallel C$ показали, що кількість дисперсійних гілок за такої орієнтації залишається сталою і дорівнює двом (високо- і низькочастотна гілки). Вплив магнітного поля на граничну частоту нижньої дисперсійної гілки спостерігається в діапазоні 162–418 cm^{-1} . При зростанні магнітного поля від 0 до 100 кЕ, на відміну від попередньої орієнтації, дисперсійна гілка зміщується у високочастотну область спектра на 256 cm^{-1} .

ного вектора в поверхневій хвилі, а при іншому знаку H протилежний йому. Звідси впливає нееквівалентність напрямків $+K$ та $-K$, різними стають і частоти, які відповідають різним напрямкам H .

Дослідження дисперсійних кривих монокристалів 6H-SiC, розміщених у сильному магнітному полі, що становить 100 кЕ ($\vec{H} \perp \vec{K}$, $\vec{H} \parallel y$), за трьох взаємно ортогональних орієнтацій, указують на суттєві відмінності в їх поведінці у разі зміни орієнтації. Так, за орієнтації $C \parallel y$, $K \perp C$, $xy \parallel C$ без дії магнітного поля на монокристал (зразок ПСЕ-

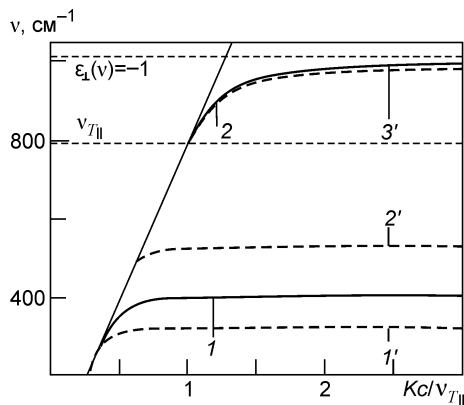


Рис. 3. Дисперсійні криві 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б) у разі $C \parallel y$, $K \perp C$, $xy \parallel C$ при H , кЕ: 1, 2 — 0; 1'–2' — 100

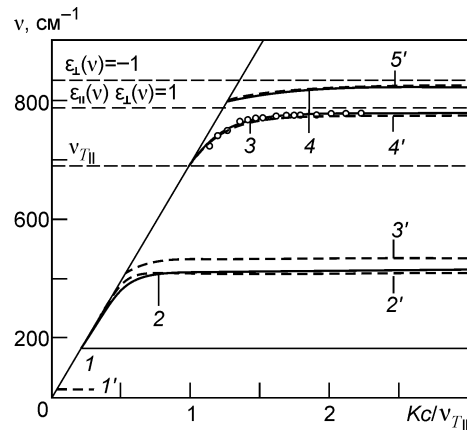


Рис. 4. Дисперсійні криві 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б) у разі $C \parallel z$, $K \perp C$, $xy \perp C$ при H , кЕ: 1–4 — 0; 1'–5' — 100

На рис. 4 наведено дисперсійні криві сильно легovanого 6H-SiC (зразок ПСЕ-3Б) за орієнтації $C \parallel z$, $K \perp C$, $xy \perp C$. Розрахунок указує на можливість збудження в 6H-SiC за вказаної орієнтації та відсутності дії на монокристал магнітного поля (криві 1–4) до чотирьох дисперсійних гілок. Точки (o) — експериментальні дані для 6H-SiC за вказаної орієнтації та відсутності дії магнітного поля на монокристал. За наявності впливу на монокристал магнітного поля ($H \gg 50$ кЕ, випадок $\vec{H} \perp K$, $\vec{H} \parallel y$) в 6H-SiC можливе збудження до п'яти дисперсійних гілок (криві 1'–5'). Крім досліджених у працях [10, 11] дисперсійних кривих, було зареєстровано збудження нової гілки, початок якої відповідає умові $\epsilon_1 = 0$. Згідно з [7] граничне значення ν_s визначається з умов $\epsilon_{\parallel}(\nu)\epsilon_{\perp}(\nu) = 1$, причому ϵ_{\parallel} і ϵ_{\perp} від'ємні.

Граничні частоти нижніх, верхніх плазмон-фононних та «віртуальних» фононних гілок для монокристалів 6H-SiC без впливу на них магнітного поля та у разі дії магнітного поля, що становить 30, 65 та 100 кЕ, за орієнтацій $\vec{H} \perp K$, $\vec{H} \parallel y$ та $C \parallel x$, $K \parallel C$, $xy \parallel C$; $C \parallel z$, $K \perp C$, $xy \perp C$; $C \parallel y$, $K \perp C$, $xy \parallel C$ подано в табл. 2.

На рис. 5 наведено експериментальну і теоретичну залежності коефіцієнта затухання ПП $\Gamma_{\text{ПП}}(\nu)$ від частоти ПП для монокристала 6H-SiC. Розрахунок виконано для монокристалів з ідеально гладкою поверхнею [7]. Криві 1–3 розраховано для монокристалів карбіду кремнію з різним ступенем легування та за відсутності дії на кристал магнітного поля за методикою, описаною в [7].

Криві 1'–3' — $\Gamma_{\text{ПП}}(\nu)$ для зразка ПСЕ-3Б у випадку дії на нього магнітного поля, що становить 30 (1'), 65 (2'), 100 кЕ (3'), за орієнтації $\vec{H} \perp K$, $\vec{H} \parallel y$.

У літературі зустрічається декілька механізмів пояснення затухання ПП, а саме: внаслідок поверхневого розсіювання електронів, спричиненого неглибоким проникненням світла та наявністю на поверхні збідненого носіями шару, що може призводити до перекачки енергії поверхневих плазмонів в об'ємні [7, 13].

З рис. 5 видно, що із збільшенням концентрації вільних носіїв зарядів у монокристалах 6H-SiC коефіцієнт затухання ПП зменшується. Обернена закономірність спостерігається при зростанні магнітного поля, в якому розміщено досліджуваний напівпровідник.

Коефіцієнт затухання поверхневих поляритонів монокристала 6H-SiC розраховано графічним методом, описаним у праці [7], для зразків SC-1, SC-2 та ПСЕ-3Б за магнітних полів 0, 30, 65, 100 кЕ та орієнтацій $C \parallel y$, $K \perp C$, $xy \parallel C$; $C \parallel z$, $K \perp C$, $xy \perp C$; $C \parallel x$, $K \parallel C$, $xy \parallel C$, $\vec{H} \perp K$, $\vec{H} \parallel y$ (табл. 3).

Таким чином, у даній праці вперше зареєстровано спектри порушеного повного внутрішнього відбивання в області збудження поверхневих

Таблиця 2. Граничні частоти дисперсійних гілок монокристала 6H-SiC

B, E				
Зразок	1	$30 \cdot 10^3$	$65 \cdot 10^3$	$100 \cdot 10^3$

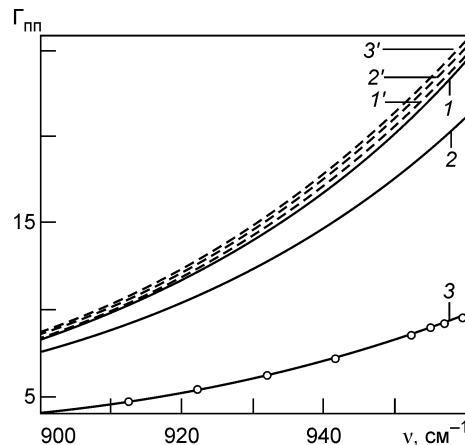


Рис. 5. Залежність коефіцієнта затухання ПП від частоти $\Gamma_{\text{ПП}}(\nu)$ 6H-SiC: 1 — ПСЕ-3Б; 2 — SiC-1; 3 — SiC-2; 1'–3' — ПСЕ-3Б, $H = 30, 65, 100$ кЕ

	v_{pf}^- , см ⁻¹	v_{pf}^+ , см ⁻¹	v_{pf}^- , см ⁻¹	v_v , см ⁻¹	v_{pf}^+ , см ⁻¹	v_{pf}^- , см ⁻¹	v_v , см ⁻¹	v_{pf}^+ , см ⁻¹	v_{pf}^- , см ⁻¹	v_v , см ⁻¹	v_{pf}^+ , см ⁻¹
$C y$											
ПСЕ-3Б	409	998	386	450	997	355	489	996	326	530	995
SC-1	454	1014	432	493	1013	402	529	1011	373	566	1009
SC-2	523	1049	504	558	1048	476	589	1044	449	620	1040
$C z$											
ПСЕ-3Б	162	961	279	427	960	18	441	958	25	468	954
	472	1050			1045	354		1046	418		1049
SC-1	170	963	298	479	962	16	484	957	23	507	952
	472	1069			1070	376		1072	441		1069
SC-2	225	971	347	539	967	21	547	960	30	564	952
	540	1113			1095	425		1097	489		1100
$C x$											
ПСЕ-3Б	162	961	279	960	354	958	418	954			
SC-1	170	964	298	962	376	957	441	952			
SC-2	225	971	347	967	425	960	489	952			

Таблиця 3. Напівширина мінімуму в спектрі ПШВВ Γ_n та коефіцієнт затухання ПШ Γ_m 6H-SiC при $H = 0$ і 100 кЕ

$\varphi, ^\circ$	$H, \text{кЕ}$							
	0				100			
	$v_{\min}, \text{см}^{-1}$	χ	$\Gamma_n, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_m, \text{см}^{-1}$	$v_{\min}, \text{см}^{-1}$	χ	$\Gamma_n, \text{см}^{-1}$	$\Gamma_m, \text{см}^{-1}$
$C x$								
ПСЕ-3Б ($\gamma_{p\perp} = 620 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 340 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 12 \text{ см}^{-1}$)								
30	917	1,398	29	22	917	1,398	29	22
35	937	1,691	188	171	937	1,692	190	174
SC-1 ($\gamma_{p\perp} = 700 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 260 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 14 \text{ см}^{-1}$)								
30	919	1,41	28	23	919	1,4	30	23
35	939	1,714	215	198	939	1,714	219	202
SC-2 ($\gamma_{p\perp} = 830 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{p\parallel} = 450 \text{ см}^{-1}$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 12 \text{ см}^{-1}$)								
30	922	1,415	45	34	922	1,415	45,12	34
35	944	1,752	415	359	944	1,752	420,45	364
$C z$								
ПСЕ-3Б ($\gamma_{p\perp} = 0$, $\gamma_{p\parallel} = 0$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 0$)								
30	933	1,41	134	97	933	1,41	139	115
SC-1 ($\gamma_{p\perp} = 0$, $\gamma_{p\parallel} = 0$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 0$)								
30	938	1,42	230	163	938	1,435	—	—
SC-2 ($\gamma_{p\perp} = 0$, $\gamma_{p\parallel} = 0$, $\gamma_{f\perp\parallel} = 0$)								
30	946	1,34	157	94	946	1,35	—	204
35	956	1,39	252	165	956	1,43	—	—
50	958	1,4	327	203	958	1,46	—	—

Закінчення табл. 3

$\varphi, ^\circ$	$H, \text{кЕ}$	
	0	100

	V_{\min}, cm^{-1}	χ	$\Gamma_{\text{н}}, \text{cm}^{-1}$	$\Gamma_{\text{м}}, \text{cm}^{-1}$	V_{\min}, cm^{-1}	χ	$\Gamma_{\text{н}}, \text{cm}^{-1}$	$\Gamma_{\text{м}}, \text{cm}^{-1}$
$C y$								
ПСЕ-3Б ($\gamma_{p\perp} = 0, \gamma_{p\parallel} = 0, \gamma_{f\perp\parallel} = 0$)								
30	945	1,425	274	180	945	1,42	296	180
35	963	1,594	—	437	963	1,59	—	473
SC-1 ($\gamma_{p\perp} = 0, \gamma_{p\parallel} = 0, \gamma_{f\perp\parallel} = 0$)								
30	954	1,445	380	237	954	1,594	402	245
SC-2 ($\gamma_{p\perp} = 0, \gamma_{p\parallel} = 0, \gamma_{f\perp\parallel} = 0$)								
50	984	1,51	594	543	984	1,515	470	436

плазмон-фононних поляритонів в одноосному гексагональному 6H-SiC, розміщених у сильному однорідному магнітному полі. Досліджено дисперсійні залежності та коефіцієнти затухання поверхневих фононних та плазмон-фононних поляритонів 6H-SiC, розташованих у сильному однорідному магнітному полі. Показано, що у разі дії магнітного поля в 6H-SiC проявляються нові дисперсійні гілки, а їх кількість залежить як від оптичних та електрофізичних параметрів кристала, так і від його орієнтації та величини магнітного поля. Виявлено залежність коефіцієнта затухання ПП від величини зовнішнього магнітного поля. Однак питання дослідження самого механізму потребують додаткового вивчення.

**E.F. Venger, A.I. Yevtushenko, L.Yu. Melnichuk,
O.V. Melnichuk**

**SURFACE POLARITONS
IN 6H-SiC SINGLE CRYSTALS PLACED
IN A STRONG UNIFORM MAGNETIC FIELD**

Feasibility of excitation of surface phonon and plasmon-phonon polaritons (PPs) in optically anisotropic silicon carbide single crystals (polytype 6H) placed in a strong uniform magnetic field, at orthogonally related optical axis, wave vector and magnetic field: $C||x, K||C, xy||C; C||z, K\perp C, xy\perp C; C||y, K\perp C, xy||C, \vec{H}\perp K, H||y$ has been demonstrated. The attenuated total reflectance spectra were registered, and the main PP properties (dispersion curves and damping coefficient) in 6H-SiC single crystal subjected to action of strong uniform magnetic field were studied. The effect of the uniform magnetic field on the properties of PPs in 6H-SiC was determined.

Keywords: surface polaritons, anisotropy, magnetic field, dispersion curves, silicon carbide.

1. Альшиц В.И., Любимов В.Н. Бездисперсионные поверхностные поляритоны на различных срезах оптически одноосных кристаллов // ФТТ. — 2002. — **44**, вып. 2. — С. 371—374.
2. Виноградов Е.А. Поляритоны полупроводниковой микрополости // УФН. — 2002. — **172**, № 12. — С. 1371—1410.
3. Дацко В.Н., Копылов А.А. О поверхностных электромагнитных волнах // Там же. — 2008. — **178**, № 1. — С. 109—110.
4. Степанов Н.П. Плазмон-фонон-поляритоны в легированных акцепторной примесью сплавах висмут-сурьма // ФТП. — 2004. — **38**, вып. 5. — С. 552—555.
5. Фурс А.Н., Барковский Л.М. Поверхностные электромагнитные волны в фарадеевских средах // ЖТФ. — 2003. — **73**, вып. 4. — С. 9—16.
6. Peter F., Tsunenobu K., Lothar L., Gerhard P. Silicon Carbide: Two Volume Set. Volume 1: Growth, Defects, and Novel Applications. — Hardcover, 2009. — 528 p.; Volume 2: Power Devices and Sensors. — Hardcover, 2009. — 520 p.
7. Венгер Є.Ф., Мельничук О.В., Пасечник Ю.А. Спектроскопія залишкових променів. — К.: Наук. думка, 2001. — 191 с.
8. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Анизотропія ефективних мас електронів в карбиді кремнія // ФТТ. — 1992. — **34**, № 2. — С. 423—428.
9. Мельничук А.В. Исследование поверхностных плазмон-фононных поляритонов в монокристаллах SiC-6H методом НИВО // Поверхность. Физика, химия, механика. — 1998. — № 7. — С. 76—81.

10. *Поверхневі* плазмон-фононні поляритони карбїду кремнію / Є.Ф. Венгер, Л.Ю. Мельничук, О.В. Мельничук та ін. // Укр. фіз. журн. — 1998. — **43**, № 5. — С. 598—603.
11. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Влияние анизотропии на дисперсию поверхностных плазмон-фононных поляритонов карбида кремния // ФТТ. — 1998. — **40**, № 4. — С. 636—639.
12. *Reflectance* spectra of a 6H-SiC single crystal placed in a strong homogeneous magnetic field / E.F. Venger, A.I. Evtushenko, L.Yu. Melnichuk et al. // J. Eng. Physics and Thermophysics. — 2009. — **82**, N 6. — P. 1211—1218 (E-mail: <http://www.springerlink.com/content/4043151v3243r701>).
13. *Поверхностные* поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / Под ред. В.М. Агроновича, Д.Л. Миллса. — М.: Наука, 1985. — 528 с.
14. Мельничук А.В., Пасечник Ю.А. Затухание поверхностных плазмон-фононных поляритонов окиси цинка // ФТТ. — 1996. — **38**, № 8. — С. 2343—2346.
15. *Anisotropy* of the ZnO single crystal reflectivity in the region of residual rays / E.F. Venger, A.V. Melnichuk, L.Yu. Melnichuk, Yu.A. Pasechnik // Physica status solidi (B). — 1995. — **188**, N 2. — P. 823—831.

Інститут фізики напівпровідників
ім. В.Є. Лашкарьова
НАН України
Проспект Науки, 41
03026 Київ

Одержано 26.02.2010

¹Ніжинський державний університет
ім. Миколи Гоголя
Вул. Крапив'янського, 2
16600 Ніжин