

М.М. ЧЕПІЛКО, Ю.В. БОБКОВ, С.О. ПОНОМАРЕНКО

Навчально-науковий інститут аерокосмічних технологій
Національний технічний університет України
"Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського"
(Просп. Перемоги, 37, Київ 03056)

УДК 537.6/.8

ПРО МЕХАНІЗМ ЗБУДЖЕННЯ ГІБРИДНИХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНІВ У НАПІВПРОВІДНИКАХ

Проаналізовано вплив постійного електричного струму на динаміку плазмон-поляритонів у напівпровідниках. Показано, що зустрічний рух макроскопічних континуумів електронів і дірок, зумовлений зовнішньою електрорушійною силою, приводить до появи нестійких додаткових гібридних об'ємних та поверхневих плазмонів та плазмон-поляритонів, які "генетично" зв'язані як з електронами, так і з дірками. Закон дисперсії та інкремент (декремент) зростання (спадання) амплітуд динамічних змінних додаткових гібридних плазмонів та плазмон-поляритонів суттєво залежать від стаціонарної швидкості руху заряджених частинок, зумовленої постійним електричним струмом. Показано, що одному із розв'язків дисперсійного рівняння поверхневих плазмон-поляритонів відповідають "екзотичні" об'ємні плазмон-поляритони, які розповсюджуються від межі розподілу "повітря-напівпровідник" в глибину контактуючих середовищ. Нестійкість додаткових гібридних плазмонів та плазмон-поляритонів можна покласти в основу простого методу збудження додаткових гібридних плазмонів та плазмон-поляритонів у напівпровідниках.

Ключові слова: електрони, дірки, електричне поле, поляризація, густина електричного струму, плазмонна частота, просторова дисперсія, дисперсійне рівняння, нестійкість, об'ємні плазмони, поверхневі плазмони, об'ємні поляритони, поверхневі поляритони, інкремент зростання, декремент спадання.

1. Вступ

Нині приділяється значна увага дослідженню плазмонних та плазмон-поляритонних станів [1–6] напівпровідників та металів. Це зумовлено їх перспективними впровадженнями зокрема у таких прикладних областях, як нанофотоніка і оптоелектроніка, плазмонні біосенсори, лазери на

основі плазмон-поляритонів, візуалізація високої роздільної здатності та оптичні мікроскопи, радіофізика електромагнітних хвиль терагерцового діапазону.

Важливим питанням у плазмоніці є пошук нових механізмів збудження плазмонів та плазмон-поляритонів у напівпровідниках та металах. При цьому велика увага приділяється терагерцовому частотному діапазону $\omega \in 10^{11} - 1,5 \cdot 10^{13}$ Гц, який приймає до інфрачервоного частотного діапазону.

Терагерцова проблематика нині активно обговорюється у значній кількості профільних публікацій, зокрема у [7–13].

Так у [7] проаналізовано у гідродинамічному наближенні ефект нестабільності плазмонів у балі-

Цитування: Чепілко М.М., Бобков Ю.В., Пономаренко С.О. Про механізм збудження гібридних плазмон-поляритонів у напівпровідниках. *Укр. фіз. журн.* **70**, № 8, 538 (2025).

© Видавець ВД "Академперіодика" НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

стичному польовому транзисторі, який виникає за рахунок зустрічного руху електронів внаслідок їх відбиття від потенціального бар'єру. Авторами роботи зроблено висновок, що таке явище може бути використаним для генерації дальнього інфрачервоного електромагнітного випромінювання.

У роботі [8] були проаналізовані взаємодії дрейфуючих електронів із оптичними фононами у напівпровідниках. Автором цієї роботи розглядалися три фізичні системи, а саме тривимірний електронний газ в об'ємному зразку, двовимірний електронний газ у квантовій ямі і двовимірний електронний газ у квантовій ямі під металевим електродом. Було показано, що взаємодія електронів із оптичними фононами може призводити до нестабільності електронної підсистеми. Автором зроблено висновок, що таке явище може бути використаним в якості генератора або підсилювача терагерцового електромагнітного випромінювання.

У роботі [9] було розроблено теоретичну модель оптичної фононної терагерцової нестабільності, зумовленої взаємодією оптичних фононів із дрейфуючою твердотільною плазмою. Така модель вказує на можливість застосування оптичної фононної нестабільності для створення активних пристроїв терагерцової електроніки.

У роботі [10] було розглянуто гібридну систему, яка складається із дипольної наночастинки і квантової ями. Авторами цієї роботи було показано, що при дрейфі "двовимірних" електронів електростатичний зв'язок між наночастинкою і квантовою ямою приводить до виникнення електричної нестабільності у терагерцовому частотному діапазоні. Автори цієї роботи роблять висновок, що така нестабільність може розглядатися, як новий механізм генерації терагерцового електромагнітного випромінювання.

У роботі [11] експериментально було досліджено генерацію терагерцового електромагнітного випромінювання фемтосекундними лазерами оптичного діапазону.

Зусиллями великого наукового колективу [12] був експериментально зафіксований ефект підсилення терагерцового електромагнітного випромінювання при його проходженні через планарні наноструктури на основі графену за рахунок збудження плазмонів електричним струмом. Експериментальні результати цієї роботи відкривають шлях

до створення підсилювачів терагерцового випромінювання на основі планарних плазмонів.

У роботі [13] детально проаналізовані експериментальні методи ефективної генерації терагерцових поверхневих плазмон-поляритонів перспективними технологічними прийомами фотонного збудження поверхневих плазмон-поляритонів.

Огляд профільних публікацій [7–13] вказує на актуальність наукових досліджень в області радіофізики терагерцового електромагнітного випромінювання.

Дана робота також направлена на пошук нових методів генерації терагерцових плазмонів та плазмон-поляритонів за рахунок нестабільності твердотільної плазми. З цією метою у даній роботі розглядається вплив постійного електричного струму на динаміку плазмонів та плазмон-поляритонів (квазичастинок), які "генетично" зв'язані з коливаннями густини електричних зарядів (електронів та дірок) у напівпровіднику. Те, що такий вплив буде мати місце очевидно уже із того факту, що рух континууму заряджених частинок, густина яких, разом з тим, перебуває у коливальному русі, буде супроводжуватися, як мінімум ефектом Доплера.

Аналіз показав, що зустрічний рух макроскопічних континуумів електронів і дірок, зумовлений зовнішньою електрорушійною силою, яка викликає постійний електричний струм у напівпровіднику, приводить до появи там нестійких додаткових гібридних об'ємних та поверхневих квазичастинок, які "генетично" зв'язані як з електронами так і з дірками.

Закон дисперсії та інкремент (декремент) зростання (спадання) амплітуд динамічних змінних додаткових гібридних квазичастинок (ДГКЧ) суттєво залежать від стаціонарної швидкості руху заряджених частинок у напівпровіднику.

Нестійкість ДГКЧ можна розглядати, як простий механізм збудження додаткових гібридних плазмонів та плазмон-поляритонів у напівпровідниках.

Модельні розрахунки законів дисперсії та інкрементів (декрементів) зростання (спадання) амплітуд динамічних змінних ДГКЧ виконано на прикладі таких напівпровідників, як германій (Ge) та амонід індію (InSb).

Актуальні параметри цих напівпровідників, взяті із електронного довідника [14], наведені у та-

Головні параметри [14] германію та амоніду індію

Параметри	Германій (Ge)		Амонід індію (InSb)	
	Електрони	Дірки	Електрони	Дірки
Плазмова частота (ω_p)	$1,2 \cdot 10^{13} \text{ 1/c}$	$1,6 \cdot 10^{13} \text{ 1/c}$	$3,6 \cdot 10^{12} \text{ 1/c}$	$3,2 \cdot 10^{11} \text{ 1/c}$
Рухливість (μ)	$13,01 \frac{\text{см}^2}{\text{стат. В} \cdot \text{с}}$	$6,34 \frac{\text{см}^2}{\text{стат. В} \cdot \text{с}}$	$2,6 \cdot 10^3 \frac{\text{см}^2}{\text{стат. В} \cdot \text{с}}$	$2,0 \frac{\text{см}^2}{\text{стат. В} \cdot \text{с}}$
Критичне електростатичне поле ($E_{\text{кр}}$)	$3,0 \cdot 10^6 \frac{\text{стат. В}}{\text{см}}$	$3,0 \cdot 10^6 \frac{\text{стат. В}}{\text{см}}$	$1,5 \cdot 10^3 \frac{\text{стат. В}}{\text{см}}$	$1,5 \cdot 10^3 \frac{\text{стат. В}}{\text{см}}$

блиці. Так у германія (Ge) ефективні маси електронів m_e^* і дірок m_h^* мають один і той же порядок, а у амоніду індію (InSb) ефективна маса дірок m_h^* на два порядки більша чим ефективна маса електронів m_e^* . Аналогічні співвідношення характерні також і для рухливостей електронів μ_e і дірок μ_h у цих напівпровідників. Як виявилося частоти ДГКЧ у германія (Ge) та амоніду індію (InSb) відносяться до терагерцового частотного діапазону.

Розрахунки показують, що співвідношення параметрів $m_{e,h}^*$ і $\mu_{e,h}$ якісно і кількісно впливають на закони дисперсії та інкременти (декременти) зростання (спадання) амплітуд динамічних змінних ДГКЧ у напівпровідниках.

2. Діелектрична проникність напівпровідника, через який протікає постійний електричний струм

У твердотільній плазмоніці для аналізу фізичних властивостей квазічастинок необхідна адекватна модель діелектричної проникності середовища $\varepsilon = \varepsilon(\omega, \mathbf{k})$, де ω – циклічна частота, а $\mathbf{k}$ – хвильовий вектор квазічастинок.

Для побудови діелектричної проникності напівпровідника в якості динамічних величин виберемо такі макроскопічні величини як концентрації електронів і дірок $n_{e,h} = n_{e,h}(t, \mathbf{r})$ та швидкості руху $\mathbf{v}_{e,h} = \mathbf{v}_{e,h}(t, \mathbf{r})$ нескінченно малих макроскопічних об'ємів наповнених відповідно електронами та дірками.

Динамічні величини $n_{e,h}$ та $\mathbf{v}_{e,h}$, у свою чергу, визначають густину негативних та позитивних електричних зарядів

$$\rho_{fe} = -qn_{fe}, \quad \rho_{fh} = qn_{fh}, \quad q = -e \quad (1)$$

та густину електричного струму

$$\mathbf{j}_{fe} = -qn_{fe}\mathbf{v}_{fe}, \quad \mathbf{j}_{fh} = qn_{fh}\mathbf{v}_{fh}, \quad (2)$$

які задовольняють законам збереження електричного заряду (законам неперервності)

$$(\nabla \cdot \mathbf{j}_{fe}) + \frac{\partial \rho_{fe}}{\partial t} = 0, \quad (\nabla \cdot \mathbf{j}_{fh}) + \frac{\partial \rho_{fh}}{\partial t} = 0. \quad (3)$$

Далі будемо вважати, що концентрації електричних зарядів $n_{f(e,h)}$ та швидкості руху електронів і дірок $\mathbf{v}_{f(e,h)}$ мають по дві складові, а саме стаціонарну $n_{0(e,h)}$, $\mathbf{v}_{0(e,h)}$ та зумовлену флуктуаціями густини електричних зарядів $n_{e,h}$, $\mathbf{v}_{e,h}$. Згідно цьому передбаченню динамічні змінні задачі набувають таке представлення

$$\begin{aligned} n_{fe} &= n_{0e} + n_e(t, \mathbf{r}), \\ \mathbf{v}_{fe} &= \mathbf{v}_{0e} + \mathbf{v}_e(t, \mathbf{r}), \\ n_{fh} &= n_{0h} + n_h(t, \mathbf{r}), \\ \mathbf{v}_{fh} &= \mathbf{v}_{0h} + \mathbf{v}_h(t, \mathbf{r}), \\ n_e &\ll n_{0e} = \text{const}, \\ n_h &\ll n_{0h} = \text{const}, \\ \mathbf{v}_e &\ll \mathbf{v}_{0e} = \text{const}, \\ \mathbf{v}_h &\ll \mathbf{v}_{0h} = \text{const}. \end{aligned} \quad (4)$$

Внаслідок формул (2), (4) отримаємо такі вирази для густин електричного струму

$$\begin{aligned} \mathbf{j}_{fe} &\simeq -q(n_{0e}\mathbf{v}_{0e} + n_{0e}\mathbf{v}_e + n_e\mathbf{v}_{0e}), \\ \mathbf{j}_{fh} &\simeq q(n_{0h}\mathbf{v}_{0h} + n_{0h}\mathbf{v}_h + n_h\mathbf{v}_{0h}). \end{aligned} \quad (5)$$

Замкнута система динамічних рівнянь задачі буде складатися із законів збереження електричних зарядів, рівнянь руху нескінченно малих макроскопічних об'ємів, заповнених електронами та дір-

ками, і електростатичного рівняння Максвелла

$$\begin{cases} (\nabla \cdot \mathbf{v}_e) n_{0e} + (\mathbf{v}_{0e} \cdot \nabla) n_e + \frac{\partial n_e}{\partial t} = 0, \\ (\nabla \cdot \mathbf{v}_h) n_{0h} + (\mathbf{v}_{0h} \cdot \nabla) n_h + \frac{\partial n_h}{\partial t} = 0, \\ \frac{\partial \mathbf{v}_e}{\partial t} + (\mathbf{v}_{0e} \cdot \nabla) \mathbf{v}_e = -\frac{q}{m_e^*} \mathbf{E}, \\ \frac{\partial \mathbf{v}_h}{\partial t} + (\mathbf{v}_{0h} \cdot \nabla) \mathbf{v}_h = \frac{q}{m_h^*} \mathbf{E}, \\ \varepsilon_0 (\nabla \cdot \mathbf{E}) = -4\pi q (n_e - n_h), \end{cases} \quad (6)$$

де ε_0 – статична діелектрична проникність напівпровідника.

При записі динамічних рівнянь квазічастинок у (6) було враховано, що радіус-вектор $\mathbf{r}$ у динамічних змінних зв'язаний з центром маси нескінченно малого макроскопічного об'єму, заповненого електричними зарядами. Тому при записі прискорень у (6) була використана субстанціональна (матеріальна) похідна Лагранжа, по аналогії із гідродинамічним наближенням [15] у теорії плазми.

Стационарні швидкості електронів і дірок визначаються напруженістю електростатичного поля $\mathbf{E}_0$ (зумовленого зовнішньою електрорушійною силою) таким чином $\mathbf{v}_{0(e,h)} = \mu_{e,h} \mathbf{E}_0$.

Розв'язки системи рівнянь (6) будемо шукати у вигляді плоских монохроматичних хвиль

$$n_e, n_h, \mathbf{v}_e, \mathbf{v}_h, \mathbf{E} \sim e^{i(\omega t - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}))}. \quad (7)$$

У цьому випадку замість системи диференціальних рівнянь у часткових похідних (6) отримаємо систему лінійних алгебраїчних рівнянь

$$\begin{cases} (\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e})) n_e - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_e) n_{0e} = 0, \\ (\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0h})) n_h - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_h) n_{0h} = 0, \\ i(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e})) (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_e) = -\frac{q}{m_e^*} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}), \\ i(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0h})) (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_h) = \frac{q}{m_h^*} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}), \\ i\varepsilon_0 (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) = 4\pi q (n_e - n_h). \end{cases} \quad (8)$$

Із системи рівнянь (8) знайдемо явні вирази для таких динамічних змінних задачі

$$\begin{cases} n_e = \frac{iqn_{0e} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E})}{m_e^* (\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e}))^2} e^{i(\omega t - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}))}, \\ n_h = -\frac{iqn_{0h} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E})}{m_h^* (\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0h}))^2} e^{i(\omega t - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}))}. \end{cases} \quad (9)$$

Підстановка частини знайдених розв'язків (9) системи рівнянь (8) до електростатичного рівняння Максвелла у (8) зводить його до такого виразу

$$\left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e}))^2} - \frac{\omega_{ph}^2}{(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0h}))^2}\right) (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) = 0, \quad (10)$$

$$\omega_{p(e,h)}^2 = 4\pi \frac{n_{0(e,h)} q^2}{\varepsilon_0 m_{e,h}^*},$$

де $\omega_{p(e,h)}$ – плазмонні частоти електронів і дірок.

Для того щоб з'ясувати фізичний зміст цього виразу запишемо хвильове рівняння Максвелла відносно такого вектора електричного поля

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 e^{i(\omega t - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}))}. \quad (11)$$

У цьому випадку хвильове рівняння набуде такий вигляд

$$\mathbf{k}^2 \mathbf{E} - \mathbf{k} (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega, \mathbf{k}) \mathbf{E} = 0. \quad (12)$$

Шляхом скалярного та векторного множення рівняння (12) на вектор $\mathbf{k}$ його можна розкласти на два незалежні рівняння

$$\begin{aligned} \varepsilon(\omega, \mathbf{k}) (\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) &= 0, \\ \left(\mathbf{k}^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega, \mathbf{k})\right) [\mathbf{k} \times \mathbf{E}] &= 0 \end{aligned} \quad (13)$$

відносно повздовжнього та поперечного електричних полів.

Далі, порівнюючи рівняння для повздовжнього електричного поля у (13) з виразом (10), знайдемо явний вираз для діелектричної проникності напівпровідника

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e}))^2} - \frac{\omega_{ph}^2}{(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0h}))^2}\right), \quad (14)$$

в якому протікає постійний електричний струм.

Відмітимо, що знайдений вираз для діелектричної проникності (14) у певній мірі є подібним до такого, що був раніше отриманий (див. наприклад [16]) у теорії двопучкової нестійкості, яка виникає у випадку проходження пучка електронів через нерухому “холодну” плазму.

3. Об'ємні та поверхневі плазмони напівпровідника, через який протікає постійний електричний струм

У твердотільній плазмоніці плазмони “генетично” зв’язані [1] із попердовжними коливаннями густини електричних зарядів. Тому, у даному випадку, електричне поле об’ємних плазмонів буде визначатися електростатичним рівнянням Максвелла у (13). Умова нетривіального розв’язку цього рівняння $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$ визначає дисперсійне рівняння об’ємних плазмонів у такому вигляді

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e}))^2} - \frac{\omega_{ph}^2}{(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0h}))^2} = 0. \quad (15)$$

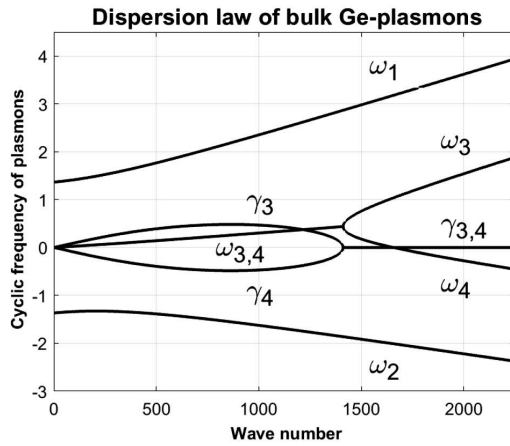


Рис. 1. Дисперсійні гілки об’ємних Ge-плазмонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,866$, $b = 0,487$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$

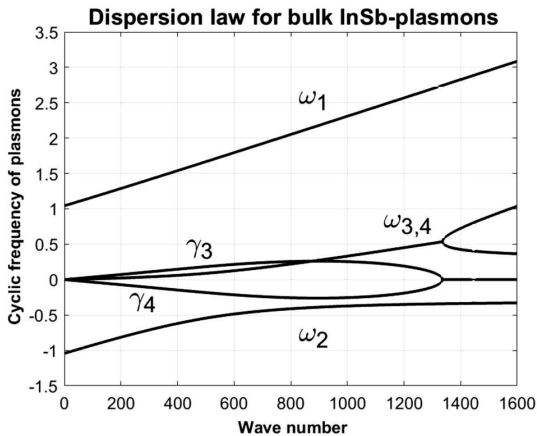


Рис. 2. Дисперсійні гілки об’ємних InSb-плазмонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,089$, $b = 0,769 \times 10^{-3}$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-4}$

Рівнянню (15) нескладно надати вигляд поліноміального рівняння четвертого порядку

$$\begin{aligned} &(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e}))^2 (\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0h}))^2 - \\ &- \omega_{pe}^2 (\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0h}))^2 - \\ &- \omega_{ph}^2 (\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e}))^2 = 0, \end{aligned} \quad (16)$$

яке буде мати у загальному випадку чотири розв’язки.

Для чисельного аналізу розв’язків рівняння (16) перепишемо його у безрозмірних змінних

$$\begin{aligned} &\bar{\omega}_1^2 \bar{\omega}_2^2 - (\bar{\omega}_2^2 + a^2 \bar{\omega}_1^2) = 0, \\ &\bar{\omega}_1 = \bar{\omega} - \bar{\omega}_\kappa, \quad \bar{\omega}_2 = \bar{\omega} + b \bar{\omega}_\kappa, \\ &\bar{\omega} = \frac{\omega}{\omega_{pe}}, \quad a = \frac{\omega_{ph}}{\omega_{pe}}, \quad b = \frac{|\mathbf{v}_{0h}|}{|\mathbf{v}_{0e}|}, \\ &\bar{\omega}_\kappa = (\mathbf{u}_0 \cdot \boldsymbol{\kappa}), \quad \mathbf{u}_0 = \frac{\mathbf{v}_{0e}}{c}, \quad \boldsymbol{\kappa} = \frac{c\mathbf{k}}{\omega_{pe}}, \\ &\mathbf{v}_{0e} = \mu_{0e} \mathbf{E}_0, \quad \mathbf{v}_{0h} = -\mu_{0h} \mathbf{E}_0. \end{aligned} \quad (17)$$

У випадку, коли $\mathbf{E}_0 = 0$ дисперсійне рівняння (17) спрощується

$$\bar{\omega}^2 (\bar{\omega}^2 - (1 + a^2)) = 0, \quad (18)$$

і його нетривіальні розв’язки набувають такий вигляд

$$\bar{\omega}_{1,2} = \pm \sqrt{1 + a^2}. \quad (19)$$

Загальні чисельні розв’язки рівняння (17) відносно частоти $\bar{\omega}$ наведені у графічному форматі на рисунках рис. 1 та рис. 2.

Очевидно, що дисперсійні гілки $\omega_{1,2}$ на рисунках рис. 1 та рис. 2 узгоджуються із розв’язками (19) рівняння (18). В той же час дисперсійні гілки $\omega_{3,4}$ відповідають комплексно-спряженим розв’язкам рівняння (17), що вказує на нестійкість відповідних їм додаткових ДГКЧ у напівпровіднику. Причому амплітуда коливань динамічних змінних ДГКЧ з циклічною частотою ω_3 буде зростаючою, а з частотою ω_4 – спадаючою. Очевидно інкременти (декременти) ДГКЧ $\gamma_{3,4}$ будуть визначатися такими виразами $\gamma_{3,4} = \text{Im}(\omega_{3,4})$.

Виглядає логічною така інтерпретація отриманих розв’язків рівняння (17). Дисперсійні гілки

$\omega_{1,2}$ відповідають плазмонам, які “генетично” зв’язані відповідно з електронами і дірками. Що стосується дисперсійних гілок $\omega_{3,4}$, то вони відповідають ДГКЧ, які генетично зв’язані, як з електронами так і дірками.

Порівняльний аналіз дисперсійних гілок ДГКЧ у германія і адоніда індію вказує на те, що по мірі збільшення різниці значень плазмонних частот $\omega_{p(e,h)}$ електронів і дірок ефект гібридизація коливань густини різномовних електричних зарядів зменшується. Як наслідок значення циклічних частот $\omega_{3,4}$ зближуються.

Звернемо увагу на той факт, що інкременти та декременти ДГКЧ $\gamma_{3,4}$ відмінні від нуля в обмеженій області хвильових чисел κ .

Відмітимо також, що короткохвильова межа для значень $\gamma_{3,4}$ відповідає екстремально великим значенням хвильового вектора $\mathbf{k}$, які можуть бути недосяжними при експериментальних дослідженнях фізичних властивостей ДГКЧ.

З практичної точки зору найбільший інтерес викликають ДГКЧ з циклічною частотою ω_3 у довгохвильовій частині спектру для яких є характерним зростання амплітуди динамічних змінних ДГКЧ.

Що стосується поверхневих плазмонів, то при знаходженні їх закону дисперсії тут і далі будемо вважати, що вектор густини електричного струму є паралельним до плоскої межі розподілу $z = 0$ повітря-напівпровідник і введемо до розгляду індукцію електричного поля $\mathbf{D}$ в околі цієї межі розподілу у такому вигляді

$$\mathbf{D} = \begin{cases} \epsilon \mathbf{k}_\alpha A_\alpha e^{i(\omega t - \mathbf{k}_\alpha \mathbf{r})}, & z \geq 0, \\ \epsilon(\omega, \mathbf{k}) \mathbf{k}_\beta A_\beta e^{i(\omega t - \mathbf{k}_\beta \mathbf{r})}, & z \leq 0, \end{cases} \quad (20)$$

$$\mathbf{k}_\alpha = (\mathbf{k}, -i\alpha), \quad \mathbf{k}_\beta = (\mathbf{k}, i\beta), \quad \mathbf{k} = (k_x, k_y),$$

де область $z \geq 0$ заповнена повітрям, а область $z \leq 0$ – напівпровідником. Параметр ϵ має зміст діелектричної проникності повітря. Що стосується параметрів α , і β то вони, тут і далі, відповідальні за область локалізації плазмонів біля межі розподілу $z = 0$ двох середовищ.

Вектор $\mathbf{D}$ задовольняє електростатичному рівнянню Максвелла

$$(\nabla \cdot \mathbf{D}) = 0, \quad (21)$$

із якого знайдемо параметри локалізації плазмонів α , β в околі межі розподілу двох середовищ рівними $\alpha = |\mathbf{k}|$, $\beta = |\mathbf{k}|$.

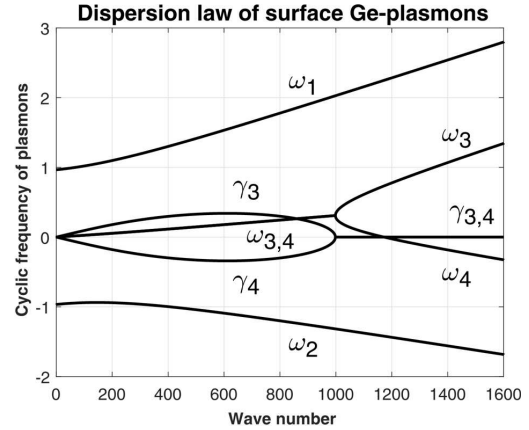


Рис. 3. Дисперсійні гілки поверхневих Ge-плазмонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,866$, $b = 0,487$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$

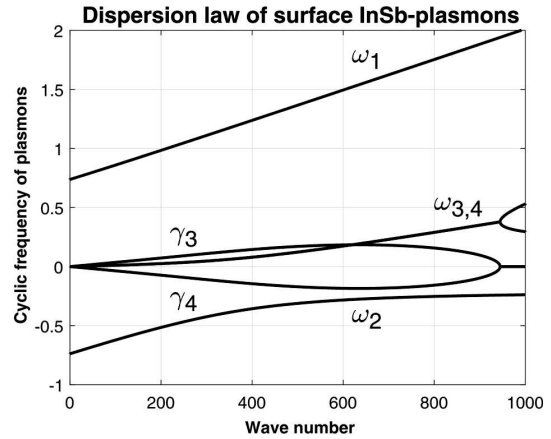


Рис. 4. Дисперсійні гілки поверхневих InSb-плазмонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,089$, $b = 0,769 \cdot 10^{-3}$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-4}$

Із умови неперервності тангенціальних компонент електричного поля та нормальних компонент індукції електричного поля на межі розподілу двох середовищ $z = 0$ знайдемо дисперсійне рівняння поверхневих плазмонів

$$\epsilon + \epsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0, \quad \epsilon = 1. \quad (22)$$

Очевидно конструкція дисперсійного рівняння (22) буде такою ж, як і у випадку дисперсійного рівняння об’ємних плазмонів, а саме $\epsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$. Тому розв’язки рівняння (22) будуть подібними до розв’язків рівняння (15).

Загальні розв’язки рівняння (22), після його редукції до безрозмірних змінних, представлені у графічному форматі на рисунках рис. 3 та 4.

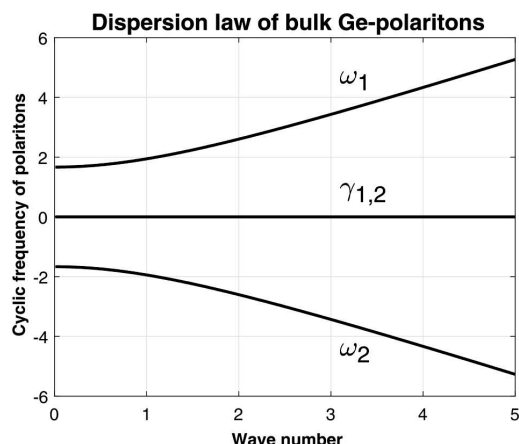


Рис. 5. Дисперсійні гілки основних об'ємних Ge-плазмонів-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,866$, $b = 0,487$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$

Із порівняння графіків на рисунках рис. 3, 4 та рис. 1, 2 можна зробити висновок, що динамічні властивості поверхневих плазмонів, локалізованих в околі межі розподілу двох середовищ $z = 0$, будуть подібними до динамічних властивостей об'ємних плазмонів у напівпровіднику.

Відмітимо, що амплітуда динамічних змінних поверхневих плазмонів з циклічною частотою ω_3 , по мірі розповсюдження вздовж межі розподілу двох середовищ, буде експоненціально зростати.

Вираз для діелектричної проникності (14) можна використати для аналізу плазмонних станів у металах. Для цього необхідно там спрямувати плазмонну частоту дірок до нуля $\omega_{ph} = 0$. У результаті отримаємо вираз для діелектричної проникності металевго зразка, через який протікає постійний електричний струм, у такому вигляді

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e}))^2}. \quad (23)$$

У цьому випадку розв'язки дисперсійного рівняння $\varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$ для об'ємних металолазмонів будуть мати такий вигляд

$$\omega_{1,2} = \pm \omega_{pe} + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e}). \quad (24)$$

Що стосується поверхневих металолазмонів то, у даному випадку, розв'язки їх дисперсійного рівняння $1 + \varepsilon(\omega, \mathbf{k}) = 0$ набувають такий вигляд

$$\omega_{1,2} = \pm \frac{\omega_{pe}}{\sqrt{2}} + (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e}). \quad (25)$$

Із (24), (25) знаходимо, що протікання постійного електричного струму через металевий зразок наділяє металолазмони, як об'ємні так і поверхневі, просторовою дисперсією.

4. Об'ємні та поверхневі плазмон-поляритони напівпровідника, через який протікає постійний електричний струм

Дисперсійне рівняння для плазмон-поляритонів з врахуванням виразу для діелектричної проникності (14) має такий вигляд

$$\mathbf{k}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0e}))^2} - \frac{\omega_{ph}^2}{(\omega - (\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0h}))^2} \right). \quad (26)$$

Рівнянню (26), після редукції до безрозмірних змінних, нескладно надати вигляд поліноміального рівняння шостого порядку

$$(\kappa^2 - \bar{\omega}^2)\bar{\omega}_1^2\bar{\omega}_2^2 + \bar{\omega}^2(\bar{\omega}_2^2 + a^2\bar{\omega}_1^2) = 0, \quad (27)$$

$$\bar{\omega}_1 = \bar{\omega} - (\kappa \cdot \mathbf{u}_0), \quad \bar{\omega}_2 = \bar{\omega} + b(\kappa \cdot \mathbf{u}_0)$$

відносно частоти $\bar{\omega}$, яке буде мати шість розв'язків. Точних розв'язків рівняння (27) немає. Тому далі, при побудові чисельних розв'язків рівняння (27), обмежимося практично значимим довгохвильовим проміжком значень хвильового числа κ .

У випадку відсутності постійного електричного струму рівняння (27) набуває простого вигляду

$$\kappa^2 - \bar{\omega}^2 + (1 + a^2) = 0 \quad (28)$$

і має такі розв'язки

$$\bar{\omega}_{1,2} = \pm \sqrt{(1 + a^2) + \kappa^2}. \quad (29)$$

Загальні чисельні розв'язки рівняння (27) для германію (Ge) представлені у графічному форматі на рисунках рис. 5, рис. 6.

Звернемо увагу на той факт, що спектральні діапазони ДГКЧ $\omega_{3,4}$, $\omega_{5,6}$ мають частоти на три порядки менші чим частоти спектрального діапазону $\omega_{1,2}$ основних об'ємних плазмонів. Очевидно, що плазмон-поляритони з частотою $\omega_{1,2}$ узгоджуються з розв'язками (29) рівняння (28).

У випадку амоніду індію (InSb) ситуація складніша. Загальні чисельні розв'язки рівняння (27)

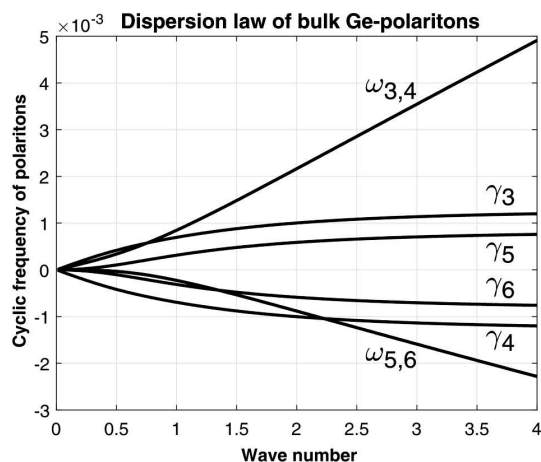


Рис. 6. Дисперсійні гілки додаткових об'ємних Ge-плазмонів-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,866$, $b = 0,487$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$

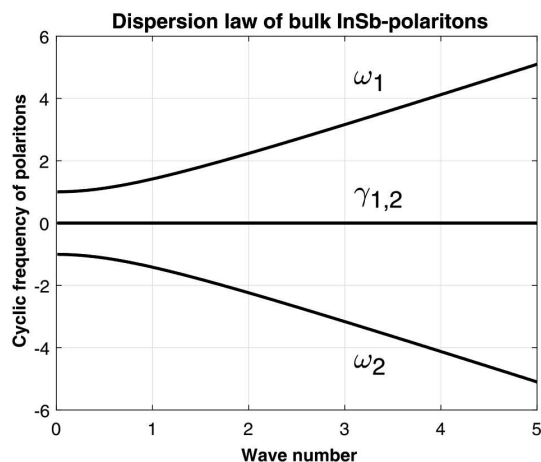


Рис. 7. Дисперсійні гілки основних об'ємних InSb-плазмонів-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,089$, $b = 0,769 \cdot 10^{-3}$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-4}$

для амоніду індію (InSb) представлені у графічному форматі на рисунках рис. 7, рис. 8, рис. 9.

Із графіків на рисунках рис. 7, рис. 8, рис. 9 знаходимо, частоти спектральних діапазонів об'ємних плазмонів $\omega_{1,2}$, $\omega_{3,4}$, $\omega_{5,6}$ суттєво рознесені. Так спектральний діапазон $\omega_{3,4}$ має частоти на три порядки менші чим частоти спектрального діапазону $\omega_{1,2}$, а частоти спектрального діапазону $\omega_{5,6}$ менші на чотири порядки від частот спектрального діапазону $\omega_{3,4}$. Очевидно, що плазмон-поляритони з частотою $\omega_{1,2}$ узгоджуються з розв'язками (29) рівняння (28).

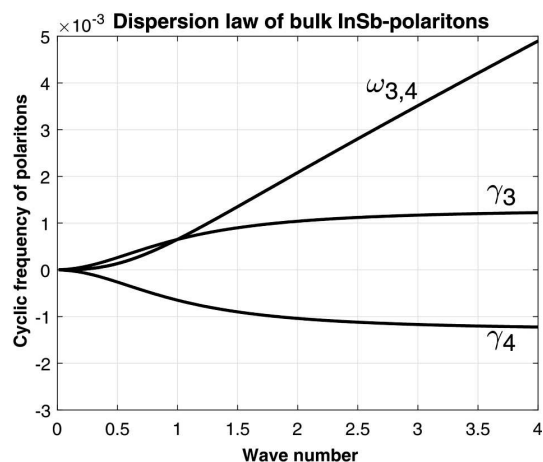


Рис. 8. Дисперсійні гілки додаткових об'ємних InSb-плазмонів-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,089$, $b = 0,769 \cdot 10^{-3}$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-4}$

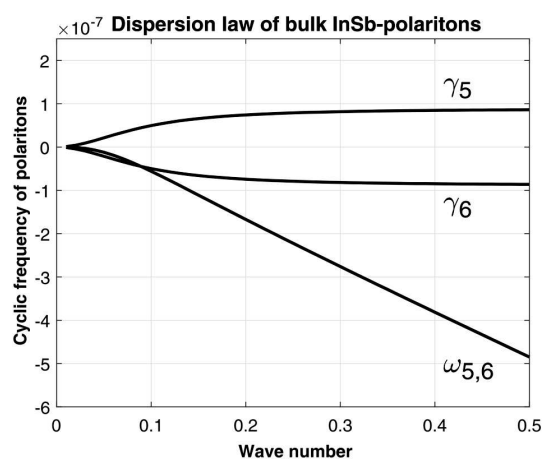


Рис. 9. Дисперсійні гілки додаткових об'ємних InSb-плазмонів-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,089$, $b = 0,769 \cdot 10^{-3}$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-4}$

У підсумку можна відмітити, що у напівпровідниках збільшується у два рази кількість нестійких типів поляритонних ДГКЧ у порівнянні з кількістю нестійких типів плазмонних ДГКЧ, які збуджуються постійним електричним струмом. Очевидно, що як і у випадку плазмонних ДГКЧ, так і у випадку поляритонних ДГКЧ практичне значення мають поляритонні ДГКЧ із зростаючими амплітудами динамічних змінних, інкрементами зростання $\gamma_{3,5}$ яких мають такі значення $\gamma_{3,5} = \text{Im}(\omega_{3,5})$.

Далі розглянемо поверхневі плазмон-поляритони в околі плоскої межі розподілу $z = 0$ повітря–

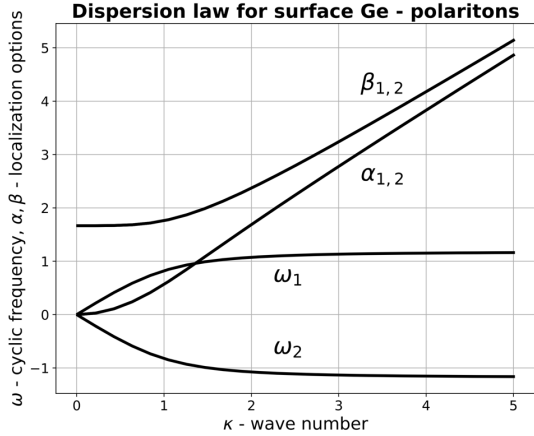


Рис. 10. Дисперсійні гілки та параметри локалізації основних поверхневих Ge-плазмон-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,866$, $b = 0,487$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$

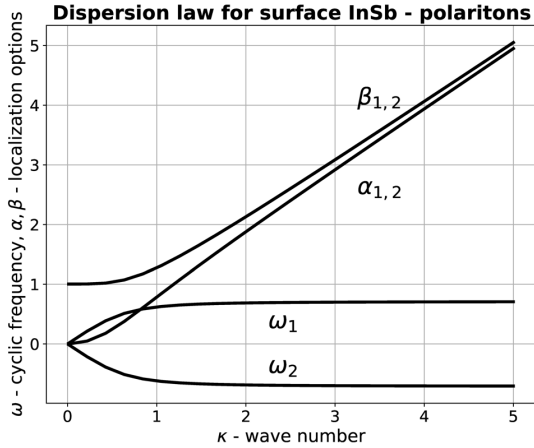


Рис. 11. Дисперсійні гілки та параметри локалізації основних поверхневих InSb-плазмон-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,089$, $b = 0,769 \cdot 10^{-3}$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-4}$

напівпровідник. Для напруженостей електричного $\mathbf{E}$ і магнітного $\mathbf{H}$ полів плазмон-поляритонів виберемо такі анзаци

$$\mathbf{E} = \begin{cases} \mathbf{A}_\alpha e^{i(\omega t - \mathbf{k}_\alpha \mathbf{r})}, & z \geq 0, \\ \mathbf{A}_\beta e^{i(\omega t - \mathbf{k}_\beta \mathbf{r})}, & z \leq 0, \end{cases} \quad (30)$$

$$\mathbf{H} = \begin{cases} -\frac{1}{q} [\mathbf{k}_\alpha \times \mathbf{A}_\alpha] e^{i(\omega t - \mathbf{k}_\alpha \mathbf{r})}, & z \geq 0, \\ -\frac{1}{q} [\mathbf{k}_\beta \times \mathbf{A}_\beta] e^{i(\omega t - \mathbf{k}_\beta \mathbf{r})}, & z \leq 0, \end{cases}$$

$$(\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{A}_\alpha) = 0, \quad (\mathbf{k}_\beta \cdot \mathbf{A}_\beta) = 0, \quad (\mathbf{E} \cdot \mathbf{H}) = 0, \quad (31)$$

$$\mathbf{k}_\alpha = (\mathbf{k}, -i\alpha), \quad \mathbf{k}_\beta = (\mathbf{k}, i\beta), \quad q = \frac{\omega}{c},$$

$$\alpha^2 = \mathbf{k}^2 - q^2 \epsilon, \quad \beta^2 = \mathbf{k}^2 - q^2 \varepsilon(\omega, \mathbf{k}), \quad \epsilon = 1,$$

які узгоджені із хвильовим рівнянням Максвелла. Як і у попередньому розділі параметри α та β визначають область локалізації плазмон-поляритонів в околі межі розподілу $z = 0$ двох середовищ.

Із умови неперервності тангенціальних компонент векторів електричного та магнітного полів плазмон-поляритонів [17, 18]

$$\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z), \quad \mathbf{H} = (H_x, H_y, 0) \quad (32)$$

на межі розподілу двох середовищ $z = 0$ знайдемо умову

$$\left(\frac{\alpha}{\epsilon}\right)^2 - \left(\frac{\beta}{\varepsilon}\right)^2 = 0 \quad (33)$$

нетривіального зв'язку між векторами $\mathbf{A}_\alpha$ та $\mathbf{A}_\beta$.

Шляхом алгебраїчних перетворень виразу (33) можна надати такий вигляд

$$\mathbf{k}^2 = q^2 \frac{\epsilon \cdot \varepsilon(\omega, \mathbf{k})}{\epsilon + \varepsilon(\omega, \mathbf{k})}. \quad (34)$$

Вираз (34) має зміст дисперсійного рівняння поверхневих плазмон-поляритонів у напівпровіднику через який протікає постійний електричний струм. Суттєво, що у даній задачі поверхневі плазмон-поляритони будуть наділені просторовою дисперсією.

Параметри локалізації α та β плазмон-поляритонів в околі межі розподілу двох середовищ $z = 0$ за рахунок рівняння (34) можна звести до такого вигляду

$$\alpha^2 = -q^2 \frac{\epsilon^2}{\epsilon + \varepsilon(\omega, \mathbf{k})}, \quad \beta^2 = -q^2 \frac{\varepsilon(\omega, \mathbf{k})^2}{\epsilon + \varepsilon(\omega, \mathbf{k})}. \quad (35)$$

Рівнянню (34), після редукції до безрозмірних змінних, нескладно надати вигляд поліноміального рівняння шостого порядку

$$(\bar{\kappa}^2 \epsilon + \bar{\alpha}^2) \bar{\omega}_1^2 \bar{\omega}_2^2 - \bar{\alpha}^2 (\bar{\omega}_2^2 + a^2 \bar{\omega}_1^2) = 0, \quad (36)$$

$$\bar{\alpha}^2 = \bar{\kappa}^2 - \bar{\omega}^2 \epsilon,$$

$$\bar{\omega}_1 = \bar{\omega} - (\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{u}_0), \quad \bar{\omega}_2 = \bar{\omega} + b(\boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{u}_0)$$

відносно частоти $\bar{\omega}$, яке буде мати шість розв'язків.

Точних розв'язків рівняння (36) немає. Тому далі, як і раніше, при побудові чисельних розв'язків

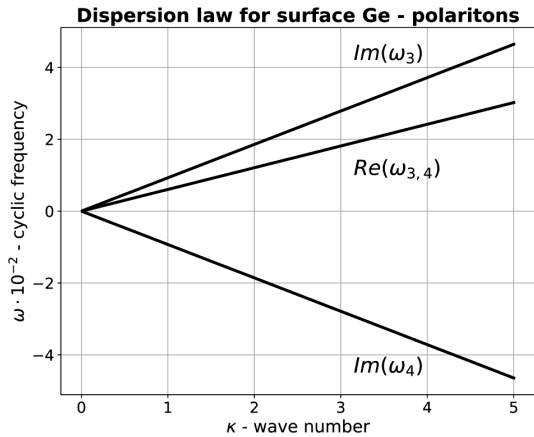


Рис. 12. Дисперсійні гілки додаткових гібридних поверхневих Ge-плазмон-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $a = 0,866$, $b = 0,487$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$

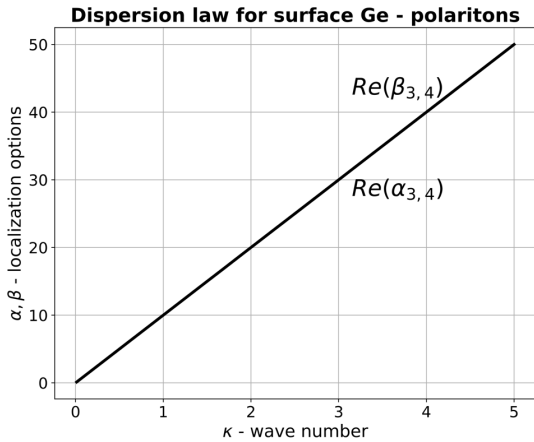


Рис. 13. Параметри локалізації додаткових гібридних поверхневих Ge-плазмон-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,866$, $b = 0,487$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$

рівняння (36) на прикладі напівпровідників германію (Ge) і амоніду індію (InSb), обмежимося практично значимим довгохвильовим проміжком значень хвильового числа κ . Так на рисунках рис. 10, 11 представлені дисперсійні гілки $\omega_{1,2} = \omega_{1,2}(\kappa)$ основних поверхневих плазмон-поляритонів та залежність їх параметрів локалізації $\alpha_{1,2} = \alpha_{1,2}(\kappa)$, $\beta_{1,2} = \beta_{1,2}(\kappa)$ від хвильового числа κ . Ці плазмон-поляритони при $u_{0(e,h)} = 0$ зводяться до відомих поверхневих плазмон-поляритонів [1, 17, 18]. Інша справа додаткові поверхневі плазмон-поляритони, для яких закон дисперсії $\omega_{3,4} = \omega_{3,4}(\kappa)$ та залежності параметрів локалізації $\alpha_{3,4} = \alpha_{3,4}(\kappa)$, $\beta_{3,4} = \beta_{3,4}(\kappa)$ від хвильового числа κ , зобра-

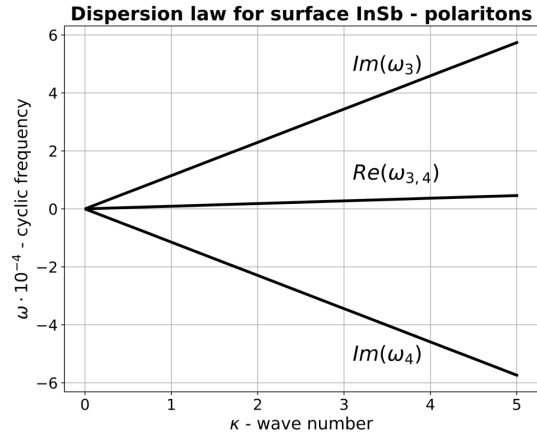


Рис. 14. Дисперсійні гілки додаткових гібридних поверхневих InSb-плазмон-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,089$, $b = 0,769 \cdot 10^{-3}$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-4}$

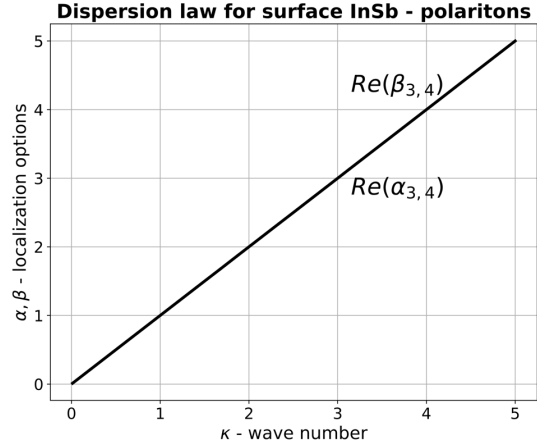


Рис. 15. Параметри локалізації додаткових гібридних поверхневих InSb-плазмон-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,089$, $b = 0,769 \cdot 10^{-3}$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-4}$

жені на рисунках 12–15. Ці поверхневі плазмон-поляритони нестійкі. Так амплітуди динамічних змінних поверхневих плазмон-поляритонів $\omega_3 = \omega_3(\kappa)$ експоненціально зростають (інкремент зростання дорівнює $\gamma_3 = \text{Im}(\omega_3)$), а $\omega_4 = \omega_4(\kappa)$ – експоненціально спадають (декремент спадання дорівнює $\gamma_4 = \text{Im}(\omega_4)$). (див. рис. 12, 14). Відмітимо, що параметри локалізації $\alpha_{3,4} = \alpha_{3,4}(\kappa)$, $\beta_{3,4} = \beta_{3,4}(\kappa)$, взагалі кажучи, являються комплексними величинами. Але їх уявні частини на багато порядків менші реальних. Так $|\text{Im}(\alpha_{3,4})| \sim \sim \text{Re}(\alpha_{3,4}) \cdot 10^{-7}$, $|\text{Im}(\beta_{3,4})| \sim \sim \text{Re}(\beta_{3,4}) \cdot 10^{-13}$ для германію (Ge) і $|\text{Im}(\alpha_{3,4})| \sim \sim \text{Re}(\alpha_{3,4}) \cdot 10^{-11}$, $|\text{Im}(\beta_{3,4})| \sim \sim \text{Re}(\beta_{3,4}) \cdot 10^{-19}$ для амоніду індію

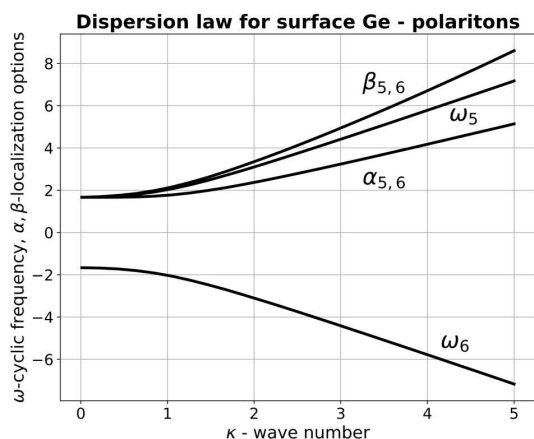


Рис. 16. Дисперсійні гілки “екзотичних” Ge-плазмон-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,866$, $b = 0,487$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-3}$

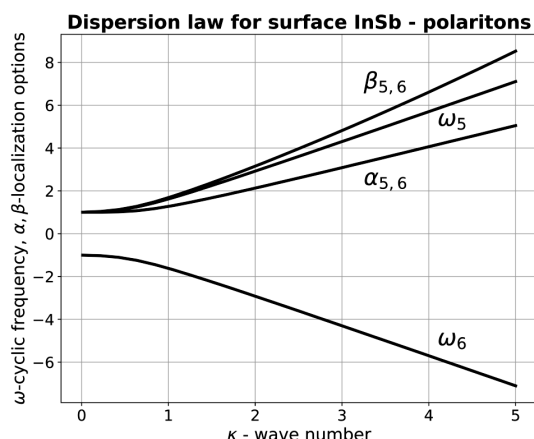


Рис. 17. Дисперсійні гілки “екзотичних” InSb-плазмон-поляритонів розраховані у безрозмірних змінних $\bar{\omega}$, $a = 0,089$, $b = 0,769 \cdot 10^{-3}$, $u_0 = 1,3 \cdot 10^{-4}$

(InSb). Уявні частини параметрів локалізації приводять до осциляцій динамічних параметрів поверхневих плазмон-поляритонів вздовж осі Z по мірі віддалення від межі розподілу $z = 0$ двох середовищ.

Поверхневі плазмон-поляритони “генетично” зв’язані з поверхневими плазмонами. Але дисперсійне рівняння поверхневих плазмонів (22) має чотири розв’язки, а дисперсійне рівняння поверхневих плазмон-поляритонів (34) – шість розв’язків.

Це вказує на існування у даному випадку “екзотичних” плазмон-поляритонних станів напівпровідника, які відповідають п’ятому і шостому розв’язкам дисперсійного рівняння (36).

Суттєво те що, параметри $\alpha_{5,6}$, $\beta_{5,6}$ цих плазмон-поляритонів будить чисто уявними ($\text{Re}(\alpha_{5,6}) = 0$, $\text{Re}(\beta_{5,6}) = 0$). При цьому знаки параметрів $\alpha_{5,6}$ і $\beta_{5,6}$ такі, що вони визначають уже об’ємні плазмон-поляритони, які розповсюджуються від межі розподілу в глибину контактуючих середовищ. Дисперсійні гілки $\omega_{5,6} = \omega_{5,6}(\kappa)$ і параметри $\alpha_{5,6}$ і $\beta_{5,6}$ “екзотичних” плазмон-поляритонів приведені на рисунку 16, 17.

5. Підсумки

В результаті проведеного аналізу впливу постійного електричного струму на динаміку плазмонів та плазмон-поляритонів (квазічастинок) у напівпровідниках було встановлено, що зустрічний рух макроскопічних континуумів електронів і дірок, зумовлений зовнішньою електрорушійною силою, приводить до появи там, окрім основних об’ємних та поверхневих квазічастинок, нестійких, як об’ємних так і поверхневих ДГКЧ, які “генетично” зв’язані як з електронами так і з дірками. При цьому, як об’ємні так і поверхневі ДГКЧ виникають парно. У одній з них з плином часу динамічні змінні зростають по експоненціальному закону, а у іншій спадають по експоненціальному закону.

Явище нестійкості ДГКЧ має місце в обмеженому інтервалі значень хвильового числа квазічастинок.

На ефект гібридизації квазічастинок у напівпровіднику суттєво впливає різниця значень плазмонних частот електронів і дірок. По мірі збільшення цієї різниці ступінь гібридизації квазічастинок спадає.

Показано, що одному із шести розв’язків дисперсійного рівняння поверхневих ДГКЧ відповідають “екзотичні” об’ємні плазмон-поляритони, які розповсюджуються від межі розподілу повітря–напівпровідник в глибину контактуючих середовищ.

Із аналізу графічного представлення на рисунках рис. 1–17 розв’язків дисперсійних рівнянь виявилось, що частоти ДГКЧ у таких напівпровідниках, як германій (Ge) та амонід індію (InSb) відносяться до терагерцового частотного діапазону $\omega \in 10^{11} - 1,5 \cdot 10^{13}$ Гц.

Відмітимо, що нестійкі плазмони та плазмон-поляритони мають певну діаграму розповсюдження, яка впливає на їх амплітудно-частотні характеристики, які, в свою чергу, визначаються такими фа-

кторами, як $(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_{0(e,h)})$ у формулі (14) для діелектричної проникності напівпровідника через який протікає постійний електричний струм.

Появу нестійких ДГКЧ у напівпровіднику, в якому протікає постійний електричний струм, можна покласти в основу простого методу збудження, як об'ємних так і поверхневих ДГКЧ у терагерцовому частотному діапазоні.

1. Н.Б. Брандт, В.А. Кульбачинский. *Квазичастицы в физике конденсированного состояния* (Физ. Мат. Лит., 2005) [ISBN: 5-9221-0564-7].
2. S.A. Maier. *Plasmonics: Fundamentals and Applications* (Springer Science + Business Media LLC, 2007) [ISBN: 0-387-33150-6].
3. S. Enoch, N. Bonod. *Plasmonics: From Basics to Advanced Topics* (Springer, 2012) [ISBN-10: 3642280781; ISBN-13: 978-3642280788].
4. М.М. Чепілко, С.О. Пономаренко. Узагальнена модель Друде-Лоренца та її застосування в металоплазмоніці. *УФЖ* **67** (6), 431 (2022).
5. М.М. Чепілко, С.О. Пономаренко. Проблемні питання металоплазмоніки об'ємних поляритонів в магнітостатичному полі. *УФЖ* **67** (6), 455 (2022).
6. Ю.Е. Лозовик. Плазмоники и магнитолазмоника на графене и топологическом изоляторе. *УФН* **182**, 1111 (2012).
7. M. Dyakonov, M. Shur. Shallow water analogy for a ballistic field effect transistor: New mechanism of plasma wave generation by dc current. *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2465 (1993).
8. S.M. Kukhtaruk. High-frequency properties of systems with drifting electrons and polar optical phonons. *Semiconductor Physics Quantum Electronics & Optoelectronics* **38** (1), 43 (2008).
9. O. Sydoruk, V. Kalinin, L. Solymar. Terahertz instability of optical phonons interacting with plasmons in two-dimensional electron channels *Appl. Phys. Lett.* **97**, 062107 (2010).
10. V.A. Kochelap, S.M. Kukhtaruk. THz electrical instability of a hybrid system composed of quantum dot and quantum well with drifting electrons. *J. Appl. Phys.* **109**, 114318 (2011).
11. С.О. Якушев, С.И. Петров, А.В. Шулика, И.А. Сухованов. Генерация терагерцового излучения фемтосекундными лазерами оптического диапазона. *Радиотехника* **167**, 102 (2011).

12. Boubanga-Tombet *et al.* Room-temperature amplification of terahertz radiation by grating-gate graphene structures. *Phys. Rev. X* **10**, 031004 (2020).
13. V.V. Gerasimov, A.K. Nikitin, A.G. Lemzyakov, I.A. Azarov. Evaluation of the efficiency of generation of terahertz surface plasmon polaritons by the end-fire coupling technique. *Photonics* **10** (8), 917 (2023).
14. Electronic archive. *New semiconductor materials. Characteristics and properties*; URL: www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InSb/index.html.
15. А.Ф. Александров, Л.С. Богданкевич, А.А. Рухадзе. Основы электродинамики плазмы (Высшая школа, 1978).
16. Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. *Физическая кинетика* (Наука, 1979).
17. А.И. Маймистов. *Электродинамика сплошных сред* (Лекции в МФТИ, 2015).
18. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (Наука, 1982).

Одержано 28.05.23

M.M. Chepilko, Yu. V. Bobkov, S.A. Ponomarenko

ON THE EXCITATION MECHANISM OF HYBRID PLASMON-POLARITONS IN SEMICONDUCTORS

The influence of direct current on the dynamics of plasmon-polaritons in semiconductors has been analyzed. It is shown that the counter motion of macroscopic continua of electrons and holes induced by an external electromotive force leads to the appearance of unstable additional hybrid bulk and surface plasmons, as well as plasmon-polaritons, which are “genetically” related to both electrons and holes. The dispersion law and the increment and decrement of the amplitudes of the dynamic variables of additional hybrid plasmons and plasmon-polaritons are demonstrated to substantially depend on the stationary motion velocity of charged particles associated with the constant direct current. It is shown that one of the solutions of the dispersion equation for surface plasmon-polaritons corresponds to “exotic” bulk plasmon-polaritons, which propagate from the air-semiconductor interface into the depth of contacting media. The instability of additional hybrid plasmons and plasmon-polaritons can be used as the basis for a simple method of exciting additional hybrid plasmons and plasmon-polaritons in semiconductors.

Keywords: electrons, holes, electric field, polarization, electric current density, plasmon frequency, spatial dispersion, dispersion equation, instability, bulk plasmons, surface plasmons, bulk polaritons, surface polaritons, increment, decrement.