

Ю.О. Аверков^{1,2}, Ю.В. Прокопенко^{1,3}, В.М. Яковенко¹

¹ Інститут радіофізики та електроніки ім. О.Я. Усикова НАН України

12, вул. Акад. Проскури, Харків, 61085, Україна

² Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна

4, пл. Свободи, Харків, 61022, Україна

³ Харківський національний університет радіоелектроніки

14, просп. Науки, Харків, 61166, Україна

E-mail: yuriyaverkov@gmail.com; prokopen@ire.kharkov.ua; yavm@ire.kharkov.ua

Спектри власних хвиль плазмового твердотілого циліндра в сильному поздовжньому магнітному полі

Предмет і мета роботи. Дослідження власних хвиль різних обмежених структур є актуальним напрямом сучасної радіофізики, твердотілової та функціональної електроніки. Особлива увага приділяється провідним твердим тілам, в яких виявляються плазмові (напівпровідникові) властивості. Через високу провідність напівпровідників виникає інтерес до досліджень особливостей поширення повільних електромагнітних хвиль еліптичної поляризації – геліконів у замагнічених напівпровідникових хвилеводах. Мета роботи полягає у визначенні спектра власних хвиль плазмового твердотілого циліндра в сильному співвісному постійному магнітному полі.

Методи і методологія роботи. Теорію власних хвиль магнітоплазмового циліндра побудовано з використанням рівнянь Максвелла і руху електронів провідності твердотілової плазми за виконання умов квазістаціонарності електромагнітного поля. Частота зіткнень основних носіїв заряду передбачалася істотно меншою за їх циклотронну частоту.

Результати роботи. Отримано дисперсійне рівняння циліндричного плазмово-твердотілого (напівпровідникового) хвилеводу. Показано, що беззіттовхувальний магнітоплазмовий хвилевід підтримує поширення об'ємно-поверхневих геліконів. Їх поширення супроводжується поверхневим струмом уздовж твірних циліндра. Зіткнення заряджених частинок руйнують поверхневий струм і спричиняють утворення додаткових (відносно геліконів) гібридних хвиль Н-типу. Виявлено ефект невзаємності власних хвиль хвилеводу з ідентичною структурою розподілу полів, але таких, що відрізняються напрямком поширення за азимутальною координатою, а також у разі зміни напрямку зовнішнього магнітного поля.

Висновок. Результати досліджень розширюють уявлення про фізичні властивості обмежених структур з плазмopodobними середовищами і систематизують знання про їх власні хвилі в умовах квазістаціонарності електромагнітного поля. Іл. 2. Бібліоур.: 23 назв.

Ключові слова: власні об'ємно-поверхневі хвилі, гелікони, напівпровідниковий хвилевід, магнітоплазмовий хвилевід, ефект невзаємності власних мод.

У сучасній радіофізиці широко використовуються діелектричні хвилеводи й резонатори [1–4]. На цей час вони є невід'ємною частиною багатомодових електромагнітних генераторів сантиметрового і міліметрового діапазонів довжин хвиль [5–7]. Специфіка цих приладів дозволяє здійснювати освоєння субміліметрового діапазону із застосуванням класичних підходів, при цьому у НВЧ- та ВВЧ-діапазонах дисперсія діелектричної проникності хвилевідних струк-

тур не проявляється. Проте у твердих тілах наявні дисперсійні властивості провідності, що призводять до різних ефектів [8–10]. Крім того, в сильних магнітних полях, коли циклотронна частота основних носіїв заряду є багато більшою за частоту їх зіткнень, провідні тверді тіла стають радіопрозорими у НВЧ- і ВВЧ-діапазонах [11–13]. Окремий інтерес становлять дослідження провідних твердих тіл, в яких виявляються плазмові (напівпровідникові) власти-

вості. У фізиці замагніченої плазми добре відомі повільні електромагнітні хвилі еліптичної поляризації – гелікони [14–19]. Їх фазові швидкості залежать від частоти поля, але не залежать від мас носіїв заряду [20]. Такі хвилі можна розглядати як збурення силових ліній постійного магнітного поля, на які нанизано, як намистинки на нитку, заряджені частинки. У [17] зазначено, що у разі сильного зовнішнього магнітного поля забезпечується слабке затухання геліконів, які поширюються уздовж поверхні «напівпровідник–вакуум». Висока провідність напівпровідників (оскільки вона обернено пропорційна ефективній масі носія заряду, яка менша за масу вільного електрона) викликає інтерес дослідників до особливостей поширення геліконів у напівпровідникових хвилеводах, що грають важливу роль у радіофізиці та твердотільній електроніці.

Метою цієї роботи є визначення спектра власних хвиль плазмового твердотільного (напівпровідникового) циліндра, який розташований в сильному співвісному магнітному полі.

1. Постановка задачі та основні рівняння. Розглянемо циліндричний плазмово-твердотільний (напівпровідниковий) хвилевід з радіусом ρ_0 , який займає область простору $0 \leq \rho \leq \rho_0$, $0 \leq \varphi \leq 2\pi$ і $-\infty \leq z \leq +\infty$. Хвилевід розташований в зовнішньому постійному магнітному полі, вектор індукції \vec{H}_0 якого спрямований паралельно до його аксіальної осі симетрії. Твердотільна плазма має велику провідність n -типу. Концентрація електронів провідності дорівнює N_0 . Негативний заряд електронів провідності компенсовано позитивно зарядженим фоном кристалічної ґратки твердого тіла (напівпровідника).

Вважаємо, що: 1) період зміни електромагнітного поля є істотно більшим, ніж час вільного пробігу електрона в твердотільній плазмі; 2) в області простору, яка зайнята плазмою (напівпровідником), струм зміщення є дуже малим порівняно зі струмом провідності завдяки великій провідності плазми. Крім того, у вільному просторі $\rho > \rho_0$ (або середовищі навколо хвилеводу) характерний обернений час електромагнітного процесу (або частота електромагнітної хвилі) $\omega' \ll c / \rho_0$, де c – швидкість світла у вакуумі. Тоді розподіл магнітного поля поза хвилеводом можна описати рівняннями

магнітостатики. Електромагнітні поля і струми, що задовольняють наведеним умовам, є квазістаціонарними [18, 21].

Електромагнітні властивості середовищ, що розглядаються, у разі врахування явища електромагнітної індукції описуються такою системою рівнянь:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}; \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{H} = 0; \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}_e; \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \vec{E} = 0, \rho > \rho_0, \vec{j}_e = eN_0 \vec{u}; \quad (4)$$

$$m\nu \vec{u} = e\vec{E} + \frac{e}{c} [\vec{u} \times \vec{H}_0], \quad (5)$$

де \vec{E} і \vec{H} – напруженості змінних електричного та магнітного полів відповідно; \vec{j}_e – густина струму, який створюється електронами провідності твердотільної плазми; \vec{u} – швидкість електрона; ν – частота зіткнень електронів; e і m – заряд та ефективна маса електрона відповідно. У лінеаризованому рівнянні руху електронів провідності (5) враховано, що $|d\vec{u}/dt| \ll \nu |\vec{u}|$. Зазначимо, що ця умова є аналогом першої умови квазістаціонарності електромагнітного поля. За межами твердотільного плазмового хвилеводу через відсутність зарядів рівняння (3) набуває вигляду $\operatorname{rot} \vec{H} = 0$ і відображає статичну природу випромінювання у вільний простір. Зрозуміло, що нехтування ефектами, які пов'язані з кінцевою швидкістю поширення електромагнітних збурень, є можливим лише на малих відстанях від хвилеводу, але достатніх для визначення поля всередині нього [18].

З рівнянь (2) і (3) випливає, що на циліндричній поверхні твердотільного плазмового хвилеводу всі компоненти магнітного поля є безперервними, тобто $\vec{H}(\rho_0 - 0) = \vec{H}(\rho_0 + 0)$. Згідно з (1), безперервними є тангенціальні компоненти електричного поля, тобто $E_z(\rho_0 - 0) = E_z(\rho_0 + 0)$ і $E_\varphi(\rho_0 - 0) = E_\varphi(\rho_0 + 0)$.

Спільне розглядання рівнянь (1)–(5) дозволяє отримати рівняння відносно компонент напруженості магнітного поля:

$$\frac{\nu}{\omega_H} \Delta \vec{H} + \frac{\partial}{\partial z} \operatorname{rot} \vec{H} - \frac{4\pi e N_0}{c H_0} \frac{\partial}{\partial t} \vec{H} = 0, \quad (6)$$

де $\omega_H = eH_0 / mc$ – циклотронна частота електронів провідності, $\Delta = \Delta_{\perp} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ – оператор Лапласа. У випадку твердотілої (напівпровідникової) плазми з замагніченими електронами, коли $|\omega_H| \gg \nu$, рівняння (6) можна представити у вигляді двох рівнянь:

$$\frac{\partial}{\partial z} \text{rot} \vec{H}^{(1)} - \frac{4\pi e N_0}{c H_0} \frac{\partial}{\partial t} \vec{H}^{(1)} = 0; \quad (7)$$

$$\text{rot} \vec{H}^{(2)} - \frac{\omega_H}{\nu} \frac{\partial}{\partial z} \vec{H}^{(2)} = 0. \quad (8)$$

Рівняння (7) описує хвильові (коливальні) процеси магнітного поля за умови $\nu \rightarrow 0$. Оскільки $\omega_H \sim 1/m$, то рівняння (7) виходить з (6) як у випадку $\nu \rightarrow 0$, так і $m \rightarrow 0$. Отже, воно описує стан магнітного поля геліконів [19], і в системі без втрат коливальні процеси магнітного поля (збурення зовнішнього магнітного поля \vec{H}_0) мають геліконне походження. Рівняння (8), яке є справедливим, коли $H_0 \rightarrow \infty$ і $\nu \ll |\omega_H|$, описує стан магнітного поля, який визначається індивідуальними параметрами електронів провідності (m , e і ν). При цьому $\text{rot} \vec{E}^{(1)} = -\partial \vec{H}^{(1)} / c \partial t$ і $\text{rot} \vec{E}^{(2)} = 0$, що відображає врахування впливу електромагнітної індукції і статичної природи випромінювання рівномірно рухомими зарядами уздовж силових ліній зовнішнього магнітного поля \vec{H}_0 у вільний простір відповідно. Оскільки $\omega' \ll \nu \ll |\omega_H|$, то рівняння (7) відповідає низькочастотному, а (8) – високочастотному наближенню. Розв'язок рівняння (6) є суперпозицією розв'язків (7) і (8): $\vec{H} = \vec{H}^{(1)} + \vec{H}^{(2)}$. Зважаючи на природу електромагнітного поля, $\vec{E} = \vec{E}^{(1)} + \vec{E}^{(2)}$, де напруженості парціальних електричних полів $\vec{E}^{(1)}$ і $\vec{E}^{(2)}$ задовольняють (1) і (5). Періодичності комбінованих хвильових (коливальних) процесів, що характеризуються рівнянням (6), визначаються періодичностями процесів геліконного походження, які описуються рівнянням (7).

2. Поля власних хвиль напівпровідникового циліндра. Вектори напруженостей електромагнітного поля власних хвиль циліндричного плазмово-твердотілого (напівпровідни-

кового) хвилеводу наведемо у вигляді

$$\vec{E} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{E}_n(\rho) \exp[i(q_z z + n\varphi - \omega t)] dq_z d\omega',$$

$$\vec{H} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{H}_n(\rho) \exp[i(q_z z + n\varphi - \omega t)] dq_z d\omega',$$

де q_z – поздовжнє (аксіальне) хвильове число; $\omega = \omega' - i\omega''$, $\omega'' \geq 0$ – параметр, що визначає затухання хвилі; n – азимутальний модовий індекс. За умови $|\omega_H| \gg \nu$ і відповідно до рівнянь (6)–(8), поперечні спектральні складові магнітного поля мають вигляд

$$H_{\rho n}(\rho) = \begin{cases} \frac{i}{\kappa_1^2} \left(q_z \frac{\partial}{\partial \rho} - q_1 \frac{n}{\rho} \right) H_{zn}^{(1)}(\rho) + \\ + \frac{i}{\kappa_2^2} \left(q_z \frac{\partial}{\partial \rho} - q_2 \frac{n}{\rho} \right) H_{zn}^{(2)}(\rho), & \rho \leq \rho_0, \\ -\frac{i}{q_z} \frac{\partial}{\partial \rho} H_{zn}(\rho), & \rho \geq \rho_0, \end{cases}$$

$$H_{\varphi n}(\rho) = \begin{cases} \frac{1}{\kappa_1^2} \left(q_1 \frac{\partial}{\partial \rho} - q_z \frac{n}{\rho} \right) H_{zn}^{(1)}(\rho) + \\ + \frac{1}{\kappa_2^2} \left(q_2 \frac{\partial}{\partial \rho} - q_z \frac{n}{\rho} \right) H_{zn}^{(2)}(\rho), & \rho \leq \rho_0, \\ \frac{n}{q_z \rho} H_{zn}(\rho), & \rho \geq \rho_0, \end{cases}$$

де $q_1 = 4\pi e \omega N_0 / q_z c H_0$ і $q_2 = -i q_z \omega_H / \nu$ – хвильові числа геліконів і парціальних додаткових хвиль відповідно, а $\kappa_1^2 = q_1^2 - q_z^2$ і $\kappa_2^2 = q_2^2 - q_z^2$ – квадрати їх поперечних хвильових чисел. Зауважимо, що $\kappa_2^2 < 0$. Поздовжні спектральні складові $H_{zn}(\rho) = H_{zn}^{(1)}(\rho) + H_{zn}^{(2)}(\rho)$ власних хвиль хвилеводу, згідно з (7) і (8) або (1) з урахуванням $H_{\rho n}(\rho)$ і $H_{\varphi n}(\rho)$, визначаються розв'язками рівнянь

$$(\Delta_{\perp} + \kappa_{1,2}^2) H_{zn}^{(1,2)}(\rho) = 0, \quad (9)$$

які є рівняннями Бесселя у випадку $\kappa_1 \in \mathbb{C}$ і модифікованими рівняннями Бесселя за умови $\kappa_1 = i|\kappa_1|$ (тобто $\kappa_1^2 < 0$) і $\kappa_2^2 < 0$. Усередині циліндра, з урахуванням умови кінцевих значень величин $H_{zn}^{(1,2)}(\rho)$, коли $\rho \rightarrow 0$, розв'язки (9) мають вигляд

$$H_{zn}^{(1)}(\rho) = \begin{cases} A_n J_n(\kappa_1 \rho), & \kappa_1 \in \mathbb{C}, \\ A_n I_n(|\kappa_1| \rho), & \kappa_1^2 < 0, \end{cases}$$

$$H_{zn}^{(2)}(\rho) = A_{n2} I_n(|\kappa_2| \rho),$$

де $J_n(x)$ – функція Бесселя n -го порядку першого роду; $I_n(x)$ – однойменна модифікована функція (функція Інфельда); A_{n1} і A_{n2} – довільні сталі. За межами циліндра через відсутність зарядів у вільному просторі рівняння (9) набувають вигляду $(\Delta_{\perp} - q_z^2)H_{zn}^{(1,2)}(\rho) = 0$, розв’язки яких, з урахуванням умови кінцевого значення величини $H_{zn}(\rho) = H_{zn}^{(1)}(\rho) + H_{zn}^{(2)}(\rho)$, коли $\rho \rightarrow \infty$, мають вигляд

$$H_{zn}^{(1)}(\rho) = B_{n1} K_n(|q_z| \rho),$$

$$H_{zn}^{(2)}(\rho) = B_{n2} K_n(|q_z| \rho),$$

де $K_n(x)$ – модифікована функція Бесселя n -го порядку другого роду (функція Макдональда); B_{n1} і B_{n2} – довільні сталі. Ці розв’язки відображають статичний характер формування квазістаціонарного магнітного поля поза хвилеводом, що обумовлено нехтуванням явищем власного запізнювання. Згідно з (3)–(5), поздовжні спектральні складові електричного поля власних парціальних хвиль хвилеводу у випадку $\rho \leq \rho_0$ мають вигляд

$$E_{zn}^{(1)}(\rho) = 0,$$

$$E_{zn}^{(2)}(\rho) = i \frac{\omega}{q_1 c} H_{zn}^{(2)}(\rho).$$

За межами хвилеводу (коли $\rho > \rho_0$) $E_{zn}^{(2)}(\rho)$ -складові електричного поля парціальних гібридних хвиль, що задовольняють рівнянням $\text{rot} \vec{E}^{(2)} = 0$ і $\text{div} \vec{E}^{(2)} = 0$, визначаються розв’язками рівняння

$$(\Delta_{\perp} - q_z^2)E_{zn}^{(2)}(\rho) = 0.$$

Задовольняючи умову кінцевих значень величин $E_{zn}^{(2)}(\rho)$, коли $\rho \rightarrow \infty$, маємо $E_{zn}^{(2)}(\rho) = C_n K_n(|q_z| \rho)$, де C_n – довільна стала. У результаті поздовжні спектральні складові електромагнітного поля власних гібридних хвиль циліндра визначаються співвідношеннями

$$H_{zn}(\rho) = \begin{cases} A_{n1} J_n(\kappa_1 \rho) + A_{n2} I_n(|\kappa_2| \rho), & \kappa_1 \in \mathbb{C}, \rho \leq \rho_0, \\ A_{n1} I_n(|\kappa_1| \rho) + A_{n2} I_n(|\kappa_2| \rho), & \kappa_1^2 < 0, \rho \leq \rho_0, \\ (B_{n1} + B_{n2}) K_n(|q_z| \rho), & \rho \geq \rho_0, \end{cases}$$

$$E_{zn}(\rho) = \begin{cases} i A_{n2} \frac{\omega}{q_1 c} I_n(|\kappa_2| \rho), & \rho \leq \rho_0, \\ C_n K_n(|q_z| \rho), & \rho \geq \rho_0. \end{cases}$$

Останні спектральні складові фур’є-компонент електромагнітного поля власних хвиль циліндричного хвилеводу, згідно з (3)–(5) всередині циліндра ($\rho \leq \rho_0$) і відповідно до $\text{rot} \vec{E}^{(2)} = 0$ за його межами ($\rho > \rho_0$), виражаються через $H_{zn}(\rho)$ - і $E_{zn}(\rho)$ -складові таким чином:

$$E_{\rho n}(\rho) = \begin{cases} \frac{\omega}{c} \frac{1}{\kappa_1^2} \left(\frac{q_1}{q_z} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{n}{\rho} \right) H_{zn}^{(1)}(\rho) - \frac{i}{q_z} \frac{\partial}{\partial \rho} E_{zn}(\rho), & \rho \leq \rho_0, \\ \frac{\omega}{c} \frac{n}{q_z^2 \rho} H_{zn}^{(1)}(\rho) - \frac{i}{q_z} \frac{\partial}{\partial \rho} E_{zn}(\rho), & \rho > \rho_0, \end{cases}$$

$$E_{\varphi n}(\rho) = \begin{cases} i \frac{\omega}{c} \frac{1}{\kappa_1^2} \left(\frac{q_1}{q_z} \frac{n}{\rho} - \frac{\partial}{\partial \rho} \right) H_{zn}^{(1)}(\rho) + \frac{n}{q_z \rho} E_{zn}(\rho), & \rho \leq \rho_0, \\ i \frac{\omega}{c} \frac{1}{q_z^2} \frac{\partial}{\partial \rho} H_{zn}^{(1)}(\rho) + \frac{n}{q_z \rho} E_{zn}(\rho), & \rho \geq \rho_0. \end{cases}$$

Використовуючи термінологію робіт [8–10, 22], можна сказати, що у випадку $\kappa_1 \in \mathbb{C}$ електромагнітні поля власних хвиль хвилеводу відповідають об’ємно-поверхневим хвилям, а у випадку $\kappa_1^2 < 0$ – поверхневим хвилям. Парціальні додаткові хвилі є поверхневими гібридними хвилями. Згідно з $E_{zn}^{(2)}(\rho) = i \omega H_{zn}^{(2)}(\rho) / q_1 c$, беручи до уваги реальні значення концентрації електронів провідності напівпровідників ($N_0 \sim 10^{14} \dots 10^{18} \text{ см}^{-3}$ [23]) і величини зовнішнього магнітного поля ($H_0 \sim 1 \dots 50 \text{ кГс}$), вони є хвилями H -типу (EH -хвилями), тому що $|E_{zn}^{(2)}(\rho)|_{\text{max}} < |H_{zn}^{(2)}(\rho)|_{\text{max}}$ [2]. Оскільки поздовжня складова $E_z^{(1)} = 0$, то парціальні геліконні хвилі є H -хвилями. Отже, власні гібридні хвилі циліндричного напівпровідникового (плазмового твердотілого) хвилеводу є EH -хвилями.

3. Дисперсійні рівняння. Задовольняючи граничні умови на поверхні циліндра $\rho = \rho_0$,

одержимо систему лінійних алгебричних рівнянь, яка фактично зводиться до системи рівнянь, що формується на базі умови $\vec{H}(\rho_0 - 0) = \vec{H}(\rho_0 + 0)$. Існування нетривіальних розв'язків квадратної системи однорідних рівнянь приводить до дисперсійного рівняння для власних гібридних хвиль циліндричного плазмово-твердотілого (напівпровідникового) хвилеводу:

– для об'ємно-поверхневих хвиль, у яких $\kappa_1 \in \mathbb{C}$,

$$\left(\frac{|q_z| K'_n(|q_z| \rho_0)}{q_z K_n(|q_z| \rho_0)} + \frac{q_z J'_n(\kappa_1 \rho_0)}{\kappa_1 J_n(\kappa_1 \rho_0)} - \frac{nq_1}{\kappa_1^2 \rho_0} \right) \times \left(\frac{nq_2^2}{\kappa_2^2 |q_z \rho_0} - \frac{q_2 I'_n(|\kappa_2| \rho_0)}{|\kappa_2| I_n(|\kappa_2| \rho_0)} \right) - \left(\frac{q_1 J'_n(\kappa_1 \rho_0)}{\kappa_1 J_n(\kappa_1 \rho_0)} - \frac{nq_1^2}{\kappa_1^2 q_z \rho_0} \right) \left(\frac{|q_z| K'_n(|q_z| \rho_0)}{q_z K_n(|q_z| \rho_0)} - \frac{q_z I'_n(|\kappa_2| \rho_0)}{|\kappa_2| I_n(|\kappa_2| \rho_0)} + \frac{nq_2}{\kappa_2^2 |\rho_0|} \right) = 0; \quad (10)$$

– для поверхневих хвиль, у яких $\kappa_1^2 < 0$,

$$\left(\frac{|q_z| K'_n(|q_z| \rho_0)}{q_z K_n(|q_z| \rho_0)} - \frac{q_z I'_n(|\kappa_1| \rho_0)}{|\kappa_1| I_n(|\kappa_1| \rho_0)} + \frac{nq_1}{\kappa_1^2 |\rho_0|} \right) \left(\frac{nq_2^2}{\kappa_2^2 |q_z \rho_0} - \frac{q_2 I'_n(|\kappa_2| \rho_0)}{|\kappa_2| I_n(|\kappa_2| \rho_0)} \right) - \left(\frac{nq_1^2}{\kappa_1^2 |q_z \rho_0} - \frac{q_1 I'_n(|\kappa_1| \rho_0)}{|\kappa_1| I_n(|\kappa_1| \rho_0)} \right) \times \left(\frac{|q_z| K'_n(|q_z| \rho_0)}{q_z K_n(|q_z| \rho_0)} - \frac{q_z I'_n(|\kappa_2| \rho_0)}{|\kappa_2| I_n(|\kappa_2| \rho_0)} + \frac{nq_2}{\kappa_2^2 |\rho_0|} \right) = 0. \quad (11)$$

Штрих у циліндричних функцій позначає їх похідні за аргументом. Розв'язки рівнянь (10) і (11) визначають частоти ω_{ns} і хвильові числа q_{zns} власних гібридних мод циліндричного хвилеводу. Модуль азимутального модового індексу $|n|$ відповідає половині кількості варіацій поля за кутом φ . У випадку $n = 0$ маємо симетричні моди. Радіальний індекс s відповідає порядковому номеру кореня дисперсійного рівняння (коли корені розташовуються у порядку зростання частоти) і відображає кількість варіацій поля уздовж радіальної координати ρ .

Очевидно, що розв'язки рівнянь (10) і (11) для мод з ідентичними розподілами полів, але таких, що відрізняються за знаком азимутального індексу, не збігаються. Крім того, розв'язки цих рівнянь для напрямків зовнішнього магнітного поля, що відрізняються за фазою на π , також не збігаються. Це свідчить про те, що власні хвилі, які поширюються в протилежних напрямках за азимутальною координатою, мають різні фазові швидкості (ω_{ns} / q_{zns}). У цьому проявляється невзаємність поширення власних хвиль плазмового (напівпровідникового) циліндра в сильному співвісному магнітному полі. Даний ефект невзаємності приводить до зняття частотного виродження за азимутальним індексом. Невзаємність власних хвиль, яка пов'язана з напрямком \vec{H}_0 , зумовлена протилежністю напрямків обертання електронів провідності твердотілої плазми (напівпровідника) в зовнішньому магнітному полі.

У випадку безіткневої ($\nu = 0$) твердотілої плазми хвилевід, який розташований в сильному співвісному магнітному полі, підтримує поширення об'ємно-поверхневих геліконів. Оскільки гелікони породжуються частинками з $m \rightarrow 0$, то у вихідній системі рівнянь (1)–(5) рівняння (5) має вигляд $e\vec{E} + e[\vec{i} \times \vec{H}_0] / c = 0$, з якого випливає, що поздовжня компонента електричного поля $E_z = 0$. Завдяки ідеальній провідності середовища хвилеводу є можливість протікання струму по його поверхні. При цьому замагнічені вільні електрони у хвилеводі рухаються прямолінійно тільки уздовж твірних циліндра. Отже, поверхневий струм має тільки одну складову уздовж поздовжньої координатної осі Z . У цьому випадку з рівнянь (2) і (3) з урахуванням теорем Остроградського–Гаусса і Стокса випливає, що на поверхні циліндра $\rho = \rho_0$ компоненти магнітного поля H_ρ і H_z є безперервними, а компонента H_φ має розрив, який зумовлено поздовжнім поверхневим струмом з густиною $j_{sz} : H_\varphi(\rho_0 + 0) - H_\varphi(\rho_0 - 0) = 4\pi j_{sz} / c$. Механізм утворення поверхневого струму на плоскій поверхні напівпровідника наведено в [19]. З (1) випливає безперервність аксіальної (E_z -) і азимутальної (E_φ -) компонент електричного поля на поверхні $\rho = \rho_0$. Безперервність E_φ -компоненти тотожна безперервності H_ρ -компоненти, а з безперервності E_z -компоненти випливає, що за межами хвиле-

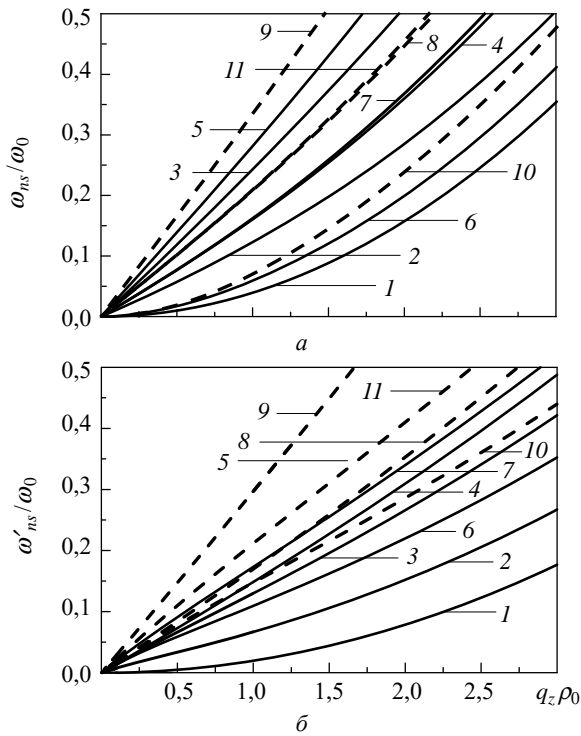


Рис. 1. Дисперсійні залежності власних об'ємно-поверхневих хвиль провідного твердотілого циліндра із беззіткневої плазми (а) або *n*-InSb (б): крива 1 – обмежувальна лінія $\kappa_1 = 0$; криві 2, 3 – симетричні моди (2 – H_{01} , 3 – H_{02}); криві 4–11 – гібридні моди (4 – EH_{-11} , 5 – EH_{-12} , 6 – EH_{11} , 7 – EH_{12} , 8 – EH_{-21} , 9 – EH_{-22} , 10 – EH_{21} , 11 – EH_{22})

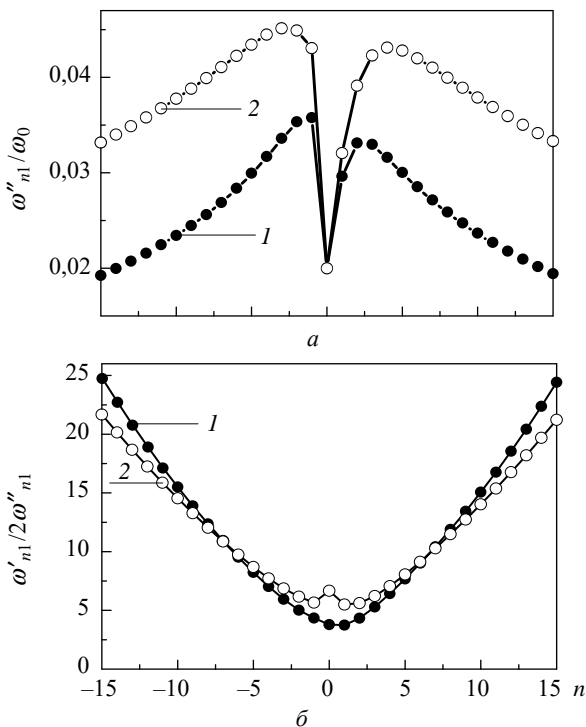


Рис. 2. Уявні частини частот EH_{n1} -мод (а) і власні добротності магнітоплазмового InSb-циліндра з EH_{n1} -модами (б), коли $q_z \rho_0 = 2$ (крива 1) і $q_z \rho_0 = 3$ (крива 2)

воду $E_z = 0$. Умови $H_z(\rho_0 - 0) = H_z(\rho_0 + 0)$ і $H_\rho(\rho_0 - 0) = H_\rho(\rho_0 + 0)$ формують квадратну систему однорідних лінійних алгебричних рівнянь, існування нетривіальних розв'язків якої приводить до дисперсійного рівняння

$$\frac{|q_z| K'_n(|q_z| \rho_0)}{q_z K_n(|q_z| \rho_0)} + \frac{q_z J'_n(\kappa_1 \rho_0)}{\kappa_1 J_n(\kappa_1 \rho_0)} - \frac{nq_1}{\kappa_1^2 \rho_0} = 0. \quad (12)$$

Розв'язки рівняння (12) визначають спектр об'ємно-поверхневих геліконних хвиль.

Таким чином, за відсутності зіткнень носіїв заряду плазмовий твердотілий (напівпровідниковий) хвилевід підтримує поширення об'ємно-поверхневих геліконів, яке супроводжується поверхневим струмом, що протікає уздовж твірних циліндра. Зіткнення заряджених частинок руйнують поверхневий струм і спричинюють утворення додаткових гібридних хвиль *H*-типу (*EH*-хвиль), які передають зміни стану магнітного поля, що обумовлені індивідуальними параметрами електронів провідності. При цьому фазові швидкості спектральних складових геліконів і додаткових гібридних хвиль збігаються. Локалізації полів слабозагасаючих хвиль, для яких $|n| \gg 1$, в радіальному напрямку є малими порівняно з радіусом циліндра і зосереджені поблизу його бічної поверхні.

4. Чисельний аналіз дисперсійних рівнянь. Значимо, що дисперсійні рівняння (10)–(12) наведені в безрозмірному вигляді, що підкреслює їх універсальність. Безрозмірність власних частот хвилеводу забезпечується їх нормуванням на характеристичну частоту $\omega_0 = c / \rho_0$, що враховує ідентичність циліндричної конфігурації хвилеводу.

Нами було досліджено провідний циліндричний твердотілий хвилевід з характеристичною частотою $\omega_0 = 1,2 \cdot 10^{11} \text{ c}^{-1}$, що відповідає радіусу $\rho_0 = 0,25 \text{ см}$. Як матеріал хвилеводу були використані: а) беззітшовхувальна твердотіла однокомпонентна плазма з концентрацією електронів $N_0 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$; б) антимонід індію з електронною провідністю (*n*-InSb), в якому $N_0 = 2,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ і $\nu = 10^{12} \text{ c}^{-1}$. В обох матеріалах ефективна маса електрона $m = 0,013 m_0$, де m_0 – маса вільного електрона. Хвилевід розташовувався в однорідному поздовжньому магнітному полі $H_0 = 8 \text{ кГс}$.

На рис. 1 наведено дисперсійні залежності власних об'ємно-поверхневих симетрич-

них H_{0s} ($s = 1, 2$) і гібридних EH_{ns} ($n = \pm 1, \pm 2$; $s = 1, 2$) мод провідного циліндра з беззіштовхувальної твердотілої плазми (а) та антимонодію (б). Параметри власних геліконів хвилеводу з беззіштовхувальної плазми відповідають рівнянню (12), а власних хвиль хвилеводу із n -InSb – (10). Лінія 1 відповідає залежності $\kappa_1 = 0$ і поділяє області об'ємно-поверхневих та поверхневих хвиль.

З рис. 1 видно, що моди з ідентичною структурою полів, але таких, що відрізняються знаком при азимутному індексі, мають різні фазові швидкості. Це обумовлює невзаємність їх поширення у хвилеводах, що досліджуються. Зі збільшенням як поздовжнього хвильового числа q_z (у разі незмінного радіуса хвилеводу ρ_0), так і модуля азимутального модового індексу $|n|$ частоти власних мод хвилеводів зростають.

Згідно з розв'язками (10), у напівпровідниковому хвилеводі безрозмірні уявні частини частот (ω''_{ns} / ω_0) об'ємно-поверхневих хвиль не перевищують значення 10^{-2} (рис. 2, а). Зі збільшенням модуля азимутального модового індексу $|n|$ відношення ω''_{ns} / ω_0 (за незмінного s) зменшується, а власні добротності $\omega'_{ns} / 2\omega''_{ns}$ хвилеводу зростають (рис 2, б) і виходять на рівень $1 / \operatorname{tg} \delta$, где δ – кут втрат [2]. Наприклад, для $|n| = 70$ добротність хвилеводу $\omega'_{n1} / 2\omega''_{n1}$ досягає ≈ 300 . Несиметричність залежностей на рис. 2 свідчить про ефект невзаємності власних хвиль магнітоплазмового циліндра, які мають ідентичні розподіли полів, але такі, що відрізняються напрямком поширення за азимутальною координатою. За умови $|n| \gg 1$ у хвилеводі поширюються слабогазасяючі об'ємно-поверхневі хвилі геліконного походження.

Як впливає з розв'язків (11), у напівпровідниковому хвилеводі безрозмірні дійсні частини частот ω'_{ns} / ω_0 поверхневих хвиль мають малі значення, а ω''_{ns} / ω_0 – великі значення, що

свідчить про їх сильногазасяючий релаксаційний характер.

Висновок. У роботі теоретично вивчено властивості власних хвиль циліндричного твердотілого плазмового (напівпровідникового) хвилеводу, який розташований в сильному поздовжньому магнітному полі. Виявлено, що власні хвилі хвилеводу формуються суперпозицією парціальних геліконних хвиль і додаткових гібридних хвиль, залежність від частоти яких міститься тільки у множнику $\exp(-i\omega t)$. Фактично додаткові парціальні хвилі являють собою стан електромагнітного поля, який визначається індивідуальними параметрами електронів провідності. Фазові швидкості парціальних геліконних і додаткових хвиль є однаковими, оскільки їх частота цілком визначається геліконами, а поздовжнє хвильове число є спільним. Залежно від електрофізичних та геометричних параметрів плазмово-твердотілого (напівпровідникового) хвилеводу і частотного діапазону, власні хвилі мають характер об'ємно-поверхневих або сильногазасяючих поверхневих релаксаційних хвиль. Встановлено, що у беззіштовхувальному плазмовому циліндрі поширюються власні об'ємно-поверхневі гелікони. Їх поширення супроводжується поверхневим струмом, який протікає уздовж твірних циліндра. Зіткнення заряджених частинок руйнують поверхневий струм і спричиняють утворення додаткових гібридних хвиль H -типу (EH -хвиль). Виявлено ефект невзаємності поширення власних хвиль магнітоплазмового циліндра з ідентичними структурами розподілу полів, але таких, що відрізняються напрямком поширення за азимутальною координатою. Ефект невзаємності власних хвиль хвилеводу має місце і у випадку напрямків зовнішнього магнітного поля, що відрізняються за фазою на π .

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Barannik A., Cherpak N., Kirichenko A., Prokopenko Yu., Vitusevich S., Yakovenko V. Whispering Gallery Mode Resonators in Microwave Physics and Technologies. *Inter. J. Microw. Wireless Technol.* 2017. Vol. 9, Iss. 4. P. 781–796.
2. Кириченко А.Я., Прокопенко Ю.В., Филиппов Ю.Ф., Черпак Н.Т. *Квазиоптические твердотельные резонаторы*. Киев: Наукова думка, 2008. 286 с.
3. Ильченко М.Е., Взятыйшев В.Ф., Гассанов Л.Г., Безбородов Ю.М., Бергер М.Н., Добромыслов В.С., Капилевич Б.Ю., Нарытник Т.Н., Фёдоров В.Б., Черный Б.С. *Диэлектрические резонаторы*. Под ред. М.Е. Ильченко. Москва: Радио и связь, 1989. 328 с.
4. Дормидонтов А.В., Прокопенко Ю.В. Влияние индекса рефракции и температуры окружающей среды на собственные частоты квазиоптических цилиндрических диэлектрических резонаторов. *Изв. вузов. Радиофизика*. 2013. Т. 56, № 6. С. 428–442.

5. Кириченко А.Я., Лонин Ю.Ф., Папкович В.Г., Пономарев А.Г., Прокопенко Ю.В., Уваров В.Т., Филиппов Ю.Ф. Микроволновый генератор с резонатором «шепчущей галереи». *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерно-физические исследования*. 2010. Вып. 53, № 2(66). С. 135–139.
6. Августиневич В.А., Артеменко С.Н., Машченко А.И., Шлапаковский А.С., Юшков Ю. Г. Демонстрация усиления в диэлектрическом черенковском мазере со стержневой замедляющей системой. *Письма в Журн. техн. физики*. 2010. Т. 36, № 5. С 103–110.
7. Дормидонтов А.В., Кириченко А.Я., Лонин Ю.Ф., Пономарев А.Г., Прокопенко Ю.В., Сотников Г.В., Уваров В.Т., Филиппов Ю.Ф. Автоколебательная система на основе диэлектрического резонатора с модами «шепчущей галереи». *Письма в Журн. техн. физики*. 2012. Т. 38, № 2. С. 65–73.
8. Аверков Ю.О., Прокопенко Ю.В., Яковенко В.М. Спектры собственных волн анизотропного цилиндрического твердотельного волновода. *Журн. техн. физики*. 2019. Т. 89, № 1. С. 9–15. DOI: 10.21883/JTF.2019.01.46954.2438.
9. Averkov Yu.O., Prokopenko Yu.V., and Yakovenko V.M. Interaction between a tubular beam of charged particles and an anisotropic dispersive solid-state cylinder. *Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Plasma Electronics and New Methods of Acceleration*. 2018. Iss. 10, No 4(116). P. 3–12.
10. Averkov Yu.O., Prokopenko Yu.V., and Yakovenko V.M. Interaction between a tubular beam of charged particles and a dispersive metamaterial of cylindrical configuration. *Phys. Rev. E*. 2017. Vol. 96, Iss. 1. P. 013205(12 p.).
11. Скобов В.Г., Канер Э.А. Электромагнитные волны в металлах в магнитном поле. *Успехи физ. наук*. 1966. Т. 89, № 7, С. 367–408. DOI: 10.3367/UFNr.0089.196607b.0367.
12. Максфилд Б. Геликоны в твердых телах. *Успехи физ. наук*. 1971. Т. 103, № 2. С. 233–273.
13. Канер Э.А. Геликон. *Физическая энциклопедия*. Т. 1. Москва: Сов. энцикл., 1988. С. 428.
14. Константинов О.В., Перель В.И. Возможность прохождения электромагнитных волн через металл в сильном магнитном поле. *Журн. эксперим. и теорет. физики*. 1960. Т. 38, № 2. С. 161–164.
15. Aigrain P. Les «Helicons» dans les semiconducteurs. *Proc. Int. Conf. on Semicond. Phys.* (1960, Prague). 1960. P. 224 (in Czech).
16. Bowers R., Legendy C., and Rose F. Oscillatory Galvanomagnetic Effect in Metallic Sodium. *Phys. Rev. Lett.* 1961. Vol. 7, N 9. P. 339–341. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.7.339>.
17. Белецкий Н.Н., Тетервов А.П., Яковенко В.М. Непотенциальные поверхностные волны в магнитоактивной плазме полупроводника. *Физика и техн. полупроводников*. 1972. Т. 6, № 11, С. 2129–2133.
18. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред*. Москва: Физматлит, 2005. С. 293.
19. Белецкий Н.Н., Светличный В.М., Халамейда Д.Д., Яковенко В.М. *Электромагнитные явления СВЧ диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах*. Киев: Наукова думка, 1991. 215 с.
20. Averkov Yu.O., Prokopenko Yu.V., Yakovenko V.M. Helicons in Solid-State Plasma of Cylindrical Configuration. *2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW 2020)* (21–25 Sept. 2020): Kharkiv, 2020. DOI: 10.1109/UkrMW49653.2020.9252703.
21. Левич В.Г. *Курс теоретической физики*. Москва: Наука, 1969. Т. 1, С. 767.
22. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С. *Плазменная релятивистская СВЧ-электроника*. Москва: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2002. 544 с.
23. *Физическая энциклопедия*. Под ред. А.М. Прохорова. Москва: Науч. изд. «Большая Российская энциклопедия», 1994. 704 с.

Стаття надійшла 08.02.2021

REFERENCES

1. Barannik, A., Cherpak, N., Kirichenko, A., Prokopenko, Yu., Vitusevich, S., Yakovenko, V., 2017. Whispering Gallery Mode Resonators in Microwave Physics and Technologies. *Inter. J. Microw. Wireless Technol.*, **9**(4), pp. 781–796.
2. Kirichenko, A.Ya., Prokopenko, Yu.V., Filippov, Yu.F., and Cherpak, N.T., 2008. *Quasi-optical solid-state resonators*. Kiev: Naukova dumka Publ. (in Russian).
3. Ilchenko, M.E., Vzyatyshev, V.F., Gassanov, L.G., Bezborodov, Yu.M., Berger, M.N., Dobromyslov, V.S., Kapilevich, B.Yu., Narytnik, T.N., Fedorov, V.B., Cherniy, B.S., 1989. *Dielectric Resonators*. M.E. Ilchenko ed. Moscow: Radio i svyaz' Publ. (in Russian).
4. Dormidontov, A.V., Prokopenko, Yu.V., 2013. Influence of the Refractivity and Temperature of the Ambient Medium on the Eigenfrequencies of Quasioptical Cylindrical Dielectric Resonators. *Radiophys. Quantum Electron.*, **56**(6), pp. 385–397. DOI: <https://doi.org/10.1007/s11141-013-9442-0>.
5. Kirichenko, A.Ya., Lonin, Yu.F., Papkovich, V.G., Ponomarev, A.G., Prokopenko, Yu.V., Uvarov, V.T., Filippov, Yu.F., 2010. Microwave oscillator with a «whispering gallery resonator». *Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Nuclear Physics Research*, **53**(2(66)), pp. 135–139 (in Russian).
6. Avgustinovich, V.A., Artemenko, S.N., Mashchenko, A.I., Shlapakovskii, A.S., and Yushkov, Yu.G., 2010. Demonstrating gain in a dielectric Cherenkov maser with a rod slow-wave system. *Tech. Phys. Lett.*, **36**(3), pp. 244–247.
7. Dormidontov, A.V., Kirichenko, A.Ya., Lonin, Yu.F., Ponomarev, A.G., Prokopenko, Yu.V., Sotnikov, G.V., Uvarov, V.T., and Filippov, Yu.F., 2012. Auto-Oscillatory System Based on Dielectric Resonator with Whispering-Gallery Modes. *Tech. Phys. Lett.*, **38**(1), pp. 85–88. DOI: 10.1134/S106378501201021X.
8. Averkov, Yu.O., Prokopenko, Yu.V., Yakovenko, V.M., 2019. Eigenwave Spectra of an Anisotropic Cylindrical Solid-State Waveguide. *Tech. Phys.*, **64**(1), pp. 1–7. DOI: 10.1134/S1063784219010055.

9. Averkov, Yu.O., Prokopenko, Yu.V., and Yakovenko, V.M., 2018. Interaction between a tubular beam of charged particles and an anisotropic dispersive solid-state cylinder. *Problems of Atomic Science and Technology. Ser. Plasma Electronics and New Methods of Acceleration*, **10**(4(116)), pp. 3–12.
10. Averkov, Yu.O., Prokopenko, Yu.V., and Yakovenko, V.M., 2017. Interaction between a tubular beam of charged particles and a dispersive metamaterial of cylindrical configuration. *Phys. Rev. E*, **96**(1), pp. 013205(12 p.).
11. Kaner, E.A., Skobov, V.G., 1967. Electromagnetic waves in metals in a magnetic field. *Soviet Physics Uspekhi*, **9**(4), pp. 480–503. DOI: 10.1070/PU1967v009n04ABEH003005.
12. Maxfield, B.W., 1969. Helicon Waves in Solids. *Amer. J. Phys.*, **37**(3), pp. 241–269. DOI: <https://doi.org/10.1119/1.1975500>.
13. Kaner, E.A., 1988. Helicon. *Physical encyclopedia*. Vol. 1. Moscow: Sov. encycl. Publ.
14. Konstantinov, O.V., and Perel', V.I., 1960. Possible Transmission of Electromagnetic Waves through a Metal in a Strong Magnetic Field. *Soviet Physics JETP*, **11**(1), pp. 117–119. URL: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_011_01_0117.pdf.
15. Aigrain, P., 1960. Les «Helicons» dans les semiconducteurs. In: *Proc. Int. Conf. on Semicond. Phys.* Prague, Czechoslovakia, p. 224 (in Czech).
16. Bowers, R., Legendy, C., and Rose, F., 1961. Oscillatory Galvanomagnetic Effect in Metallic Sodium. *Phys. Rev. Lett.* **7**(9), pp. 339–341. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.7.339>.
17. Beletskiy, N.N., Tetervov, A.P., Yakovenko, V.M., 1972. Non-potential surface waves in a semiconductor magnetoactive plasma. *Fizika i tekhnika poluprovodnikov*, **6**(11), pp. 2129–2133 (in Russian).
18. Landau, L.D., Lifshitz, E.M., 1984. *Electrodynamics of Continuous Media*. Oxford: Pergamon Press.
19. Beletskiy, N.N., Svetlichniy, V.M., Khalameyda, D.D., Yakovenko, V.M., 1991. *Electromagnetic phenomena of microwave in inhomogeneous semiconductor structures*. Kiev: Naukova dumka Publ. (in Russian).
20. Averkov, Yu.O., Prokopenko, Yu.V., Yakovenko, V.M., 2020. Helicons in Solid-State Plasma of Cylindrical Configuration. In: *2020 IEEE Ukrainian Microwave Week (UkrMW 2020)*. Kharkiv, Ukraine, 21–25 Sept.
21. Levich, V.G., 1969. *Course of Theoretical Physics*. Moscow: Nauka Publ. Vol. 1 (in Russian).
22. Kuzeev, M.V., Rukhadze, A.A., and Strelkov, P.S., 2002. *Plasma relativistic microwave electronics*. Moscow: N.E. Bauman Moscow State Technical University Publ. (in Russian).
23. Prokhorov, A.M. ed., 1994. *Physical encyclopedia*. Moscow: Great Russian Encyclopedia Sci. Publ. (in Russian).

Received 08.02.2021

Yu.O. Averkov^{1,2}, Yu.V. Prokopenko^{1,3}, V.M. Yakovenko¹

¹ O.Ya. Usikov Institute for Radiophysics and Electronics of NASU
12, Acad. Proskury St., Kharkiv, 61085, Ukraine

² V.N. Karazin Kharkiv National University
4, Svobody Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

³ Kharkiv National University of Radio Electronics
14, Nauky Ave., Kharkiv, 61166, Ukraine

EIGENWAVE SPECTRA OF A SOLID-STATE PLASMA CYLINDER IN A STRONG LONGITUDINAL MAGNETIC FIELD

Subject and Purpose. Eigenwave studies of various bounded structures make a prolific line of investigation in both modern radiophysics and solid-state and functional electronics. Conducting solids demonstrating plasma (semiconductor) properties attract particular attention. Owing to the high conductivity of semiconductors (as it is inversely proportional to the charge carrier effective mass that is smaller than the free electron mass), interest exists in propagation features of slow elliptical-polarization electromagnetic waves – helicons – in magnetized semiconductor waveguides. The present work aims to determine eigenwave spectra of a solid-state plasma cylinder in a strong constant concentric magnetic field.

Methods and Methodology. The eigenwave theoretical study of a magnetoplasma cylinder in the free space is conducted in terms of Maxwell's equations. The motion equation of conduction electrons of a solid-state plasma is adopted with quasi-stationarity electromagnetic field conditions satisfied. The collision frequency of majority charge carriers is assumed substantially less than their cyclotron frequency.

Results. The dispersion equation of a cylindrical solid-state plasma (semiconductor) waveguide has been obtained. It has been shown that a collisionless magnetoplasma waveguide supports propagation of bulk and surface helicons. The propagation is accompanied by the surface current flowing lengthways cylinder components. Charged particle collisions destroy the surface current and initiate additional (to helicons) *H*-type hybrid waves such that their phase velocities coincide with phase velocities of the helicons. It has been found that the nonreciprocity effect holds for the waveguide eigenwaves having identical field distribution structures but different azimuthal propagation directions, and it also does as soon as the external magnetic field changes its sense.

Conclusion. The research results have deepened our understanding of physical properties of bounded structures with plasma-like filling media. More systematization has been added to the knowledge of eigenwave behavior of these structures in a quasi-stationarity electromagnetic field.

Key words: bulk and surface eigenwaves, helicons, semiconductor waveguide, magnetoplasma waveguide, eigenmode nonreciprocity effect.