

Оригінальна стаття

<https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-40-05>

УДК 621.373.826+537.874.6+537.876.2

А. В. ДЕГТЯРЬОВ, к. ф.-м. наук, доц.

e-mail: a.v.degtyarev@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0003-0844-4282>

М. М. ДУБІНІН, Ph.D., с.н.с.

e-mail: mykola.dubinin@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-7723-9592>

В. О. МАСЛОВ, д. ф.-м. наук, проф.

e-mail: v.a.maslov@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-7743-7006>

К. І. МУНТЯН, н.с.

e-mail: k.i.muntean@karazin.ua ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0001-6479-3511>

О. О. СВИСТУНОВ, аспірант

e-mail: oleg.svistunov.98@gmail.com ORCID ID: <https://orcid.org/0000-0002-4967-5944>

Харківський національний університет імені В.Н. Каразіна,
м. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

ПОШИРЕННЯ ВИХРОВИХ ЛАЗЕРНИХ ПУЧКІВ МЕТАЛЕВОГО РЕЗОНАТОРА

Актуальність. Розглядається задача поширення випромінювання вихрових лазерних пучків, сформованих модами металевого хвилевідного резонатора. Результати розрахунків поширення таких пучків мають широкий спектр потенційних застосувань, від отримання ТГц зображень і спектроскопії до зв'язку, зондування, біомедицини та розв'язання задач, які пов'язані з взаємодією електромагнітних хвиль з речовиною: діагностика тонких плівок, поверхні матеріалів, різних біологічних об'єктів, а також астрономії та космічних досліджень.

Мета роботи — отримати аналітичні вирази для опису непараксіальної дифракції мод хвилевідного металевого резонатора терагерцевого лазера при їх взаємодії зі спіральною фазовою пластинкою та шляхом чисельного моделювання вивчити фізичні особливості отриманих вихрових пучків при їх поширенні у вільному просторі.

Матеріали та методи. Для дослідження поширення у зоні Френеля вихрових лазерних пучків, які збуджувались модами металевого хвилевідного квазіоптичного резонатора, була використана векторна теорія Релея-Зоммерфельда.

Результати. Для опису непараксіальної дифракції мод металевого хвилевідного резонатора терагерцевого лазера одержані аналітичні вирази. Також за допомогою чисельного моделювання досліджено фізичні особливості виникаючих вихрових пучків при їх поширенні у вільному просторі.

Висновки. У вільному просторі спіральна фазова пластина для збуджуючої моди TE_{11} з профілем з максимумом інтенсивності в центрі ($n = 0$) утворює асиметричне кільце з двома максимумами ($n = 1, 2$). Для збуджуючої моди TE_{01} початкова кільцева ($n = 0$) структура напруженості поля трансформується в структуру з максимальною інтенсивністю випромінювання в центрі ($n = 1$), а потім знову в кільцеву ($n = 2$). Фазовий фронт променю для компоненти E_y лінійно поляризованої вздовж осі у моди TE_{11} змінюється від сферичного до спірального з однією точкою сингулярності на осі. У фазовому профілі поперечних складових азимутально поляризованої моди TE_{01} з'являється ділянка з двома та трьома позаосьовими точками фазових сингулярностей.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: терагерцевий діапазон, металевий квазіоптичний резонатор, спіральна фазова пластина, лазерні вихрові пучки, хвилевідні моди, векторне поширення

Як цитувати: Дегтярьов АВ, Дубінін ММ, Маслов ВО, Мунтян КІ, Свистунов ОО. Поширення вихрових лазерних пучків металевого резонатора. Вісник Харківського національного університету імені В. Н. Каразіна. Серія «Радіофізика та електроніка». 2024; 40, 57-67. <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-40-05>

In cites: Degtyarev AV, Dubinin MM, Maslov VA, Muntean KI, Svystunov OO. Propagation of vortex laser beams of a metal resonator. Visnyk of V.N. Karazin Kharkiv National University, series "Radio Physics and Electronics". 2024; 40, 57-67. (In Ukrainian). <https://doi.org/10.26565/2311-0872-2024-40-05>

ВСТУП

В останнє десятиріччя стався помітний сплеск інтересу до формування терагерцових (ТГц) лазерних променів [1]. Вихрові пучки в цих хвильових полях займають чільне місце в дослідженнях. Їх унікальність обумовлена чітко вираженою спіральною структурою хвильового фронту, що забезпечує наявність орбітального імпульсу хвилі зі значною кількістю станів і, отже, додатковими ступенями свободи [2–4]. Вихрові лазерні промені демонструють значний потенціал для застосування у високошвидкісних мультиплексних терагерцових системах зв'язку, томографії, дослідженні лінійних і нелінійних характеристик різних матеріалів, прискоренні та маніпулюванні електронними згустками та виявленні астрофізичних джерел [5–9].

Вивчення генерації вихрових ТГц пучків головним чином зосереджується на двох принципах: модуляції хвильового фронту через спеціалізовані зовнішні пристрої та прямому збудженні вихрових пучків на виході резонатора. При принципі позарезонаторної модуляції хвильового фронту використовуються різні інструменти, такі як спіральні фазові пластини, q -пластини, ахроматичні поляризаційні елементи, дифракційні оптичні елементи, метаповерхні, рідкокристалічні розгалужені поляризаційні решітки, комп'ютерні голограми та просторові модулятори [10–17]. Для формування вихрових пучків на виході лазерного резонатора були запропоновані такі методи, як оптичне випрямлення, генерація різницевої частоти та лазерно-плазмові методи [18–20]. Однак у більшості цих досліджень використовується ширококутне випромінювання від генераторів субпікосекундних імпульсів на основі фемтосекундних лазерів, що призводить до складного виробництва лазерних систем і взаємодія з речовиною якого значно відрізняється від безперервного випромінювання.

Молекулярні лазери з оптичною накачкою поки що є єдиним відносно компактним джерелом безперервного терагерцового випромінювання, пропонуючи дискретну перестроюваність у всьому терагерцовому діапазоні та маючи вузьку ширину спектральної лінії. Нинішній сплеск інтересу до цих генераторів пояснюється потенційним використанням безперервно регульованих квантових каскадних лазерів середнього ІЧ-діапазону як джерел накачування [21]. Використання металевих хвилевідних квазіоптичних резонаторів є поширеним у більшості лазерів з оптичною накачкою, що дозволяє досягти потужностей до 1 Вт у безперервному режимі з відносно компактними розмірами резонатора [22]. Серед мод таких резонаторів найменші втрати мають моди TE_{11} і TE_{01} з лінійною та азимутальною поляризацією поля [23].

Одним із найвідоміших оптичних елементів для генерації вихрових пучків є спіральна фазова пластина зі змінною по азимуту товщиною [3, 24]. Цей елемент дозволяє безпосередньо застосовувати спіральний зсув фази до падаючого лазерного променя, перетворюючи майже 100 % енергії вхідного випромінювання у вихровий промінь.

Метою цієї роботи є отримання аналітичних виразів, які описують непараксіальну дифракцію мод металевих хвилевідних резонаторів терагерцового лазера при їх взаємодії зі спіральною фазовою пластиною, а також дослідження фізичних характеристик одержаних вихрових пучків під час їх поширення у вільному просторі.

ТЕОРЕТИЧНІ СПІВВІДНОШЕННЯ

Для опису поширення лазерного випромінювання у вільному просторі вздовж осі z будемо використовувати відомі векторні інтеграли Релея-Зоммерфельда в декартовій системі координат [25–27]:

$$\begin{aligned} E_x(\vec{r}) &= -\frac{1}{2\pi} \int \int_{\Sigma_0} E_x^0(\vec{r}_0) \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\exp(ikR)}{R} \right] dx_0 dy_0, \\ E_y(\vec{r}) &= -\frac{1}{2\pi} \int \int_{\Sigma_0} E_y^0(\vec{r}_0) \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\exp(ikR)}{R} \right] dx_0 dy_0, \\ E_z(\vec{r}) &= \frac{1}{2\pi} \int \int_{\Sigma_0} \left\{ E_x^0(\vec{r}_0) \frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\exp(ikR)}{R} \right] + E_y^0(\vec{r}_0) \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\exp(ikR)}{R} \right] \right\} dx_0 dy_0, \end{aligned} \quad (1)$$

де $E_x^0(\vec{r}_0)$ та $E_y^0(\vec{r}_0)$ є комплексними амплітудами x і y компонентів вхідного електричного поля, Σ_0 – область, у якій задано вхідне поле, $k = 2\pi / \lambda$ – хвильове число, λ – довжина хвилі, $\vec{r}_0 = x_0 \vec{e}_{x_0} + y_0 \vec{e}_{y_0}$, (x_0, y_0) – декартові координати в початковій площині, $\vec{r} = x \vec{e}_x + y \vec{e}_y + z \vec{e}_z$, (x, y, z) –

декартові координати в площині спостереження, $R = \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + z^2}$. Використовуючи непараксіальну апроксимацію в (1), розкладемо R в ряд, зберігши його перший і другий члени у вигляді

$$R \cong r + \frac{x_0^2 + y_0^2 - 2xx_0 - 2yy_0}{2r}, \quad (2)$$

де $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$.

При підстановці (2) в підінтегральні швидкоосцилюючі експоненти в (1), а в інші місця $R \cong r$, а потім переходячи до циліндричних координат, отримуємо вирази для компонент поля в різних зонах дифракції:

$$E_x(\rho, \beta, z) = -\frac{iz}{\lambda r^2} \exp(ikr) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_x^0(\vec{r}_0) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho \rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi, \quad (3.1)$$

$$E_y(\rho, \beta, z) = -\frac{iz}{\lambda r^2} \exp(ikr) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} E_y^0(\vec{r}_0) \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho \rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi, \quad (3.2)$$

$$E_z(\rho, \beta, z) = \frac{i}{\lambda r^2} \exp(ikr) \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \left[E_x^0(\vec{r}_0)(\rho \cos \beta - \rho_0 \cos \varphi) + E_y^0(\rho \sin \beta - \rho_0 \sin \varphi) \right] \times \exp\left(ik \frac{\rho_0^2}{2r}\right) \exp\left(-ik \frac{\rho \rho_0 \cos(\varphi - \beta)}{r}\right) \rho_0 d\rho_0 d\varphi. \quad (3.3)$$

Тут (ρ, β, z) – циліндричні координати в площині спостереження та (ρ_0, φ) – полярні координати в області, де задано початкове поле, $r = \sqrt{\rho^2 + z^2}$.

Моди досліджуваного металевого хвильовідного резонатора збігаються з модами круглого металевого хвильоводу. Отже, у початковій площині характеризуємо випромінювання через лінійно та азимутально поляризовані моди TE_{11} та TE_{01} . Нормовані декартові компоненти електромагнітних полів для цих мод набувають такого вигляду в площині джерела ($z = 0$) [28]:

$$TE_{11} \text{ мода} \quad \begin{cases} E_x^0(\rho_0, \varphi) = A_{11} J_2(\chi_{11} \frac{\rho_0}{a}) \sin(2\varphi), \\ E_y^0(\rho_0, \varphi) = A_{11} [J_0(\chi_{11} \frac{\rho_0}{a}) - J_2(\chi_{11} \frac{\rho_0}{a}) \cos(2\varphi)], \end{cases} \quad (4)$$

$$TE_{01} \text{ мода} \quad \begin{cases} E_x^0(\rho_0, \varphi) = -A_{01} J_1(\chi_{01} \frac{\rho_0}{a}) \sin(\varphi), \\ E_y^0(\rho_0, \varphi) = A_{01} J_1(\chi_{01} \frac{\rho_0}{a}) \cos(\varphi), \end{cases} \quad (5)$$

де a – радіус хвильоводу, $A_{11} = \frac{\chi_{11}}{\left(a J_1(\chi_{11}) \sqrt{2\pi(\chi_{11}^2 - 1)}\right)}$, $A_{01} = \frac{1}{a \sqrt{\pi} J_0(\chi_{01})}$ є нормуючі множники, J_j є

функцією Бесселя 1-го порядку j ; χ_{mn} є n -м коренем рівняння $J_m(\chi) = 0$.

Дослідимо взаємодію між цими модами та спіральною фазовою пластиною (СФП) з довільним топологічним зарядом (n) [29]. СФП розташовано на виході хвильоводу з отвором такого ж діаметру як показано на Рис. 1. Комплексна функція пропускання СФП з радіусом a виражається в полярних координатах таким чином [3]:

$$T_n(\rho_0, \varphi) = \text{circ}\left(\frac{\rho_0}{a}\right) \exp(in\varphi) = \begin{cases} \exp(in\varphi), & \rho_0 \leq a, \\ 0, & \rho_0 > a, \end{cases} \quad (6)$$

де $\text{circ}(\cdot)$ це кругова функція.

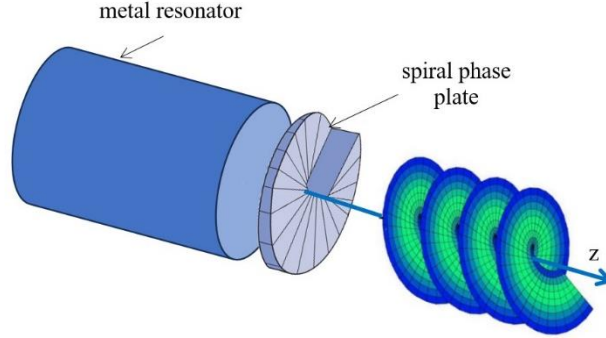


Рис. 1. Теоретична схема розрахункової моделі
Fig. 1. Theoretical scheme of the calculation model

Для спрощення обчислень інтегрування за кутом φ у рівнянні (3) можна здійснити, використовуючи встановлені співвідношення для цілого $m \geq 0$, як описано в [26]:

$$\int_0^{2\pi} \cos(m\varphi + \varphi_0) \exp[-ix \cos(\varphi - \theta)] d\varphi = 2\pi(-i)^m J_m(x) \cos(m\theta + \varphi_0),$$

$$\int_0^{2\pi} \sin(m\varphi + \varphi_0) \exp[-ix \cos(\varphi - \theta)] d\varphi = 2\pi(-i)^m J_m(x) \sin(m\theta + \varphi_0).$$

Тоді звідси ми можемо отримати наступне співвідношення

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\varphi - \beta)} e^{in\varphi} d\varphi = 2\pi e^{in\beta} (-i)^n J_n(x). \quad (7)$$

Використовуючи формули Ейлера для тригонометричних функцій та враховуючи рівняння (7), отримуємо вирази для наступних інтегралів:

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\varphi - \beta)} e^{in\varphi} \sin(m\varphi + \varphi_0) d\varphi = \frac{\pi}{i} \{ e^{i[(n+m)\beta + \varphi_0]} (-i)^{n+m} J_{n+m}(x) - e^{i[(n-m)\beta - \varphi_0]} (-i)^{n-m} J_{n-m}(x) \}, \quad (8.1)$$

$$\int_0^{2\pi} e^{-ix \cos(\varphi - \beta)} e^{in\varphi} \cos(m\varphi + \varphi_0) d\varphi = \pi \{ e^{i[(n+m)\beta + \varphi_0]} (-i)^{n+m} J_{n+m}(x) + e^{i[(n-m)\beta + \varphi_0]} (-i)^{n-m} J_{n-m}(x) \}. \quad (8.2)$$

Тоді, підставляючи в (3) вираз для комплексної функції пропускання СФП (6) і використовуючи формули (7) і (8.1), отримуємо вирази для компонент поля, які описують непараксіальну дифракцію моди TE_{11} на СФП з топологічним зарядом n у вільному просторі:

$$E_x(\rho, \beta, z) = \frac{(-i)^n k z}{2r^2} \exp[i(n\beta + kr)] A_{11} [\exp(i2\beta) H_{1, n+2}(\rho, z) - \exp(-i2\beta) H_{1, n-2}(\rho, z)], \quad (9.1)$$

$$E_y(\rho, \beta, z) = \frac{(-i)^{n+1} k z}{r^2} \exp[i(n\beta + kr)] A_{11} \{ H_{1, n}(\rho, z) + \frac{1}{2} [\exp(i2\beta) H_{1, n+2}(\rho, z) + \exp(-i2\beta) H_{1, n-2}(\rho, z)] \}, \quad (9.2)$$

$$E_z(\rho, \beta, z) = \frac{(-i)^{n+1} k}{2r^2} \exp[i(n\beta + kr)] A_{11} [G_1(\rho, \beta, z) + G_2(\rho, \beta, z) + 2\rho \sin(\beta) H_{1, n}(\rho, z)], \quad (9.3)$$

де введено наступні позначення

$$H_{1, n}(\rho, z) = \int_0^a J_0 \left(\chi_{11} \frac{\rho_0}{a} \right) \exp \left(ik \frac{\rho_0^2}{2r} \right) J_n \left(\frac{k \rho \rho_0}{r} \right) \rho_0 d\rho_0, \quad (10.1)$$

$$H_{1, n}(\rho, z) = \int_0^a J_2 \left(\chi_{11} \frac{\rho_0}{a} \right) \exp \left(ik \frac{\rho_0^2}{2r} \right) J_n \left(\frac{k \rho \rho_0}{r} \right) \rho_0 d\rho_0, \quad (10.2)$$

$$G_1(\rho, \beta, z) = \int_0^a J_2 \left(\chi_{11} \frac{\rho_0}{a} \right) \exp \left(ik \frac{\rho_0^2}{2r} \right) \times \left[\exp(i\beta) J_{n-2} \left(\frac{k \rho \rho_0}{r} \right) - \exp(-i\beta) J_{n+2} \left(\frac{k \rho \rho_0}{r} \right) \right] \rho_0 d\rho_0, \quad (10.3)$$

$$G_2(\rho, \beta, z) = \int_0^a \left[J_0 \left(\chi_{11} \frac{\rho_0}{a} \right) + J_2 \left(\chi_{11} \frac{\rho_0}{a} \right) \right] \exp \left(ik \frac{\rho_0^2}{2r} \right) \times \left[\exp(i\beta) J_{n+1} \left(\frac{k \rho \rho_0}{r} \right) - \exp(-i\beta) J_{n-1} \left(\frac{k \rho \rho_0}{r} \right) \right] \rho_0^2 d\rho_0. \quad (10.4)$$

Також, використовуючи формули (8.1) і (8.2), отримуємо вирази для компонент поля, які описують непараксіальну дифракцію моди TE_{01} на СФП. Вони виглядають наступним чином:

$$E_x(\rho, \beta, z) = \frac{(-i)^{n+1} k z}{2r^2} \exp[i(n\beta + kr)] B_{01} [\exp(i\beta) H_{2, n+1}(\rho, z) + \exp(-i\beta) H_{2, n-1}(\rho, z)], \quad (11.1)$$

$$E_y(\rho, \beta, z) = \frac{(-i)^{n+2} k z}{2r^2} \exp[i(n\beta + kr)] B_{01} [\exp(i\beta) H_{2, n+1}(\rho, z) - \exp(-i\beta) H_{2, n-1}(\rho, z)], \quad (11.2)$$

$$E_z(\rho, \beta, z) = \frac{(-i)^{n+1} k \rho}{2r^2} \exp[i(n\beta + kr)] B_{01} [H_{2, n+1}(\rho, z) + H_{2, n-1}(\rho, z)], \quad (11.3)$$

де введено наступні позначення

$$H_{2, n}(\rho, z) = \int_0^a J_1 \left(\chi_{01} \frac{\rho_0}{a} \right) \exp \left(ik \frac{\rho_0^2}{2r} \right) J_n \left(\frac{k \rho \rho_0}{r} \right) \rho_0 d\rho_0.$$

РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ ТА ЇХ АНАЛІЗ

За допомогою отриманих виразів проведено розрахунки поздовжнього та поперечного розподілів повної напруженості поля ($I = |E_x|^2 + |E_y|^2 + |E_z|^2$), а також поперечні розподіли інтенсивності полів

$(I = |E_i|^2, i = x, y)$ та фази ($\varphi = \arctg(\text{Im}(E_i) / \text{Re}(E_i))$) для окремих x, y компонент пучків лазерного випромінювання, що збуджуються в зоні Френеля асиметричною лінійно поляризованою вздовж осі у TE_{11} модою та симетричною азимутально поляризованою TE_{01} модою металевого хвильовідного резонатора терагерцового лазера під час їх взаємодії з СФП. Поперечні розподіли інтенсивності та фази поля для поздовжньої складової не наведено через незначний її вплив на сумарну інтенсивність випромінювання. Довжину хвилі випромінювання вибирали в середній частині терагерцового діапазону $\lambda = 0,4326$ мм (лінія генерації оптично збудженої молекули мурашиної кислоти НСООН [30]). Діаметр хвильоводу вибрано $2a = 35$ мм. На виході хвильоводу розташовувалася СФП з отвором такого ж діаметру. При цьому топологічний заряд n змінювався від нуля до двох.

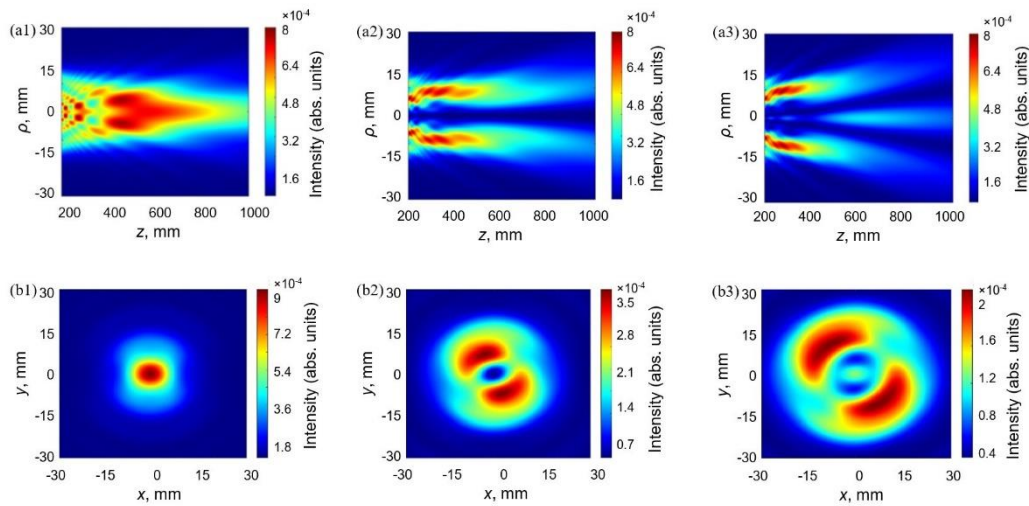


Рис. 2. Розрахункові поздовжній (a1–a3) та поперечний (b1–b3) сумарні розподіли інтенсивності поля лазерних променів, збуджених модою TE_{11} у зоні Френеля для різних значень топологічного заряду. Перший, другий і третій стовпці відповідають $n = 0, n = 1$ і $n = 2$ відповідно

Fig. 2. Calculated longitudinal (a1–a3) and transverse (b1–b3) total field intensity distributions of the laser beams excited by the TE_{11} mode in the Fresnel zone for different values of the topological charge. The first, second and third columns correspond to $n = 0, n = 1$ and $n = 2$, respectively

На Рис. 2 (a1), 2 (b1) показано результати чисельного моделювання поздовжнього розподілу інтенсивності поля в зоні Френеля ($z = 100 - 1000$ мм) і поперечного розподілу інтенсивності поля, збудженого модою TE_{11} для $z = 708$ мм (де число Френеля дорівнює 1). Результати отримані в припущенні про відсутність СФП на виході хвильоводу. З рисунків видно, що максимум у розподілі поздовжньої інтенсивності спостерігається при $z \approx 500$ мм. Зауважимо, що ефективний діаметр пучка на відстані 708 мм для моди TE_{11} розраховується за формулою [31]

$$d_{\sigma} = 2 \sqrt{\frac{2 \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \rho^2 I(\rho, \beta, z) \rho d\rho d\beta}{\int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} I(\rho, \beta, z) \rho d\rho d\beta}} \quad (12)$$

і дорівнює $d_{\sigma} = 151,3 \lambda$. Поперечний профіль поля має добре відому гаусоподібну форму та сферичний фазовий фронт. Встановлення СФП на виході хвильоводу з ненульовим топологічним зарядом призводить в зоні Френеля до зміни профілю інтенсивності пучка на асиметричний кільцевий з двома максимумами (Рис. 2 (a2, a3, b2, b3)). Діаметр пучка збільшується до $d_{\sigma} = 164,6 \lambda$ при $n = 1$ і $d_{\sigma} = 192,0 \lambda$ при $n = 2$.

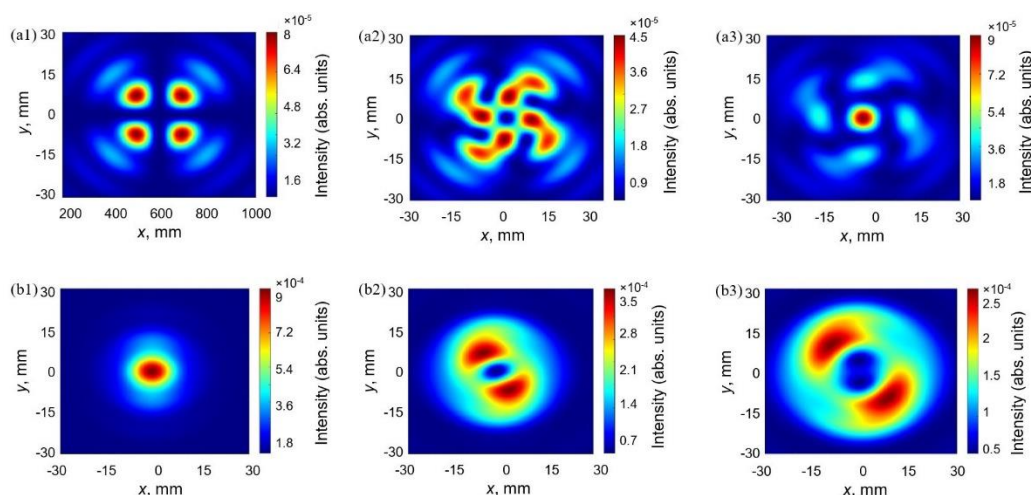


Рис. 3. Розрахункові розподіли інтенсивності поля E_x (a1–a3) та E_y (b1–b3) компонент лазерних променів, збуджених модою TE_{11} в зоні Френеля для різних значень топологічного заряду. Перший, другий і третій стовпці відповідають $n = 0$, $n = 1$ і $n = 2$ відповідно.

Fig. 3. Calculated field intensity distributions for E_x (a1–a3) and E_y (b1–b3) components of the laser beams excited by the TE_{11} mode in the Fresnel zone for different values of the topological charge. The first, second and third columns correspond to $n = 0$, $n = 1$ and $n = 2$, respectively.

На Рис. 3–4 наведено розрахункові розподіли інтенсивності та фази поля для окремих поперечних складових, що збуджуються в зоні Френеля асиметрично лінійно поляризованою вздовж осі y модою TE_{11} металевого хвильового резонатора терагерцового лазера під час його взаємодії з СФП. Ці результати наочно демонструють визначальну роль компоненти E_y лазерного променя у формуванні загального поперечного профілю інтенсивності на Рис. 2. Слід звернути увагу на спостережуване фокусування інтенсивності поля E_x компоненти лазерного променя при збільшенні величини топологічного заряду

Як видно з Рис.4, встановлення СФП на виході хвильоводу для моди TE_{11} призводить до перетворення фазового профілю пучка зі сферичного на вихровий. При цьому зі збільшенням величини топологічного заряду спостерігається утворення вираженої гвинтової структури фронту хвилі та точки сингулярності E_y компоненти лазерного променя.

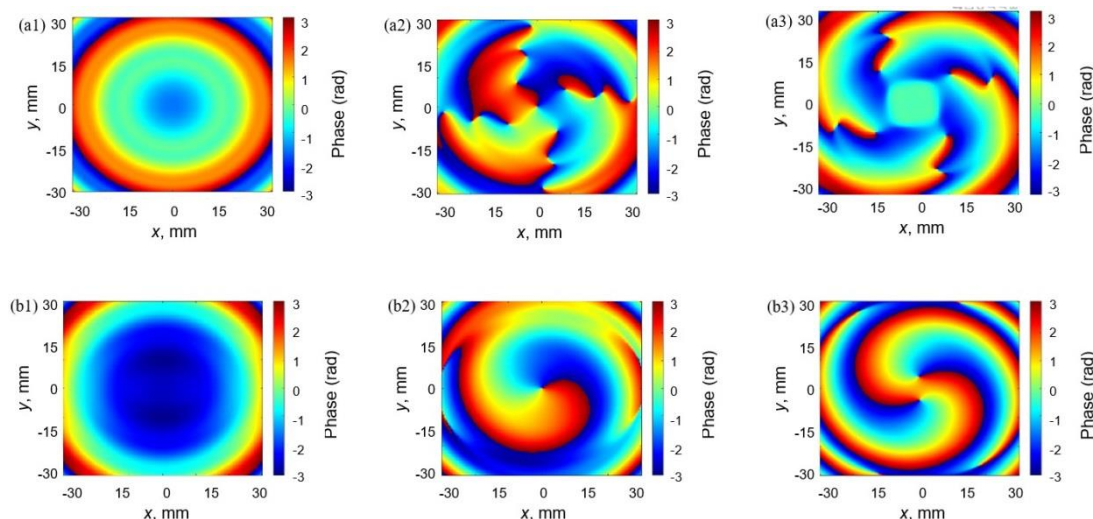


Рис. 4. Розрахункові розподіли фази поля для E_x (a1–a3) та E_y (b1–b3) компонент лазерних променів, що збуджуються модою TE_{11} у зоні Френеля для різних значень топологічного заряду. Перший, другий і третій стовпці відповідають $n = 0$, $n = 1$ і $n = 2$ відповідно.

Fig. 4. Calculated field phase distributions for E_x (a1–a3) and E_y (b1–b3) components of the laser beams excited by the TE_{11} mode in the Fresnel zone for different values of the topological charge. The first, second and third columns correspond to $n = 0$, $n = 1$ and $n = 2$, respectively.

Встановлення СФП на виході хвильоводу для моди TE_{01} призводить до трансформації профілю

інтенсивності пучка з кільцевого в гаусоподібний при зміні значення топологічного заряду від нуля до одиниці (Рис. 5). Подальше збільшення топологічного заряду повертає профіль променю до початкової кільцевої форми. Зазначимо, що ефективний діаметр пучка, розрахований за формулою (12), на відстані 708 мм для моди TE_{01} зростає від $d_\sigma = 67.5 \lambda$ при $n = 0$ (за відсутності топологічного заряду) до $d_\sigma = 89,1 \lambda$ при $n = 2$.

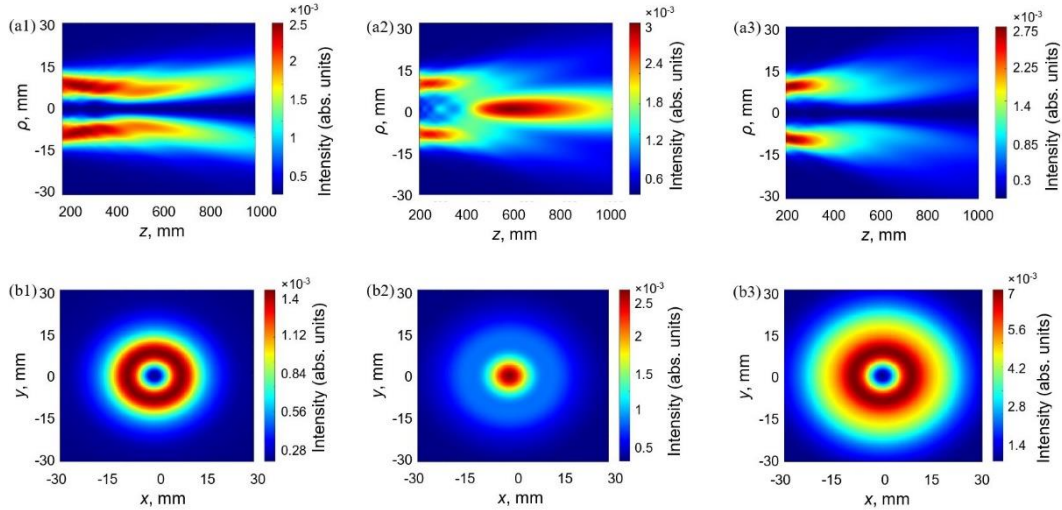


Рис. 5. Розраховані повздовжній (a1–a3) та поперечний (b1–b3) розподіли повної інтенсивності поля, збудженого модою TE_{01} у зоні Френеля для різних значень топологічного заряду. Перший, другий і третій стовпці відповідають $n = 0$, $n = 1$ і $n = 2$ відповідно.

Fig. 5. Calculated longitudinal (a1–a3) and transverse (b1–b3) total field intensity distributions excited by the TE_{01} mode in the Fresnel zone for different values of the topological charge. The first, second and third columns correspond to $n = 0$, $n = 1$ and $n = 2$, respectively.

На Рис. 6 наведено розраховані поперечні розподіли інтенсивності поля для окремих поперечних складових пучків лазерного випромінювання, що збуджуються в зоні Френеля симетричною азимутально поляризованою модою TE_{01} металевого хвилевідного резонатора терагерцового лазера під час його взаємодії з СФП. Ці результати показують однаковий внесок поперечних компонентів лазерного променя у формування загального профілю інтенсивності на Рис. 5. Маючи спочатку антисиметричну форму, ці компоненти, будучи доданими, утворюють симетричний промінь.

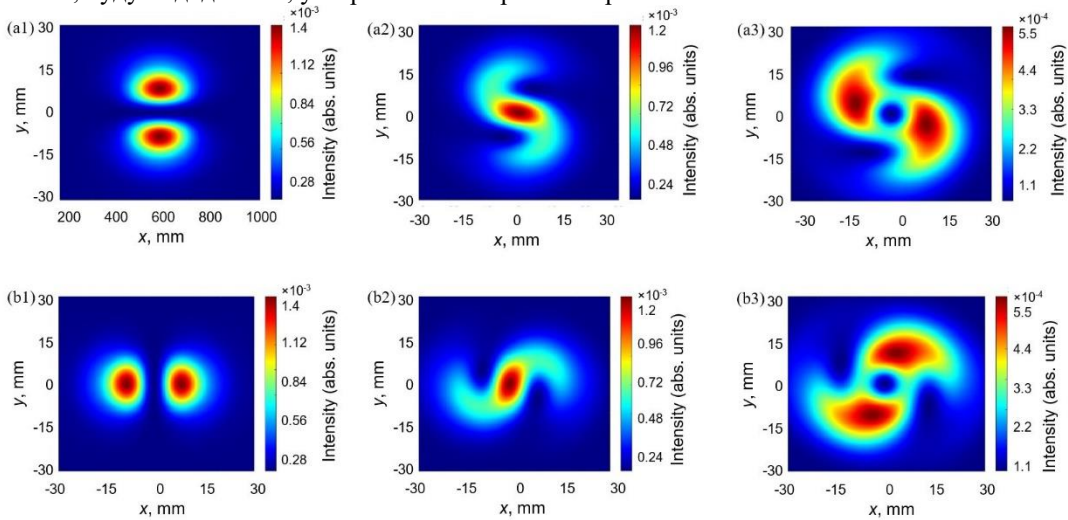


Рис. 6. Розрахункові розподіли інтенсивності поля E_x (a1–a3) та E_y (b1–b3) компонентів лазерних променів, що збуджуються модою TE_{01} у зоні Френеля для різних значень топологічного заряду. Перший, другий і третій стовпці відповідають $n = 0$, $n = 1$ і $n = 2$ відповідно.

Fig. 6. Calculated field intensity distributions for E_x (a1–a3) and E_y (b1–b3) components of the laser beams excited by the TE_{01} mode in the Fresnel zone for different values of the topological charge. The first, second and third columns correspond to $n = 0$, $n = 1$ and $n = 2$, respectively.

На Рис. 7 показано фазові розподіли для поперечних складових моди TE_{01} в зоні Френеля при зміні топологічного заряду. Встановлення СФП на виході хвильоводу, як і для моди TE_{11} , перетворює хвильовий фронт лазерних променів зі сферичного на вихровий. Зазначимо, що при $n = 1$ хвильовий фронт має дві спіральні поверхні, а при $n = 2$ – три.

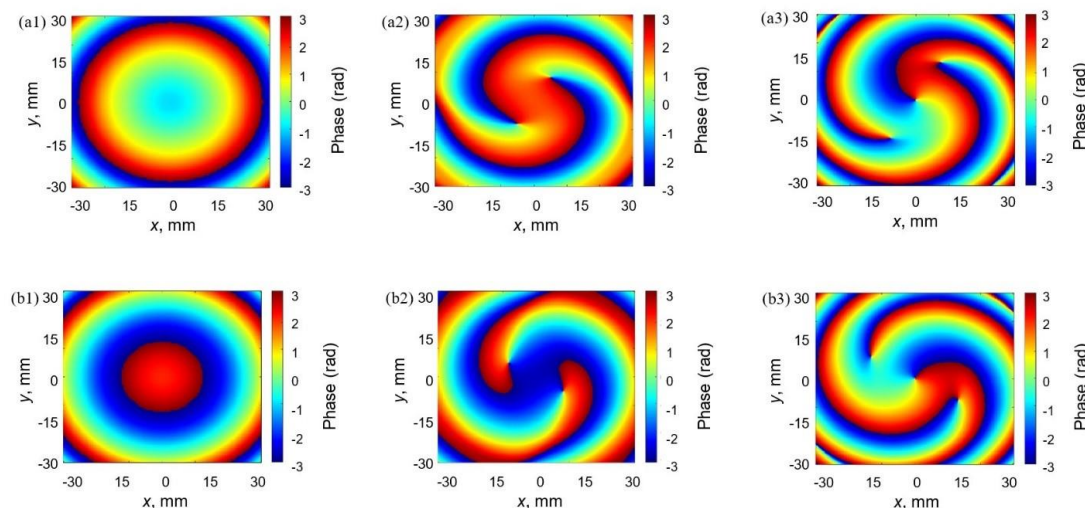


Рис. 7. Розрахункові розподіли фази поля для E_x (a1–a3) та E_y (b1–b3) компонент лазерних променів, що збуджуються модою TE_{01} в зоні Френеля для різних значень топологічного заряду. Перший, другий і третій стовпці відповідають $n = 0$, $n = 1$ і $n = 2$ відповідно.

Fig. 7. Calculated field phase distributions for E_x (a1–a3) and E_y (b1–b3) components of the laser beams excited by the TE_{01} mode in the Fresnel zone for different values of the topological charge. The first, second and third columns correspond to $n = 0$, $n = 1$ and $n = 2$, respectively.

ВИСНОВКИ

1. Отримано аналітичні вирази для опису непараксильної дифракції мод металевого хвильовідного резонатора терагерцового лазера під час їх взаємодії зі спіральною фазовою пластинкою з різними топологічними зарядами (n). Показана визначальна роль E_y компоненти лазерного променя для лінійно поляризованої вздовж осі y моди TE_{11} та рівнозначний внесок поперечних компонент для азимутально поляризованої моди TE_{01} у формування повного поперечного поля.

2. У вільному просторі спіральна фазова пластинка для моди TE_{11} з профілю з максимумом інтенсивності в центрі ($n = 0$) утворює асиметричне кільце з двома максимумами ($n = 1, 2$). Для моди TE_{01} початкова кільцева ($n = 0$) структура напруженості поля трансформується в структуру з максимальною інтенсивністю випромінювання в центрі ($n = 1$), а потім знову в кільцеву ($n = 2$).

3. Фазовий фронт променя для компоненти E_y моди TE_{11} змінюється зі сферичного на спіральний з однією точкою сингулярності на осі. І навпаки, у фазовому профілі поперечних складових азимутально поляризованої моди TE_{01} з'являється область із двома та трьома позаосьовими точками фазових сингулярностей.

КОНФЛІКТ ІНТЕРЕСІВ

Автори повідомляють про відсутність конфлікту інтересів.

REFERENCES

- Headland DY, Monnai Abbott D, Fumeaux C, Withayachumnankul W. Tutorial: Terahertz beamforming, from concepts to realizations. *Apl. Photonics*. 2018 3: 051101. <https://doi.org/10.1063/1.5011063>
- Forbes A. Advances in orbital angular momentum lasers. *J. Light. Technol.* 2023; 41: 2079. <https://doi.org/10.1109/JLT.2022.3220509>
- Wang HQ, Song, Cai Y, Lin Q, Lu X, Shangguan H, Ai Y, Xu S. Recent advances in generation of terahertz vortex beams and their applications., *Chin. Phys. B*. 2020; 29: 097404. <https://doi.org/10.1088/1674-1056/aba2df>
- Petrov NV, Sokolenko B, Kulya MS, Gorodetsky A, Chernykh AV. Design of broadband terahertz vector and vortex beams: I. Review of materials and components. *Light: Advanced Manufacturing*. 2022; 3(640). <https://doi.org/10.37188/lam.2022.043>

5. Nagatsuma T, Ducournau G, Renaud C. Advances in terahertz communications accelerated by photonics. *Nat. Photonics*. 2016; 10(371). <https://doi.org/10.1038/nphoton.2016.65>
6. Chen SC, Feng ZZ, Li J, Tan W, Du LH, Cai J, Zhu LG. Ghost spintronic THz-emitter-array microscope. *Light Sci. Appl.* 2020; 9(99). <https://doi.org/10.1038/s41377-020-0338-4>
7. Nobahar D, Khorram S. Terahertz vortex beam propagation through a magnetized plasma-ferrite structure. *Opt. Laser Technol.* 2022; 146:107522. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107522>
8. Hibberd MT, Healy AL, Lake DS, Georgiadis V, Smith EJH, Finlay OJ, Jamison SP. Acceleration of relativistic beams using laser generated terahertz pulses. *Nat. Photonics*. 2019; 14(755). <https://doi.org/10.1038/s41566-020-0674-1>
9. Klug A, Nape I, Forbes A. The orbital angular momentum of a turbulent atmosphere and its impact on propagating structured light fields. *New J. Phys.* 2021; 23: 093012. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/ac1fca>
10. Pinnock SW, Roh S, Biesner T, Pronin AV, Dressel M. Generation of THz vortex beams and interferometric determination of their topological charge. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* 2022; 13(44). <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2022.3221369>
11. Rubano A, Cardano F, Piccirillo B, Marrucci L. Q-plate technology: a progress review [Invited]. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2019; 36 (D70-D87). <https://doi.org/10.1364/JOSAB.36.000D70>
12. Imai R, Kanda N, Higuchi T, Konishi K, Kuwata-Gonokami M. Generation of broadband terahertz vortex beams. *Opt. Lett.* 2014; 39(3714). <https://doi.org/10.1364/OL.39.003714>
13. Yang Y, Ye X, Niu L, Wang K, Yang Z, Liu J. Generating terahertz perfect optical vortex beams by diffractive elements. *Opt. Express*. 2020; 28(1417). <https://doi.org/10.1364/OE.380076>
14. Zhang K, Wang Y, Burokur SN, Wu Q. Generating dual-polarized vortex beam by detour phase: from phase gradient metasurfaces to metagratings. *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* 2022; 70(200). <https://doi.org/10.1109/TMTT.2021.3075251>
15. Zhang XD, Su YH, Ni JC, Wang ZY, Wang YL, Wang CW, Chu JR. Optical superimposed vortex beams generated by integrated holographic plates with blazed grating. *Appl. Phys. Lett.* 2017; 111: 061901. <https://doi.org/10.1063/1.4997590>
16. Ge SJ, Shen ZX, Chen P, Liang X, Wang XK, Hu W, Zhang Y, Lu YQ. Generating, separating and polarizing terahertz vortex beams via liquid crystals with gradient-rotation directors. *Crystals*. 2017; 7(314). <https://doi.org/10.3390/cryst7100314>
17. Guan S, Cheng J, Chang S. Recent progress of terahertz spatial light modulators: materials, principles and applications. *Micromachines*. 2022; 13(1637). <https://doi.org/10.3390/mi13101637>
18. Al Dhaybi A, Degert J, Brasselet E, Abraham E, Freysz E. Terahertz vortex beam generation by infrared vector beam rectification. *J. Opt. Soc. Am. B*. 2019; 36(12). <https://doi.org/10.1364/JOSAB.36.000012>
19. Miyamoto K, Sano K, Miyakawa T, Niinomi H, Toyoda K, Vallés A, Omatsu T. Generation of high-quality terahertz OAM mode based on soft-aperture difference frequency generation. *Opt. Express*. 2019; 27: 31840. <https://doi.org/10.1364/OE.27.031840>
20. Sobhani H, Dadar E. Terahertz vortex generation methods in rippled and vortex plasmas. *J. Opt. Soc. Am. A*. 2019; 36(1187). <https://doi.org/10.1364/JOSAA.36.001187>
21. Chevalier P, Amirzhan A, Wang F, Piccardo M, Johnson SG, Capasso F, Everitt HO. Widely tunable compact terahertz gas lasers. *Science*. 2019; 366(856). <https://doi.org/10.1126/science.aay8683>
22. Farhoomand J, Pickett HM. Stable 1.25 watts CW far infrared laser radiation at the 119 μm methanol line. *Int. J. Infrared Millim. Waves*. 1987; 8(441). <https://doi.org/10.1007/BF01013257>
23. Röser HP, Yamanaka M, Wattenbach R, Schultz GV. Investigations of optically pumped submillimeter wave laser modes. *Int. J. Infrared Millim. Waves*. 1982; 3(839). <https://doi.org/10.1007/BF01008649>
24. Beijersbergen MW, Coerwinkel RPC, Kristensen M, Woerdman JP. Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phase plate. *Opt. Commun.* 1994; 112(321). [https://doi.org/10.1016/0030-4018\(94\)90638-6](https://doi.org/10.1016/0030-4018(94)90638-6)
25. Kotlyar VV, Kovalev AA. Nonparaxial propagation of a Gaussian optical vortex with initial radial polarization. *J. Opt. Soc. Am. A*. 2010; 27(372). <https://doi.org/10.1364/JOSAA.27.000372>
26. Gu B, Cui Y. Nonparaxial and paraxial focusing of azimuthal-variant vector beams. *Opt. Express*. 2012; 20: 17684. <https://doi.org/10.1364/OE.20.017684>
27. Zhang Y, Wang L, Zheng C. Vector propagation of radially polarized Gaussian beams diffracted by an axicon. *J. Opt. Soc. Am. A*. 2005; 22(2542). <https://doi.org/10.1364/JOSAA.22.002542>
28. Gurin OV, Degtyarev AV, Maslov VA, Svich VA, Tkachenko VM, Topkov AN. Selection of transverse modes in laser cavities containing waveguides and open parts. *Quantum Electron.* 2001; 31(346). <https://doi.org/10.1070/QE2001v031n04ABEH001949>
29. Nye JF, Berry MV. Dislocations in wave trains. *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*. 1974; 336(165). <https://doi.org/10.1098/rspa.1974.0012>

30. Gurin OV, Degtyarev AV, Dubinin MM, Legenkiy MN, Maslov VA, Muntean KI, Ryabykh VN, Senyuta VS. Formation of beams with nonuniform polarisation of radiation in a cw waveguide terahertz laser. Quantum Electron. 2021; 51(338). <https://doi.org/10.1070/QEL17511>
31. Degtyarev AV, Dubinin MM, Gurin OV, Maslov VA, Muntean KI, Ryabykh VM, Senyuta VS, Svystunov OO. Control over higher-order transverse modes in a waveguide-based quasi-optical resonator. Radio Physics and Radio Astronomy. 2022; 27(129). <https://doi.org/10.15407/rpra27.02.129>

Стаття надійшла до редакції: 1 березня 2024 р.

Рекомендовано до друку: 4 квітня 2024 р.

PROPAGATION OF VORTEX LASER BEAMS OF A METAL RESONATOR

A. V. Degtyarev, M. M. Dubinin, V. A. Maslov, K. I. Muntean, O. O. Svystunov

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

Background: The problem of radiation propagation of vortex laser beams of a metal waveguide laser is considered. The results of the propagation of such beams have a wide range of potential applications, from imaging and spectroscopy to communication, sensing, biomedicine, and solving problems related to the interaction of electromagnetic waves with matter: diagnostics of thin films, surfaces of materials, various biological objects, as well as astronomy and space research.

The aim of the work is to obtain analytical expressions for the description of non-paraxial mode diffraction of the waveguide metal resonator of a terahertz laser during their interaction with a spiral phase plate and to study the physical features of the obtained vortex beams during their propagation in free space by means of numerical modeling.

Materials and methods: The Rayleigh-Sommerfeld vector theory was used to study the propagation of vortex laser beams in the Fresnel zone, which were excited by the modes of a metal waveguide quasi-optical resonator.

Results: Analytical expressions were obtained to describe the non-paraxial mode diffraction of the metal waveguide resonator of a terahertz laser. Also, with the help of numerical modeling, the physical features of emerging vortex beams during their propagation in free space were investigated.

Conclusion: In free space, the spiral phase plate for the excitation of the TE_{11} mode from the profile with the intensity maximum in the center ($n = 0$) forms an asymmetric ring with two maxima ($n = 1, 2$). For the TE_{01} excitation mode, the initial ring ($n = 0$) structure of the field strength is transformed into a structure with maximum radiation intensity in the center ($n = 1$), and then again into a ring ($n = 2$). The phase front of the beam for the E_y component linearly polarized along the y axis of the TE_{11} mode changes from spherical to helical with one singularity point on the axis. In the phase profile of the transverse components of the TE_{01} azimuthally polarized mode, a section with two and three off-axis points of phase singularities appears.

KEYWORDS: terahertz range, metal quasi-optical resonator, spiral phase plate, laser vortex beams, waveguide modes, vector propagation

The article was received by the editors: March 1 2024

The article is recommended for printing: April 11 2024