

currents the competing $TE_{8,1}$ mode presents a barrier to stable operation of the 0.3-THz second-harmonic gyrotron. Moreover, it seems likely that this mode can completely suppress the operating second-harmonic mode for $I_b \geq 15$.

Longitudinal corrugations with $d = 0.05$ cm, $w = 0.02$ cm and $N = 15$ are used in order to improve mode selection in the cavity of the 0.3-THz second-harmonic gyrotron. The effect of wall corrugations on the starting current of the operating $TE_{13,2}$ mode is shown in Fig. 5a. It is evident that this starting current is somewhat shifted due to corrugations, which have a slight effect on the eigenvalue χ , ohmic Q-value Q_{ohm} and beam-wave coupling coefficient C_s of the operating mode.

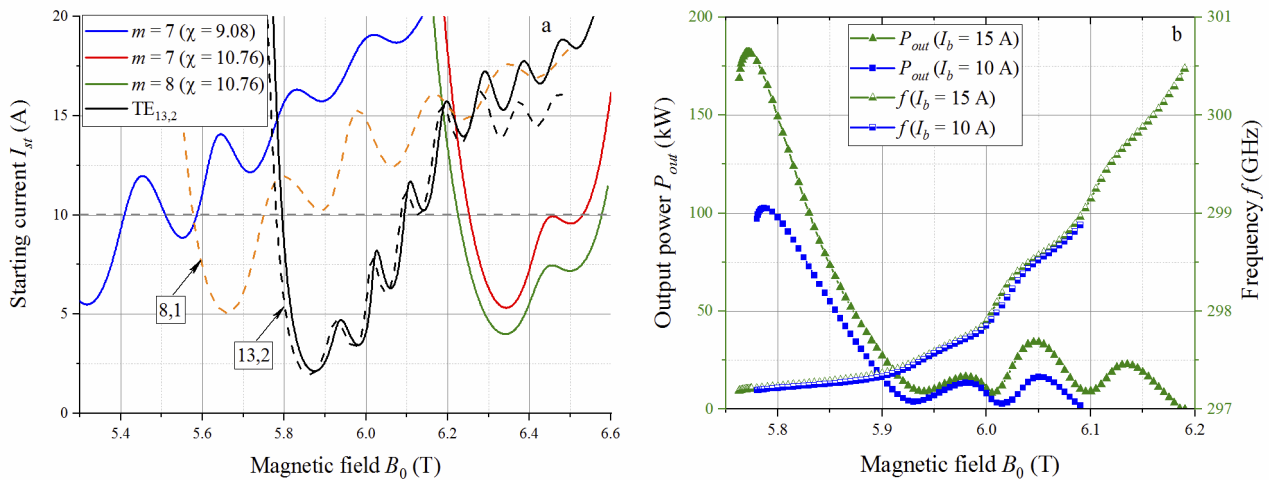


Figure 5. (a) Starting current as a function of the guided magnetic field for the operating $TE_{13,2}$ mode and first-harmonic WG modes of the 0.3-THz second-harmonic gyrotron equipped with optimized corrugated cavity and (b) the gyrotron output power versus B_0 for $I_b = 10$ A and $I_b = 15$ A

In contrast to this, the first-harmonic competing modes of the 0.3-THz second-harmonic gyrotron are radically altered by corrugations of the cavity wall. Fig. 5a shows the starting currents for the most dangerous modes, which lie close to the gyrotron operating region. Among them, there are no modes with azimuthal index $m = 9$. The remaining competing modes have the form of coupled Bloch harmonics with $|k_n| = 7$ and $|k_n| = 8$. This is because 15 corrugations of the gyrotron cavity induce coupling between co-rotating fundamental harmonics with $m = +7$ and $m = +8$ and counter-rotating negative first harmonics with $k_{-1} = -8$ and $k_{-1} = -7$, respectively. Such two pairs of coupled Bloch harmonics form two cavity modes, which have identical eigenvalues and differ in beam-wave coupling strength. Examples are two modes having the eigenvalue $\chi = 9.08$. Among them, the mode with $k_0 = m = +7$ exhibits the strongest coupling with electron beam and therefore has a fairly small starting current (Fig. 5a). By contrast, the other mode with $k_0 = m = +8$ is weakly coupled with beam and has the starting current larger than 22 A, which is far apart from the oscillation region of the operating $TE_{13,2}$ mode. As is seen from Fig. 5a, application of the cavity with optimized longitudinal corrugations extends a single-mode oscillation region of the 0.3-THz second-harmonic gyrotron. As a consequence, the operating mode becomes free from any competing modes for the beam currents up to 15 A. This situation is favorable for increasing the output power of the 0.3-THz second-harmonic gyrotron.

Fig. 5b shows the output power of the 0.3-THz second-harmonic gyrotron versus magnetic field for $I_b = 10$ A and $I_b = 15$ A. One can see that increase in beam current from 10 A to 15 A makes it possible to enhance the peak output power from 100 kW to 180 kW and widens the frequency tuning range of the operating $TE_{13,2}$ mode. It should be stressed that the operating mode is the sole oscillating mode in this range. Thus, there are no obstacles for stable single-mode operation of the 0.3-THz second-harmonic gyrotron with increased beam current and output power.

However, along with beneficial properties of the corrugated cavity for the 0.3-THz second-harmonic gyrotron, there is a drawback. The operating mode undergoes conversion to high-order Bloch harmonics in the output up-tapered section of the cavity. The reason is that, in this section, increase in cavity radius enlarges the cutoff wavelength λ of the operating mode and thus causes an increase between $\lambda/2$ and corrugation depth $d = 0.05$ cm. The operating $TE_{13,2}$ mode converts to Bloch harmonics with $k_{-1} = -2$ and $k_{-2} = -17$ in the output cavity section. As a consequence, the purity of this mode falls to about 90% in the output cross-section ($z = z_{out}$) of the cavity. Such a degradation of the output mode purity is shown in Fig. 6 and should be taken into design consideration for the RF output system of the 0.3-THz second-harmonic gyrotron.

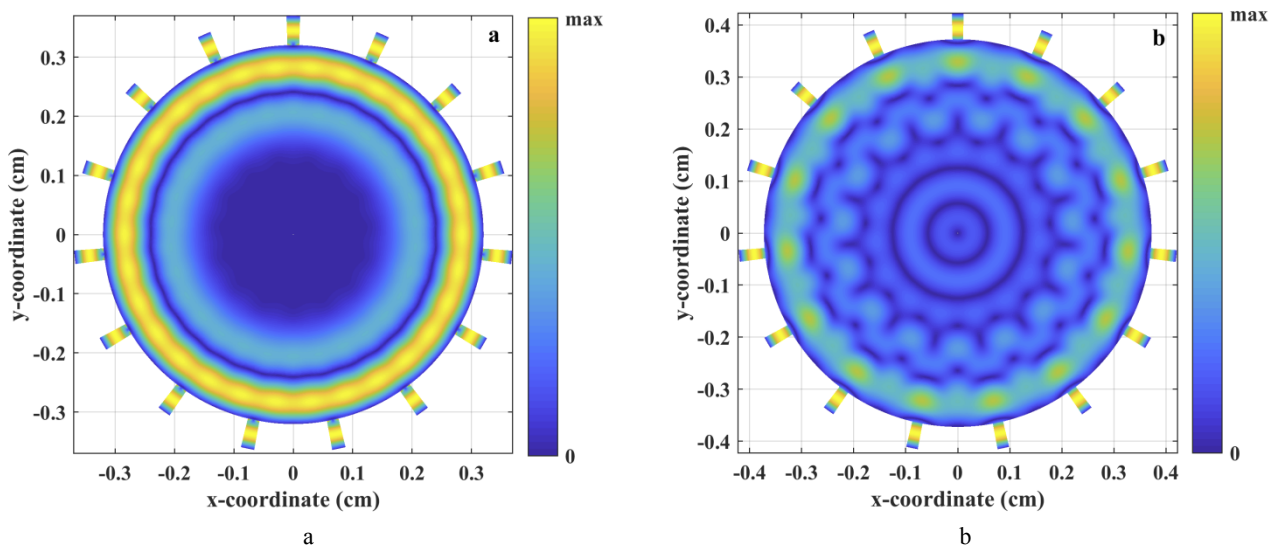


Figure 6. The transverse structure of the azimuthal electric field $|E_\phi|$ of the operating mode in (a) the main section and (b) output end of the corrugated cavity for the 0.3-THz second-harmonic gyrotron

CONCLUSIONS

Longitudinal wedge-shaped corrugations are used to improve the selectivity properties of the cavity for second-harmonic gyrotron. As an example, a 0.3-THz second-harmonic gyrotron designed for CTS diagnostics of fusion plasmas is considered. The gyrotron operates in the $TE_{13,2}$ mode and its power-handling capability is limited by competition from the first-harmonic whispering-gallery modes. The full-wave method of coupled azimuthal harmonics is applied to investigate the eigenvalues, ohmic losses and beam-wave coupling coefficients of the second-harmonic operating and first-harmonic competing modes as functions of dimensions of a corrugated gyrotron cavity. For this cavity of the radius $R=0.32$ cm, the optimal depth $d=0.05$ cm, width $w=0.02$ cm and number $N=15$ of corrugations are determined. Such optimized corrugations are shown to have a little effect on the operating second-harmonic mode, but cause rarefaction of the spectrum of the first-harmonic competing modes. The latter fact provides the possibility to extend the single-mode oscillation range of the operating mode to higher beam currents as demonstrated by the self-consistent theory of beam-wave interaction in the corrugated gyrotron cavity. For the 0.3-THz second-harmonic gyrotron, this enables the operating beam current to be increased from 10 A to 15 A. Such increase in beam current is shown to imply the increase of the gyrotron output power from 100 kW to 180 kW and thus provides further improvement in performance of the 0.3-THz second-harmonic gyrotron. In output wave radiated from the corrugated cavity of this gyrotron, the content of the operating mode is found to be about 90%. This disadvantage calls for further investigation, but does not negate the advantages of using mode-converting wall corrugations in cavities of second-harmonic gyrotrons.

ACKNOWLEDGEMENT

The authors would like to thank Prof. John Jelonnek and Prof. Manfred Thumm from the Institute for Pulsed Power and Microwave Technology of the Karlsruhe Institute of Technology (Germany) for their interest in this work and helpful discussions. The work of Vitalii I. Shcherbinin was supported by the Georg Forster Research Fellowship for Experienced Researchers from the Alexander von Humboldt Foundation (Germany).

ORCID IDs

Tetiana I. Tkachova, <https://orcid.org/0000-0002-4605-3429>; Vitalii I. Shcherbinin, <https://orcid.org/0000-0002-9879-208X>
 Viktor I. Tkachenko, <https://orcid.org/0000-0002-1108-5842>

REFERENCES

- [1] R.J. Temkin, *Int. J. Terahertz Sci. Technol.* **7**(1), 1-9 (2014), <https://doi.org/10.11906/TST.001-009.2014.03.01>.
- [2] M.Y. Glyavin, T. Idehara, and S.P. Sabchevski, *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **5**(5), 788-797 (2015), <https://doi.org/10.1109/TTHZ.2015.2442836>.
- [3] M. Blank, P. Borchard, S. Cauffman, K. Felch, M. Rosay, and L. Tometich, *Int. J. Terahertz Sci. Technol.* **7**(4), 177-186 (2016), <https://doi.org/10.11906/TST.177-186.2016.12.17>.
- [4] M. Thumm, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **41**(1), 1-140 (2020), <https://doi.org/10.1007/s10762-019-00631-y>.
- [5] T. Notake, T. Saito, Y. Tatematsu, A. Fujii, S. Ogasawara, L. Agusu, I. Ogawa, T. Idehara, and V.N. Manuilov, *Phys. Rev. Lett.* **103**(22), 225002 (2009), <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.103.225002>.
- [6] T. Saito, N. Yamada, S. Ikeuti, S. Ogasawara, Y. Tatematsu, R. Ikeda, I. Ogawa, T. Idehara, V.N. Manuilov, T. Shimozuma, S. Kubo, M. Nishiura, K. Tanaka, and K. Kawahata, *Phys. Plasmas* **19**(6), 063106 (2012), <https://doi.org/10.1063/1.4729316>.

- [7] T. Saito, S. Tanaka, R. Shinbayashi, Y. Tatematsu, Y. Yamaguchi, M. Fukunari, S. Kubo, T. Shimozuma, K. Tanaka, and M. Nishiura, *Plasma Fusion Res.* **14**, 1406104 (2019), <https://doi.org/10.1585/pfr.14.1406104>.
- [8] K.A. Avramides, C.T. Iatrou, and J.L. Vomvoridis, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **32**(3), 917-928 (2004), <https://doi.org/10.1109/TPS.2004.828781>.
- [9] K.A. Avramides, J.L. Vomvoridis, and C.T. Iatrou, in: *AIP Conference Proceedings* **807**, 264-270 (2006), <https://doi.org/10.1063/1.2158787>.
- [10] V.I. Shcherbinin, V.I. Tkachenko, K.A. Avramidis, and J. Jelonnek, *IEEE Trans. Electron Devices* **66**(12), 5313-5320 (2019), <https://doi.org/10.1109/TED.2019.2944647>.
- [11] V.I. Shcherbinin, Y.K. Moskvitina, K.A. Avramidis, and J. Jelonnek, *IEEE Trans. Electron Devices* **67**(7), 2933-2939 (2020), <https://doi.org/10.1109/TED.2020.2996179>.
- [12] V.I. Shcherbinin, K.A. Avramidis, M. Thumm, and J. Jelonnek, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **42**(1), 93-105 (2021), <https://doi.org/10.1007/s10762-020-00760-9>.
- [13] T.I. Tkachova, V.I. Shcherbinin, and V.I. Tkachenko, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **40**(10), 1021-1034 (2019), <https://doi.org/10.1007/s10762-019-00623-y>.
- [14] T.I. Tkachova, V.I. Shcherbinin, V.I. Tkachenko, Z.C. Ioannidis, M. Thumm, and J. Jelonnek, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **42**(3), 260-274 (2021), <https://doi.org/10.1007/s10762-021-00772-z>.
- [15] J.B. Davies, *Proc. IEE-Part C* **109**(15), 162-171 (1962), <https://doi.org/10.1049/pi-c.1962.0022>.
- [16] T. Scharfen, J. Nellen, and F. van den Bogaart, *Proc. IEE-Part H* **128**(3), 117-123 (1981), <https://doi.org/10.1049/ip-h-1.1981.0019>.
- [17] C.T. Iatrou, S. Kern, and A.B. Pavelyev, *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* **44**(1), 56-64 (1996), <https://doi.org/10.1109/22.481385>.
- [18] V.I. Shcherbinin, and V.I. Tkachenko, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **38**(7), 838-852 (2017), <https://doi.org/10.1007/s10762-017-0386-x>.
- [19] V.I. Shcherbinin, B.A. Kochetov, A.V. Hlushchenko, and V.I. Tkachenko, *IEEE Trans. Microw. Theory Techn.* **67**(2), 577-583 (2019), <https://doi.org/10.1109/TMTT.2018.2882493>.
- [20] T.I. Tkachova, V.I. Shcherbinin, and V.I. Tkachenko, in: *Proc. Int. Conf. Math. Methods Electromagn. Theory (MMET'2018)* (Kyiv, Ukraine, 2018), pp. 238-241, <https://doi.org/10.1109/MMET.2018.8460433>.
- [21] T.I. Tkachova, V.I. Shcherbinin, and V.I. Tkachenko, *Problems Atomic Sci. Technol.* **6**(118), 67-70 (2018), <http://dspace.nbu.gov.ua/handle/123456789/148829>.
- [22] T.I. Tkachova, V.I. Shcherbinin, and V.I. Tkachenko, *Problems Atomic Sci. Technol.* **4**(122), 31-34 (2019), https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2019_4/article_2019_4_31.pdf.
- [23] V.I. Shcherbinin, A.V. Hlushchenko, A.V. Maksimenko, and V.I. Tkachenko, *IEEE Trans. Electron Devices* **64**(9), 3898-3903 (2017), <https://doi.org/10.1109/TED.2017.2730252>.

ГОФРИ З КОНВЕРСІЄЮ МОД ДЛЯ РЕЗОНАТОРІВ ГІРОТРОНІВ НА ДРУГІЙ ЦИКЛОТРОННІЙ ГАРМОНІЦІ ІЗ ПОЛІПШЕНИМИ РОБОЧИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

Т.І. Ткачова^а, В.І. Щербінін^а, В.І. Ткаченко^{а,б}

^аНаціональний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут", 61108 Харків, Україна

^бХарківський національний університет ім. В.Н. Каразіна, 61022 Харків, Україна

Досліджено новий метод поліпшення селекції мод в резонаторах суб-терагерцових гіротронів, які працюють на другій гармоніці циклотронної частоти. Як приклад розглянуто гіротрон на другій циклотронній гармоніці з частотою 0.3 ТГц. Гіротрон розробляється для застосування в системі діагностики термоядерної плазми на основі колективного Томсонівського розсіювання (CTS) та характеризується обмеженою потужністю внаслідок конкуренції робочої TE_{13,2} моди з модами на першій циклотронній гармоніці. Для пригамування конкуруючих мод на першій гармоніці в резонаторі гіротрона застосовані періодичні поздовжні гофри, що викликають зв'язок нормальних базисних мод, відомих як азимутальні гармоніки Блоха. Глибина цих гофрів була обрана близькою до половини та чверті довжини хвилі для робочої моди гіротрона та конкуруючих мод на першій циклотронній гармоніці, відповідно. За такої умови поздовжні гофри на стінці резонатора мають, як правило, лише неістотний вплив на робочу моду, але разом із тим можуть призводити до сильної конверсії конкуруючих мод у гармоніки Блоха високого порядку. Строгий метод зв'язаних азимутальних гармонік застосовано для дослідження впливу розмірів гофрованого резонатора на власні значення, омичні втрати та коефіцієнти зв'язку з пучком для робочої TE_{13,2} моди та найбільш небезпечних конкуруючих мод. За допомогою самоузгодженої теорії взаємодії пучка з робочою та конкуруючими модами визначені найбільш оптимальні параметри резонатора гіротрона із поздовжніми гофрами, які забезпечують найширший діапазон одномодової роботи 0.3-ТГц гіротрона на другій циклотронній гармоніці. Показано, що в даному діапазоні вихідна потужність гіротрона може бути збільшена зі 100 кВт до 180 кВт, як того потребує CTS діагностика плазми. Виявлено, що модова чистота на виході із резонатора 0.3-ТГц гіротрона на другій циклотронній гармоніці погіршується через гофрування резонатора, яке призводить до небажаного зв'язку робочої моди TE_{13,2} із сусідніми гармоніками Блоха у вихідній секції резонатора гіротрона.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: гіротрон, циклотронна гармоніка, резонатор, гофри з конверсією мод, стартовий струм, вихідна потужність.