

УДК 621.385.69

ГЕНЕРАЦИЯ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ХАОТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СИЛЬНОТОЧНОМ РЕЛЯТИВИСТСКОМ ГИРОТРОНЕ В РЕЖИМЕ УМНОЖЕНИЯ ЧАСТОТЫ

© 2025 г. Н. С. Гинзбург¹, И. В. Зотова¹, А. Н. Леонтьев^{1, 2, *}, А. М. Малкин¹,
Р. М. Розенталь^{1, 2}, А. С. Сергеев¹

¹Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики имени А. В. Гапонова—Грехова Российской академии наук», Нижний Новгород, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет имени Н. И. Лобачевского», Нижний Новгород, Россия

*e-mail: leontiev@ipfran.ru

Поступила в редакцию 06.09.2024 г.

После доработки 16.09.2024 г.

Принята в печать 30.09.2024 г.

Показано, что для сильноточного релятивистского гиротрона Ка-диапазона, работающего в режиме хаотической генерации на низшей моде круглого волновода $TE_{1,1}$, возможно эффективное излучение на седьмой гармонике гирочастоты на моде $TE_{7,2}$. Относительная ширина спектра хаотического субтерагерцового излучения при этом может превышать 5% при мегаваттном уровне выходной мощности.

Ключевые слова: релятивистский гиротрон, терагерцовое излучение, шумовая генерация

DOI: 10.31857/S0367676525010157, **EDN:** DAJTHA

ВВЕДЕНИЕ

В субтерагерцовом и терагерцовом диапазоне частот наиболее мощными источниками монохроматического излучения являются гиротроны, основанные на отборе энергии от винтовых электронных потоков, движущихся в вакууме. На сегодняшний день реализованы непрерывные источники излучения в диапазоне 0.5 ТГц с выходной мощностью 250 Вт [1], и в импульсном режиме в диапазоне 0.67 ТГц с выходной мощностью 200 кВт [2] и в диапазоне 1 ТГц с выходной мощностью 1–1.5 кВт [3, 4]. Одновременно, гиротроны демонстрируют и сложную хаотическую динамику, развивающуюся в условиях большой надкритичности (превышения рабочего тока над стартовым значением). Так, в работах [5, 6] было показано, что при определенных условиях в гиротронах могут быть реализованы режимы генерации шумоподобного излучения с относительной шириной спектра до 10%. Результаты этих исследований нашли экспериментальное подтверждение в работе [7], где было получено излучение Ка-диапазона с относительной шириной спектра 1.5%, что на порядок превышало значения, полученные в предшествующих эксперимен-

тальных работах [8–10]. В свою очередь, в работе [11] обсуждалась возможность создания мощного источника широкополосного хаотического излучения на основе сильноточного электронного потока. Согласно оценкам, ширина спектра такого источника в Ка-диапазоне может превышать 30 ГГц.

Вместе с тем значительный интерес представляет увеличение частоты источников хаотического излучения, что требует увеличения значения резонансного магнитного поля. Поставленная задача может быть упрощена, если использовать взаимодействие на гармониках гирочастоты. Это позволяет уменьшить рабочее значение магнитного поля пропорционально номеру гармоники. Но селективному возбуждению хаотических колебаний на гармониках гирочастоты препятствует паразитное возбуждение колебаний на основной гармонике.

В этой связи представляет интерес использование эффекта умножения частоты в гиротронах. Впервые эффект умножения был теоретически исследован в работе [12], где было показано, что максимальная мощность излучения на второй гармонике может составлять до нескольких процентов от мощности излучения на основной гармонике.

В дальнейшем в специально поставленных экспериментах было зарегистрировано одновременное излучение на второй, третьей и четвертой гармониках в гиротроне с рабочей частотой 0.13 ТГц [13]. Однако до недавнего времени подобные режимы не вызывали значительного интереса. Ситуация изменилась с выходом работ [14, 15], где за счет фильтрации низкочастотного излучения были сделаны экспериментальные измерения уровня мощности на второй гармонике гирочастоты в диапазоне 0.5 ТГц. Было показано, что отношение интенсивности второй гармоники к первой находится в диапазоне 10^{-4} – 10^{-3} , а максимальная мощность в диапазоне 0.52 ТГц близка к 10 мВт. В дальнейшем излучение этого гиротрона было использовано для проведения спектральных измерений методом радиоакустического детектирования в диапазонах 0.53, 0.79 и 1.06 ТГц, соответствующих генерации излучения на 2, 3 и 4 гармониках гирочастоты [16].

В недавней работе [17] впервые была исследована генерация хаотического излучения на второй гармонике гирочастоты в слаборелятивистском гиротроне. Была показана возможность генерации излучения диапазона 0.5 ТГц с шириной спектра около 20 ГГц и уровнем мощности порядка 0.5 мВт.

Данная работа посвящена анализу возможностей получения широкополосного шумоподобного излучения субтерагерцового диапазона в сильноточном гиротроне в режиме умножения частоты.

МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Уже в первых теоретических работах, в которых рассматривалась нестационарная динамика гиротронов на основной циклотронной гармонике, было показано, что для перехода к нестационарным режимам генерации необходимо значительное увеличение параметра тока [18]:

$$I_0 = 16 \frac{eJ_b}{mc^3} \cdot G \cdot \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{\perp}^6}, \quad (1)$$

где J_b — ток электронного пучка, m , e — масса и заряд электрона, G — фактор связи пучка с рабочей модой, β_{\parallel} , β_{\perp} — начальные продольная и поперечные скорости электронов, нормированные на скорость света c . При этом для получения режимов широкополосной хаотической генерации значение параметра тока должны быть $I_0 \geq 1$. Для сильноточных электронных потоков данное соотношение достаточно легко обеспечивается при взаимодействии с низшей модой электродинамической системы $TE_{1,1}$.

Известно, что для эффективного умножения излучения в гармонику с номером s необходимо выполнение двух условий [19, 20]. Если гиротрон на основной циклотронной гармонике возбуждается на моде $TE_{m,n}$, то азимутальный индекс M моды

на s -й гармонике должен удовлетворять соотношению:

$$M = s \cdot m. \quad (2)$$

Одновременно должно выполняться условие кратности критических частот,

$$\Omega_c = s \cdot \omega_c, \quad (3)$$

которое удобно переписать для значений собственных чисел мод:

$$\nu_M = \frac{R_0 \Omega_c}{c} = s \cdot \nu_m = s \frac{R_0 \omega_c}{c}, \quad (4)$$

где R_0 — радиус однородного участка резонатора гиротрона.

В гиротронах традиционно используются резонаторы в виде отрезка цилиндрического волновода круглого сечения, спектр мод которых является неэквидистантным, в силу чего одновременное точное выполнение условий (2) и (4) невозможно. Однако достаточно точно указанные условия выполняются для комбинации моды $TE_{1,1}$ на основной циклотронной гармонике и моды $TE_{7,2}$ на седьмой циклотронной гармонике.

Рассмотрим модель гиротрона в виде отрезка слабонерегулярного цилиндрического волновода радиусом R_0 , в котором винтовой электронный пучок возбуждает $TE_{1,1}$ на основной циклотронной гармонике и моду $TE_{7,2}$ на седьмой циклотронной гармонике. Будем полагать, что частота излучения на первой гармонике близка как к критической частоте моды в резонаторе $\bar{\omega}_1^c$, так и к циклотронной частоте $\omega_H = eH_0/m_e c \gamma_0$, где H_0 — величина ведущего магнитного поля. В свою очередь, частота излучения на седьмой гармонике близка к критической частоте второй моды $\bar{\omega}_7^c$ и к семикратному значению циклотронной частоты $7\omega_H$. Электрическое поле каждой из мод в рабочем пространстве может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= \text{Re} (A_1(z, t) \vec{E}_1^1(r) \exp[i\omega_H t - i\varphi]), \\ \vec{E}_7 &= \text{Re} (A_7(z, t) \vec{E}_7^1(r) \exp[7(i\omega_H t - i\varphi)]), \end{aligned} \quad (5)$$

где $A_{1,7}(z, t)$ — медленно меняющиеся комплексные амплитуды волн на первой и второй гармонике, соответственно, функции $\vec{E}_1^{1,7}(r)$ описывают радиальную структуру мод, φ — азимутальный угол. Электронно-волновое взаимодействие может быть описано следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} i \frac{\partial^2 a_1}{\partial Z^2} + \frac{\partial a_1}{\partial \tau} + (i\Delta_1 + i\delta_1(Z) + \sigma_1) a_1 &= \\ = i \frac{I_1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} p d\varphi d\theta_0, & \quad (6) \\ i \frac{\partial^2 a_7}{\partial Z^2} + \frac{\partial a_7}{\partial \tau} + (i\Delta_7 + i\delta_7(Z) + \sigma_7) a_7 &= \end{aligned}$$

$$= i \frac{I_7}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} p^7 d\varphi d\theta_0,$$

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + \frac{g^2}{4} \frac{\partial p}{\partial \tau} + ip(|p|^2 - |p_0|^2) =$$

$$= i(a_1 + a_7(p^*)^6),$$

где $a_1 = \frac{eA_1 J_0 (\nu_{11} R_b / R_0)}{mc\omega_H} \frac{1}{\gamma_0 \beta_{\perp}^3} z, \quad a_7 =$

$$= \frac{eA_2 J_0 (\nu_{72} R_b / R_0)}{mc\omega_H} \frac{\beta_{\perp}^3}{\gamma_0} - \text{нормированные амплитуды}$$

$$\text{волн, } Z = \frac{\beta_{\perp}^2}{2\beta_{\parallel}} \frac{\omega_H}{c} z, \quad \tau = \frac{\beta_{\perp}^4}{8\beta_{\parallel}^2} \omega_H t - \text{продольная}$$

координата и время, p — нормированный на начальное значение комплексный поперечный импульс,

$$\Delta_1 = 8 \frac{\beta_{\parallel 0}^2}{\beta_{\perp 0}^4} \frac{\omega_H - \bar{\omega}_1^c}{\bar{\omega}_1^c}, \quad \Delta_7 = 392 \frac{\beta_{\parallel 0}^2}{\beta_{\perp 0}^4} \frac{7\omega_H - \bar{\omega}_7^c}{\bar{\omega}_7^c},$$

$$\delta_1(Z) = 8 \frac{\beta_{\parallel 0}^2}{\beta_{\perp 0}^4} \frac{\bar{\omega}_1^c - \bar{\omega}_1^c(Z)}{\bar{\omega}_1^c}, \quad (7)$$

$$\delta_7(Z) = 392 \frac{\beta_{\parallel 0}^2}{\beta_{\perp 0}^4} \frac{\bar{\omega}_7^c - \bar{\omega}_7^c(Z)}{\bar{\omega}_7^c}$$

циклотронная и геометрическая расстройки, $\omega_1^c(Z) = \nu_{11} c / R(z)$, $\omega_7^c(Z) = \nu_{72} c / R(z)$ — функции, задающие зависимости критических частот мод от продольной координаты,

$$I_1 = 16 \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{\beta_{\parallel}}{\gamma_0 \beta_{\perp}^6} \frac{J_0^2 (\nu_{11} R_b / R_0)}{(\nu_{11}^2 - 1) J_1^2 (\nu_{11})},$$

$$I_2 = 64 s^3 \left(\frac{s^s}{2s!} \right)^2 \frac{eI_b}{m_e c^3} \frac{\beta_{\parallel} \beta_{\perp}^6}{\gamma_0} \frac{J_0^2 (\nu_{72} R_b / R_0)}{(\nu_{72}^2 - s^2) J_7^2 (\nu_{72})} \quad (8)$$

— параметры возбуждения для пучка с радиусом инжекции R_b и током I_b , ν_{11} , ν_{72} — первый и второй корни уравнений $J_1'(\nu) = 0$ и $J_7'(\nu) = 0$, соответственно, $s = 7$ — номер циклотронной гармоники, на которой происходит взаимодействие со второй модой, $\sigma_1 = 4\beta_{\parallel}^2 / Q_1 \beta_{\perp}^4$, $\sigma_7 = 196\beta_{\parallel}^2 / Q_7 \beta_{\perp}^4$ — коэффициенты поглощения, $Q_{1,7}$ — омические добротности мод.

Будем считать, что на входе в пространство взаимодействия электроны равномерно распределены по фазам циклотронного вращения $p(Z=0) = \exp(i\theta_0)$, $\theta_0 = [0, 2\pi)$. Для амплитуд каждой из мод используются безотражательные граничные условия на левой и правой границах системы:

$$a_1(\tau, 0) - \frac{1}{\sqrt{i\pi}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-i(\delta_1(0) + \Delta_1 - i\sigma_1)(\tau - \tau')}}{\sqrt{\tau - \tau'}} \times$$

$$\times \frac{\partial a_1(\tau', 0)}{\partial Z} d\tau' = 0,$$

$$a_1(\tau, 0) - \frac{1}{\sqrt{i\pi}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-i(\delta_1(0) + \Delta_1 - i\sigma_1)(\tau - \tau')}}{\sqrt{\tau - \tau'}} \times$$

$$\times \frac{\partial a_1(\tau', 0)}{\partial Z} d\tau' = 0,$$

$$a_7(\tau, 0) - \frac{1}{\sqrt{2i\pi}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-i(\delta_7(0) + \Delta_7 - i\sigma_7)(\tau - \tau')}}{\sqrt{\tau - \tau'}} \times \quad (9)$$

$$\times \frac{\partial a_7(\tau', 0)}{\partial Z} d\tau' = 0,$$

$$a_1(\tau, L) + \frac{1}{\sqrt{i\pi}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-i(\delta_1(L) + \Delta_1 - i\sigma_1)(\tau - \tau')}}{\sqrt{\tau - \tau'}} \times$$

$$\times \frac{\partial a_1(\tau', L)}{\partial Z} d\tau' = 0,$$

$$a_7(\tau, L) + \frac{1}{\sqrt{2i\pi}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-i(\delta_7(L) + \Delta_7 - i\sigma_7)(\tau - \tau')}}{\sqrt{\tau - \tau'}} \times$$

$$\times \frac{\partial a_7(\tau', L)}{\partial Z} d\tau' = 0,$$

где L — нормированная длина пространства взаимодействия.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Исследуем далее динамику сильнооточного гиротрона Ка-диапазона с рабочей модой $TE_{1,1}$ на первой гармонике гирочастоты, возбуждаемом винтовым электронным пучком с энергией 500 кэВ, током 0.5 кА и питч-фактором 1.0. Для указанных параметров величина параметра тока на первой циклотронной гармонике составляет величину около 3.5.

На рис. 1 представлены зависимости средней мощности генерации и ширины спектра на первой и седьмой циклотронной гармониках гирочастоты при изменении магнитного поля. Ширина спектра вычислялась на уровне -10 дБ относительно максимального уровня спектра. При увеличении магнитного поля от 20 до 26 кЭ средняя мощность генерации на первой гармонике снижается с уровня около 8 МВт до 1 МВт. При этом средняя ширина спектра увеличивается со значений порядка 1 ГГц до значений порядка 10–15 ГГц.

В свою очередь на седьмой циклотронной гармонике наблюдается несколько иная картина. Спектр излучения сосредоточен в диапазоне более 240 ГГц (рис. 2). Средняя мощность генерации при увеличении магнитного поля от 20 до 26 кЭ нарастает со значений на уровне сотен киловатт до уровня 1–2 МВт. Уровень мощность более 1 МВт достигается при магнитном поле около 22 кЭ. В свою очередь ширина спектра хаотической генерации колеблется относительно уровня 10 ГГц. При увеличении магнитного поля выше 25 кЭ ширина спектра последовательно уменьшается, при этом в области магнитного поля 26 кЭ происходит его

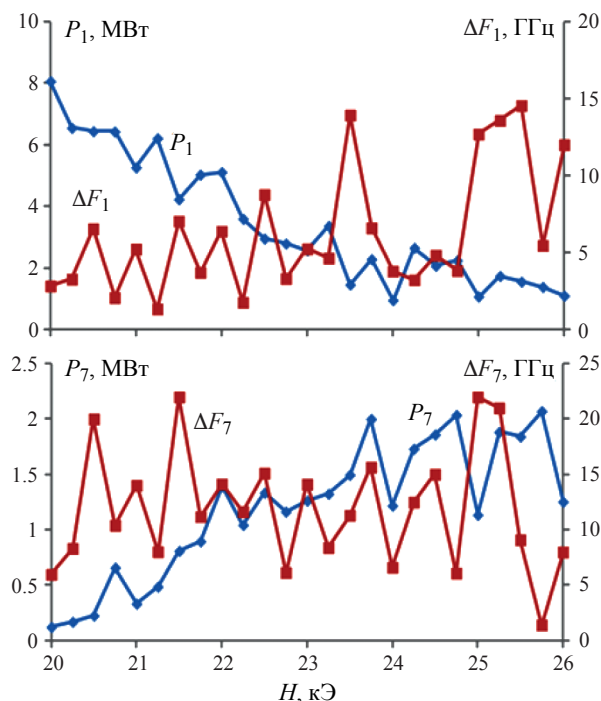


Рис. 1. Зависимость средней мощности генерации и ширины спектра на первой и seventh циклотронных гармониках от величины магнитного поля.

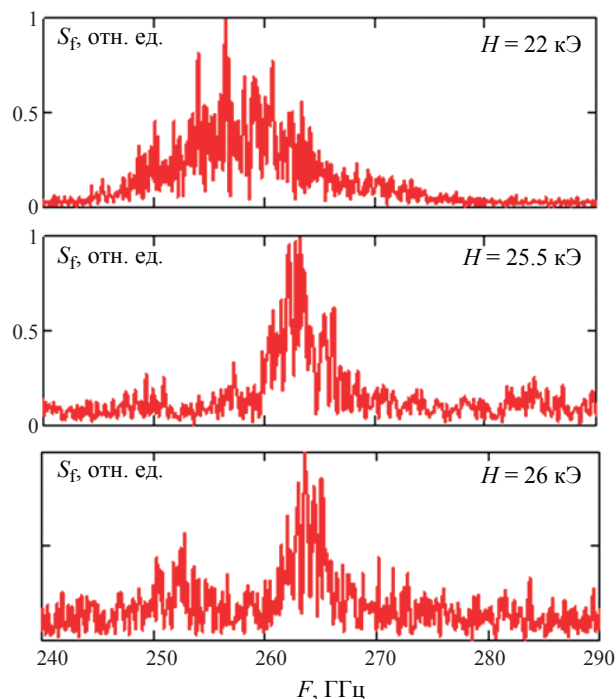


Рис. 2. Спектры выходного излучения на seventh циклотронной гармонике.

раздвоение. Таким образом, оптимальным является диапазон магнитных полей 22–25 кЭ, в котором в субтерагерцовом диапазоне наблюдается устойчивая генерация со средним уровнем мощности более 1 МВт при ширине спектра 10 и более ГГц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Недавние экспериментальные исследования подтвердили перспективность использования режимов умножения частоты в гиротронах, возбуждаемых сильноточными электронными потоками [21]. В таких гиротронах уровень излучения на гармониках гирочастоты оказывается существенно большим, по сравнению с системами со слаботорелятивистскими электронными пучками. Проведенное исследование позволяет сделать аналогичный вывод и для режимов хаотической генерации.

Исследование выполнено при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-12-00161).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Glyavin M.Y., Kuftin A.N., Morozkin M.V. et al. // IEEE Electron Device Lett. 2021. V. 42. No. 11. P. 1666.
2. Glyavin M.Yu., Luchinin A.G., Nusinovich G.S. et al. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 153503.
3. Glyavin M.Yu., Luchinin A.G., Golubiatnikov G.Yu. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. Art. No. 015101.
4. Kalynov Yu.K., Bandurkin I.V., Osharin I.V. et al. // IEEE Electron Dev. Lett. 2023. V. 44. No. 10. P. 1740.
5. Ginzburg N.S., Rozental R.M., Sergeev A.S. et al. // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119. Art. No. 034801.
6. Rozental' R.M., Ginzburg N.S., Sergeev A.S. et al. // Tech. Phys. 2017. V. 62. P. 1562.
7. Rozental R.M., Fedotov A.E., Ginzburg N.S. et al. // Tech. Phys. Lett. 2019. V. 45. P. 511.
8. Chang T.H., Chen C.N., Barnett L.R., Chu K.R. // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 87. Art. No. 064802.
9. Rozental R.M., Zaitsev N.I., Kulagin I.S. et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2004. V. 32. No. 2. P. 418.
10. Alberti S., Ansermet J.-Ph., Avramides K.A. et al. // Phys. Plasmas. 2012. V. 19. No. 12. Art. No. 123102.
11. Розенталь Р.М., Леонтьев А.Н., Сергеев А.С. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. № 2. С. 243; Rozental R.M., Leontyev A.N., Sergeev A.S. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2020. V. 84. No. 2. P. 189.
12. Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Павельев А.Б. // Изв. вузов. Радиофиз. 1988. Т. 31. № 3. С. 361; Zaval'skii N.A., Nusinovich G.S., Pavel'ev A.B. // Radiophys Quantum Electron. 1988. V. 31. No. P. 269.
13. Idehara T., Yamagishi Y., Tatsukawa T. // Int. J. Infrared Millim. THz Waves. 1997. V. 18. P. 259.
14. Румянцев В.В., Маремьянин К.В., Фокин А.П. и др. // ФТП. 2019. Т. 53. № 9. С. 1244; Rumyant-

- sev V.V., Maremyanin K.V., Fokin A.P. et al. // Semi-conductors. 2019. V. 53. No. 9. P. 1217.*
15. *Glyavin M., Zotova I., Rozental R. et al. // Int. J. Infrared Millim. THz Waves. 2020. V. 41. P. 1245.*
16. *Golubiatnikov G.Y., Koshelev M.A., Tsvetkov et al. // IEEE Trans. Terahertz. Sci. Tech. 2020. V. 10. No. 5. P. 502.*
17. *Rozental R.M., Ginzburg N.S., Malkin A.M. et al. // Int. J. Infrared Millim. THz Waves. 2023. V. 44. No. 11–12. P. 924.*
18. *Ginzburg N.S., Nusinovich G.S., Zavolsky N.A. // Int. J. Electron. 1986. V. 61. P. 881.*
19. *Denisov G.G., Zotova I.V., Malkin A.M. et al. // Phys. Rev. E. 2022. V. 106. No. 2. Art. No. L023203.*
20. *Denisov G., Zotova I., Zheleznov I. et al. // Appl. Sciences. 2022. V. 12. Art. No. 11370.*
21. *Abubakirov E.B., Denisenko A.N., Leontyev A.N. et al. // IEEE Trans. Electron Dev. 2024. V. 71. No. 4. P. 2821.*

Generation of sub terahertz chaotic radiation in a high-current relativistic gyrotron in the frequency multiplication mode

N. S. Ginzburg^a, I. V. Zotova^a, A. N. Leontyev^{a, b, *}, A. M. Malkin^a, R. M. Rozental^{a, b},
A. S. Sergeev^a

^a*Federal Research Center A. V. Gaponov—Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences,
Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

^b*National Research Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
Nizhny Novgorod, 603005 Russia*

*e-mail: leontiev@ipfran.ru

It is shown that for a high-current relativistic Ka-band gyrotron operating in the chaotic generation mode on the lowest mode of a circular waveguide $TE_{1,1}$, effective radiation is possible at the seventh harmonic of the gyrofrequency on the $TE_{7,2}$ mode. The relative width of the spectrum of chaotic sub terahertz radiation can exceed 5% at a megawatt output power level.

Keywords: relativistic gyrotron, terahertz radiation, noise generation