

ТЕОРИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОГО МОНОТРОНА

В.А. Балакирев, В.О. Подобинский

*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

E-mail: vabalakirev@mail.ru

Построена самосогласованная нелинейная теория релятивистского монотрона. Рассмотрен процесс возбуждения релятивистским электронным пучком низшего типа колебаний цилиндрического резонатора, компоненты поля которого однородны вдоль резонатора. Получены зависимости КПД релятивистского монотрона от декремента возбуждаемых колебаний при различных углах пролета.

1. ВВЕДЕНИЕ

Предложение о использовании полого резонатора для возбуждения прямолинейным электронным пучком электромагнитных колебаний было высказано ещё в работах [1,2]. Микроволновый прибор на такой основе, названный монотроном, принципиально отличается от традиционных приборов (карсинотронов, ЛОВ, МЛО и ряда других) тем, что в монотроне электронный пучок взаимодействует с незамедленными электромагнитными волнами. Это позволяет отказаться от использования замедляющих структур и повысить электрическую прочность генераторов. Простота конструкции монотрона привлекает к нему внимание и в настоящее время. Так в работе [3] исследовано влияние сильноточности релятивистского электронного пучка (РЭП) на процесс возбуждения колебаний в монотроне. Многомодовый режим работы монотрона для случая нерелятивистского электронного пучка рассмотрен в [4,5].

В настоящей работе изложены результаты теоретического исследования возбуждения моноэнергетическим трубчатым РЭП низшего электромагнитного колебания цилиндрического резонатора. Вывод микроволновой энергии из объема резонатора моделировался декрементом затухания возбуждаемого колебания.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматриваемая система содержит цилиндрический резонатор радиуса R и длины L . В резонатор инжектируется тонкий трубчатый РЭП. Толщиной пучка будем пренебрегать и аппроксимируем его поверхностным током радиуса r_b . Торцы резонатора прозрачны для частиц пучка. Структура основного типа колебаний изолированного резонатора по продольному индексу имеет вид:

$$E_{zm} = CJ_0(\lambda_m r/R), \quad E_{r0m} = 0,$$

$$H_{\phi m} = -i \frac{\omega_{0m}}{c\lambda_m} CJ_1(\lambda_m r/R),$$

где λ_m – корни функции Бесселя $J_0(x)$. Для этого типа колебаний компоненты поля однородны в продольном направлении. Частоты этих колебаний $\omega_m = \lambda_m R/c$ не зависят от длины резонатора, а определяются только его радиусом.

Сделаем следующие упрощающие предположения:

1. Пренебрегаем нерезонансным фоном поля пространственного заряда РЭП.

2. Движение частиц электронного пучка одномерно.

Условие одномодовости возбуждения колебаний резонатора сводится к неравенству

$$\gamma_L \ll \delta\omega_m,$$

где γ_L – линейный инкремент неустойчивости, $\delta\omega_m$ – расстояние между частотами соседних типов колебаний.

3. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

Остановимся кратко на линейной теории возбуждения основного колебания цилиндрического резонатора. Опуская математическую сторону дела, приведем выражение для инкремента возбуждения этого колебания:

$$\gamma_b = \gamma_L - \Gamma, \quad \gamma_b = \gamma_{L0} \Psi_0(\vartheta),$$

$$\gamma_{L0} = \frac{I_0}{I_A} \frac{4J_0^2(\lambda_m r_b/R)}{\gamma_0^3 \lambda_m^2 J_1^2(\lambda_m)} \omega_m, \quad (1)$$

$$\Psi_0(\vartheta) = \sin(\vartheta/2) \left[\cos(\vartheta/2) - \frac{\sin(\vartheta/2)}{\vartheta/2} \right],$$

где I_0 – ток пучка, $I_A = mc^3/e \approx 17$ кА, $\vartheta = \omega_0 L/v_0 = \lambda_n L/R\beta_0$ – угол пролета электрона через систему связанных резонаторов, v_0 – начальная скорость электронного пучка, γ_0 – начальное значение релятивистского фактора частиц пучка, Γ – нормированный на частоту декремент возбуждаемого колебания. Декремент колебания моделирует вывод микроволновой энергии из объема резонатора во внешние СВЧ-тракты.

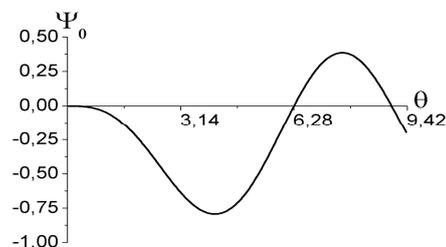


Рис.1. Зависимость функции Ψ_0 от угла пролета ϑ

На Рис.1 изображена функция $\Psi_0(\vartheta)$, описывающая зависимость инкремента неустойчивости от угла пролета ϑ . Неустойчивость имеет место в интервале углов пролета $3\pi \geq \vartheta \geq 2\pi$ или в размерных

переменных $3\pi \geq \lambda_n \frac{L}{R\beta_0} \geq 2\pi$, $\beta_0 = v_0/c$. Максимального значения инкремент достигает для угла пролета $\vartheta = 7.61$. Минимальная длина резонатора, при которой начинает развиваться неустойчивость, $L_{\min} = 2\pi\beta_0 R/\lambda_m$, определяется радиусом резонатора, скоростью пучка и номером радиальной гармоники. С увеличением номера радиальной гармоники минимальная длина сокращается.

4. ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ НЕЛИНЕЙНОГО ПРОЦЕССА ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА РЭП

Рассмотрим нелинейную динамику возбуждения основного колебания резонатора РЭП. Система нелинейных уравнений, описывающая рассматриваемый процесс, содержит уравнение возбуждения колебания электронным пучком и уравнения движения электронов пучка в лагранжевых переменных:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{d\tau} &= \frac{\Lambda}{\vartheta} \frac{1}{2\pi} \int_{\tau-2\pi}^{\tau} dt' e^{it'} \int_{\tau_0(\tau')}^{\tau'} u_L(\tau', \tau_0) d\tau_0 - \Gamma A, \\ \frac{d\rho_L(\tau, \tau_0)}{d\tau} &= -\frac{1}{2\gamma_0} A(\tau) e^{-it} + \text{к.с.}, \\ \frac{d\zeta_L(\tau, \tau_0)}{d\tau} &= \frac{1}{\vartheta} u_L(\tau, \tau_0), \\ u_L(\tau, \tau_0) &= \frac{\gamma_0 \rho_L(\tau, \tau_0)}{\sqrt{(\gamma_0^2 - 1)\rho_L^2(\tau, \tau_0) + 1}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Момент времени влета $\tau_{0*}(\tau)$ определяется из уравнения $\zeta_L(\tau, \tau_{0*}) = 1$. Безразмерные переменные и параметры определены следующим образом:

$$\begin{aligned} \zeta_L &= z_L/L, \quad \rho_L = \frac{p_{Lz}}{p_0}, \quad u_L = \frac{v_{Lz}}{v_0}, \quad \tau = \omega_m t, \\ A &= \frac{eC J_0(\lambda_m r_b/R)}{m\omega_m v_0}, \quad \Lambda = \frac{I_0}{I_A} \frac{4J_0^2(\lambda_m r_b/R)}{\lambda_m^2 J_1^2(\lambda_m)}, \end{aligned}$$

где z_L , p_{Lz} , v_{Lz} – лагранжевая продольная координата, лагранжевые импульс и скорость, p_0 – начальное значение импульса, C – размерная амплитуда основного колебания.

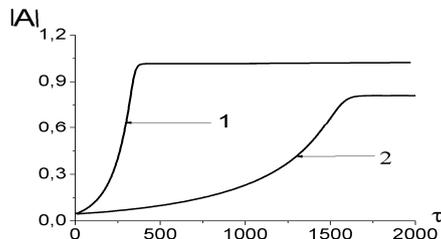


Рис.2. Зависимости амплитуды возбуждаемых колебаний $|A|$ от времени τ . $\vartheta = 7,61$; $\Lambda = 0,2$. $\Gamma = 0$ (кривая 1); $\Gamma = 0,008$ (кривая 2)

Система уравнений (2) была решена численными методами. На Рис.2 представлены зависимости амплитуды возбуждаемого электромагнитного колебания от времени в двух случаях $\Gamma=0$ и $0,008$

($\gamma_0 = 2,0$). Из этого рисунка следует, что диссипация энергии колебания приводит к уменьшению инкремента неустойчивости и к уменьшению значения стационарной амплитуды.

На Рис.3 изображены зависимости КПД (η) микроволнового генератора от нормированного на линейный инкремент γ_L декремента затухания Γ для двух значений токового параметра Λ .

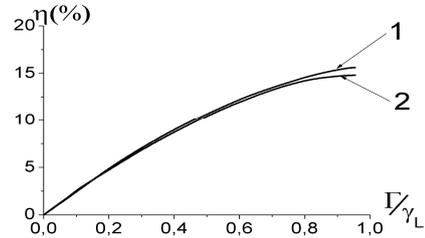


Рис.3. Зависимости КПД от параметра Γ/γ_L . $\vartheta = 7.61$; $\Lambda=0,05$ (кривая 1); $\Lambda=0,2$ (кривая 2)

Указанные зависимости получены для угла пролета $\vartheta = 7.61$, соответствующего максимальному значению инкремента неустойчивости. Из приведенного рисунка следует, что КПД монотонно при фиксированном значении параметра Γ/γ_L практически не зависит от тока РЭП. Своего максимального значения, $\approx 15\%$, КПД достигает вблизи порога неустойчивости.

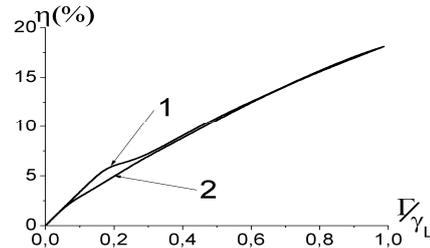


Рис.4. Зависимости КПД от параметра Γ/γ_L . $\vartheta = 7.0$; $\Lambda=0,05$ (кривая 1); $\Lambda=0,2$ (кривая 2)

На Рис.4 показаны аналогичные зависимости КПД, полученные для угла пролета $\vartheta = 7.0$. Максимальное значение КПД генератора составляет $\approx 18\%$. Увеличение КПД обусловлено большей величиной стационарной амплитуды колебаний в резонаторе.

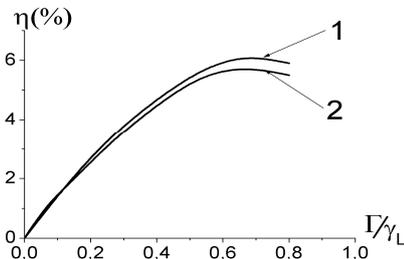


Рис.5. Зависимости КПД от параметра Γ/γ_L . $\vartheta = 8,22$; $\Lambda=0,05$ (кривая 1); $\Lambda=0,2$ (кривая 2)

Как следует из Рис.5, при углах пролета ϑ больших угла, соответствующего максимальному значению инкремента неустойчивости (см. Рис.3), величина максимального значения КПД существенно уменьшается и составляет $\approx 6\%$.

Динамику частиц пучка в процессе его взаимодействия с полем в резонаторе иллюстрируют фазовые портреты.

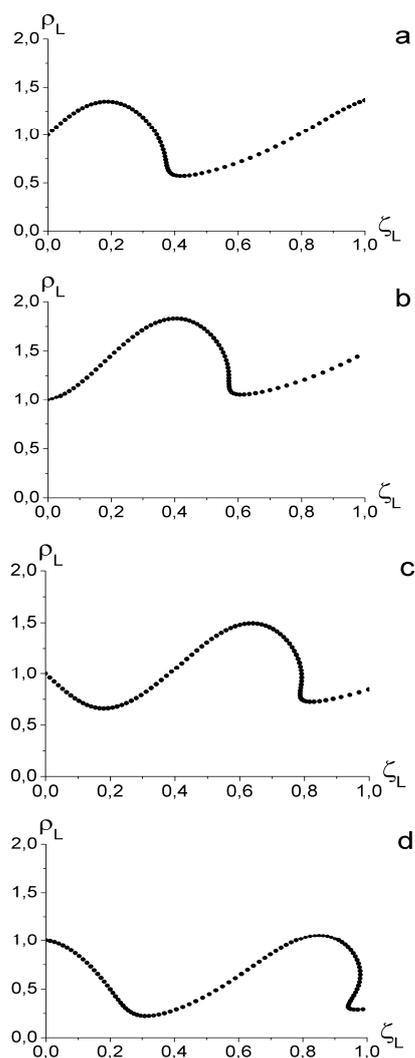


Рис.6. Фазовые портреты электронов пучка на периоде колебания поля; $\Lambda = 0.2$; $\Gamma = 0.008$; $\vartheta = 7.61$; $\gamma_0 = 2.0$. Рисунки a – $\tau = 0$, b – $\tau = \pi/2$, c – $\tau = \pi$, d – $\tau = 3\pi/2$

Фазовые портреты (p_L, ζ_L) в пределах периода колебаний представлены на Рис.6. Рис.6,а иллюстрирует формирование вблизи входного торца сгустка частиц, содержащего как ускоренные, так и замедленные частицы. Этот сгусток распространяется

вдоль резонатора и через четверть периода все частицы РЭП в объеме резонатора в разной степени ускорены (Рис.6,б) и отбирают энергию у поля. При своем дальнейшем движении сгусток теряет энергию (Рис.6,с), а у входного торца начинает формироваться новый сгусток заторможенных частиц. И наконец Рис.6,д иллюстрирует случай, когда первый сгусток находится вблизи выходного торца ($\zeta = 1$) резонатора. Видно, что произошло опрокидывание переднего фронта сгустка РЭП и формирования многопоточкового течения. Далее процесс периодически повторяется

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследована нелинейная динамика генерации микроволн в релятивистском монотроне. Рассмотрено возбуждение РЭП основного типа колебаний, компоненты поля которого однородны вдоль резонатора. Показано, что с увеличением декремента колебания инкремент неустойчивости и стационарное значение амплитуды возбуждаемого колебания уменьшаются. КПД релятивистского монотрона при фиксированных значениях угла пролета и параметра γ_L/Γ не зависит от тока пучка. В исследованной области параметров максимальное значение КПД достигает 18%.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.И. Петелин // *Известия высших учебных зав. Радиофизика*. 1970, т.13, №10, с.1586.
2. В.К. Юлпатов // *Известия высших учебных зав. Радиофизика*. 1970, т.13, №12, с.1784.
3. Д.Н. Клочков, М.Ю. Пекар, А.А. Рухадзе. К теории релятивистского монотрона // *Радиотехника и электроника*. 1999, т.44, №3, с.379-384.
4. В.А. Буц и др. Математическое моделирование физических процессов. Часть 1 // *Электромагнитные волны и электронные системы*. 1998, т.3, №3, с.23-36.
5. В.А. Буц и др. Математическое моделирование физических процессов. Часть 2 // *Электромагнитные волны и электронные системы*. 1998, т.3, №4, с.21-33.

Статья поступила в редакцию 14.10.2009 г.

THE THEORY OF A RELATIVISTIC MONOTRON

V.A. Balakirev, V.O. Podobinsky

The self-consistent nonlinear theory of relativistic monotron is constructed. The process of excitation by a relativistic electron beam of lower type oscillation of cylindrical resonator is considered. The dependences of relativistic monotron efficiency on excited oscillation decrement are obtained for different transit angles.

ТЕОРІЯ РЕЛЯТИВІСТСЬКОГО МОНОТРОНА

В.А. Балакірев, В.О. Подобинський

Побудовано самоузгоджену нелінійну теорію релятивістського монотрона. Розглянуто процес збудження релятивістським електронним пучком нижчого типу коливаний циліндричного резонатора, компоненти поля якого однорідні уздовж резонатора. Отримано залежності ККД релятивістського монотрона від декремента коливаний, що збуджуються, при різних кутах прольоту.