

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ФИЗИКИ И ТЕХНИКИ СВЧ ДИАПАЗОНА

УДК 621.385.6

БЕЗМАГНИТНЫЕ МОЩНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ СВЧ

© Авторы, 2019

doi: 10.25210/jfor-1902-036049

Кравченко В. Ф. — заслуженный деятель науки РФ, д.ф.-м.н., гл.н.с., Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН; Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН; профессор кафедры высшей математики ФН-1, Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва. E-mail: kvf-ok@mail.ru

Кураев А. А. — заслуженный деятель науки РБ, доктор физико-математических наук, профессор кафедры информационных радиотехнологий Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники, Минск, E-mail: kurayev@bsuir.by

Матвеев В. В. — кандидат физико-математических наук, доцент, кафедры вычислительных методов и программирования Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники, E-mail: vladimir66@bsuir.by

Аннотация

Представлены конструкции и основные характеристики мощных электронных приборов СВЧ, в которых отсутствуют магнитные поля в области взаимодействия (безмагнитные приборы): релятивистский гелитрон – сформулированы нелинейные уравнения и на их основе проведен анализ и оптимизация генератора СВЧ нового типа – релятивистского гелитрона. Это прибор с центробежной электростатической фокусировкой (ЦЭФ) осесимметричного винтового релятивистского электронного потока, взаимодействующего с Hn11 модой электромагнитного поля коаксиального резонатора. На основе численного моделирования и оптимизации показано, что его эффективность превосходит эффективность релятивистских ЛБВ и ЛОВ; безмагнитный клистрон-удвоитель с поперечной модуляцией – приведены нелинейная теория и расчет КПД электронного прибора нового типа – безмагнитного клистрона-удвоителя частоты с поперечной модуляцией ленточного релятивистского электронного потока. В отличие от известной конструкции клистрона – удвоителя частоты с поперечной модуляцией в области группировки электронов используется не магнитная линза, а электростатическая; сферотрон-генератор на двусферическом резонаторе – выполнено моделирование мощного генератора СВЧ нового типа – монотрона на двусферическом резонаторе. Показано, что в таком генераторе весьма простой конструкции достижимы КПД 33% при токе пучка в импульсе 1...10 кА и напряжении 40-50 кВ. Существенно, что отсутствие магнитных систем в таких приборах не только снижает их массогабаритные характеристики и исключает расходы на питание электромагнитов, но и позволяет использовать сверхпроводящие электродинамические системы [1], что важно для мощных приборов (наличие постоянного магнитного поля разрушает высокочастотную проводимость).

Ключевые слова: безмагнитные приборы СВЧ, релятивистский гелитрон, безмагнитный клистрон-удвоитель, сферотрон-генератор, КПД, мощность, амплитудные характеристики, условия самовозбуждения

Abstract

The article presents the designs and main characteristics of high-power microwave electronic devices without magnetic fields inside interaction region (non-magnetic devices):

relativistic helitron are formulated by nonlinear equations based on them analysis and optimization of a new type of relativistic helitron microwave generator is carried out. Relativistic helitron provides interacting electromagnetic field Hn11 mode of a coaxial resonator with an axisymmetric screw relativistic electron stream by centrifugal electrostatic focusing (CEF). Helitron's numerical modeling and optimizing realizes efficiency exceeding than that of relativistic TWTs and BWOs; non-magnetic klystron-doubler with transverse modulation is resulted in by non-linear theory and calculating electronic efficiency of a new type non-magnetic klystron-frequency doubler with relativistic electron transverse modulation. Instead of magnetic lens are used electrostatic ones in the electron bunching region in contrast to the well-known construction of a klystron frequency doubler with transverse modulation; spherotron-generator on a two-spherical resonator high efficiency for a new type powerful microwave generator (a monotron on a two-spherical resonator) is found with using simulation. The article presents the generator with a very simple design, where an achievable efficiency is 33% at a beam pulse current 1...10 kA and a voltage of 40-50 kV. It is significant that the absence of magnetic systems in such devices not only reduces their weight and size characteristics and eliminates the cost of powering electromagnets, but also allows to use superconducting electrodynamic systems [1], which is important for high-power devices (the presence of a constant magnetic field destroys high-frequency conductivity).

Keywords: non-magnetic microwave devices, relativistic helitron, non-magnetic klystron-doubler, spherotron-generator, efficiency, power, amplitude characteristics, self-excitation conditions

Введение

Представлены конструкции и основные характеристики мощных электронных приборов СВЧ, в которых отсутствуют магнитные поля в области взаимодействия (безмагнитные приборы): релятивистский гелитрон, безмагнитный клистрон-удвоитель с поперечной модуляцией, сферотрон (генератор на двусферическом резонаторе). Существенно, что отсутствие магнитных систем в таких приборах не только снижает их массогабаритные характеристики и исключает расходы на питание электромагнитов, но и позволяет использовать сверхпроводящие электродинамические системы [2], что важно для мощных приборов (наличие постоянного магнитного поля разрушает высокочастотную проводимость).

1. Релятивистский гелитрон.

Современные приборы сверхбольшой мощности релятивистские ЛБВ и ЛОВ — имеют магнитную фокусировку линейного релятивистского потока (мощный соленоид). Это обстоятельство препятствует применению сверхпроводящих электродинамических систем, поскольку в постоянных магнитных полях высокочастотная сверхпроводимость металлов исчезает. Между тем, использование сверхпроводящих структур в сверхмощных приборах позволило бы существенно увеличить энергетику этих приборов за счет резкого снижения омических потерь (эти потери фактически ограничивают энергетику прибора — за их счет разрушается рабочая поверхность электродинамических систем при повышении мощности и длительности импульса генератора). Заметим, что в релятивистских ЛБВ и ЛОВ может быть использована линзовая фокусировка, когда линзы помещены вне области взаимодействия, как это делается в линейных ускорителях [2].

Периодическая электростатическая фокусировка неэффективна для мощных РЭП. В отличие от нее центробежно-электростатическая фокусировка (ЦЭФ) является абсолютно устойчивой [3,4] и может и быть использована в генераторе типа гелитрона [3,5]. В [3,5] исследованы схемы низковольтных гелитронов ($V_0 = 1000 \div 2000$ В) с двух- и четырехламельным внутренним проводником. Такая конструкция (и низкие V_0) делает гелитрон принципиально длинноволновым (частота вращения электронов $\omega_c \sim \sqrt{V_0}$, т.е. невелика при малых V_0).

Использование в гелитроне коаксиального резонатора на модах H_{n1} и релятивистского потока, как это предложено в [3], делает этот прибор работоспособным вплоть до миллиметрового диапазона длин волн.

Схема конструкции релятивистского гелитрона.

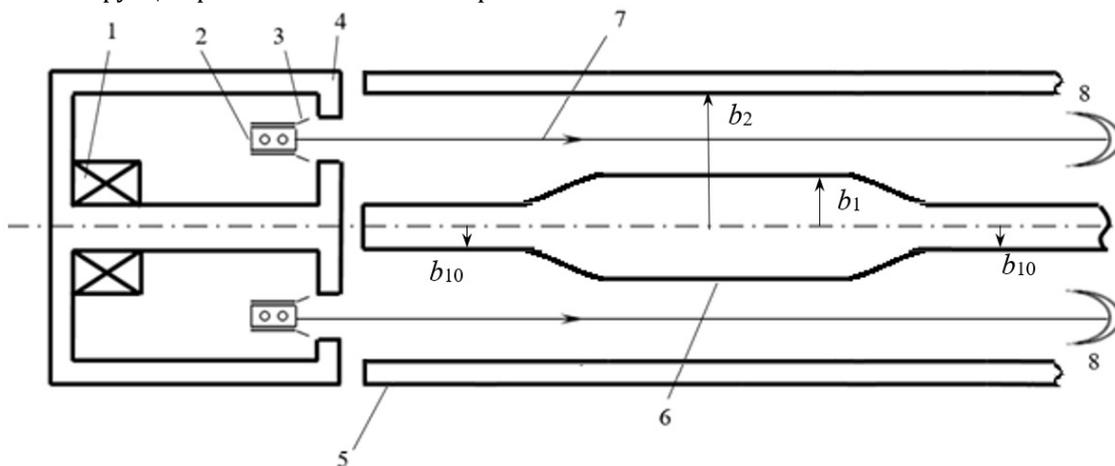


Рис. 1. Схема конструкции коаксиального гелитрона: 1 — магнитная катушка; 2 — кольцевой термокатод (может применяться и катод со взрывной эмиссией); 3 — прикатодный электрод (венельт); 4 — анод, являющийся также магнитным экраном и магнитопроводом закручивающей электронный поток магнитной системы; 5 — внешний цилиндр коаксиала; 6 — Закритические для волн H_{21} сужения внутреннего проводника, образующие коаксиальный резонатор на H_{211} колебании; 7 — моновинтовой электронный поток, 8 — коллектор; r_0 — радиус вращения электрона, b_2 — радиус внешнего цилиндра; b_1 — радиус внутреннего проводника коаксиала с закритическим сужением и b_{10} — часть радиуса внутреннего проводника коаксиала с без сужения.

На рис. 1 изображена схема конструкции релятивистского гелитрона, состоящего из электронной пушки Харриса [6] (может быть использована безмагнитная спиральная пушка Чернова [4]), коаксиального резонатора релятивистского гелитрона на моде H_{211} с торцевыми закритическими сечениями внутреннего проводника.

Моновинтовой электронный поток вращается с частотой [3]: $\omega_c = \sqrt{\eta V_0 / r_0^2}$, $\eta = e / m$, e — заряд электрона, m — релятивистская масса электрона, r_0 — радиус вращения электрона, $V_0 = \Delta V / \ln(b_2 / b_1)$, ΔV — разность потенциалов между внутренним и внешним цилиндрами, b_1, b_2 — соответственно радиусы внутреннего и внешнего цилиндра; δ — кольцевой коллектор.

Если резонатор настроен на моду H_{n1l} с частотой собственных колебаний ω , то резонансное взаимодействие с электронным пучком наступает при условии

$$\left(1 \mp \beta_{z0} / \beta_\phi\right) \omega = m \omega_c.$$

Здесь β_ϕ — фазовая скорость волны H_{n1l} в коаксиальном волноводе. Верхний знак соответствует синхронизму электронов с попутной парциальной волной колебания H_{n1l} , нижний с встречной.

На рис. 2 изображено поперечное сечение области взаимодействия при резонансе с модой H_{21l} ($n=2$). Указаны силовые линии электрической напряженности \vec{E} моды H_{21l} , а также размерные величины b_1, b_2, r_0 .

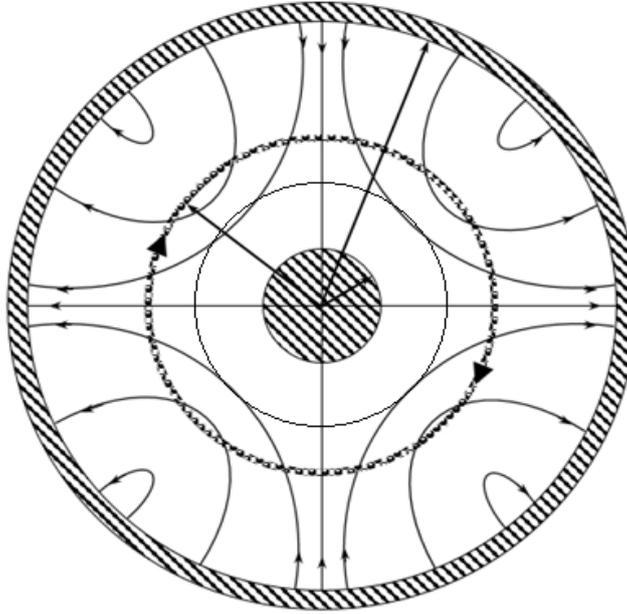


Рис. 2. Поперечное сечение области взаимодействия гелитрона.

Нелинейные уравнения математической модели релятивистского гелитрона

$$\begin{cases} \frac{dP_{zi}}{dz} = \frac{1}{\beta_{zi}} \left(\frac{\gamma_i \beta_{\varphi i}^2}{r_i} - E_r - \beta_{\varphi i} B_z + \beta_{zi} B_\varphi - F_r^0 \right), \\ \frac{dP_{\varphi i}}{dz} = \frac{1}{\beta_{zi}} \left(-\frac{\gamma_i \beta_{ri} \beta_{\varphi i}}{r_i} - \beta_{zi} B_r + \beta_{ri} B_z - E_\varphi \right), \\ \frac{dP_{ri}}{dz} = \frac{1}{\beta_{zi}} (-\beta_{ri} B_\varphi + \beta_{\varphi i} B_r), \\ \frac{dr_i}{dz} = \frac{\beta_{ri}}{\beta_{zi}}, \quad \frac{d\theta_i}{dz} = \frac{1}{\beta_{zi}}, \quad \frac{d\theta_i}{dz} = \frac{1}{\beta_{zi}}. \end{cases} \quad (1.1)$$

Здесь $0 \leq z \leq d$, i — номер электрона (крупной частицы), $i = \overline{1, N}$, $\gamma_i = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_i^2}} = \sqrt{1 + P_{ri}^2 + P_{\varphi i}^2 + P_{zi}^2}$,

$\beta_i = v_i / c$, $\beta_{ri} = v_{ri} / c$, $\beta_{zi} = v_{zi} / c$, $v_{zji} = v_{ji} / c$, c — скорость света в пустоте, $\theta_i = \omega t_i$, $z = z' \omega / c = 2\pi z' / \lambda$, z' — размерная (м) длина вдоль оси, $r = r' \omega / c = 2\pi r' / \lambda$, r' — размерный радиус i -го электрона; $\vec{P}_i = \gamma_i \vec{\beta}_i$ — безразмерный импульс i -го электрона.

При формулировке нелинейных уравнений релятивистского гелитрона использовались метод крупных частиц, теории релятивистского движения электронов и теория электромагнитного поля, развитые в [3,7,8]. Ниже приведены безразмерные уравнения движения электрона и формулы компонент поля H_{n1l} моды коаксиального резонатора.

Начальные условия к системе (1) имеют вид

$$\varphi_i(0) = \frac{S}{n} \frac{2\pi i}{N}, \quad \theta_i(0) = 0, \quad P_{ri}(0) = 0, \quad P_{\varphi i}(0) = \gamma(0)\beta_{\varphi 0}, \quad \gamma(0) = \left[1 - \beta_{\varphi 0}^2 \left(1 + \frac{1}{q^2}\right)\right]^{-1/2}, \quad (1.2)$$

$$r_i(0) = \frac{n}{S} \sqrt{\frac{E_r^0}{\gamma(0)}}, \quad E_r^0 = \beta_{\varphi 0}^2 \gamma(0), \quad F_r^0 = E_r^0 / r_i(z). \quad (1.3)$$

Безразмерные составляющие синхронной компоненты поля H_{n1} моды с круговой поляризацией имеют вид

$$\begin{cases} E_r = \frac{A_0 n}{2r_i} F_{n1} \cos(nj_i - q_i) \sin\left(\frac{plz}{d}\right), \\ E_\varphi = -\frac{1}{2} A_0 \mathcal{F}_{n1} \sin(nj_i - q_i) \sin\left(\frac{plz}{d}\right), \\ B_r = -\frac{1}{2} A_0 \mathcal{F}_{n1} \cos(nj_i - q_i) \cos\left(\frac{plz}{d}\right), \\ B_\varphi = A_0 \frac{pl}{2d} \frac{n}{r_i} F_{n1} \sin(nj_i - q_i) \cos\left(\frac{plz}{d}\right), \\ B_z = -\frac{1}{2} A_0 \left[1 - \left(\frac{pl}{2d}\right)^2\right] F_{n1} \cos(nj_i - q_i) \sin\left(\frac{plz}{d}\right). \end{cases} \quad (1.4)$$

Здесь $F_{n1} = J_n(\chi_{n1} r_i / b_1) / J'_n(\chi_{n1}) - N_n(\chi_{n1} r_i / b_1) / N'_n(\chi_{n1})$, $\mathcal{F}_{n1} = \chi_{n1} / b_1 [J'_n(\chi_{n1} r_i / b_1) / J'_n(\chi_{n1}) - N'_n(\chi_{n1} r_i / b_1) / N'_n(\chi_{n1})]$, χ_{n1} — корень уравнения, $J'_n(\chi_{n1}) / N'_n(\chi_{n1}) = J'_n(\alpha \chi_{n1}) / N'_n(\alpha \chi_{n1})$, $\alpha = b_2 / b_1$, $J_n(x)$ — функция Бесселя 1-го рода, n -го порядка, $N_n(x)$ — функция Бесселя 2-го рода, n -го порядка, $J'_n(x) = dJ_n(x)/dx$, $N'_n(x) = dN_n(x)/dx$. $A_0 = eE_{\varphi \max} / (m_0 c \omega \mathcal{F}_{n1 \max})$, $b_1 = 2\pi b'_1 / \lambda$, $b_2 = 2\pi b'_2 / \lambda$, $d = 2\pi d' / \lambda$, штриховые величины — размерные, в метрах.

Результаты расчета и оптимизации релятивистского гелитрона при $n=2$.

Оптимизация гелитрона проводилась по КПД, который определялся как

$$\eta(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\gamma_0 - \gamma_i(z)}{\gamma_0 - 1}. \quad (1.5)$$

Получены следующие результаты.

Вариант 1. ($N=256$)

Взаимодействие с встречной парциальной волной колебания H_{211} : $S=1.4707$; $n=2$; $d=2\pi$; $l=1$; $A_0=0.0988$; $b_1=0.5$; $\alpha=18.4711$; $\beta_{\varphi 0}=0.5583$; $q=\beta_{\varphi 0}/\beta_{z0}=1.9995$; $\eta=0.2213$.

На рис. 3 представлены основные зависимости, иллюстрирующие процесс взаимодействия в гелитроне (Вариант 1). На рис. 3(а) представлены траектории электронов различных i в плоскости r, z . На рис. 3(б) представлены зависимости азимута i -х электронов от z . Видна фазовая (орбитальная) группировка электронов в области $d=3.5...5.5$. На рис. 3(в) представлены орбитальные траектории электронов. Основная масса электронов, отдавая энергию, уменьшает радиус орбиты; число ускоренных электронов с увеличенным ri относительно мало. На рис. 3(г) приведены зависимости индивидуальных $\eta_i(z)$. Укрупнённая линия указывает $\eta(z)$ в приборе. В итоге при $z=d$, $\eta = 0.2213$.

Вариант 2. ($N=256$)

Взаимодействие с попутной парциальной волной колебания H_{211} : $S=0.5086$; $n=2$; $d=2\pi$; $l=1$; $A_0=0.0438$; $b_1=0.5528$; $\alpha=30.3935$; $\beta_{\varphi 0}=0.3517$; $q=\beta_{\varphi 0}/\beta_{z0}=2.5512$; $\eta=0.4834$.

На рис. 4 представлены основные зависимости, иллюстрирующие процесс взаимодействия в гелитроне (Вариант 2). На рис. 4(а) представлены траектории электронов различных i в плоскости r, z . На рис. 4(б) представлены зависимости азимута i -х электронов от z . Видна фазовая (орбитальная) группировка электронов в области $d=4...5$. На рис. 4(в) представлены орбитальные траектории электронов. Основная масса электронов, отдавая энергию, уменьшает радиус орбиты. На рис. 4(г) приведены зависимости индивидуальных $\eta_i(z)$. Укрупнённая линия указывает $\eta(z)$ в приборе. В итоге при $z=d$, $\eta=0.4834$.

Также были проведены исследования моды H_{214} коаксиального резонатора релятивистского гелитрона при увеличении его длины вдвое вдоль z -оси области взаимодействия с электронным потоком.

С встречной парциальной волной колебания H_{211} : $S=1.1098$; $n=2$; $d=4\pi$; $l=4$; $A_0=0.0192$; $b_1=0.5986$; $\alpha=4.981$; $\beta_{\varphi 0}=0.8$; $q=\beta_{\varphi 0}/\beta_{z0}=3.1028$; $\eta=0.2018$.

С попутной парциальной волной колебания H_{211} : $S=0.8925$; $n=2$; $d=4\pi$; $l=4$; $A_0=0.0211$; $b_1=0.5945$; $\alpha=4.7836$; $\beta_{\varphi 0}=0.7782$; $q=\beta_{\varphi 0}/\beta_{z0}=2.72$; $\eta=0.2743$.

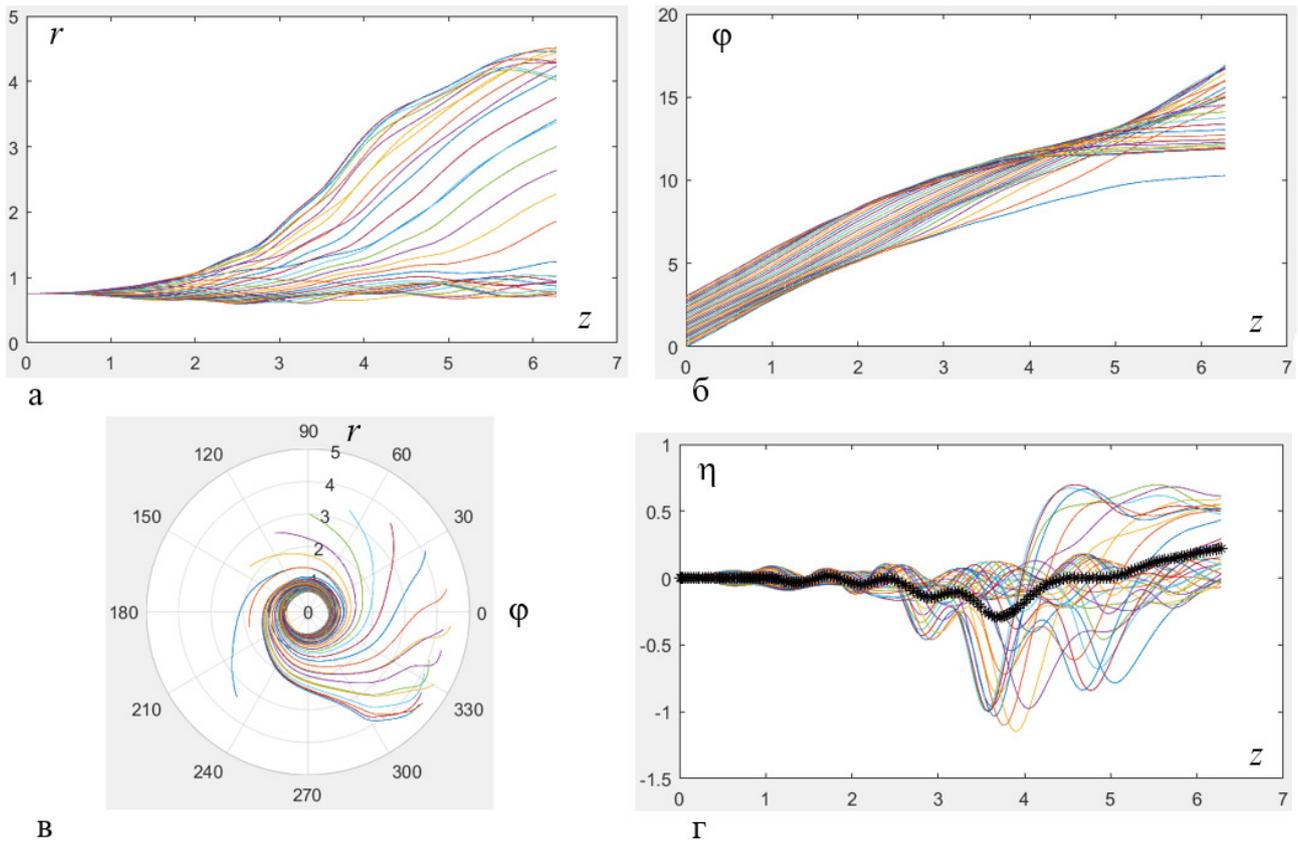


Рис. 3. а) траектории электронов $i=1...256$ в плоскости r, z ; б) фазовые траектории электронов; в) орбитальные траектории электронов; г) распределение η_i и η вдоль z -оси области взаимодействия.

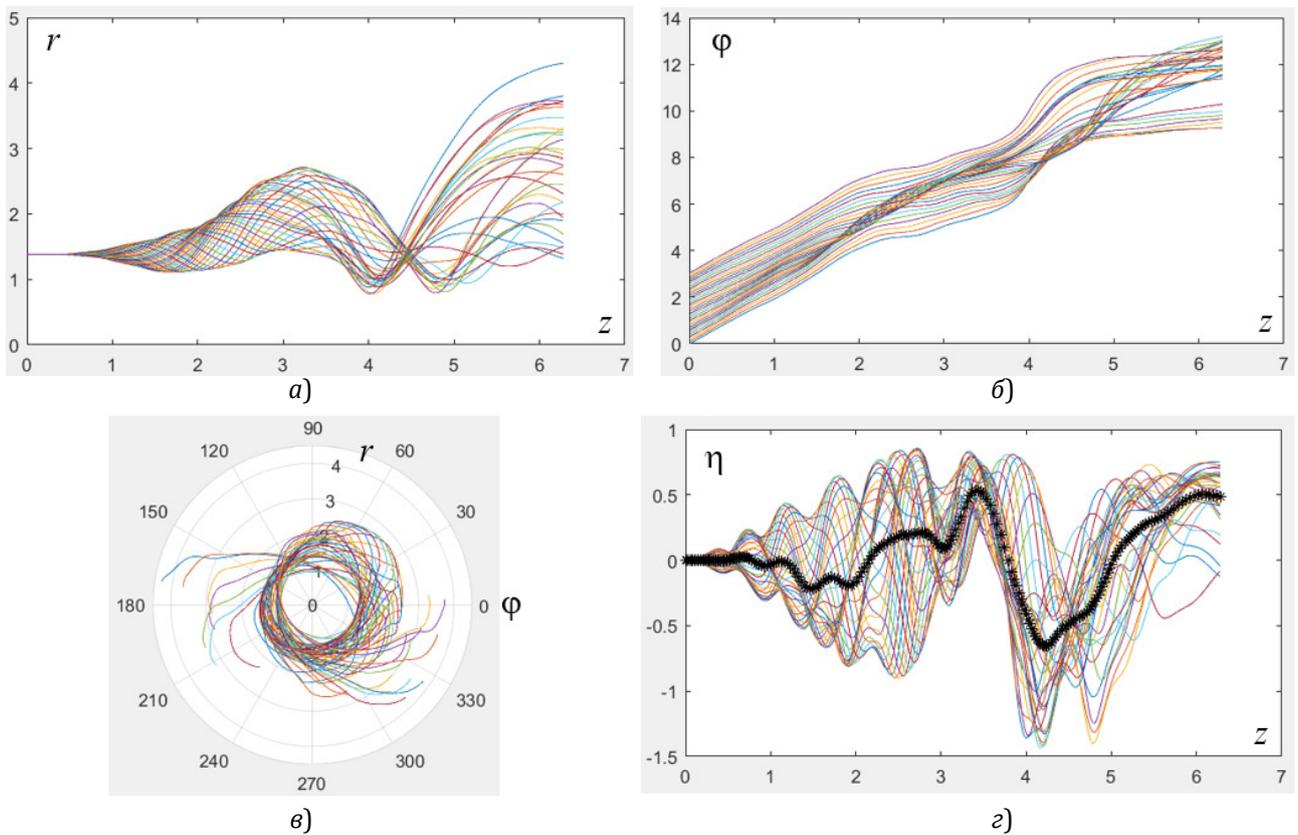


Рис. 4. а) траектории электронов $i=1...256$ в плоскости r, z ; б) фазовые траектории электронов; в) орбитальные траектории электронов; г) распределение η_i и η вдоль z -оси области взаимодействия.

Проведенные расчеты указывают на то, что эффективность релятивистского гелитрона превосходит эффективность однородных релятивистских ЛОВ-ЛБВ, КПД которых лежит в пределах 0.1...0.2. Добавим, что в нерезонансной электродинамической системе (для этого достаточно удалить режекторные фильтры) возможна электрическая (т.е. безинерционная) перестройка частоты гелитрона, поскольку угловая частота вращения электронов $\omega_c = \sqrt{\frac{e \nabla V}{m r_0^2}}$. Изменяя разность потенциалов между внешним и внутренним проводниками коаксиала ΔV , можно управлять частотой сигнала.

2. Безмагнитный клистрон-удвоитель с поперечной модуляцией

Клистрон-удвоитель частоты с поперечной модуляцией предложен в [9] и в [10,11] проведены анализ и оптимизация по КПД этого прибора, включая многокаскадные схемы. Установлена высокая эффективность такого клистрона-удвоителя. Механизм действия удвоителя основан на том, что в области продольно-неоднородного магнитного поля магнитной линзы, поперечно отклоненные во входном резонаторе ВЧ магнитным полем электроны задерживаются больше, чем не отклоненные. В результате происходит фазовая группировка электронов на удвоенной частоте, поскольку эффект задержки электронов не зависит от направления отклонения электронов.

Как показано в данной статье, аналогичный эффект достигается и при использовании плоской электростатической линзы. Такая конструкция имеет очевидные преимущества:

- а) исключаются тяжелые электромагниты и затраты на их питание;
- б) возможно применение криогенных сверхпроводящих электродинамических структур (резонаторов).

Схема безмагнитного клистрона-удвоителя частоты с поперечной модуляцией

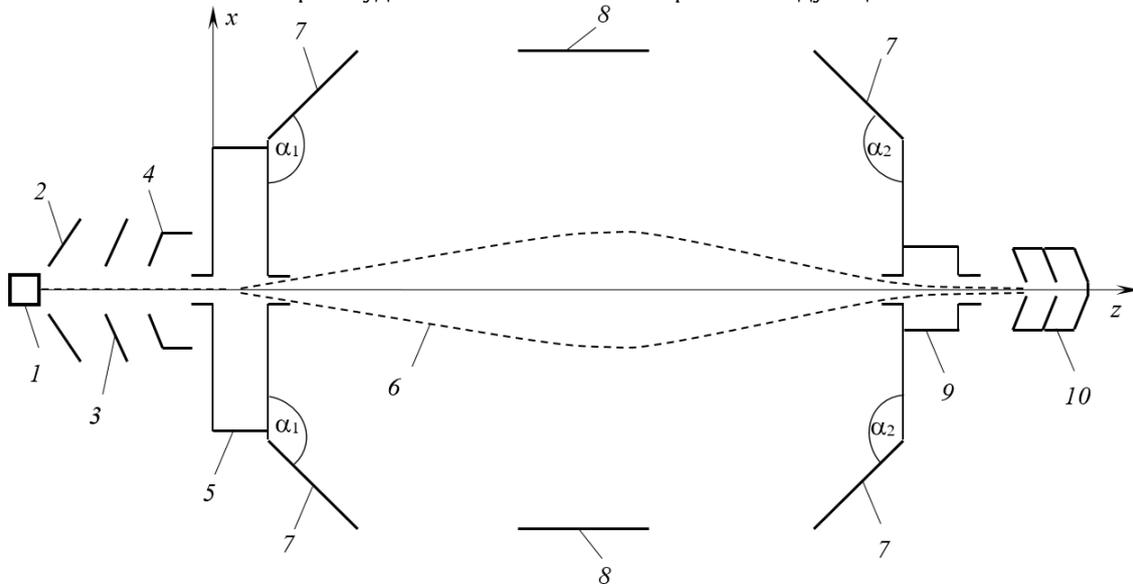


Рис. 5. Продольное сечение клистрона-удвоителя с электростатической линзой.

Схема прибора изображена на рис. 5. Здесь 1, 2, 3, 4 — электронная пушка, формирующая ленточный электронный поток (широкий по оси y). Соответственно 1 — катод, 2 — прикатодный электрод, 3 — первый анод, 4 — второй анод. 5 — входной прямоугольный резонатор, работающий на моде E_{210} на частоте ω_0 ; 6 — релятивистский электронный поток; 7 — скосы экранов электростатической линзы; 8 — центральный электрод электростатической линзы; 9 — выходной резонатор, работающий на моде E_{110} на частоте $2\omega_0$; 10 — коллектор.

Последнее невозможно при использовании магнитной линзы, поскольку магнитное поле снимает ВЧ сверхпроводимость в СВЧ и КВЧ диапазонах. В то же время использование сверхпроводимости в указанных диапазонах существенно улучшает выходные характеристики мощных электронных приборов.

Входной резонатор имеет следующие размеры по x, y, z : a_1', b_1', d_1' . Штрих у величин означает, что они размерные (т.е. в метрах). Резонансная длина волны этого резонатора [12]

$$\lambda_0 = \frac{2 \cdot a_1' \cdot b_1'}{\sqrt{(a_1')^2 + (2 \cdot b_1')^2}}$$

В дальнейшем тексте и рисунках приводимые величины длин без штриха будут безразмерными: $a_1 = 2\pi a_1' / \lambda_0, b_1 = 2\pi b_1' / \lambda_0, d_1 = 2\pi d_1' / \lambda_0, x = 2\pi x' / \lambda_0, y = 2\pi y' / \lambda_0$ и т.д.

На рис. 5 приведены безразмерные длины элементов. Выходной резонатор 9 имеет размеры a_2', b_2', d_2' и резонансную длину волны

$$\lambda_{02} = \frac{2 \cdot a_2' \cdot b_2'}{\sqrt{(a_2')^2 + (2 \cdot b_2')^2}} = \frac{\lambda_0}{2}.$$

Основные уравнения

1. Поля колебания E_{210} входного модулирующего резонатора [12]

$$\begin{aligned} \vec{E}_1 &= E_{m1} \vec{\varepsilon}_1, \quad \vec{B}_1 = \frac{E_{m1}}{c} \vec{b}_1, \\ \vec{\varepsilon}_1 &= \vec{z}_0 \sin \frac{2\pi(x + 1/2)}{a_1} \sin \frac{\pi(y + 1/2)}{b_1} \cos \theta, \\ \vec{b}_1 &= - \left(\vec{x}_0 \frac{\pi}{b_1} \sin \frac{2\pi(x + 1/2)}{a_1} \cos \frac{\pi(y + 1/2)}{b_1} - \vec{y}_0 \frac{2\pi}{a_1} \cos \frac{2\pi(x + 1/2)}{a_1} \sin \frac{\pi(y + 1/2)}{b_1} \right) \sin \theta, \end{aligned}$$

где $\theta = \omega_0 t$, $\omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$, c — скорость света в пустоте, E_{m1} — размерная амплитуда поля в резонаторе 5.

2. Поля колебания E_{110} выходного модулирующего резонатора [12]

$$\begin{aligned} \vec{E}_2 &= E_{m2} \vec{\varepsilon}_2, \quad \vec{B}_2 = \frac{E_{m2}}{c} \vec{b}_2, \\ \vec{\varepsilon}_2 &= \vec{z}_0 \sin \frac{\pi(x + 1/2)}{a_2} \sin \frac{\pi(y + 1/2)}{b_2} \cos(2\theta + \varphi), \\ \vec{b}_2 &= - \left(\vec{x}_0 \frac{\pi}{b_2} \sin \frac{\pi(x + 1/2)}{a_2} \cos \frac{\pi(y + 1/2)}{b_2} - \vec{y}_0 \frac{\pi}{a_2} \cos \frac{\pi(x + 1/2)}{a_2} \sin \frac{\pi(y + 1/2)}{b_2} \right) \sin(2\theta + \varphi), \end{aligned}$$

3. Уравнения движения электронов [13]

$$\frac{d(\gamma \vec{\beta})}{dz} = - \frac{A_i}{\beta_z} \left\{ \vec{\varepsilon}_i + [\vec{\beta}, \vec{b}_i] \right\}, \quad \frac{dx}{dz} = \frac{\beta_x}{\beta_z}, \quad \frac{dy}{dz} = \frac{\beta_y}{\beta_z}, \quad \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{\beta_z}.$$

Здесь $A_i = E_{mi} e / m_0 \omega c$, $i=1$ или 2 (входной или выходной резонаторы), e, m_0 — соответственно заряд по модулю и масса покоя электрона.

В области электростатической линзы $\vec{b}_i = 0$, $\vec{\varepsilon}_i$ заменяется на $\vec{\varepsilon}^0(x, y)$ — безразмерное двумерное поле электростатической линзы.

Входное значение $|\vec{\beta}| = \beta_0$ при $z=0$ определяется по напряжению второго анода U_0 как

$$\beta_0 = \sqrt{1 - \left(1 + \frac{e}{m_0 c^2} U_0 \right)^{-2}}.$$

Результаты расчета клистрона-удвоителя

Расчеты проводились в двумерном приближении для двух типов электростатических линз: 1–продольно-симметричная; 1–продольно-несимметричная.

Использовался метод крупных частиц с номерами $i=1, N$; $N=64$. Начальные условия для них при $z=0$: $x_i=0$, $y_i=0$, $\vec{\beta}_i = \vec{z}_0 \beta_0$, $\theta_i = 2\pi/N$.

Электронный КПД определялся по потери энергии электронами следующим образом:

$$\eta_e(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \eta_i(z), \quad \eta_i(z) = \frac{\gamma(0) - \gamma_i(z)}{\gamma(0) - 1}.$$

Симметричная линза

$\eta_e(z_0) = 0.26$ (z_0 — конец выходного резонатора), $\beta_0 = 0.8$ ($u_0 = 340.667$ кВ), напряжение центрального электрода линзы $u_1 = 0.43 u_0$, $\alpha = 45^\circ$, $\varphi = 0.35\pi$.

На рис. 6 изображены геометрия (в безразмерных единицах) линзы, силовые линии электрического поля в ней и траектории крупных частиц (16 из 64) в линзе (рис. 6(а)). На рис. 6(б) приведены индивидуальные зависимости $\eta_i(z)$ и общего $\eta_e(z)$ — жирная линия. Эти зависимости указывают на то, что фазовая группировка в двухкаскадной схеме далека от идеальной (много неправильнофазных электронов, отбирающих энергию в поле выходного резонатора). Как и в схемах с магнитной линзой, фазовая группировка и КПД могут быть существенно улучшены в многокаскадной схеме [10,11].

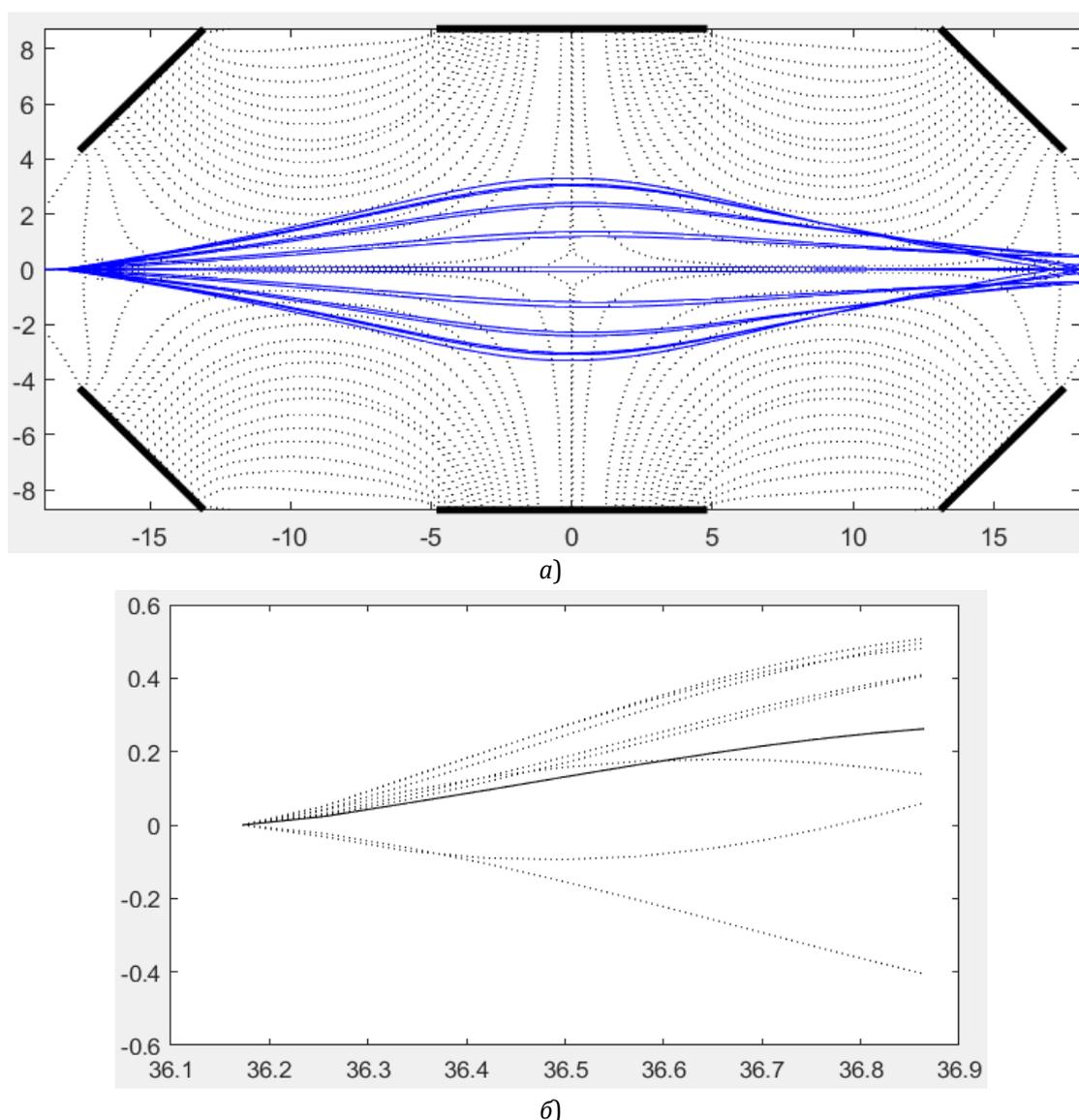


Рис. 6. Характеристики и геометрические параметры клистрона-удвоителя с симметричной электростатической линзой: а) продольное сечение линзы и траектории электронов; б) зависимости от z индивидуальных η_i и общего η_e (жирная линия).

Несимметричная линза

Здесь результаты аналогичны: $\eta_e(z_0) = 0.26$, $\beta_0 = 0.79$ ($u_0 = 322.46$ кВ), напряжение центрального электрода линзы $u_1 = 0.49u_0$, $\alpha = 45.8^\circ$, $\varphi = 0.55\pi$.

На рис. 7 приведены аналогично предыдущему варианту иллюстрации: рис. 7(а) — геометрия линзы, силовые линии ее электрического поля и траектории электронов; рис. 7(б) — зависимости $\eta_i(z)$ и $\eta_e(z)$ в выходном резонаторе. Следует обратить внимание на то, что фокусировка в несимметричной линзе улучшается (рис. 7(а)).

Проведенные расчеты показали, что эффективность клистрона-удвоителя с электростатической линзой не уступает эффективности такого же двухкаскадного клистрона-удвоителя с магнитной линзой. Однако преимущества рассмотренного здесь прибора очевидны: снижаются массогабаритные показатели, не требуется энергетическое питание линзы, возможно применение сверхпроводящих электродинамических систем, что важно в КВЧ диапазоне.

3. Сферотрон — СВЧ генератор на двусферическом резонаторе

Несинхронное взаимодействие электронов с электромагнитным полем — сравнительно малоисследованная область в физике и электронике СВЧ. Такое взаимодействие, в частности, реализуется в монотронах — однорезонаторных генераторах с шириной пролётного промежутка, сравнимой с длиной волны рабочего типа колебаний [14–18]. Однако эти генераторы с плоскопараллельным зазором резонатора обеспечивают неприемлемо низкий КПД для мощных приборов (порядка 6%).

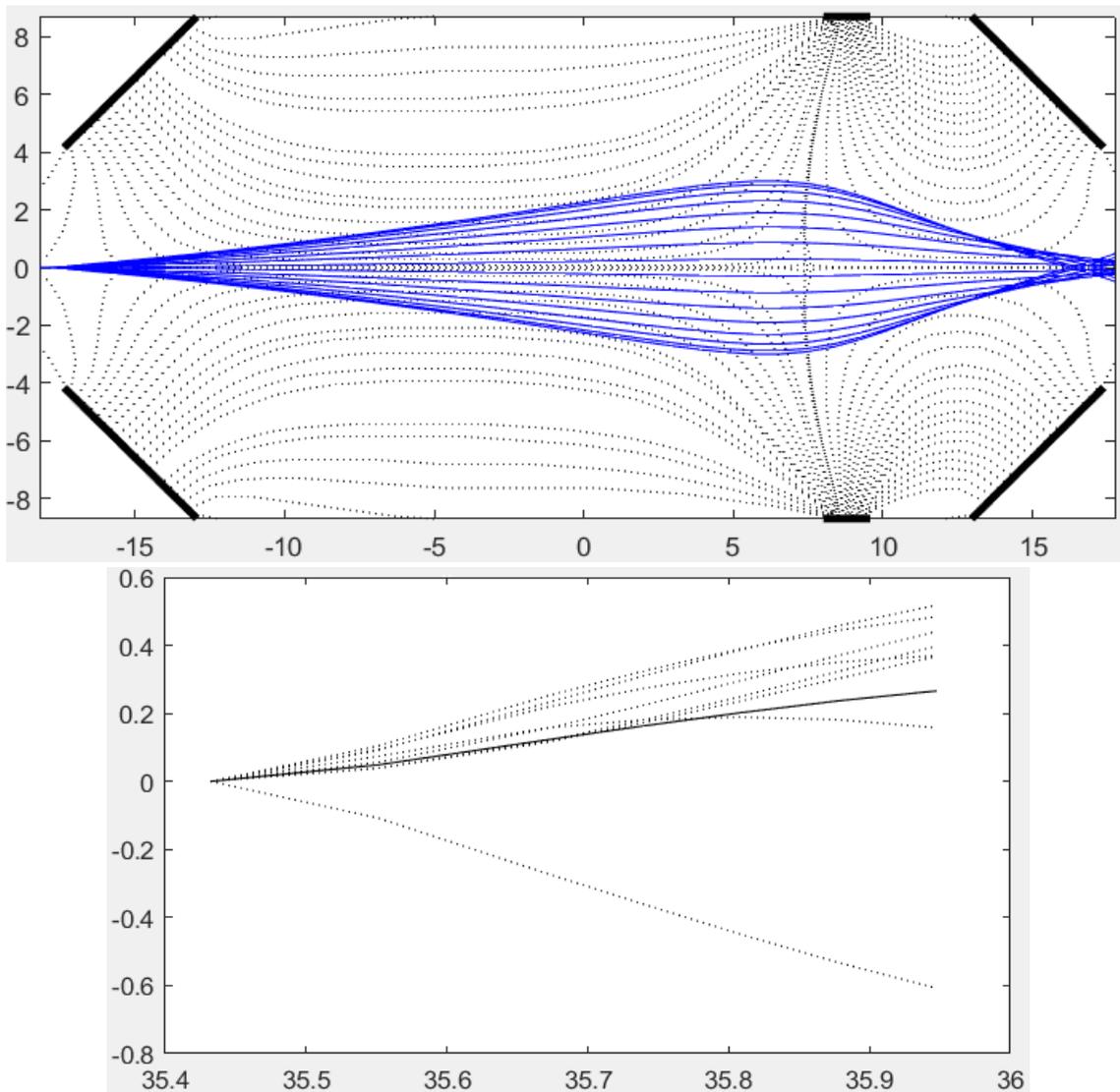


Рис. 7. Характеристики и геометрические параметры клистрона-удвоителя с несимметричной электростатической линзой: а) продольное сечение линзы и траектории электронов; б) зависимости от z индивидуальных η_i и общего η_e (жирная линия).

С другой стороны, присущие несинхронному взаимодействию недостатки группирования компенсируются особенностями индивидуального взаимодействия электронов при движении в нарастающем несинхронном электромагнитном поле (квадратичные силы Миллера) [19–21]. Это подтверждено при расчете обращенного монотрона на коаксиальном резонаторе (диотрона), где амплитуда ВЧ электрического поля изменяется пропорционально $1/r$ (электроны движутся к центру) [22]. В данной статье рассматривается схема сферотрона — монотрона на двусферическом резонаторе, где амплитуда поля имеет еще более сильную зависимость от r : $1/r^2$. Это позволяет существенно повысить КПД прибора, причем, при больших токах электронного потока.

Принципиальная схема сферотрона

Схема сферотрона изображена на рис. 8. Здесь 1 — катод, 2 — кольцевой первый анод, его напряжение u_1 , 3 — двусферический резонатор, находится под потенциалом u_0 относительно катода, 4 — очертания электронного потока; 5 — камера системы охлаждения коллектора; 6 — вакуумно-плотные изоляционные керамические шайбы. Ось z совмещена с осью пучка. Меридианный угол ϑ сферической системы координат отсчитывается от оси z (для пучка $\vartheta = 0$).

На рис. 8 также указано распределение силовых линий электрического поля резонатора на колебании E_{310} . Размеры резонатора определяются радиусами полусфер: a — большой, b — малый. Вывод энергии на рис. 1 не указан. Он может быть реализован в виде прямоугольного волновода, связанного с резонатором через азимутальную щель или окно в стенке внешней сферы у торца резонатора.

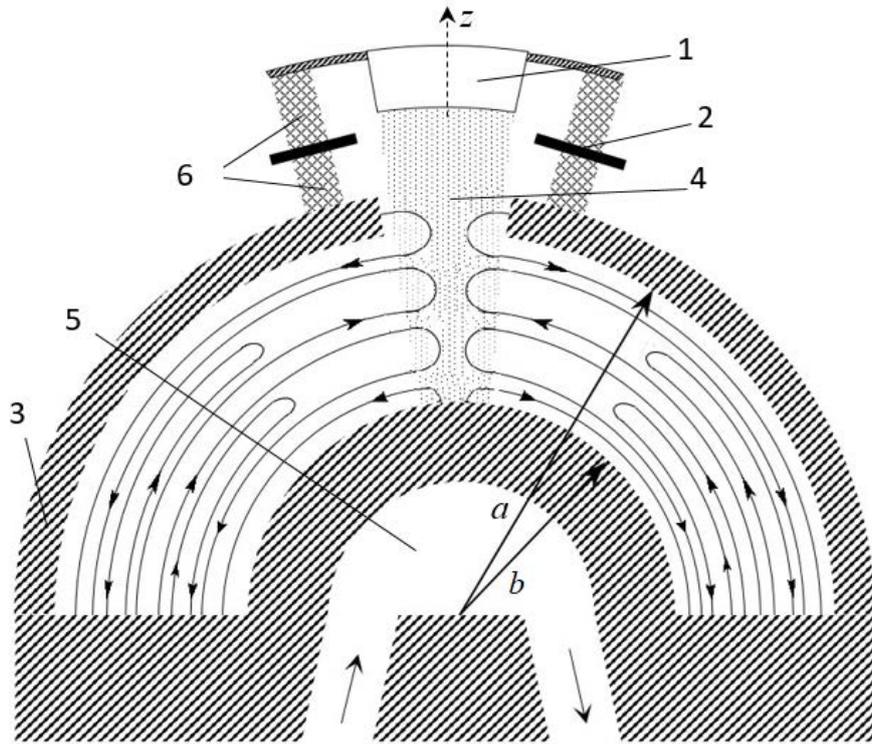


Рис. 8. Схема сферотрона: 1 — катод; 2 — кольцевой анод; 3 — двусферический резонатор; 4 — электронный поток; 5 — камера охлаждения; 6 — вакуумно-плотные шайбы.

При большой мощности сферотрона по азимуту резонатора могут быть сделаны несколько таких выводов энергии. Вместо волновода может быть использован выходной рупор, облучающий внешнюю фокусирующую электромагнитный луч антенну.

Поля в резонаторе и условия резонанса

Поле колебания E_{n10} двусферического резонатора можно рассматривать как суперпозицию расходящихся (запаздывание $(-k \cdot r)$) и сходящихся (обратное запаздывание $(k \cdot r)$) волн фиктивного элементарного электрического источника, находящегося в центре сфер резонатора. Здесь $k = 2\pi / \lambda = \omega / c$ — волновое число в вакууме; λ — длина волны, ω — угловая частота, c — скорость света в вакууме.

Используя теорию сферических волн элементарного электрического излучателя [23], получаем следующие формулы компонент поля колебания E_{n10} как результат интерференций расходящихся и сходящихся сферических волн

$$\begin{aligned} E_r &= E_n \cos \omega t \left(\frac{\cos kr}{(kr)^2} - \frac{\sin kr}{(kr)^3} \right) \cos \vartheta, \\ E_\vartheta &= \frac{E_n}{2} \cos \omega t \left(\frac{\sin kr}{kr} + \frac{\cos kr}{(kr)^2} - \frac{\sin kr}{(kr)^3} \right) \sin \vartheta, \\ H_\varphi &= -\frac{E_n}{2W^0} \sin \omega t \left(\frac{\cos kr}{kr} - \frac{\sin kr}{(kr)^2} \right) \sin \vartheta, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где $W^0 = \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ — волновое сопротивление вакуума.

Резонансные значения радиусов сфер резонатора a и b находятся из условия $E_r(a) = 0$, $E_r(b) = 0$. Или, используя (1),

$$\sin ka + \frac{\cos ka}{ka} - \frac{\sin ka}{(ka)^2} = 0, \quad \sin kb + \frac{\cos kb}{kb} - \frac{\sin kb}{(kb)^2} = 0. \quad (3.2)$$

Граничные условия на торцевой стенке резонатора, как следует из (1) при $\vartheta = \pi / 2$ автоматически выполняется $E_r = 0$, H_φ параллельна поверхности торца.

В дальнейших формулах удобно перейти к безразмерным переменным $\bar{r} = kr$.

Уравнение движения электронов

Используя особенности конструкции сферотрона положим, что в области прохождения электронного потока $\vartheta \approx 0$. При этом $E_\vartheta \approx 0$ и $H_\vartheta \approx 0$. Релятивистское уравнение движения электронов в таком приближении имеет вид

$$\frac{d\beta_i}{d\theta} = -(1 - \beta_i^2)^{-3/2} (E_r + E_r^{ns}), \quad \frac{d\bar{r}_i}{d\theta} = \beta_i, \quad i = \overline{0, N-1}. \quad (3.3)$$

Здесь i — номер фазовой траектории электрона, N — число принятых в расчете фазовых траекторий; в поисковых расчетах $N = 64$, при уточнении результата $N = 200$. $\beta_i = v_i/c$; v_i — скорость электрона в направлении — r ; $\theta = \omega t$,

$$E_r = E_n \cos\theta \left(\frac{\cos\bar{r}_i}{(\bar{r}_i)^2} - \frac{\sin\bar{r}_i}{(\bar{r}_i)^3} \right),$$

где $E_n = \frac{m_0 \omega c}{e} A_n$, e , m_0 — соответственно заряд и масса покоя электрона.

Напряженность поля пространственного заряда, создаваемого сферическими по сечению пучка заряженными крупными частицами i, j выражается как [23]

$$E_r^{ns} = \frac{eI_0}{m_0 c^2 \alpha} W^0 \cdot \frac{1}{N} \sum_{\substack{j=0 \\ j \neq i}}^{N-1} \left[\frac{\bar{b} \bar{a} - \bar{r}_j}{\bar{r}_j \bar{a} - \bar{b}} \Phi \left(\begin{matrix} 0, \bar{r}_i < \bar{r}_j \\ 1, \bar{r}_i > \bar{r}_j \end{matrix} \right) \right],$$

где $\bar{a} = ka$, $\bar{b} = kb$, α — отношение площади сечения пучка на входе к площади сферы $4\pi a^2$; в расчетах $\alpha = 0.01$, i — номер данной крупной частицы, j — номер частицы-источника.

Начальные условия к системе уравнений (3) задаются следующим образом:

$$\beta_i(0) = -\beta_0, \quad \bar{r}_i(0) = \bar{a}, \quad \theta|_0 = 2\pi i / N. \quad (3.4)$$

Конец расчета траектории проводится по условию $\bar{r}_i = \bar{b}$.

Электронный КПД определяется по потери энергии электронным потоком

$$\eta_e(\bar{b}) = \frac{1}{N} \sum_{i=0}^{N-1} \frac{\gamma_i(\bar{b}) - \gamma_0}{1 - \gamma_0}, \quad \gamma_i(\bar{b}) = (1 - \beta_i^2(\bar{b}))^{-1/2}, \quad \gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}. \quad (3.5)$$

Результаты расчета и оптимизации

В результате оптимизационного по КПД расчета сферотрона найдены три варианта с одинаковым значением $\bar{b} = 2.7437$.

Вариант 1: $\bar{a} = 12.4859$ (мода E_{310} резонатора).

Зона генерации этого варианта в координатах β_0, A приведена на рис. 9. Как следует из рисунка, максимальный $\eta_e = 0.28$ и находится в области $\beta_0 \sim 0.405$, $A \sim 4.25$. Зона генерации весьма широкая по A и β_0 , это говорит о не критичности режима генерации.

Вариант 2: $\bar{a} = 9.3166$ (мода E_{210} резонатора).

Зона генерации этого варианта показана на рис. 10. Максимальный $\beta_e = 0.33$, т.е. несколько выше, чем в варианте 1. Это значение достигается в районе $A \sim 4$, $\beta_0 \sim 0.405$. Зона также достаточно широкая по A и β_0 .

Вариант 3: $\bar{a} = 6.1168$ (мода E_{110} резонатора).

Зона генерации этого варианта изображена на рис. 11. Здесь КПД достигает значения $\eta_e = 0.35$ при $\beta_0 \sim 0.402$, $A \sim 3.5$. Зона, как и в предыдущих вариантах весьма широка.

Важным представляется вопрос о режиме возбуждения генератора: мягкий или жесткий? Как показано в [22] ответ на этот вопрос дает исследование зависимости $\frac{A^2}{\eta_e(A)}$ от A . Дело в том, что рабочий ток при

заданной нагруженной добротности Q пропорционален $\frac{A^2}{\eta_e Q}$. Поэтому в мягком режиме возбуждения $\frac{A^2}{\eta_e(A)}$ должна монотонно возрастать с ростом амплитуды поля, что соответствует росту рабочего тока вместе с A .

Как следует из рис. 12, зависимости $A^2/(\eta_e(A))$ от A для всех трех вариантов монотонно возрастающие (производная всех кривых положительна). Таким образом, режим возбуждения во всех трех вариантах мягкий, рабочий ток превышает пусковой. Поскольку пусковой ток пропорционален $A^2/(\eta_e(A))$ при $A \rightarrow 0$, то при одинаковой нагруженной добротности резонатора [22] пусковой ток первого варианта превосходит ток третьего варианта более чем в два раза.

Большой интерес представляет также зависимости эффективности (η_e) рассмотренных вариантов от величины тока пучка. Такие зависимости приведены на рисунке 13. Как следует из приведенных на рисунке 13 данных, наименьшую зависимость от I_0 имеет вариант 3: даже при $I_0 = 20$ кА его η_e остается на уровне 0.3.

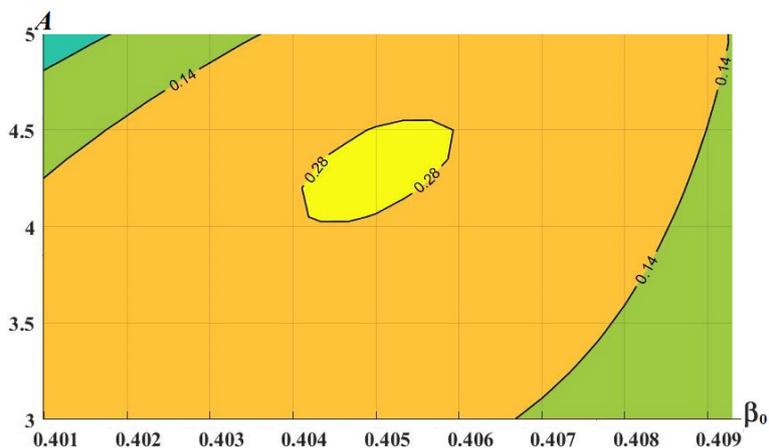


Рис. 9. Зоны генерации по КПД варианта 1 в координатах β_0 , A.

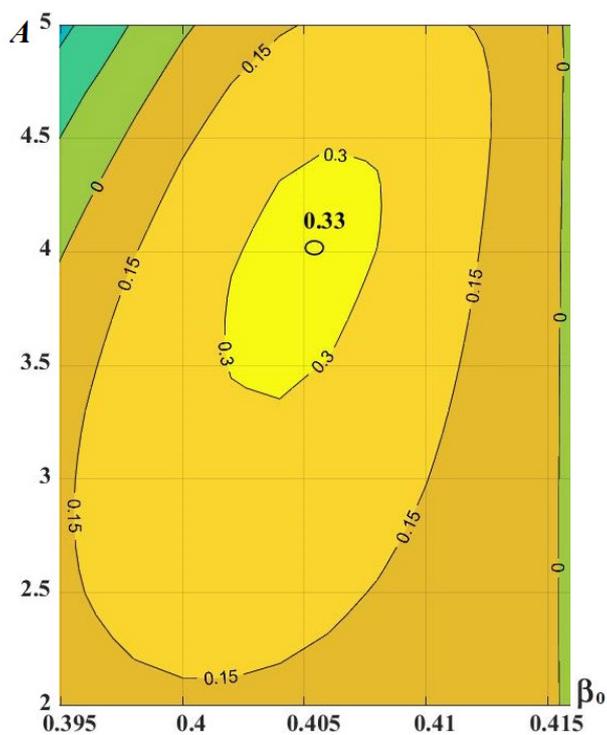


Рис. 10. Зоны генерации с различными КПД варианта 2 в координатах β_0 , A.

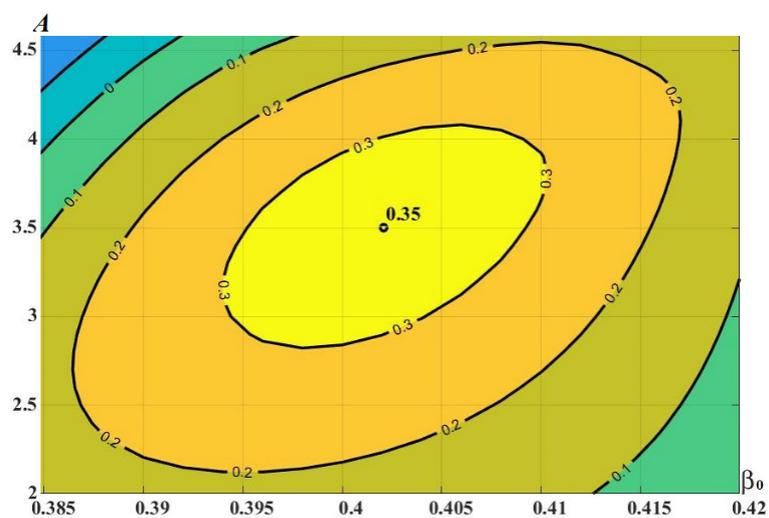


Рис. 11. Зоны генерации с различными КПД варианта 3 в координатах β_0 , A.

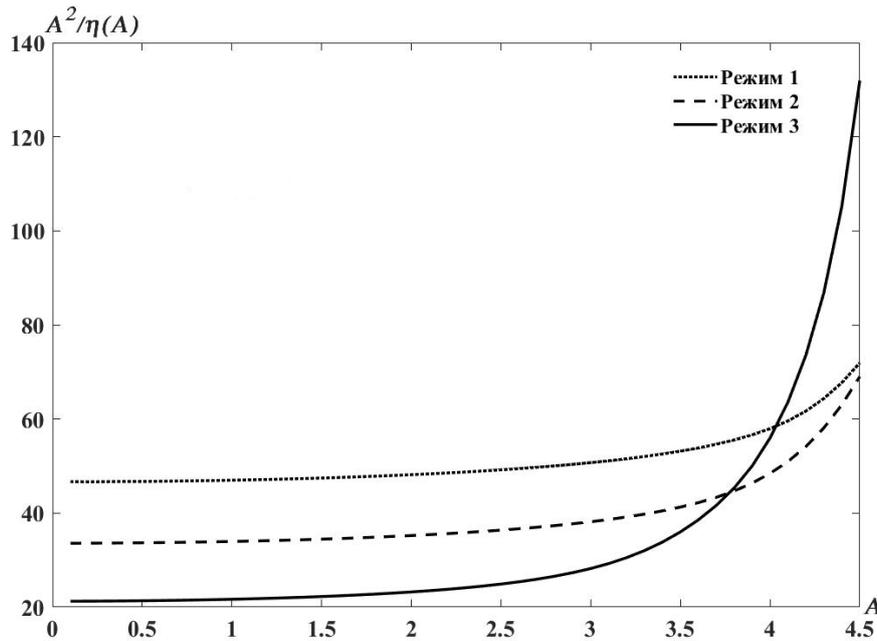


Рис. 12. Характеристики режимов возбуждения вариантов сферотронов: точечная линия вариант 1, штриховая линия вариант 2, сплошная линия вариант 3.

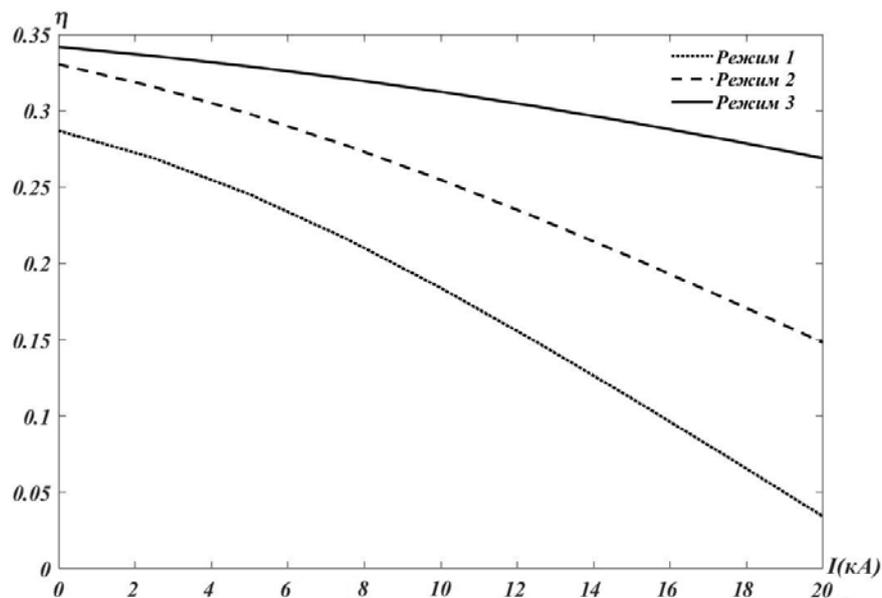


Рис. 13. Зависимости η_e от тока пучка I_0 для вариантов сферотронов: точечная линия вариант 1, штриховая линия вариант 2, сплошная линия вариант 3.

Заметим, что черенковские релятивистские генераторы утрачивают эффективность уже при $I_0 = 3 \dots 4$ кА [23]. Дело в том, что в черенковских генераторах при больших токах пространственный заряд разрушает фазовую группировку, в сферотроне же при несинхронном взаимодействии эта группировка не играет определяющей роли, существенна роль квадратичных сил.

Вариант 1 наиболее чувствителен к величине I_0 . Однако он отличается наибольшей шириной электронного зазора (порядка 1.5λ), что дает преимущество в КВЧ диапазоне.

Заметим, что в статье рассмотрены лишь частные варианты сферотрона (с одинаковым \bar{b}). Резонансных значений \bar{b} и \bar{a} , как следует из (2), бесконечно много. Возможно, другие комбинации \bar{b} и \bar{a} дадут более привлекательные результаты как по η_e , так и по размеру $\bar{a} - \bar{b}$.

Приведенные данные расчета выходных характеристик сферотрона указывают на несомненную перспективность этого прибора. Так, релятивистские сильноточные черенковские генераторы имеют электронный КПД в пределах 8...22 % [24]. КПД сферотрона достигает 35% при килоамперных уровнях тока. При этом его конструкция несравненно проще релятивистской ЛОВ и не требует магнитной фокусирующей системы.

Заметим, что сферотрон — прибор принципиально большой мощности (10-100 МВт в импульсе длительностью 1-10 нс), поскольку для поддержания эффективности несинхронного взаимодействия нужна высокая величина напряженности электромагнитного поля, что достигается только при большой мощности прибора.

Список литературы

1. Кравченко В.Ф. Электродинамика сверхпроводящих структур. М.: Физматлит, 2006. 270с.
2. Концептуальный проект ускорительного комплекса Nuclotron — Based Ion Collider — Дубна ОИЯИ, 2008. 51с.
3. Кураев А.А. Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками. Мн.: Наука и техника, 1971. 312с.
4. Чернов З.С. // Труды ИРЭ АН СССР. 1956. Т. 1. С. 7.
5. Pantell, R. // IRE Trans. 1960. ED-7. No.1. P. 20.
6. Сушков А.Д. Вакуумная электроника. Физико-технические основы. Скт Пб. М.: Лань, 2004. 404с.
7. Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. М.: Радио и связь. 1986. 208с.
8. Кураев А.А., Попкова Т.Л., Сеницын А.К. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: ИНФРА-М. 2016. 424с.
9. Кураев А.А., Парамонов Б.М., Сеницын А.К. АС СССР № 152601 «Клистрон с поперечной модуляцией», приоритет 2.10.1987, зарегистр. 1.08.1989.
10. Кураев А.А., Парамонов Б.М., Сеницын А.К. Некоторые перспективные схемы СВЧ-электронных приборов. Радиотехника и электроника. 1991. Т. 36. № 5. С. 893–897.
11. Кураев А.А., Парамонов Б.М., Сеницын А.К. О некоторых модификациях приборов релятивистской СВЧ-электроники. Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37. № 2. С. 316–320.
12. Кураев А.А. Электродинамика и распространение радиоволн / А.А. Кураев, Т.Л. Попкова, А.К. Сеницын. Минск: Бестпринт, 2016. 357 с.
13. Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. М.: Радио и связь, 1986. 208 с.
14. Калинин В.И., Герштейн Г.М. Введение в радиофизику. М.: ГИТТЛ, 1957. 513с.
15. Шевчик В.Н. Основы электроники сверхвысоких частот. М.: Советское радио, 1959. 96с.
16. Кравченко В.Ф., Кураев А.А., Сеницын А.К. Несинхронные взаимодействия // М.: Успехи физических наук. 2007. Т. 177. № 5. С. 511–534.
17. Кураев А.А., Сеницын А.К. Коаксиальный диодный генератор-диотрон // М.: Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42. № 2. С. 214–219.
18. Батыгин В.В., Топтыгин И.Н. Сборник задач по электродинамике. М.: ГИФМЛ, 1962. 480с.
19. Канавец В.И., Сандалов А.Н. Релятивистские генераторы и усилители СВЧ-излучения // М.: «Электроника» (Итоги науки и техники ВИНТИ), 1985. Т. 17. С. 82–168.

Поступила 5 марта 2019 г.

NONMAGNETIC POWERFUL ELECTRONIC UHF DEVICES

V.F. KRAVCHENKO, A.A. KURAYEV, AND V.V. MATVEYENKO

doi: 10.25210/jfop-1902-036049

The article presents the designs and main characteristics of high-power microwave electronic devices without magnetic fields inside interaction region (non-magnetic devices):

- relativistic helitron are formulated by nonlinear equations based on them analysis and optimization of a new type relativistic helitron microwave generator is carried out. Relativistic helitron provides interacting electromagnetic field Hn11 mode of a coaxial resonator with an axisymmetric screw relativistic electron stream by centrifugal electrostatic focusing (CEF). Helitron's numerical modeling and optimizing realizes efficiency exceeding than that of relativistic TWTs and BWOs;
- non-magnetic klystron-doubler with transverse modulation is resulted in by non-linear theory and calculating electronic efficiency of a new type non-magnetic klystron-frequency doubler with relativistic electron transverse modulation. Instead of magnetic lens are used electrostatic ones in the electron bunching region in contrast to the well-known construction of a klystron-frequency doubler with transverse modulation; spherotron - generator on a two-spherical resonator) - high efficiency for a new type powerful microwave generator (a monotron on a two-spherical resonator) is found with using simulation. The article presents the generator with a very simple design, where an achievable efficiency is 33% at a beam pulse current 1...10 kA and a voltage of 40-50 kV. It is significant that the absence of magnetic systems in such devices not only reduces their weight and size characteristics and eliminates the cost of powering electromagnets, but also allows to use superconducting electrodynamic systems [1], which is important for high-power devices (the presence of a constant magnetic field destroys high-frequency conductivity).

INFORMATION-MEASURING SYSTEM

UDC 621.391.2

**COMPUTER-AIDED DIAGNOSIS SYSTEM
FOR LUNG NODULE CLASSIFICATION USING
COMPUTER TOMOGRAPHY SCAN IMAGES**

© Authors, 2019

doi: 10.25210/jfop-1902-050061

Kravchenko, V. F. is Dr. Sc. Prof., Senior Scientist. Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS; Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation of RAS, Moscow. E-mail: kvf-ok@mail.ru

Ponomaryov, V. I. is Dr. Sc., professor-investigator of Instituto Politecnico Nacional de Mexico, Mexico-city E-mails: volodymyr.ponomaryov@gmail.com.

Rendon-Gonzalez, E. M. is Dr. Sc., professor-investigator of Instituto Politecnico Nacional de Mexico. E-mail: moises23049@yahoo.com.mx

Reyes-Reyes, R. is Dr. Sc., professor-investigator of Instituto Politecnico Nacional de Mexico. E-mail: rogreyes@gmail.com.

Аннотация

Рассмотрен новый подход в синтезировании компьютерной системы CAD для обнаружения канцерных аномальных структур возможных злокачественных опухолей в легких с последующей их классификацией алгоритмами SVM и AdaBoost. Моделирование предложенного метода детектирования и диагностики подтвердило преимущества новой системы в терминах чувствительности и числа ложных обнаружений в изображениях.

Ключевые слова: многосрезовая компьютерная томография, фрактальная размерность, SVM, AdaBoost, чувствительность, CAD

Abstract

Novel approach in design of CAD system uses slides of 3D CT scan image to detect and classify benign and malignant nodules where the classification stage is performed applying both Support Vector Machine and AdaBoost classifiers and should separate two classes: benign and malignant nodules. Simulation results with the proposed CAD and similar CAD systems have demonstrated better detection of low intensity nodules and nodules attached with other pulmonary structures in terms of sensitivity and FP ratios.

Keywords: scan CT images, CAD, fractal dimension, SVM, AdaBoost, sensitivity

1. Introduction

Lung cancer emerged as the most common cancer worldwide several decades ago: with 660 thousands new cases estimated in 1980. It is the most common cancer in men worldwide. In women, the incidence rates are generally lower. The disease is the most common cause of death from cancer worldwide, responsible for nearly one cancer death in five (1.59 million deaths, 19.4 % of the total).

The World Health Organization's (WHO) GLOBOCAN2012 study [1] estimated that more 14 million new cancer cases and 8million cancer deaths occurred in 2012 worldwide. Lung cancer remains the most common cancer in the world, both in term of new cases (1.8 million cases, 12.9% of total) and deaths (1.6 million deaths, 19.4%) because of the high case fatality.

Lung cancer is the first cause of deaths among different types of cancer. Early, chest X-ray films were used for lung cancer diagnosis. Nonetheless, X-ray films are 2D projection images that usually overlap different tissues hiding small lung cancer nodules [2].

Nowadays, CT is one of the best imaging modalities for detection of small lung nodules due to the fast acquisition times of successive images with high resolution and the minimization of artefacts caused by abdominal movement. However, there are many difficulties in CT interpretation such as the limitation of the human visual system, deficient training and experience, and factors like fatigue or distraction that leads to high rates of missed cancers. So, a second opinion is usually required to reduce erroneous rates. This opinion is usually performed using CAD systems that are assisted to radiologists.

Drawbacks of this technique are highly depended of nodule localization and characteristics, equipment quality and physician experience. A way to improve diagnosis is in the usage of Computer-Aided Detection (CADe) and Computer-Aided Diagnosis (CADx) systems. CAD systems analyzing the medical image permit to detect suspicious zones that would have an anomaly or lesion. These zones are marked on an image with a double purpose: to direct the specialist attention to the suspecting zone or region of interest (ROI), and to give information to the diagnosis.

There are a lot of methods proposed in the literature. In particular, in [3], a CAD scheme is proposed to assist

radiologists in the differentiation of lung patterns associated with Interstitial Lung Disease and healthy lung parenchyma. ROI's were described by a set of texture attributes extracted using differential lacunarity (DLac) and classical methods of statistical texture analysis. The proposed strategy to compute DLac allowed a multiscale texture analysis, while maintaining sensitivity to small details. Support Vector Machines (SVMs) were employed to distinguish between lung patterns. Training and model selection were performed over a stratified 10-fold cross-validation (CV). Dimensional reduction was made based on stepwise regression during CV. Messay, T. et al. [4], has presented pulmonary nodule segmentation algorithms for CT. These algorithms include a fully automated system, a semi-automated system, and a hybrid system. The fully automated segmentation engine has two free parameters, and the semi-automated system has three ones. These parameters are adaptively determined for each nodule in a search process guided by a regression neural network (RNN). The RNN uses a number of features computed for each segmented candidate. Experiments were trained and tested using the Lung Image Database Consortium and Image Database Resource Initiative (LIDC-IDRI) data. Kaur, J. et al. [5] have designed a CAD system using CT images to detect tumor at early stage. The lung regions in CT scan images are segmented using optimal thresholding, and to find the ROI, Region Growing method is used. Two types of parameters textural and statistical are calculated and analyzed separately. The feature set is applied to the multilayer feed forward back propagation network. The performance of the back propagation neural network is measured in terms of mean square error (MSE). In [6], the authors proposed an algorithm for isolating lung abnormalities (nodules) from spiral chest low-dose CT scans. The proposed algorithm consists of three main steps. The first step isolates the lung nodules, arteries, veins, bronchi, and bronchioles from the surrounding anatomical structures. The second step detects lung nodules using deformable 3D and 2D templates describing typical geometry and grey-level distribution within the nodules of the same type. The detection combines the normalized cross-correlation template matching and a genetic optimization algorithm. The final step eliminates the FP nodules using three features that define the true lung nodules. In [7], the authors proposed a CAD system, which can detect small-sized (from 3 mm) pulmonary nodules in spiral CT scans. This method consists of an initial selection of nodule candidates list, the segmentation of each candidate nodule and the classification of the features computed for each segmented nodule candidate. The presented CAD system is aimed to reduce the number of omissions and can decrease the radiologist scan examination time. For a correct volume segmentation of the lung parenchyma, the system uses a Region Growing algorithm and an opening process for including the juxtapleural nodules. The segmentation and the extraction of the suspected nodular lesions were performed by a 3D Mass-Spring Model (MSM) combining it with spline curves reconstruction process. The model represents concurrently the characteristic grey value range, the directed contour information as well as shape knowledge. For distinguishing the real nodules among nodule candidates, an additional classification step is applied; furthermore, a neural network is applied to reduce the FPs after a double threshold cut. The system performance was tested on a set of 84 scans made available by the LIDC. The detection rate of the system is 97% with 6.1. FPs/CT. A reduction to 2.5 FPs/CT is achieved at 88 % sensitivity.

Most of the reviewed above frameworks can reach good results in terms of quality criterions (sensitivity and FP per image) but most of them lack in develop a well-balanced system, in other words, the more sensitivity they achieve, the worse FP per image, and vice versa. In addition, some works like proposed in [8] used manual intervention in the initial stage, which is traduced in an impractical way to assist physicians. To resolve the mentioned drawbacks, in this work, we attempt to increase the quality of CAD system

- a) The designed framework can effectively separate the lung parenchyma from the background and scanner artefacts, resulting in an optimization of the FP detection stage.
- b) The proposed CAD system can accurately distinguish lung nodules from 2 to 30 mm providing effective assistance to specialists.
- c) Novel CAD architecture can delimitate the number of the CT slices of interest, excluding the ones that do not contain any lesion.
- d) Quality criteria have confirmed superior performance of our proposal against state-of-the-art methods in detection of lung nodule.

The proposed CAD system is presented in Fig. 1. The process begins with the nodule centre slice as the start of the framework. All CT scans are transformed into HU in order to use and to characterize every tissue in the image using the well-known HU scale. Following, using the HU scale and the CT image histogram to select a threshold, the CT image is converted into a binary image, separating the lung parenchyma and his internal tissues (vessels and airways) from the background. Following, morphological operations are performed with the binary image obtaining several masks until the final lung mask were accomplished. This mask is used to eliminate all the scanner artefacts, background and surrounding tissues. In this step, many objects within the lung parenchyma still should found in the image, thus, an FP reduction stage based on the information of the ACR (American College of Radiology) Lung-RADS