

УДК 621.385.6

## РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЛАМПЫ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ О-ТИПА С ЛЕНТОЧНЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

А.В. АКСЕНЧИК, И.Ф. КИРИНОВИЧ

Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Республика Беларусь

Поступила в редакцию 3 октября 2017

**Аннотация.** Сформулирована математическая модель расчета релятивистских ламп бегущей волны (ЛБВ) О-типа на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах с ленточными электронными пучками с учетом пространственного заряда. Проведена оптимизация параметров и получены предельные значения коэффициента полезного действия (КПД) вариантов приборов для разных размеров электронного пучка, ускоряющих напряжений 500 кВ, токов электронного пучка 200 А. Показано, что значение КПД одно- и двухсекционных ЛБВ может достигать 56 %, коэффициент усиления по мощности – 30–50 дБ.

**Ключевые слова:** усилитель О-типа, ленточный пучок, лампа бегущей волны, прямоугольный волновод, оптимизация.

**Abstract.** The mathematical model of calculation of relativistic traveling wave tubes (TWT) of O-type on folded rectangular waveguides with sheet electronic beams taking into account a space charge was formulated. Parameters optimization was spent and the maximum efficiency of variants of devices for the different sizes of the electronic beam, accelerating voltages 500 kV, currents of electronic beam 200 A were obtained. It was shown, that the efficiency of one- and two-section TWTs can reach of 56 %, gain – of 30–50 dB.

**Keywords:** O-type amplifier, sheet beam, traveling wave tube, rectangular waveguide, optimization.

**Doklady BGUIR. 2017, Vol. 109, No. 7, pp. 66-72**

**Relativistic traveling wave tubes of O-type with sheet electronic beams**

**A.V. Aksenchyk, I.F. Kirinovich**

### Введение

В опубликованных ранее работах [1, 2] проводились расчеты релятивистских ЛБВ О-типа на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах с электронными пучками цилиндрической формы. Однако в настоящее время для повышения эффективности и мощности вакуумных приборов СВЧ предлагается использование ленточных электронных пучков [3–5]. Ленточные электронные пучки с сечением прямоугольной формы позволяют увеличить ток пучка, уменьшить плотность пространственного заряда, обеспечить более высокую эффективность приборов в широкой рабочей полосе частот.

На рис. 1, *a* показана схема замедляющей системы прибора [1, 2, 6], в котором осуществляется дискретное взаимодействие прямолинейного электронного потока с полем ТЕ волны волнообразно изогнутого прямоугольного волновода. Назовем такой волновод – WB (wavy bending) волновод. Электронный поток (ЭП) проходит через прямоугольные отверстия в таком волноводе посередине широкой стенки (в максимуме поперечного электрического поля). На рис. 1, *б* показан ленточный пучок прямоугольной формы (сечение заштриховано) в канале дрейфа размером  $a_1 \times b_1$ . В скобках указаны составляющие системы координат волновода, изображенного на рис. 1, *a*. При подаче на вход СВЧ сигнала волна, проходящая по волноводу, модулирует в зазорах ЭП по скорости. При оптимальных длинах каналов дрейфа

и фазах поля в зазорах модуляция ЭП усиливается за счет взаимодействия в последующих зазорах электромагнитной (ЭМ) волны и сгруппированного электронного потока. Модуляция по скорости переходит в модуляцию по плотности, и в последних зазорах происходит отбор энергии от сгруппированных сгустков. Таким образом, взаимодействие ЭМ волны в волноводе и электронов происходит дискретно в волноводных зазорах.

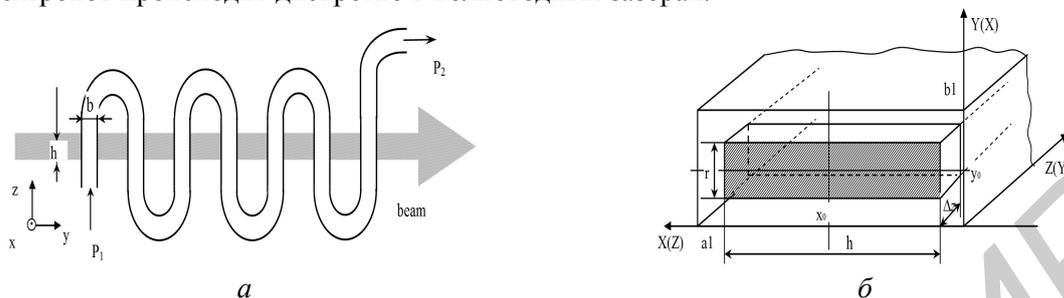


Рис. 1. Схема прибора: *a* – схема замедляющей системы ЛБВ; *б* – ленточный пучок прямоугольной формы (сечение заштриховано) в канале дрейфа размером  $a1 \times b1$

Для обеспечения синхронизма необходимо так подобрать длины отрезков волновода и длины каналов дрейфа, чтобы электрон при движении вдоль оси  $Y$  попадал бы в поле  $E_y$   $TE$  волны одной и той же фазы. В настоящей работе описана математическая модель и проведены оптимизационные расчеты ЛБВ О-типа на WB волноводе (TWT WB) в СМ-диапазоне длин волн.

### Математическая модель процессов взаимодействия электронного потока с электромагнитным полем в ЛБВ

Описанная TWT WB (рис. 1, *a*) моделируется цепочкой эквивалентных четырехполюсников. Один четырехполюсник моделирует один изгиб волнообразно изогнутого прямоугольного волновода. Подробно цепочка эквивалентных четырехполюсников описана в [2, 6, 7].

На входе цепочки, слева, подключен генератор входного сигнала  $\dot{E}_0$  с внутренним сопротивлением  $Z_0$ , равным эквивалентному сопротивлению волновода  $Z_w$ . Затем следует согласующий четырехполюсник  $M_0$ , описывающий отрезок волновода до первого зазора. После последнего зазора, справа, подключен согласующий  $M_{n+1}$  четырехполюсник для согласования волновода с нагрузкой  $Z_n$ . Ввиду того, что четырехполюсники моделируют отрезки одного и того же волновода, они оказываются согласованными и при изменении частоты. Будем считать, что нагрузка с сопротивлением  $Z_n$  согласована с волноводом, имеющим эквивалентное сопротивление  $Z_w$  на опорной частоте.

Матрица передачи  $\dot{A}$  четырехполюсника, моделирующего изогнутый отрезок волновода длиной  $\ell$ , имеет следующий вид [6, 7]:

$$\dot{A} = \begin{vmatrix} ch(j\dot{\Gamma}\ell) & Z_w \cdot sh(j\dot{\Gamma}\ell) \\ \frac{1}{Z_w} sh(j\dot{\Gamma}\ell) & ch(j\dot{\Gamma}\ell) \end{vmatrix}, \quad (1)$$

где  $\dot{\Gamma} = \Gamma' - j\Gamma''$  – постоянная распространения волны;  $\Gamma' = K\sqrt{1 - \chi_{mn}^2/K^2}$  – продольное волновое число;  $K = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ ;  $\chi^2 = \chi_{mn}^2 = (m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2$  – поперечное волновое число;

$$\Gamma'' = \frac{R_S \left[ 1 + \frac{2b}{a} (\lambda/\lambda_{cr})^2 \right]}{Z_0 \cdot b \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{cr})^2}} - \text{коэффициент затухания для волны } TE_{10} \text{ в прямоугольном волноводе;}$$

$\lambda_{cr}$  – критическая длина волны в волноводе, для волны  $TE_{10}$   $\lambda_{cr} = 2a$ ;  $\lambda = c/f$  – длина волны входного сигнала,  $f$  – его частота,  $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$  – скорость света в вакууме;

$$Z_w = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{b}{a} \cdot \frac{\sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}}{\sqrt{1-(\lambda/\lambda_{cr})^2}} - \text{эквивалентное сопротивление волновода для волны } TE_{10}; \varepsilon_0, \mu_0 -$$

соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума;  $R_s = \sqrt{\frac{\pi f \mu_0}{g}}$ ,

$g = 5,7 \cdot 10^6$  сим/м – проводимость меди;  $Z_0 = 120\pi$ ;  $a$  – размер широкой стенки волновода;  $b$  – размер узкой стенки волновода.

Задача возбуждения TWT WB решается методом наложения, последовательно определяются амплитуды напряжений на зазорах, вызванные входным сигналом  $E_0$  и наведенными (конвекционными) токами. Конвекционный ток сгруппированного электронного потока можно определить совместным решением уравнения движения и уравнения возбуждения волновода [7]. Подробно алгоритм расчета возбуждения цепочки четырехполосников с учетом прямой и обратной волн описан в [6, 7].

*Уравнение возбуждения волновода.* Используем обычную для волноводов систему координат: ось  $Z$  направлена вдоль волновода, ось  $Y$  – перпендикулярна широкой стенке волновода и совпадает с направлением движения электронов (рис. 1, а), ось  $X$  – перпендикулярна узкой стенке волновода.

Представим возбужденное поле в виде суперпозиции полей свободных волн:

$$\vec{E} = \sum_p C_{\pm p} \vec{E}_{\pm p}, \quad \vec{H} = \sum_p C_{\pm p} \vec{H}_{\pm p}. \quad (2)$$

Здесь под индексом  $p$  понимаем два индекса, которые определяют тип поля в волноводе. Используя уравнения Максвелла, применяя лемму Лоренца, можно получить уравнение возбуждения волновода [7]. С учетом того, что будем рассматривать возбуждение и распространение в прямоугольном волноводе волны поля  $TE_{mn}$ , уравнение возбуждения конвекционным током  $\vec{J}$  принимает вид [7]:

$$C_{\pm p} = N_p^{-1} \int_V \vec{J} \cdot \vec{E}_{\mp p} dV, \quad (3)$$

где знак (+) соответствует волнам, движущимся в положительном направлении оси  $Z$  рис. 1, а, знак (–) – в противоположном направлении.

Задачу решаем в одномерном приближении, т.е. поперечное движение электронов учитывать не будем. Для моделирования электронного потока используем метод крупных частиц. Электронный поток представляем состоящим из  $N$  частиц прямоугольной формы (рис. 1, б), распределенных, при  $y = 0$ , равномерно на периоде  $0 \div 2\pi$ .

Рассчитываем интеграл (3) численно, используя метод средних и допуская, что по сечению плотность тока постоянна –  $I_1 = J_m(0) \cdot r \cdot h$ . Получим:

$$j_\omega = \frac{2I_1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} e^{-j\omega t_i}. \quad (4)$$

В данной модели волновод возбуждается поперечным током  $J_\omega$ , коэффициенты  $C_{\pm mn}$  вне этого объема от координаты  $z$  не зависят и постоянны. Обозначим амплитуду возбужденного поля как  $\vec{E} = -jC_{\pm mn} \omega \mu_0 \chi_x / \chi^2$ . Дальнейшие преобразования подробно описаны в [7]. Окончательно получим выражение для наведенного тока в  $k$ -м зазоре с учетом безразмерных параметров:

$$j_k^* = \frac{2I_0 U_0 \gamma_0 + 1}{\dot{U}_k} \frac{\vartheta_0}{\gamma_0^2} \frac{1}{N_e} \sum_{i=1}^{N_e} \int_{T_{0k}}^{T_{1k}} \varepsilon^0 (T - T_0) \cdot e^{j(u_i + \vartheta_i T + \vartheta_k)} dT. \quad (5)$$

Входящие в (5) безразмерные параметры описаны ниже.

*Уравнения движения.* Электронный поток моделируется с применением метода крупных частиц. Разбиваем электронный поток вдоль направления движения (по координате  $Y$ ) на  $N_e$  крупных частиц. Форма частицы приведена на рис. 1, б. Такая форма легко получается из формы частицы, приведенной в [8], путем задания соответствующих размеров [8].

Уравнение движения электрона во внешнем электромагнитном поле без учета торможения излучением (т. е. до  $v_0/c < 0,99$ ) в одномерном приближении имеет следующий вид (учтем, что движение электронов в данной математической модели происходит по координате  $Y$  (рис.1,  $a$ )):

$$\frac{dv}{dt} = -\eta_0 \left[ 1 - \left( \frac{v}{c} \right)^2 \right]^{3/2} \cdot \dot{E}_y, \quad (6)$$

где  $\eta_0 = e/m_0$ ,  $e, m_0$  – соответственно заряд и масса покоя электрона,  $v$  – продольная скорость электрона,  $v_0$  – начальная скорость электронного потока.

Представим напряженность поля как  $\dot{E}_y = \dot{E}^0 + \dot{E}^p$ , где  $\dot{E}^0 = \text{Re}(E_m e^{j(\omega t + \vartheta_k)})$  – напряженность ВЧ поля в зазоре волновода (6),  $\dot{E}^p$  – напряженность продольного поля пространственного заряда. Поле пространственного заряда  $\dot{E}^p$  рассчитываем исходя из моделирования электронного потока  $N_e$  крупными частицами.

Уравнения движения крупной частицы в нормированных переменных, алгоритм возбуждения цепочки четырехполюсников аналогичны тем, что описаны в [6, 7]. Для расчета полей пространственного заряда плоских электронных пучков использовались формулы, полученные в [8]. Введем следующие безразмерные переменные:

$$T = y/L, \quad \vartheta = \omega t, \quad \gamma_0 = \left( 1 - \left( \frac{v_0}{c} \right)^2 \right)^{-1/2},$$

$$V_i = \frac{v_i}{v_0}, \quad u_i = \omega t_i - \omega y / v_0, \quad \vartheta_0 = \frac{L\omega}{v_0}, \quad \gamma_i = \left( 1 - \left( \frac{v_i}{c} \right)^2 \right)^{-1/2}, \quad \vartheta_k = \Gamma \ell_k, \quad (7)$$

$$\sigma_a = \frac{(\gamma_0 - 1) \lambda}{2\pi\beta_0} \frac{\lambda}{d}; \quad \xi_k = \sum_m \frac{\dot{U}_m^\pm}{U_0}, \quad \dot{U}_m^\pm = \dot{E}_{\pm mn} d, \quad \sigma_p = \frac{eI_0}{\omega^2 \pi v_0 m_0 \varepsilon_0 a' b'}.$$

где  $y$  – продольная координата электрона,  $L$  – длина ЛБВ,  $\ell_k$  – длина отрезка волновода;  $a'b'$  – размеры канала дрейфа прямоугольного сечения,  $d$  – длина зазора в волноводе, равна ширине узкой стенки волновода  $b$ ,  $\omega$  – опорная частота,  $\xi_k$  – относительное напряжение на зазоре, полученное с учетом прямых и обратных волн, возбуждаемых электронным потоком в других зазорах, и рассчитываемое по алгоритмам, приведенным в [6, 7].

После нормировки (6) получим релятивистское уравнение движения крупной частицы:

$$\frac{dV_i}{dT} = \frac{\vartheta_0}{\gamma_i^3 V_i} [-\sigma_a \text{Re}(\xi_k e^{j(u_i + \vartheta_0 T + \vartheta_k)}) \varepsilon^0(T - T_{ok}) + \sigma_p F_p], \quad (8)$$

$$\frac{du_i}{dT} = \vartheta_0 \left( \frac{1}{V_i} - 1 \right), \quad (9)$$

где

$$F_p = \frac{1}{N_e} \sum_{j=1}^{N_e} \varepsilon_p \left( \frac{|u_i - u_j|}{\pi} \right) \text{sign}(u_j - u_i), \quad (10)$$

$\varepsilon^0(T - T_0)$  – весовая функция пространственного распределения поля зазора, рассчитывается методом сеток,  $\varepsilon_p(y)$  – весовая функция распределения напряженности поля пространственного заряда, определяется с использованием периодизированных полей крупных частиц прямоугольной формы (подробно описана в [6, 8]).

Уравнения (5), (8), (9) образуют самосогласованную нелинейную систему уравнений TWT WB. После определения наведенных в зазорах волновода токов  $J_k$ , возбуждающих соответствующие четырехполюсники, используется алгоритм расчета ЛБВ, описанный в [6, 7]. Заметим, что для выполнения условия синхронизма, т. е. постоянства фазы СВЧ поля при прохождении электронным сгустком зазоров в волноводе (рис. 1,  $a$ ), использовалась оптимизация распределения коэффициента фазы четырехполюсников (эквивалентных отрезкам волновода). В четырех-шести точках задавалось первое приближение распределения коэффициента фазы на всех четырехполюсниках, а затем для аппроксимации использовался аппарат атомарных функций. Подробное описание этой методики приведено в [7].

## Результаты расчетов и их обсуждение

При выборе размеров прямоугольных волноводов, каналов дрейфа, ускоряющих напряжений, токов луча необходимо учитывать следующие факторы.

Угол пролета электрона в зазорах волноводов должен быть мал. В СМ-диапазоне при размерах узкой стенки 0,5–1,0 см лишь при ускоряющих напряжениях более 200 кВ можно получить приемлемые результаты. При выборе тока электронного луча необходимо учитывать следующее. В связи с небольшим эквивалентным сопротивлением волновода и низким сопротивлением связи при малом токе электронного луча не удастся получить эффективного взаимодействия с ЭМ волной. Только при превышении некоторого порога тока луча получаются приемлемые коэффициент усиления и КПД более 10 %. Таким образом, TWT WB в СМ-диапазоне являются приборами большой мощности.

Проведены расчеты релятивистских TWT WB с ускоряющим напряжением 500 кВ,  $I_0 = 200$  А, длиной волны входного сигнала  $\lambda = 6$  см, размерами волновода –  $a = 4,8$  см,  $b = 1$  см. Оптимизировались длины каналов дрейфа и коэффициенты фаз четырехполосников. Чтобы не было электромагнитной связи между щелями связи по каналам дрейфа, размеры канала дрейфа необходимо выбирать так, чтобы не было распространяющихся мод ( $H_{10}$ ) по каналу [6]. Поэтому выбираем размеры канала дрейфа  $a1 \times b1 = 2,5 \times 0,6$  [см]. Размер пучка электронов  $h \times r = 2 \times 0,4$  [см]. Тогда минимальная длина волны, на которой может работать усилитель без возбуждения, должна быть больше 5 см. Для числа зазоров  $N = 33$  при оптимизации получен электронный КПД  $\eta_e = 0,566$ , коэффициент усиления  $K_p = 34,4$  дБ – вариант А1. Частотная характеристика, зависимость коэффициента усиления по мощности  $K_p$  от относительной частоты  $w = f/f_0$  приведена на рис. 2, кривая 1. Полоса частот усиления около 8–9%.

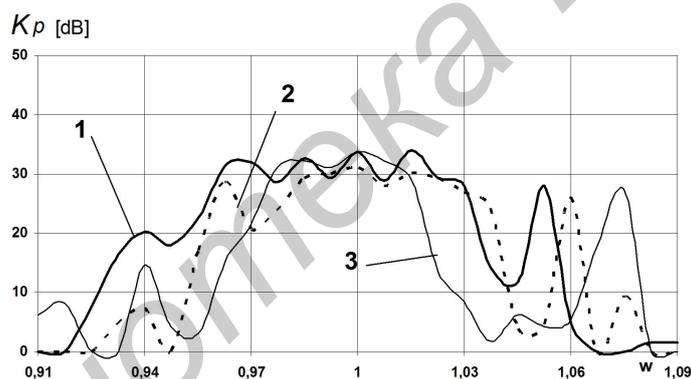


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления по мощности  $K_p$  от относительной частоты  $w = f/f_0$ :  
1 – вариант А1, 2 – вариант А2, 3 – вариант А3

Проведен расчет TWT WB, вариант А2, для размеров канала дрейфа  $a1 \times b1 = 2 \times 0,6$  [см], размер пучка электронов  $h \times r = 1,5 \times 0,4$  [см]. Для числа зазоров  $N = 33$  получен электронный КПД  $\eta_e = 0,565$ , коэффициент усиления  $K_p = 32,2$  дБ – вариант В2. Частотная характеристика этого варианта приведена на рис. 2, кривая 2. Полоса частот усиления – около 8–9 %.

Проведен расчет TWT WB, вариант А3, для размеров канала дрейфа  $a1 \times b1 = 1,2 \times 1,2$  [см], размер пучка электронов  $h \times r = 0,8 \times 0,8$  [см]. Для числа зазоров  $N = 33$  получен электронный КПД  $\eta_e = 0,524$ , коэффициент усиления  $K_p = 33,9$  дБ. Частотная характеристика этого варианта приведена на рис. 2, кривая 3. Этот вариант эквивалентен TWT WB с пучком цилиндрической формы с соответствующими размерами пучка и канала дрейфа. Полоса частот усиления почти в два раза меньше, чем в вариантах А1, А2 с ленточными пучками, рис. 2.

Проведены расчеты релятивистской двухсекционной [6] с последовательным соединением секций. Ускоряющее напряжение 500 кВ,  $I_0 = 200$  А. Первая секция – регулярная, число зазоров  $N = 17$ , вторая секция – нерегулярная, число зазоров  $N = 17$ . Размеры канала дрейфа  $a1 \times b1 = 2,5 \times 0,6$  [см], размер пучка электронов  $h \times r = 2 \times 0,4$  [см]. Получен электронный КПД  $\eta_e = 0,598$ , коэффициент усиления  $K_p = 54,14$  дБ – вариант А4.

## Заклучение

Предложены математическая модель и алгоритм расчета релятивистских ЛБВ на волнообразно изогнутом волноводе с ленточными электронными пучками. Использовалась методика оптимизации распределений коэффициентов фаз эквивалентных четырехполосников. Для аппроксимации распределений коэффициентов фаз использовался аппарат атомарных функций. Показано, что в СМ-диапазоне расчетный электронный КПД достигает 56 %, коэффициент усиления по мощности односекционных ЛБВ – 34 дБ, двухсекционных – 54 дБ, полоса усиления – 8 %. Полоса частот усиления ЛБВ с пучком цилиндрической формы почти в два раза меньше, чем в ЛБВ с ленточными пучками. Распределение КПД и усиления в полосе частот – неравномерно.

## Список литературы

1. Аксенчик А.В., Кураев А.А. Релятивистские ЛБВ на волнообразно изогнутом прямоугольном волноводе // Материалы 13-й Междунар. Крымской микроволновой конф. «КрыМиКо». Севастополь, 2003. С. 241–242.
2. Аксенчик А.В. Моделирование и оптимизация нерегулярных ЛБВ, ЛОВ типа «О» // Докл. БГУИР. 2004. № 2 (6). С. 78–90.
3. Reseach on X-band sheet beam electron optics system / Ding Zhao [et al.] // IVEC 2012. P. 173–174.
4. Theory and experimental investigation on the high performance transport of sheet electron beam for the XSBK and XSBK / Cunjun Ruan [et al.] // IVEC 2012. P. 147–148.
5. Multi- kW sheet beam amplifiers at Ka and W bands / Pascour J. [et al.] // IVEC 2014. P. 19–20.
6. Аксенчик А., Кураев А., Киринович И. Усилители и генераторы О-типа миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн (теория и оптимизация). Германия: Palmarium Academic Publishing, 2014. 154 с.
7. Аксенчик А.В., Кравченко В.Ф. Оптимизация ЛОВ и ЛБВ О-типа на волнообразно изогнутых прямоугольных волноводах для миллиметрового и субмиллиметрового диапазона длин волн // Успехи современной радиоэлектроники. 2007. № 10. С. 46–56.
8. Аксенчик А.В., Киринович И.Ф. Поля пространственного заряда плоских пучков // Вес. Нац. акад. навук Беларусі. Сер. фіз.-тэхн. навук. 2011. № 2. С. 97–107.

## References

1. Aksenchik A.V., Kuraev A.A. Reljativistskie LBV na volnoobrazno izognutom prjamougol'nom volnovode // Materialy 13-j Mezhdunar. Krymskoj mikrovolnovoј konf. «KryMiKo». Sevastopol', 2003. S. 241–242. (in Russ.)
2. Aksenchik A.V. Modelirovanie i optimizacija nereguljarnyh LBV, LOV tipa «O» // Dokl. BGUIR. 2004. № 2 (6). S. 78–90. (in Russ.)
3. Reseach on X-band sheet beam electron optics system / Ding Zhao [et al.] // IVEC 2012. P. 173–174.
4. Theory and experimental investigation on the high performance transport of sheet electron beam for the XSBK and XSBK / Cunjun Ruan [et al.] // IVEC 2012. P. 147–148.
5. Multi- kW sheet beam amplifiers at Ka and W bands / Pascour J. [et al.] // IVEC 2014. P. 19–20.
6. Aksenchik A., Kuraev A., Kirinovich I. Usiliteli i generatory O-tipa millimetrovogo i submillimetrovogo diapazonov dlin voln (teorija i optimizacija). Germanija: Palmarium Academic Publishing, 2014. 154 s. (in Russ.)
7. Aksenchik A.V., Kravchenko V.F. Optimizacija LOV i LBV O-tipa na volnoobrazno izognutyh prjamougol'nyh volnovodah dlja millimetrovogo i submillimetrovogo diapazona dlin voln // Uspehi sovremennoj radiojelektroniki. 2007. № 10. S. 46–56. (in Russ.)
8. Aksenchik A.V., Kirinovich I.F. Polja prostranstvennogo zarjada ploskih puchkov // Ves. Nac. akad. navuk Belarusi. Ser. fiz.-tjehn. navuk. 2011. № 2. S. 97–107. (in Russ.)

## Сведения об авторах

Аксенчик А.В., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры вычислительных методов и программирования Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

## Information about the authors

Aksenchik A.V., D.Sci., professor, professor of Computational methods and programming department of Belarusian state university of informatics and radioelectronics.

Киринович И.Ф., к.ф.-м.н., доцент кафедры инженерной психологии и эргономики Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

**Адрес для корреспонденции**

220013, Республика Беларусь,  
г. Минск, ул. П. Бровки, д. 6,  
Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники  
тел. +375-44-702-00-95;  
e-mail: aksenchik@bsuir.by  
Аксенчик Анатолий Владимирович

Kirinovich I.F., PhD, associate professor of engineering psychology and ergonomics department of Belarusian state university of informatics and radioelectronics.

**Address for correspondence**

220013, Republic of Belarus,  
Minsk, P. Brovka st., 6,  
Belarusian state university  
of informatics and radioelectronics  
tel. + 375-44-702-00-95;  
e-mail: aksenchik@bsuir.by  
Aksenych Anatoly Vladimirovich