

# РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ГЕЛИТРОН

А.А. КУРАЕВ, В.В. МАТВЕЕНКО

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Республика Беларусь*

*Поступила в редакцию 28 сентября 2017*

**Аннотация.** Сформулированы нелинейные уравнения и на их основе проведен анализ и оптимизация генератора СВЧ нового типа – релятивистского гелитрона. Это прибор с центробежной электростатической фокусировкой осесимметричного винтового релятивистского электронного потока, взаимодействующего с  $H_{n1l}$  модой электромагнитного поля коаксиального резонатора. На основе численного моделирования и оптимизации показано, что его эффективность превосходит эффективность релятивистских лампы бегущей волны (ЛБВ) и лампы обратной волны (ЛОВ).

*Ключевые слова:* гелитрон, сверхпроводимость, центробежно-электростатическая фокусировка.

**Abstract.** This paper formulates nonlinear equations for the microwave generator of a new type – relativistic helitron and performs analysis and optimization on this basis. It is a device with centrifugal electrostatic focusing of an axisymmetric helical relativistic electron beam interacting with the  $H_{n1l}$  mode of the electromagnetic field of a coaxial resonator. On the basis of numerical simulation and optimization it's shown that its efficiency exceeds the efficiency of relativistic traveling wave tube (TWT) and back wave tube (BWT).

*Keywords:* helitron, superconductivity, centrifugal-electrostatic focusing.

**Doklady BGUIR. 2017, Vol. 109, No. 7, pp. 60-65**

**Relativistic helitron**

**A.A. Kurayev, V.V. Matveyenko**

## Введение

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 [1].

Периодическая электростатическая фокусировка неэффективна для мощных РЭП. В отличие от нее центробежно-электростатическая фокусировка является абсолютно устойчивой [2, 3] и может и быть использована в генераторе типа гелитрона [2, 4]. В [2, 4] исследованы схемы низковольтных гелитронов ( $V_0 = 1000\text{--}2000$  В) с двух- и четырехламельным внутренним проводником. Такая конструкция (и низкие  $V_0$ ) делает гелитрон принципиально длинноволновым (частота вращения электронов  $\omega_{\tilde{n}} \sim \sqrt{V_0}$ , т. е. невелика при малых  $V_0$ ).

Использование в гелитроне коаксиального резонатора на модах  $H_{n1l}$  и релятивистского потока, как это предложено в [2], делает этот прибор работоспособным вплоть до миллиметрового диапазона длин волн.

## Схема конструкции релятивистского гелитрона.

На рис. 1 изображена схема конструкции релятивистского гелитрона, состоящего из электронной пушки Харриса [5] (может быть использована безмагнитная спиральная пушка Чернова [3]), коаксиального резонатора с режекторными радиальными фильтрами на концах и коллектора.

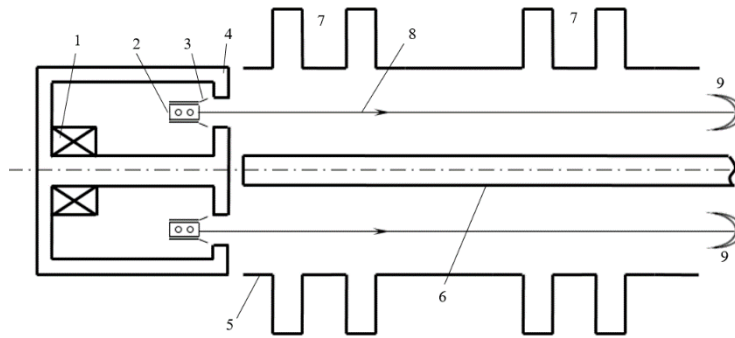


Рис. 1. Схема конструкции коаксиального гелитрона: 1 – магнитная катушка; 2 – кольцевой термокатод (может применяться и катод со взрывной эмиссией); 3 – прикатодный электрод (венельт); 4 – анод, являющийся также магнитным экраном и магнитопроводом закручивающей электронный поток магнитной системы; 5 – внешний цилиндр коаксиала; 6 – внутренний проводник коаксиала; 7 – режекторные радиальные фильтры на концах образуемого ими коаксиального резонатора; 8 – моновинтовой электронный поток; 9 – кольцевой коллектор

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

Если резонатор настроен на моду  $H_{n1l}$  с частотой собственных колебаний  $\omega$ , то резонансное взаимодействие с электронным пучком наступает при условии  $\left(1 \mp \beta_{z0} / \beta_0\right) \omega = \partial \omega_n$ .

Здесь  $\beta_\phi$  – фазовая скорость волны  $H_{n1}$  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  $b_1, b_2, r_0$ .

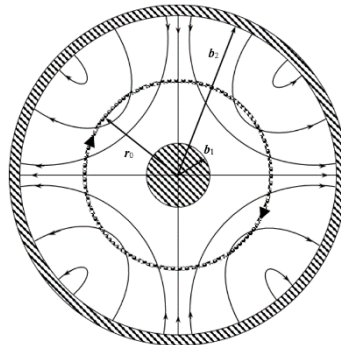


Рис. 2. Поперечное сечение области взаимодействия гелитрона

### Нелинейные уравнения математической модели релятивистского гелитрона.

При формулировке нелинейных уравнений релятивистского гелитрона использовались метод крупных частиц, теории релятивистского движения электронов и теория электромагнитного поля, развитые в [2, 6, 7]. Ниже приведены безразмерные уравнения движения электрона и формулы компонент поля  $H_{n1l}$  моды коаксиального резонатора.

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

$0 \leq z \leq d$ ,  $i$  – номер электрона (крупной частицы),  $i = \overline{1, N}$ .

Здесь:  $\gamma_i = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_i^2}} = \sqrt{1 + P_{ri}^2 + P_{\varphi i}^2 + P_{zi}^2}$ ,  $\beta_i = v_i/c$ ,  $\beta_{ri} = v_{ri}/c$ ,  $\beta_{zi} = v_{zi}/c$ ,  $v_{z \varphi i} = v_{\varphi i}/c$ ,  $c$  – 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.

Начальные условия к системе (1) имеют вид:

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

$$r_i(0) = \frac{n}{S} \sqrt{\frac{E_r^0}{\gamma(0)}}, \quad E_r^0 = \beta_{\varphi 0}^2 \gamma(0), \quad F_r^0 = E_r^0 / r_i(z). \quad (3)$$

Безразмерные составляющие синхронной компоненты поля  $H_{ni}$  моды с круговой поляризацией имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_r = A_0 n/r_i F_{n1} \cos(n\varphi_i - \theta_i) \sin(\pi l z/d)/2, \quad E_\varphi = -A_0 \mathcal{F}_{n1} \sin(n\varphi_i - \theta_i) \sin(\pi l z/d)/2, \\ B_r = -A_0 \mathcal{F}_{n1} \cos(n\varphi_i - \theta_i) \cos(\pi l z/d)/2, \quad B_\varphi = A_0 \pi l/d n/r_i F_{n1} \sin(n\varphi_i - \theta_i) \cos(\pi l z/d)/2, \\ B_z = -A_0 (1 - (\pi l/d)^2) F_{n1} \cos(n\varphi_i - \theta_i) \sin(\pi l z/d)/2. \end{array} \right. \quad (4)$$

Здесь:

$$F_{n1} = J_n(\chi_{n1} r_i/b_1) / J'_n(\chi_{n1}) - N_n(\chi_{n1} r_i/b_1) / N'_n(\chi_{n1}),$$

$$\mathcal{F}_{n1} = \chi_{n1}/b_1 [J'_n(\chi_{n1} r_i/b_1) / J'_n(\chi_{n1}) - N'_n(\chi_{n1} r_i/b_1) / N'_n(\chi_{n1})], \quad \chi_{n1} - \text{корень уравнения,}$$

$J'_n(\chi_{n1}) / N'_n(\chi_{n1}) = J'_n(\alpha \chi_{n1}) / N'_n(\alpha \chi_{n1})$ ,  $\alpha = b_2/b_1$ ,  $J_n(x)$  – 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

$$\eta(z) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{\gamma_0 - \gamma_i(z)}{\gamma_0 - 1}. \quad (5)$$

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).

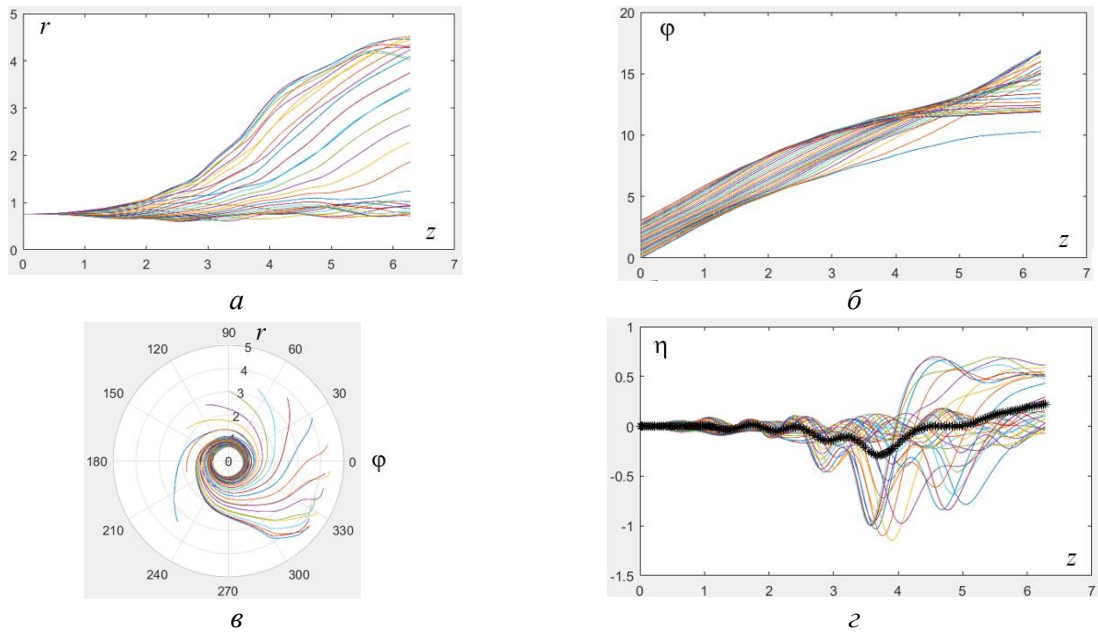


Рис. 3. Траектории электронов  $i = 1 \dots 256$  в плоскости  $r, z$  (а), фазовые траектории электронов (б), орбитальные траектории электронов (в), распределение  $\eta_i$  и  $\eta$  вдоль  $z$ -оси области взаимодействия (г) (результаты получены на основе данных, соответствующих варианту 1)

На рис. 3, б видна фазовая (орбитальная) группировка электронов в области  $d = 3,5 \dots 5,5$ . Из рис. 3, в следует, что основная масса электронов, отдавая энергию, уменьшает радиус орбиты; число ускоренных электронов с увеличенным  $r_i$  относительно мало. На рис. 3, г приведены зависимости индивидуальных  $\eta_i(z)$ . Укрупненная линия указывает  $\eta(z)$  в приборе. В итоге при  $z = d$   $\eta = 0,2213$ .

*Вариант 2.* ( $N = 256$ )

Взаимодействие с попутной парциальной волной колебания  $H_{211}$ :  $S = 0,5086$ ;  $n = 2$ ;  $d = 2\pi$ ;  $l = 1$ ;  $A_0 = 0,0438$ ;  $b_1 = 0,5528$ ;  $\alpha = 30,3935$ ;  $\beta_{\varphi 0} = 0,3517$ ;  $q = \beta_{\varphi 0} / \beta_{z 0} = 2,5512$ ;  $\eta = 0,4834$ .

На рис. 4 представлены основные зависимости, иллюстрирующие процесс взаимодействия в гелитроне (вариант 2).

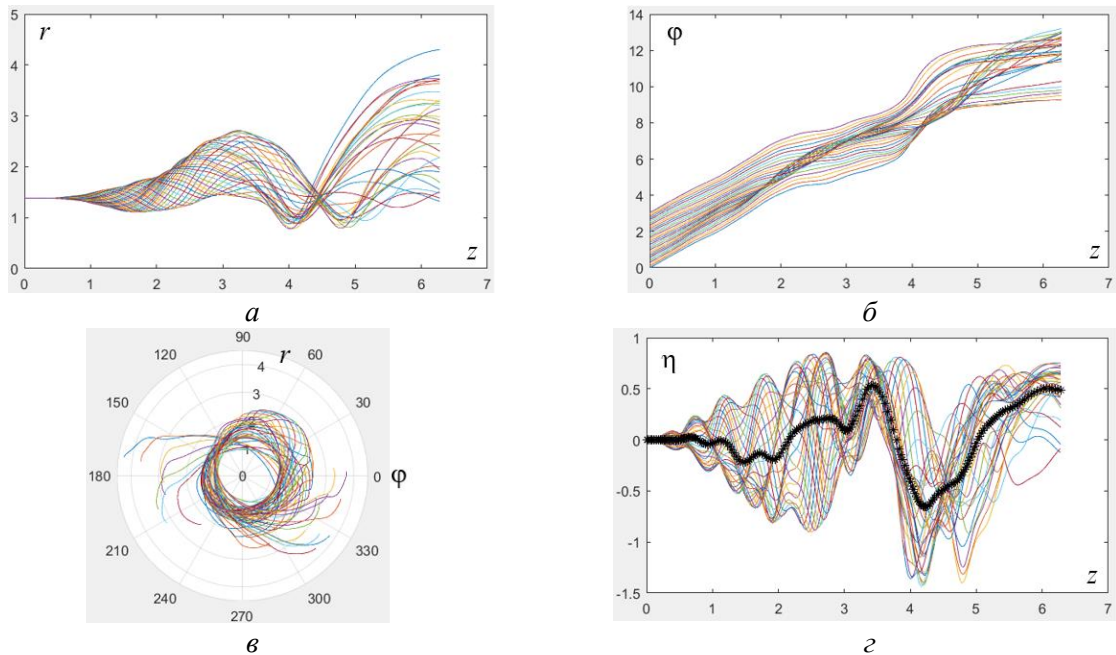


Рис. 4. Траектории электронов  $i = 1 \dots 256$  в плоскости  $r, z$  (а), фазовые траектории электронов (б); орбитальные траектории электронов (в); распределение  $\eta_i$  и  $\eta$  вдоль  $z$ -оси области взаимодействия (г) (результаты получены на основе данных, соответствующих варианту 2)

На рис. 4, *a* представлены траектории электронов различных  $i$  в плоскости  $r, z$ . На рис. 4, *б* видна фазовая (орбитальная) группировка электронов в области  $d = 4 \dots 5$ . Из рис. 4, *в* следует, что основная масса электронов, отдавая энергию, уменьшает радиус орбиты. В соответствии с рис. 4, *з* можно сделать вывод о том, что  $z = d$ ,  $\eta = 0,4834$  (укрупненная линия указывает  $\eta(z)$  в приборе).

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  $H_{211}$ :  $S = 0,8925$ ;  $n = 2$ ;  $d = 4\pi$ ;  $l = 4$ ;  $A_0 = 0,0211$ ;  $b_1 = 0,5945$ ;  $\alpha = 4,7836$ ;  $\beta_{\varphi 0} = 0,7782$ ;  $q = \beta_{\varphi 0}/\beta_{z0} = 2,72$ ;  $\eta = 0,2743$ .

### Заключение

Проведенные расчеты указывают на то, что эффективность релятивистского гелитрона превосходит эффективность однородных релятивистских ЛБВ-ЛЮВ, КПД которых лежит в пределах  $0,1 \dots 0,2$ . 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  $\omega_c = \sqrt{\frac{e \nabla V}{m r_0}}$ .

Изменяя разность потенциалов между внешним и внутренним проводниками коаксиала  $\Delta V$ , можно управлять частотой сигнала.

### Список литературы

1. Концептуальный проект ускорительного комплекса Nuclotron – based Ion Collider. Дубна: ОИЯИ, 2008. 51 с.
2. Кураев А.А. Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками. Минск: Наука и техника, 1971. 312 с.
3. Чернов З.С. Методы фокусировки электронов в современных приборах СВЧ // Труды ИРЭ АН СССР. 1958. Т.3, № 10. С. 1227–1235.
4. Pantell R. Small-signal analysis of the helectron oscilator // IRE Trans. 1960. ED-7, Vol. 1. P. 20–31.
5. Сушков А.Д. Вакуумная электроника. Физико-технические основы. М.: Лань, 2004. 404 с.
6. Кураев А.А. Мощные приборы СВЧ. Методы анализа и оптимизации параметров. М.: Радио и связь, 1986. 208 с.
7. Кураев А.А., Попкова Т.Л., Синицын А.К. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: ИНФРА-М, 2016. 424 с.

### References

1. Kontseptual'nyy proyekt uskoritel'nogo kompleksa Nuclotron – based Ion Collider. Dubna: OIYAI, 2008. 51 s. (in Russ.)
2. Kurayev A.A. Sverkhvysokochastotnyye pribory s periodicheskimi elektronnyimi potokami. Minsk: Nauka i tekhnika, 1971. 312 s. (in Russ.)
3. Chernov Z.S. Metody fokusirovki jelektronov v sovremennyh priboborah SVCh // Trudy IRJe AN SSSR. 1958. T.3, № 10. S. 1227–1235. (in Russ.)
4. Pantell R. Small-signal analysis of the helectron oscilator // IRE Trans. 1960. ED-7, Vol. 1. P. 20–31.
5. Sushkov A.D. Vakuumnaya elektronika. Fiziko-tekhnicheskiye osnovy. M.: Lan', 2004. 404 s. (in Russ.)
6. Kurayev A.A. Moshchnyye pribory SVCH. Metody analiza i optimizatsii parametrov. M.: Radio i svyaz'. 1986. 208 s. (in Russ.)
7. Kurayev A.A., Popkova T.L., Sinityn A.K. Elektrodinamika i rasprostraneniye radiovoln. M.: INFRA-M, 2016. 424 s. (in Russ.)

Кураев А.А., д.ф.-м.н., профессор, профессор кафедры информационных радиотехнологий Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Kurayev A.A., D.Sci., professor, professor of information radiotechnologies department of Belarusian state university of informatics and radioelectronics

Матвеевко В.В., к.ф.-м.н., доцент, доцент кафедры вычислительных методов и программирования Белорусского государственного университета информатики и радиоэлектроники.

Matveenko V.V., PhD., associate professor, associate professor of computational methods and programming department of Belarusian state university of informatics and radioelectronics.

**Адрес для корреспонденции**

220013, Республика Беларусь,  
г. Минск, ул. П. Бровки, д. 6,  
Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники  
тел. +375-17-293-84-98;  
e-mail: kurayev@bsuir.by  
Кураев Александр Александрович

**Address for correspondence**

220013, Republic of Belarus,  
Minsk, P. Brovka st., 6,  
Belarusian state university of  
informatics and radioelectronics  
tel. +375-17-293-84-98;  
e-mail: kurayev@bsuir.by  
Kurayev Aleksandr Aleksandrovich