

К НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ЭЛЕКТРОМАГНИТНОМ ПОЛЕ ОРБИТРОНА

Ю.В. Кириченко, О.В. Мануйленко, И.Н. Онищенко*

*Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”,
Харьков, Украина*

**E-mail: ovm@kipt.kharkov.ua*

Численно исследована нелинейная динамика электронов в электромагнитном поле орбитрона, для которого вычислен электронный КПД. Оптимизированное по амплитуде волны и параметру несинхронности значение КПД составляет 17%.

1. ВВЕДЕНИЕ

Нелинейные явления в СВЧ-усилителях и генераторах, работа которых основана на взаимодействии вращающихся электронных потоков с вращающимися электромагнитными полями, широко описаны в литературе (см., например, [1]). Прежде всего, следует отметить исследования, посвященные нелинейным эффектам в приборах с центробежно-электростатической фокусировкой (ЦЭФ) [2] и в гиротронах [3]. В этих работах обмен энергией между электронами и волной обычно исследуется в зависимости от продольной координаты z резонатора или волновода. Это связано с тем, что “отработавшие” электроны-осцилляторы в гиротронах и системах с ЦЭФ выводятся из пространства взаимодействия за счет продольной компоненты скорости V_z , а усиливаемая волна распространяется вдоль оси z . В орбитроне же электроны вращаются в плоскости, перпендикулярной оси z , и покидают пространство взаимодействия, оседая на заряженную нить. В этом случае следует анализировать зависимость энергообмена от времени. Исследования нелинейной динамики электронов в орбитроне необходимы для понимания механизмов обмена энергией между электронами и волной, а также зависимости эффективности энергообмена от параметров электронного пучка и волны. Отсутствие подобных работ побудило провести настоящие исследования.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

В орбитроне нерелятивистские электроны движутся в поле заряженной нити. При этом за группировку электронов-осцилляторов ответственна зависимость частоты их вращения вокруг заряженной нити от энергии, т.е. неизохронность. Отметим, что в гиротроне, в отличие от рассматриваемого случая, неизохронность осцилляторов определяется релятивистским эффектом [4].

В [5] показано, что плотность электронного облака в орбитроне мала:

$$\Omega \ll \omega, \quad (1)$$

где Ω – плазменная частота электронов в орбитроне, ω – частота излучения. Поэтому, при

исследовании динамики электронов в поле электромагнитных волн орбитрона можно ограничиться кинематическим приближением, т.е. пренебречь полем пространственного заряда пучка, оставив в уравнениях движения лишь собственные моды холодной системы, а сам пучок представить ансамблем невзаимодействующих между собой электронов с некоторым распределением по фазе, которое обычно предполагается однородным. Часто используемое приближение заданного поля значительно упрощает оценку эффективности взаимодействия потоков электронов с возбуждаемыми полями. Отметим, что кинематическое приближение и приближение заданного поля широко используются при нелинейном анализе усиления и генерации электромагнитных волн в системах с прямолинейными и вращающимися потоками электронов [1, 6-12]. Эти приближения достаточно хорошо описывают обмен энергией между электронными пучками и волнами как на линейной, так и на нелинейной стадиях взаимодействия. Рассматриваемая в работе задача является двумерной. В связи с этим оценка максимального электронного КПД проводится с учетом нелинейности движения частиц в заданном поле и оптимизации электронного КПД по заданной расстройке. Нелинейность движения электронов изменяет эффективность энергообмена через эволюцию группировки частиц пучка в волне, а вариация расстройки отображает ее эволюцию из-за изменения усредненного по частицам радиуса пучка при взаимодействии с возбуждаемой волной, а также ее нелинейное изменение в самосогласованной задаче.

Рассмотрим высокочастотный коаксиальный цилиндрический резонатор орбитрона. Внутренним цилиндром резонатора является тонкая проводящая положительно заряженная нить с радиусом a , создающая радиальное электростатическое поле

$$E_o(r) = 2Q/r, \quad (2)$$

где Q – линейная плотность заряда нити, r – радиальная координата. Внешний цилиндр резонатора имеет радиус b . В отсутствие собственных волн резонатора нерелятивистский электрон массой m_e может двигаться вблизи нити по окружности радиуса r_0 ($a < r_0 < b$) со скоростью V_0

$$V_Q = \sqrt{2eQ/m_e}. \quad (3)$$

Рассмотрим взаимодействие нерелятивистских электронов с Н-волной, бегущей в азимутальном направлении и однородной в аксиальном направлении:

$$\begin{aligned} E_r &= E_r(r) \sin \Phi_N(t, \varphi), \\ E_\varphi &= E_\varphi(r) \cos \Phi_N(t, \varphi), \\ H_z &= H_z(r) \sin \Phi_N(t, \varphi), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\Phi_N(t, \varphi) = m\varphi - \omega t$, $m = 1, 2, 3, \dots$, φ – азимутальный угол, t – время.

В [13] исследована линейная стадия генерации излучения в орбитроне, когда выполнено условие

$$|kr_o| \ll 2\sqrt{m}, \quad (5)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda_o}$, λ_o – длина волны излучения.

Приближение (5) полностью оправдано с практической точки зрения. Действительно, радиус внутреннего цилиндра коаксиального резонатора a , соответствующий экспериментам [14], равен $a \approx 0.01 \dots 0.04$ мм. Тогда для основной волны с $m=1$, которая, как показано в [13], играет основную роль, приближение (5) справедливо для $\lambda_o \gg 0.03 \dots 0.1$ мм. Именно такие длины волн получены экспериментально в орбитроне [5, 14, 15].

Из уравнений Максвелла несложно получить, что амплитуды волны (4) при выполнении условий (5), определяются выражениями:

$$E_{r,\varphi}(r) = E_N \left((r/a)^{m-1} \pm (a/r)^{m+1} \right), \quad (6)$$

где E_N – постоянная амплитуда. Соотношения (6) позволяют установить следующую связь между $E_r(r)$ и $E_\varphi(r)$:

$$E_r(r) = S_N(r) E_\varphi(r), \quad S_N(r) = \frac{(r/a)^{2m} + 1}{(r/a)^{2m} - 1}. \quad (7)$$

Система дифференциальных уравнений, описывающая динамику электронов пучка в поле (2) и в поле вращающейся волны (4), включает в себя уравнения движения в цилиндрических координатах r , φ и уравнение для фазы $\Phi_N(t, \varphi)$. С учетом (7) она имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dV_\varphi}{dt} + \frac{V_\varphi V_r}{r} &= -\frac{eE_\varphi(r)}{m_e} \cos \Phi_N, \\ \frac{dV_r}{dt} + \frac{V_Q^2}{r} - \frac{V_\varphi^2}{r} &= -S_N(r) \frac{eE_\varphi(r)}{m_e} \sin \Phi_N, \\ \frac{dr}{dt} &= V_r, \quad \frac{d\Phi_N}{dt} = \frac{mV_\varphi}{r} - \omega, \end{aligned} \quad (8)$$

где V_φ и V_r – азимутальная и радиальная скорости электрона с начальными условиями для электронов:

$$r|_{t=0} = r_o, V_r|_{t=0} = 0, V_\varphi|_{t=0} = V_Q, \Phi_N|_{t=0} = \Phi_{N0}.$$

В безразмерных переменных $\theta = \omega t$, $u_\varphi = V_\varphi/V_Q$, $u_r = V_r/V_Q$, $x_N = r\omega/V_Q$, $\mu_N = eE_\varphi(r)/m_e V_Q \omega$ система (8) имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{du_\varphi}{d\theta} + \frac{u_\varphi u_r}{x_N} &= -\mu_N \cos \Phi_N, \\ \frac{du_r}{d\theta} + \frac{1}{x_N} - \frac{u_\varphi^2}{x_N} &= -\mu_N S_N \sin \Phi_N, \\ \frac{dx_N}{d\theta} &= u_r, \quad \frac{d\Phi_N}{dt} = \frac{mu_\varphi}{x_N} - 1, \end{aligned} \quad (9)$$

с начальными условиями: $u_r|_{\theta=0} = 0$, $u_\varphi|_{\theta=0} = 1$,

$$x_N|_{\theta=0} = x_{N0} = r_o \omega / V_Q, \quad \Phi_N|_{\theta=0} = \Phi_{N0}.$$

Из (6), (7) следует, что для основной гармоники на расстояниях от нити порядка нескольких ее радиусов a , зависимость компонент поля $E_r(r)$ и $E_\varphi(r)$ от r становится слабой, а $S_N(r) \approx 1$. При этом величина μ_N в (9) практически постоянна.

Полная энергия W_t электрона в орбитроне определяется выражением:

$$W_t = m_e (V_r^2 + V_\varphi^2) / 2 + 2eQ \ln(r/r'). \quad (10)$$

В начальный момент времени полная энергия равна

$$W_{t0} = m_e V_Q^2 / 2 + 2eQ \ln(r_o/r'), \quad (11)$$

где r' – координата точки отсчета потенциала. Естественно отсчитывать потенциал от точки r_o , так как в начальный момент времени электрон имеет именно эту координату, попадая в поле волны (4), после чего начинает обмениваться с ней энергией. Поэтому обмен полной энергии электронного потока с волной определяется величиной

$$\eta_t = (W_{t0} - \overline{W}_t) / W_{t0}, \quad (12)$$

которую мы будем называть электронным коэффициентом полезного действия, где черта означает усреднение по начальной фазе Φ_{N0} на интервале $0 \leq \Phi_{N0} \leq 2\pi$. Из (10)-(12) видно, что величина η_t не зависит от r' и определена однозначно.

В приближении заданного поля величина электронного КПД (12) определяется амплитудой волны μ_N и параметром несинхронности (расстройки) a_s . Параметр несинхронности a_s , характеризующий отклонение скорости электрона от фазовой скорости волны V_{ph} , в начальный момент времени равен:

$$a_s = m/x_{N0} - 1 = (V_Q - V_{ph})/V_{ph}, \quad V_{ph} = r_o \omega / m. \quad (13)$$

С ростом μ_N увеличивается передача энергии электронного потока волне. Как показано в [16, 17], для черенковского резонанса, начиная с некоторого

момента времени, рост амплитуды замедляется, а затем достигает максимума и уменьшается. Это является результатом захвата пучка возбуждаемой волной и переходом сгруппированных сгустков в область ускоряющих фаз. С этого момента времени энергообмен пучка с волной, характеризуемый величиной η_t , изменяет знак. Т.е., функция $\eta_t(\mu_N)$ имеет максимум, который дает максимально возможное значение электронного КПД.

В самосогласованной задаче [16,17] несинхронизм пучка с волной возникает в процессе взаимодействия и определяется величиной линейного инкремента. Для основной гармоники $m = 1$, при выполнении условия (5), несложно получить выражение для линейного инкремента (см. [13]):

$$\text{Im}(\omega) = \frac{\sqrt{3}}{4} \pi^{1/3} \Omega^{2/3} \left\{ \frac{\omega r_o^2}{c} \right\}^{1/3} \left(\frac{\delta r}{b} \right)^{1/3}, \quad (14)$$

где c – скорость света, δr – толщина слоя электронов, ω – частота генерируемого излучения, которая для основной гармоники определяется внешним радиусом коаксиального резонатора:

$$\omega \approx 3\pi c / (4b). \quad (15)$$

Связь параметра несинхронности a_s с линейным инкрементом имеет вид (см. [13]):

$$|a_s| = \text{Im}(\omega) / (\sqrt{3}\omega). \quad (16)$$

Из (14)-(16) несложно получить:

$$|a_s| = \left(\frac{3\pi^2}{256} \right)^{1/3} \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^{2/3} \left(\frac{r_o \delta r}{b^2} \right)^{1/3}. \quad (17)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Система уравнений (9), при $\mu_N = 0$, имеет лагранжиан $L = (\dot{x}_N^2 + x_N^2 \dot{\varphi}^2) - 2 \ln(x_N / \beta)$, где $\beta = b\omega / V_Q$, который не зависит явно от φ . Это означает, что угловой момент $M = x_N u_\varphi$ сохраняется. Энергия электрона, которая также является интегралом движения, может быть представлена в виде: $E = \dot{x}_N^2 + U_{eff}(x_N)$, где введен эффективный потенциал $U_{eff}(x_N) = M^2 / x_N^2 + 2 \ln(x_N / \beta)$, анализ которого показывает, что для частиц с произвольными начальными условиями, которые не осели на внутренний или внешний электроды, движение финитно, а точки поворота определяются аналогично задаче Кеплера из условия $\dot{x}_N = 0$, $E = \text{const}$. При этом частица не останавливается, так как $\dot{\varphi} \neq 0$. Если начальная энергия частицы E_o равна U_{eff}^{\min} , которая определяется выражением:

$$U_{eff}^{\min} = U_{eff}(x_N^* = M = x_N|_{\theta=0} u_\varphi|_{\theta=0}) = 1 + 2 \ln \left(\frac{M}{\beta} \right),$$

то частица движется по окружности $x_N = x_N|_{\theta=0}$. На Рис.1 приведены траектории частиц при различных начальных условиях в полярных координатах $\{x_N, \varphi\}$, полученные при численном решении системы уравнений (9), при $\mu_N = 0$ методом Рунге-Кутты с адаптацией шага. Начальные условия для всех трех рисунков одинаковы: $u_\varphi|_{\theta=0} = 1$, $x_N|_{\theta=0} = 1$, $\varphi|_{\theta=0} = 0$, за исключением начальной радиальной скорости: $u_r|_{\theta=0} = -0.5$ (Рис.1,а), $u_r|_{\theta=0} = -2.0$ (Рис.1,б), и $u_r|_{\theta=0} = 0.0$ (Рис.1,в).

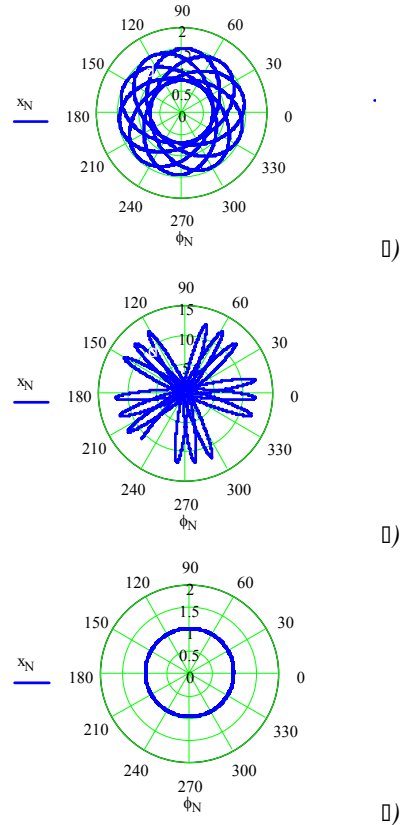


Рис.1. Траектория электрона в орбитроне при $\mu_N = 0$. Начальные условия: $u_r|_{\theta=0} = -0.5$ (а), $u_r|_{\theta=0} = -2.0$ (б), $u_r|_{\theta=0} = 0$ (в). Остальные начальные условия для (а-в) одинаковы: $u_\varphi|_{\theta=0} = 1$, $x_N|_{\theta=0} = 1$, $\varphi|_{\theta=0} = 0$

Как видно из Рис.1, траектории финитны. Частицы движутся вокруг заряженной нити, при этом, в общем случае, их радиальная координата, а также радиальная и азимутальная скорости периодически меняются во времени. Как видно из Рис.1,а,б, с ростом начальной радиальной скорости $u_r|_{\theta=0}$, траектории частиц, оставаясь финитными, становятся более вытянутыми. Рис.1,в соответствует начальным условиям, при которых $E_o = U_{eff}^{\min}$ и частица движется по окружности.

В орбитроне электроны, которые возбуждают электромагнитную волну, появляются в результате пробоя газового промежутка между внутренним и внешним проводниками коаксиала [5]. Столкновения этих электронов с остаточным газом

можно учесть, введя малые диссипативные члены в уравнения для u_φ и u_r системы (9). Это приводит к тому, что частицы скатываются на дно потенциальной ямы

$$U_{eff}(x_N) = M^2 / x_N^2 + 2 \ln(x_N / \beta), \quad \text{которое}$$

определяется условием $x_N^* = x_N |_{\theta=0} u_\varphi |_{\theta=0}$. При этом $u_\varphi \rightarrow 1$, $u_r \rightarrow 0$, что оправдывает выбор начальных условий в (9). На Рис.2, в качестве иллюстрации, приведены зависимости u_φ и u_r от времени θ , полученные при численном решении системы уравнений (9), в которую включены малые диссипативные члены (коэффициенты диссипации $\nu_\varphi = 10^{-6}$ при u_φ и $\nu_r = 10^{-2}$ при u_r), при этом $\mu_N = 0$. Видно, что со временем $u_\varphi \rightarrow 1$, $u_r \rightarrow 0$.

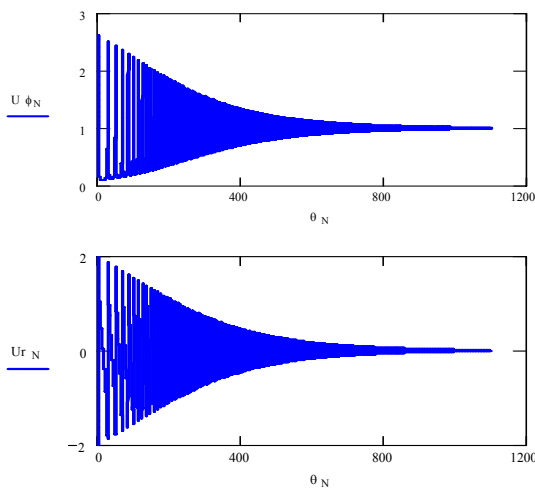


Рис.2. Зависимости азимутальной u_φ и радиальной u_r скоростей от времени θ в орбитроне при $\mu_N = 0$. Начальные условия: $u_r |_{\theta=0} = -2.0$, $u_\varphi |_{\theta=0} = 1$, $x_N |_{\theta=0} = 1$, $\varphi |_{\theta=0} = 0$. В уравнения для u_φ и u_r системы (9) введены малые диссипативные члены

Для вычисления электронного КПД в зависимости от $\mu_{N0} = \frac{eE_N}{m_e V_Q \omega}$ и параметра

расстройки a_s , а также нахождения оптимальных значений этих параметров система уравнений (9) решалась численно методом Рунге-Кутты с адаптацией шага для равномерно распределенных по начальной фазе Φ_{N0} частиц. Ниже приводятся результаты такого численного анализа для a_s , соответствующих или близких к линейной теории [13].

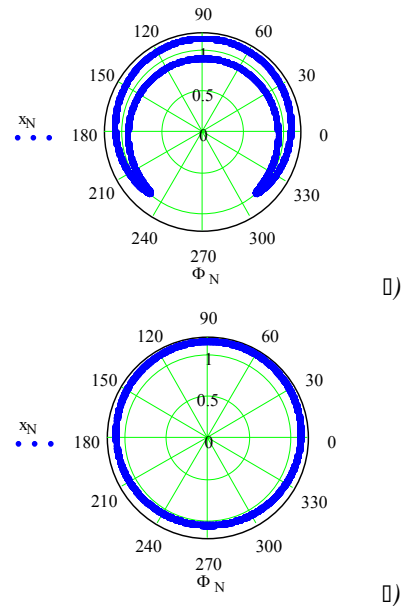


Рис.3. Траектории электрона в орбитроне при $\mu_{N0} = 0,0055$, $a_s = -0,1$

На Рис.3, в полярных координатах $\{x_N, \Phi_N\}$, приведены два типа траекторий для (а) частиц, которые являются захваченными волной и (б) пролетными, полученные при численном решении системы уравнений (9), при $\mu_{N0} = 0.0055$, $a_s = -0.1$. Разделение частиц на захваченные и пролетные определяется их начальными фазами.

Для параметров, соответствующих имеющимся экспериментам [5, 14, 15], выражение (17) дает следующие значения расстройки: $|a_s| = 0.05 \dots 0.1$. На

Рис.4 показано, как меняется η_t с течением безразмерного времени θ для $a_s = -0.1$ при $\mu_{N0} = 0.00125$ (Рис.4,а) и $\mu_{N0} = 0.0125$ (Рис.4,б).

Видно, что величина η_t осциллирует со временем.

При малых амплитудах возбуждаемой волны, на небольших временах, когда можно применять теорию возмущений, эти осцилляции приблизительно совпадают с осцилляциями, полученными аналитически [18]. Такое поведение η_t характерно и

для других значений μ_{N0} и a_s . Следует отметить, что усиливается быстрая, по отношению к электронам, волна, т.к. $\eta_t > 0$ только для $a_s < 0$.

Это является следствием того, что для генерации электроны в орбитроне должны группироваться при переходе от фазы торможения к фазе ускорения. Для этого большая часть электронов должна отставать от волны.

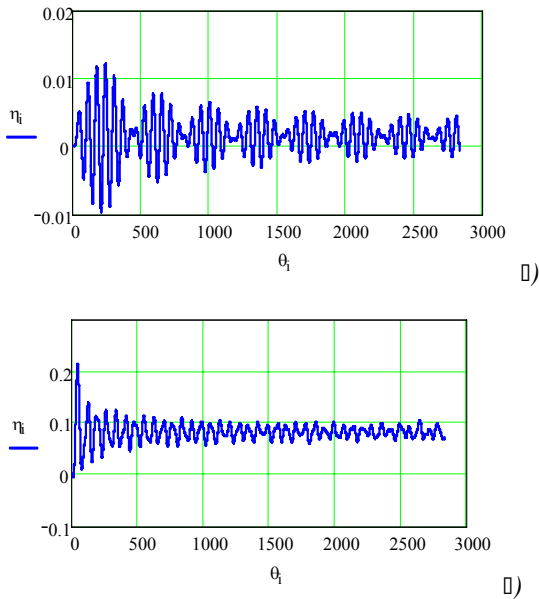


Рис.4. Зависимость электронного КПД η_t от времени при $\mu_{N0} = 0.00125$ (а) и $\mu_{N0} = 0.0125$ (б), $a_s = -0.1$

На Рис.5,а показано, как зависят усредненные по осцилляциям значения $\langle \eta_t \rangle$ от μ_{N0} для $a_s = -0.1$. Значение $\mu_{N0} = 0.0125$ определяет амплитуду поля волны, при которой КПД максимален и равен 8,4%. На Рис.5,б приведена начальная часть Рис.5,а при $\mu_{N0} \in [0; 0.01]$ и показано, что при $\mu_{N0} < 0.003$ $\langle \eta_t \rangle \propto \mu_{N0}^2$, что совпадает с известными аналитическими результатами для КПД в приближении заданного поля [10-12, 18].

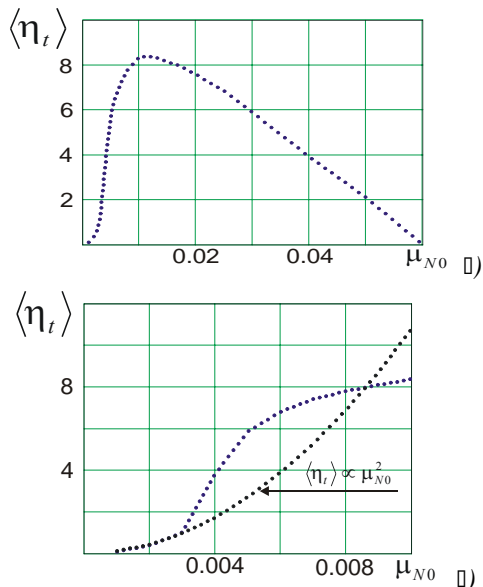


Рис.5. Зависимость электронного КПД $\langle \eta_t \rangle$ в процентах от безразмерной амплитуды поля μ_{N0} при $a_s = -0,1$ (а). При малых μ_{N0} $\langle \eta_t \rangle \propto \mu_{N0}^2$ (б)

На Рис.6 представлены зависимости электронного КПД $\langle \eta_t \rangle$ от μ_{N0} при различных расстройках a_s . Видно, что с ростом расстройки, величина максимального электронного КПД смещается в область больших амплитуд поля.

На Рис.7 приведена зависимость максимального электронного КПД $\langle \eta_t \rangle_{\max}$ от расстройки a_s . Видно, что с ростом расстройки a_s максимальный электронный КПД выходит на насыщение, составляющее величину 17%.

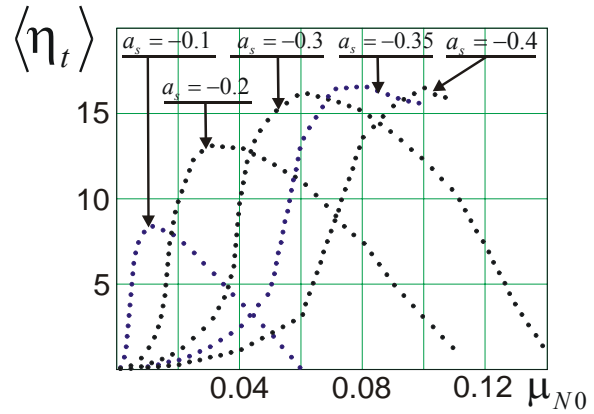


Рис.6. Зависимость электронного КПД $\langle \eta_t \rangle$ в процентах от μ_{N0} при различных расстройках a_s

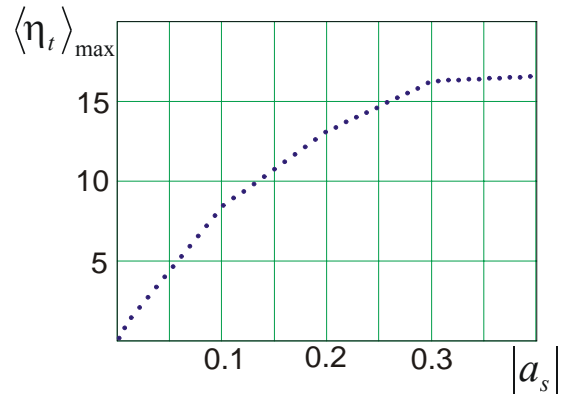


Рис.7. Зависимость максимального электронного КПД $\langle \eta_t \rangle_{\max}$ в процентах от расстройки a_s

Таким образом, нами показано, что в орбитроне энергия электронов преобразуется в энергию излучения с электронным КПД примерно 17%.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А. Кураев. *Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками*. Минск: "Наука и техника". 1971, 312 с.
2. З.С. Чернов. Системы с центробежно-электростатической фокусировкой электронного потока // *Радиотехника и электроника*. 1956, т.1, №11, с.1428-1434.
3. Гиротрон. Сборник научных трудов. Горький. 1981, 630 с.
4. А.В. Гапонов. Письмо в редакцию // *Известия вузов. Радиофизика*. 1959, т.2, №5, с.836-837.

5. I. Alexeff, F. Dyer. Millimeter microwave emission from a maser by use of plasma-produced electrons orbiting a positively charged wire // *Phys. Rev. Lett.* 1980, v.45, №5, p.351-354.
6. А.В. Гапонов, М.И. Петелин, В.К. Юлпатов. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике // *Известия вузов. Радиофизика.* 1970, т.10, №9-10, с.1414-1753.
7. В.К. Юлпатов. Возбуждение колебаний в полом резонаторе релятивистским электронным пучком // *Известия вузов. Радиофизика.* 1970, т.13, №13, с.1784-1788.
8. М.И. Петелин. Принцип подобия для высокочастотных приборов с ультрарелятивистскими электронными потоками // *Известия вузов. Радиофизика.* 1970, т.13, №10, с.1586-1588.
9. А.В. Сморгонский. К нелинейной теории релятивистского моноотрона // *Известия вузов. Радиофизика.* 1970, т.16, №1, с.150-155.
10. В.А. Буц, И.К. Ковальчук, О.В. Мануйленко, В.В. Мухин, А.П. Толстолужский. Нелинейная теория возбуждения короткого резонатора пучком заряженных частиц. Часть I // *Электромагнитные волны и электронные системы.* 1998, т.3, №4, с.23-36.
11. В.А. Буц, И.К. Ковальчук, О.В. Мануйленко, В.В. Мухин, А.П. Толстолужский. Нелинейная теория возбуждения короткого резонатора пучком заряженных частиц. Часть II // *Электромагнитные волны и электронные системы.* 1998, т.3, №5, с.21-33.
12. V.A. Buts, I.K. Kovalchuk, O.V. Manuilenko, A.P. Tolstoluzhskii. Chaotic dynamics of beam particles interacting with standing wave field of a short cavity // *Problems of atomic science and technology. Ser. «Nuclear physics» (39).* 2001, №5, p.89-91.
13. В.В. Долгополов, Ю.В. Кириченко, Ю.Ф. Лонин, И.Ф. Харченко. Генерирование электромагнитных волн в цилиндрическом резонаторе электронами, вращающимися в радиальном электростатическом поле // *Журнал технической физики.* 1998, т.68, №8, с.91-94.
14. I. Alexeff, F. Dyer. 600 GHz operation and improved construction of the orbitron maser // *IEEE conference record-abstracts of the 1985 IEEE international conference on plasma science.* Piscataway, NJ(USA). IEEE Service Center. 1985. p.3Q-2.
15. F. Dyer, M. Rader, A. Matas, B. Bernhard, I. Alexeff. Recent advances in orbitron microwave development // *IEEE conference record-abstracts of the 1990 IEEE international conference on plasma science.* Piscataway, NJ(USA). IEEE Service Center. 1990, p.209.
16. И.Н. Онищенко, А.Р. Линецкий, Н.Г. Мациборко, В.Д. Шапиро, В.И. Шевченко. К нелинейной теории возбуждения монохроматической плазменной волны электронным пучком // *Письма в ЖЭТФ.* 1970, т.12, с.407-411.
17. N.G. Matsiborko, I.N. Onishchenko, V.D. Shapiro, V.I. Shevchenko. On non-linear theory of instability of a mono-energetic electron beam in plasma // *Plasma physics.* 1972, v.14, p.591-600.
18. Ю.В. Кириченко. Нелинейная динамика электронов во вращающемся электромагнитном поле // *Известия вузов. Радиоэлектроника.* 2005, №6, с.29-36.

Статья поступила в редакцию 10.05.2008 г.

TO NONLINEAR ELECTRON DYNAMICS IN THE ELECTROMAGNETIC ORBITRONS FIELD

Yu.V. Kirichenko, O.V. Manuilenko, I.N. Onishchenko

Electrons nonlinear dynamic in the orbitron electromagnetic field is investigated numerically, and the efficiency is calculated. The optimised on wave amplitude and velocity detuning efficiency is 17%.

ДО НЕЛІНІЙНОЇ ДИНАМІКИ ЕЛЕКТРОНІВ У ЕЛЕКТРОМАГНІТНОМУ ПОЛІ ОРБІТРОНА

Ю.В. Кириченко, О.В. Мануйленко, І.М. Онищенко

Чисельно досліджено нелінійну динаміку електронів у електромагнітному полі орбітрона, для якого обчислено електронний ККД. Оптимізоване за амплітудою та параметром несинхронності значення ККД дорівнює приблизно 17%.