

01:09:10

©1993 г.

## ПОВЫШЕНИЕ КПД РЕЛЯТИВИСТСКОГО УБИТРОНА НА КВАЗИКРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЕ С ФОКУСИРУЮЩИМ ПРОДОЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

*Н.С.Гинзбург, Ю.В.Новожилова*

Исследована нелинейная теория убитрона на квазикритической частоте (оро-убитрона) с фокусирующим продольным магнитным полем. Показано, что в оптимальном режиме при определенном соотношении амплитуд ондуляторного и фокусирующего магнитных полей КПД может достигать 56%, что вдвое превышает КПД, рассчитанный в предположении, что фокусирующее магнитное поле отсутствует. Исследовано влияние начального энергетического разброса электронов на процесс взаимодействия.

### Введение

В электронике больших мощностей широкое распространение получили генераторы, работающие на квазикритических частотах электродинамических систем в виде отрезков слабонерегулярных волноводов [1-5]. Достоинством таких устройств при использовании дифракционного вывода излучения является высокая селективность, обеспечивающая возможность одномодовой генерации при использовании сверхразмерных волноводов. В слабoreлятивистской электронике среди приборов указанного класса наибольшее развитие получили гиротроны [1]. Однако при переходе к релятивистским энергиям частиц КПД гиротронов снижается [2]. Вместе с тем в релятивистской области достаточно эффективными становятся черенковский оротрон [3,4], а также убитрон, работающий в режиме генерации на квазикритической частоте ("оро-убитрон"). В [5] описан эксперимент с оро-убитроном, в котором был достигнут КПД, превышающий 10%.

Данная работа посвящена нелинейной теории оро-убитронов и прежде всего исследованию влияния однородного ведущего магнитного поля. Ранее в работах [6,7] было показано, что в убитронах с винтовым ондуляторным и продольным однородным магнитными полями в режиме большого преобразования частоты (режиме ЛСЭ) имеется привлекательная возможность существенного повышения эффективности энергоотдачи электронов при определенном соотношении величин ондуляторного и

продольного магнитного полей. Эта возможность связана с тем, что параметр неизохронности электронов (см. ниже (14)) в некоторой области значений магнитных полей убывает по модулю у тормозящихся электронов и увеличивается у ускоряющихся. В результате первые более продолжительно синхронно взаимодействуют с излучаемой волной, чем вторые, что ведет к существенному росту КПД.

В настоящей работе исследован аналогичный эффект повышения КПД в оро-убитроне с ведущим магнитным полем. Рассмотрение проведено в рамках модели, учитывающей поперечную неоднородность полей излучения и ондулятора.

### Усредненные уравнения движения электронов

Рассмотрим модель убитрона, достаточно близкую к реализованной в эксперименте [5] (рис. 1): тонкий трубчатый релятивистский электронный пучок радиуса  $r_b$ , фокусируемый магнитным полем

$$\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}_0, \quad (1)$$

проходит через осесимметричный резонатор, представляющий собой отрезок гладкого круглого волновода радиуса  $R$  с закритическими сужениями на концах. Поле ондулятора в такой цилиндрической системе задается вектор-потенциалом

$$\mathbf{A}_u = \text{Re} \left\{ \frac{A_u}{i h_u} [\nabla_{\perp} \psi_u, \mathbf{z}_0] e^{i h_u z} \right\}, \quad (2)$$

где  $\psi_u = I_n(h_u r) e^{-i n \varphi}$  — мембранная функция;  $h_u = 2\pi/d$ ;  $d$  — период ондулятора;  $I_n$  — модифицированная функция Бесселя  $n$ -го порядка (в случае винтового ондулятора  $n = \pm 1$ );  $r, \varphi$  — цилиндрические координаты.

Предположим, что излучаемое поле представляет собой наиболее высокодобротную моду резонатора с одной продольной вариацией и частотой, близкой к критической. Такое поле задается вектор-потенциалом

$$\mathbf{A}_s = \text{Re} \left\{ \frac{A_s}{k} [\nabla_{\perp} \psi_q, \mathbf{z}_0] F(z) e^{i \omega t} \right\}. \quad (3)$$

для  $H$ -волн,

$$\mathbf{A}_s = \text{Re} \left\{ A_s \psi_q \mathbf{z}_0 F(z) e^{i \omega t} \right\} \quad (4)$$

для  $E$ -волн. Здесь  $\omega$  и  $k = \omega/c$  — частота и волновое число излучаемой (сигнальной) волны;  $\psi_q J_q(kr) e^{-i q \varphi}$  — мембранная функция круглого

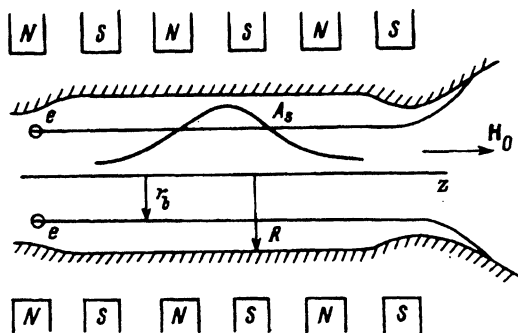


Рис. 1. Модель оро-убитрона с фокусирующим продольным магнитным полем.

волновода;  $J_q$  — функция Бесселя  $q$ -го порядка;  $F(z) = \exp(-z^2/l^2)$  — функция, характеризующая продольную структуру поля;  $l$  — характерный масштаб спада поля, полагаем  $l \gg d$ .

Будем считать выполненным условие ондуляторного синхронизма

$$|\omega - \Omega|T \ll 2\pi. \quad (5)$$

В то же время предполагаем, что баунс-частота  $\Omega = h_u v_{\parallel}$  и гирочастота  $\omega_H = eH_0/mc\gamma$  достаточно сильно отличаются друг от друга

$$|\omega_H - \Omega|T \gg 2\pi, \quad (6)$$

где  $T$  — время взаимодействия.

Кроме того, полагаем, что амплитуды полей сигнала и ондулятора достаточно малы

$$\left| \frac{eA_{s,u}}{mc^2\gamma_0} \right| \ll 1. \quad (7)$$

При выполнении условий (5)–(7) движение электронов можно представить как сумму быстрого осцилляторного и “медленного” дрейфового продольного движения с релятивистской скоростью  $v_{\parallel}$  [8].

Усредняя уравнения движения электронов в полях (1)–(4) (см. Приложение 1), получаем следующую систему уравнений, описывающих изменение энергии электрона и его фазы относительно синхронной комбинационной волны:

$$\frac{dw}{d\zeta} = \text{Re} \left\{ ia_s a_u^* e^{i\vartheta} \left( \frac{I_{n-1}(h_u r_b) J_{q-1}(kr_b)}{1-w-\nu} \pm \frac{I_{n+1}(h_u r_b) J_{q+1}(kr_b)}{1+\nu-w} \right) \right\}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\vartheta}{d\zeta} = & -\Delta + \frac{w(2-w)}{2(1-w)} + \frac{1}{2} \left\{ |a_s|^2 \left( \frac{J_{q-1}^2(kr_b)}{(1-w-\nu)^2} + \frac{J_{q+1}^2(kr_b)}{(1-w+\nu)^2} \right) + \right. \\ & \left. + |a_u|^2 \left( \frac{I_{n-1}^2(h_u r_b)}{(1-w-\nu)^2} + \frac{I_{n+1}^2(h_u r_b)}{(1-w+\nu)^2} \right) - \right\} \\ & - \text{Re} \left\{ a_s a_u^* e^{i\vartheta} \left( \frac{J_{q-1}(kr_b) I_{n-1}(h_u r_b)}{(1-w-\nu)^2} \pm \frac{J_{q+1}(kr_b) I_{n+1}(h_u r_b)}{(1-w+\nu)^2} \right) \right\} \quad (9) \end{aligned}$$

с граничными условиями

$$w|_{\zeta=0} = 0, \quad \vartheta|_{\zeta=0} = \vartheta_0 \in (0, 2\pi). \quad (10)$$

Здесь использованы безразмерные переменные  $w = (\gamma_0 - \gamma)/\gamma_0$  — относительное изменение энергии электрона;  $\vartheta = \omega t - h_u z - (q - n)\varphi$  — комбинационная фаза; верхний знак в (8), (9) соответствует  $E$ -волне сигнала, нижний —  $H$ -волне;  $\zeta = kz/\gamma_0^2$  — продольная координата;  $\Delta = \gamma_0^2(\beta_\phi^{-1} - 1 - \gamma_0^{-2}/2)$  — начальная расстройка комбинационного синхронизма,  $\beta_\phi = \omega/(h_u c)$ ;  $a_u = eA_u/(2mc^2)$ ,  $a_s = ieA_s F(\zeta)/(2mc^2)$  — амплитуды

полей;  $F(\zeta) = \exp(-\zeta^2/L^2)$ ,  $L = kl/\gamma_0^2$ ;  $\nu = \omega_{H_0}/\Omega$  — фактор, учитывающий влияние продольного магнитного поля;  $\omega_{H_0} = eH_0/mc\gamma_0$ .

В условиях, когда циклотронная частота сравнима с частотой излучения, можно считать выполненным условие

$$\frac{1}{1+\nu} \ll \frac{1}{1-\nu} \quad (11)$$

и пренебречь влиянием на движение электронов левоциркулярно поляризованных компонент полей (при этом считаем, что соотношение (6) остается справедливым). В результате уравнения (8), (9) могут быть записаны в универсальном виде, совпадающем с приведенными в [9] уравнениями для оро-убитрона с поперечно-однородными полями

$$\frac{dw}{d\zeta} = -\frac{\alpha_s \alpha_u \sin \vartheta}{1-w-\nu},$$

$$\frac{d\vartheta}{d\zeta} = -\Delta + \frac{w(2-w)}{2(1-w)} + \frac{1}{2} \frac{(\alpha_s^2 + \alpha_u^2 - 2\alpha_s \alpha_u \cos \vartheta)}{(1-w-\nu)^2}, \quad (12)$$

где  $\alpha_s = |a_s| J_{q-1}(kr_b)$ ,  $\alpha_u = |a_u| I_{n-1}(h_u r_b)$ .

При получении уравнений движения (8), (9), (12) предполагалось, что усредненное движение электронов является одномерным, а поперечным дрейфом электронов в скрещенных магнитном поле (1) и эффективном электрическом, связанном с поперечной неоднородностью полей (2)–(4), можно пренебречь (см. Приложение 2).

### Стартовый режим генерации

В приближении малой амплитуды сигнальной волны из уравнений (12) получим следующее выражение для усредненного по фазам влета  $\vartheta_0$  КПД (линейного КПД):

$$\langle w \rangle_{\text{лин}} = \frac{\alpha_s^2 \alpha_u^2 L^2 \pi \mu}{2(1-\nu)^2} \chi(\bar{\Delta} L), \quad (13)$$

где

$$\chi = e^{-(\Delta L)^2/2} \left( \frac{\bar{\Delta} L^2}{2} + \frac{1}{(1-\nu)\mu} \right), \quad \bar{\Delta} = \Delta - \alpha_u^2 / (2(1-\nu)^2),$$

$$\mu = -\gamma_0^3 \frac{d\beta_{\parallel}^{-1}}{d\gamma} = 1 + \frac{\alpha_u^2}{(1-\nu)^3} \quad (14)$$

— параметр неизохронности частиц (параметр инерционной группировки).

Заметим, что выражение (14) может быть легко получено, если учесть, что в режиме малого сигнала продольная скорость определяется соотношением  $\beta_{\parallel} \simeq 1 - \gamma^{-2}/2 - \beta_{\perp}^2/2$ , где  $\beta_{\perp} = v_{\perp}/c = \alpha_u / ((1-\nu)\gamma)$  — поперечная скорость, приобретаемая электроном в поле ондулятора (см. (П1.3), (П1.4)).

Стартовый ток найдем из уравнения баланса мощностей

$$\frac{\omega W_s}{Q} = I \langle w \rangle mc^2 \gamma_0 / e. \quad (15)$$

Здесь  $W_s$  — энергия поля излучения, запасенная в резонаторе,  $Q$  — его добротность,  $I$  — ток,  $\langle w \rangle$  — КПД. В стартовом режиме генерации, подставляя в (15) соотношение (14), получим следующее условие самовозбуждения генератора:

$$I_{st} = \frac{mc^3 \gamma_0}{e} \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{(kR)^2 (1 - \nu)^2 N}{Q \alpha_u^2 L \mu \chi J_{q-1}^2(kr_b)},$$

$$N = \begin{cases} \left(1 - \frac{q^2}{(kR)^2}\right) J_q^2(kR) & \text{для } H\text{-волн,} \\ (J'_q(kR))^2 & \text{для } E\text{-волн.} \end{cases} \quad (16)$$

### Стационарный режим генерации

В нелинейном режиме уравнения (12) с граничными условиями (10) исследовались численными методами. Предполагалось, что амплитуда поля излучения спадает на краях резонатора в  $e^3$  раз по сравнению с максимальным значением в центре резонатора.

Одним из основных параметров, определяющим характеристики процесса энергоотдачи электронов, как известно [2,6], является параметр инерционной группировки. Для убитронов с ведущим магнитным полем важным обстоятельством является зависимость этого параметра от энергии электрона, которая, согласно (14), может быть представлена в виде (рис. 2)

$$\mu(\gamma) = 1 + \frac{\alpha_u^2}{(1 - \nu_0/\gamma)^3}, \quad (17)$$

где  $\nu_0 = (eH_0)/(mc\Omega)$ .

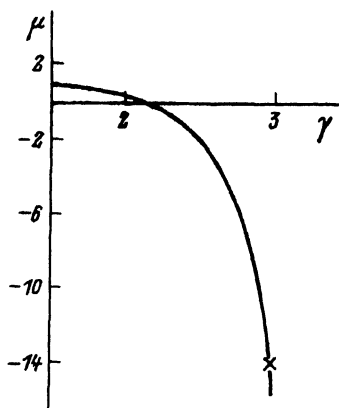


Рис. 2. Зависимость параметра группировки  $\mu$  от релятивистского фактора  $\gamma$  при  $\nu_0 = 4.29$ ,  $\alpha_u = 1.1$ .

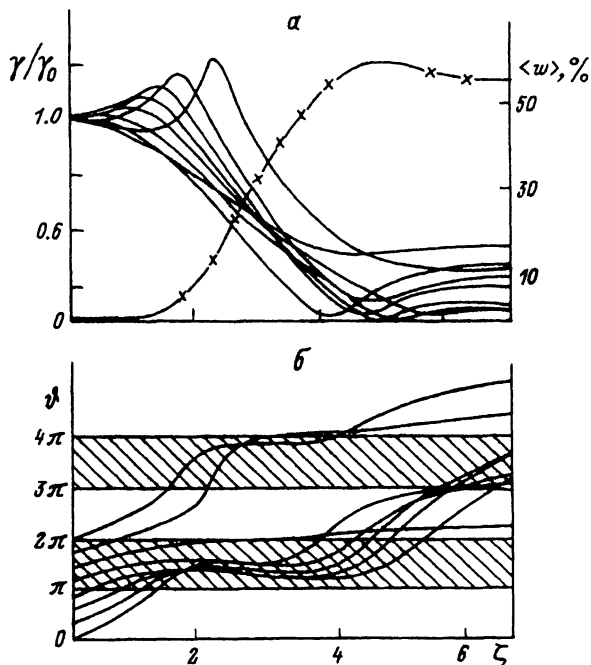


Рис. 3. Зависимость релятивистского фактора  $\gamma/\gamma_0$  и КПД  $\langle w \rangle$  (кривая помечена крестиками) (а) и фазы электронов  $\vartheta$  (б) от продольной координаты  $\zeta$ .  
 $\alpha_u = 1.1$ ,  $\alpha_s = 0.22$ ,  $\Delta = 1.87$ ,  $\nu = 1.43$ ,  $L = 2$ . Области тормозящих фаз заштрихованы.

Производная  $d\mu/d\gamma$ , как следует из (17), всегда отрицательна

$$\frac{d\mu}{d\gamma} = -\frac{3\alpha_u^2\nu}{(1-\nu)^4\gamma} < 0. \quad (18)$$

Если в начальный момент параметр группировки  $\mu < 0$ , то в процессе взаимодействия у тормозящихся электронов этот параметр по модулю уменьшается, а у ускоряющихся — возрастает, поэтому первые дольше, чем вторые, удерживаются в синхронизме и отдают энергию полю излучения. Действительно, как видно из рис. 3, где приведены зависимость энергии и фазы частиц от продольной координаты, на линейной стадии взаимодействия часть электронов тормозится и в дальнейшем, на нелинейной стадии, остается в тормозящей фазе волны, образуя компактный фазовый сгусток. Другие электроны сначала ускоряются, быстро переходят в соседнюю тормозящую фазу, их параметр группировки  $\mu$  по модулю уменьшается, они остаются длительное время в тормозящей фазе. В результате все частицы пучка (рис. 3,а) эффективно отдают энергию полю излучения. Максимальный КПД достигает 56% (рис. 3,а). В отсутствие продольного магнитного поля, когда  $\nu = 0$ , при оптимальных параметрах  $L = 3$ ,  $\alpha_u = 1$ ,  $\alpha_s = 0.21$ ,  $\Delta = 2$ , максимально достижимый КПД равен 28% [9], т.е. вдвое меньше полученного в оптимальном режиме с продольным магнитным полем.

Согласно формуле (16), стартовый ток обратно пропорционален величине параметра группировки  $\mu$ . При численных расчетах в области

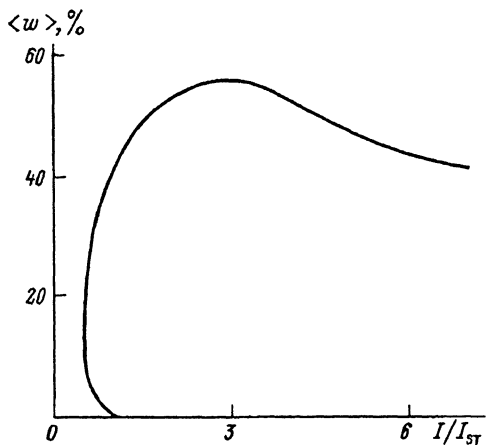


Рис. 4. Зависимость КПД  $\langle w \rangle$  от  $I/I_{st}$ .  
 $\nu = 1.43$ ,  $\alpha_u = 1.1$ ,  $\Delta = 1.87$ ,  $L = 2$ .

максимального КПД начальное значение этого параметра выбиралось равным  $-14$  (точка показана на рис. 2 крестиком). В то же время в отсутствие ведущего магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  при  $\alpha_u = 1$  значение  $\mu$  равно 2. Принимая также во внимание увеличение амплитуды осцилляторной скорости  $\beta_{\perp}$ , приобретаемой электроном в поле ондулятора (фактор  $(1 - \nu)^2$  в выражении (16)), получаем, что наложение ведущего магнитного поля одновременно с повышением КПД позволяет примерно на порядок снизить стартовый ток.

Зависимость КПД от превышения рабочего тока над стартовым показана на рис. 4. Режим самовозбуждения генератора, вообще говоря, жесткий, однако при оптимальном превышении тока пучка над стартовым значением ( $I/I_{st} \approx 3$ ) режим максимального КПД является единственно возможным.

Для исследования влияния начального разброса электронов по энергиям на процесс энергообмена представим начальный релятивистский масс-фактор электронов в виде  $\gamma_0 = \bar{\gamma}_0(1 + u)$ , где  $\bar{\gamma}_0$  — среднее значение релятивистского фактора,  $u \ll 1$ . При этом уравнения движения (12) приобретают вид

$$\frac{dw}{d\zeta} = -\frac{\alpha_s \alpha_u \sin \vartheta}{(1 + 2u)(1 - w - \bar{\nu}/(1 + u))},$$

$$\frac{d\vartheta}{d\zeta} = -\bar{\Delta} - u + \frac{(2 - w)w}{2(1 - w)(1 + 2u)} + \frac{\alpha_s^2 \alpha_u^2 - 2\alpha_s \alpha_u \cos \vartheta}{2(1 + 2u)(1 - w - \bar{\nu}/(1 + u))^2}, \quad (19)$$

где

$$\bar{\Delta} = \left(-1 - \bar{\gamma}_0^{-2}/2 - \beta_{\phi}^{-1}\right) \bar{\gamma}_0^2, \quad \bar{\nu} = eH_0/(mc\bar{\gamma}_0\Omega).$$

Результаты численного исследования уравнений (19) приведены на рис. 5. При численных расчетах предполагалось, что на входе в пространство взаимодействия от отстройки электроны распределены с весовой функцией

$$f(u) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{u_0} e^{-2u^2/u_0^2}. \quad (20)$$

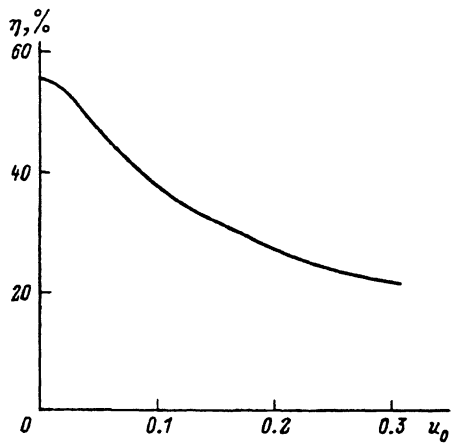


Рис. 5. Зависимость КПД  $\eta$  от энергетического разброса  $u_0$ .

$\nu = 1.43$ ,  $\alpha_u = 1.1$ ,  $\alpha_s = 0.22$ ,  $\Delta = 1.87$ ,  $L = 2$ .

Полный КПД определяется выражением

$$\eta = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) \langle w(u) \rangle du. \quad (21)$$

Как видно из рис. 5, при энергетическом разбросе 30% ( $u_0 = 0.15$ ) КПД снижается вдвое, т.е. рассмотренный режим не критичен к разбросу параметров пучка.

В заключение приведем оценку параметров оро-убитрона на моду  $H_{01}$  с длиной волны 3 см для электронного пучка с энергией частиц 1 МэВ. Эффективность 56% (рис. 3) может быть достигнута в отрезке круглого волновода длиной 30 см, радиусом  $R = 1.8$  см, когда радиус пучка  $r_b \approx 0.9R$ , продольное магнитное поле  $H_0 = 12$  кэ, период ондулятора  $d = 3.9$  см, ондуляторное поле на оси составляет 6 кэ. При таких параметрах стартовый ток  $I_{s1} = 0.5$  кА, рабочий ток  $I = 1.5$  кА, мощность излучения равна 1.3 ГВт.

#### ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Приведем здесь вывод усредненных уравнений движения электрона, считая фазовую скорость сигнальной волны произвольной. Тогда вектор-потенциал сигнальной волны определяется выражениями

$$A_s = \text{Re} \left\{ \frac{1}{\kappa} [\nabla_{\perp} \psi_s, \mathbf{z}_0] A_s F(z) e^{i(\omega t - h z)} \right\} \quad (\text{П}1.1)$$

для  $H$ -волн.

$$A_s = \text{Re} \left\{ \left( \frac{\kappa}{k \kappa i} \nabla_{\perp} \psi_s + \frac{\kappa}{k} \psi_s \mathbf{z}_0 \right) A_s F(z) e^{i(\omega t - h z)} \right\} \quad (\text{П}1.2)$$

для  $E$ -волн. Здесь  $h$  и  $\kappa$  — продольное и поперечное волновые числа,  $\psi_s = J_q(\kappa r) e^{-iq\varphi}$  — мембранная функция.



Следуя обычной схеме метода усреднения [8], найдем осцилляции поперечного импульса электрона (выражения для них аналогичны полученным в [10])

$$p_r = \frac{e}{c} \operatorname{Re} \left\{ (s^+ A_s^+ + s^- A_s^-) F(z) e^{i\vartheta_s} + (s^+ A_u^+ + s^- A_u^-) e^{i\vartheta_u} \right\},$$

$$p_\varphi = \frac{e}{c} \operatorname{Im} \left\{ (s^- A_s^- - s^+ A_s^+) F(z) e^{i\vartheta_s} + (s^- A_u^- - s^+ A_u^+) e^{i\vartheta_u} \right\}, \quad (\text{П1.3})$$

для  $H$ -волн,

$$p_r = \frac{e}{c} \operatorname{Re} \left\{ \frac{f}{g} (s^+ A_s^+ + s^- A_s^-) F(z) e^{i\vartheta_s} + (s^+ A_u^+ + s^- A_u^-) e^{i\vartheta_u} \right\},$$

$$p_\varphi = \frac{e}{c} \operatorname{Im} \left\{ \frac{f}{g} (s^- A_s^- - s^+ A_s^+) F(z) e^{i\vartheta_s} + (s^- A_u^- - s^+ A_u^+) e^{i\vartheta_u} \right\}, \quad (\text{П1.4})$$

для  $E$ -волн. Здесь  $p_{r,\varphi}$  — поперечные компоненты импульса электрона,  $A_{s,u}^\pm$  — амплитуды лево- и правоциркулярно поляризованных компонент поперечных составляющих вектор-потенциалов на усредненной траектории электронов (при  $r = r_b$ )

$$A_u^\pm = \pm \frac{A_u}{2} I_{n\pm 1}(h_u r_b), \quad (\text{П1.5})$$

$$A_s^\pm = \begin{cases} -\frac{iA_s}{2} J_{q\pm 1}(\kappa r_b) & \text{для } H\text{-волн,} \\ \pm \frac{ih}{k} \frac{A_s}{2} J_{q\pm 1}(\kappa r_b) & \text{для } E\text{-волн,} \end{cases}$$

$f = 1 - \beta_{\parallel} k/h$ ,  $g = 1 - \beta_{\parallel} h/k$ ,  $s^\pm = \Omega/(\Omega \pm \omega_H)$ ,  $\vartheta_s = \omega t - hz - q\vartheta$  — фаза электрона относительно сигнальной волны,  $\vartheta_u = h_u z - n\varphi$  — фаза относительно ондулятора.

При выполнении условий (5)–(7) усредненное по быстрым осцилляциям движение электронов может быть описано системой уравнений для средней энергии электрона  $\bar{\mathcal{E}}$  и его медленно меняющейся фазы  $\vartheta = \vartheta_s - \vartheta_u$  относительно синхронной комбинационной волны [8]

$$\frac{d\bar{\mathcal{E}}}{dz} = -\frac{e}{v_{\parallel}} \langle (\mathbf{E}\mathbf{v}) \rangle = -\frac{e}{v_{\parallel}} \left\langle \left\{ \mathbf{E}(\mathbf{R})\tilde{\mathbf{v}} + (\tilde{\mathbf{r}}\nabla)\mathbf{E}_f(\mathbf{R})v_{\parallel}\mathbf{z}_0 + \mathbf{z}_0 v_{\parallel}\mathbf{E}(\mathbf{R}) \right\} \right\rangle;$$

$$\frac{d\vartheta}{dz} = \frac{\omega}{v_{\parallel}} - h - h_u. \quad (\text{П1.6})$$

В (П6)  $\mathbf{R}$  и  $\tilde{\mathbf{r}} = \tilde{\mathbf{p}}/(i\omega m\gamma)$  — медленно и быстро меняющиеся координаты электрона,  $\tilde{\mathbf{v}} = \tilde{\mathbf{p}}/m\gamma$  — осцилляторная скорость. Преобразуем уравнения (П6) с учетом выражений (П1.3), (П1.4). В уравнении для фазы будем учитывать обусловленные поперечными осцилляциями изменения поперечной скорости  $\tilde{v}_{\perp}$ . В результате получим

$$\frac{d\bar{\mathcal{E}}}{dz} = -\frac{e^2 k}{\bar{\mathcal{E}}} \operatorname{Im} \left\{ e^{i\vartheta} \left( s^+ \hat{A}_s^+ A_u^{*+} + s^- \hat{A}_s^- A_u^{-*} \right) \right\},$$

$$\frac{d\vartheta}{dz} = k - h_u - h - \frac{k}{2} \left\{ \frac{(mc^2)^2}{\mathcal{E}^2} + \frac{e^2}{\mathcal{E}^2} \left[ (s^+)^2 \left( |\hat{A}_s^+|^2 + |A_u^+|^2 + 2 \operatorname{Re} \left( \hat{A}_s^+ A_u^{+*} e^{i\vartheta} \right) \right) + (s^-)^2 \left( |\hat{A}_s^-|^2 + |A_u^-|^2 + 2 \operatorname{Re} \left( \hat{A}_s^- A_u^{-*} e^{i\vartheta} \right) \right) \right] \right\}, \quad (\text{П1.7})$$

где

$$\hat{A}_s^\pm = \begin{cases} A_s^\pm F(z) & \text{для } H\text{-волн,} \\ A_s^\pm F(z) f/g & \text{для } E\text{-волн.} \end{cases}$$

Переходя в (П1.7) к безразмерным переменным и учитывая (П1.5), при  $h = 0$  получим уравнения (8), (9).

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Рассмотрим вопрос о влиянии дрейфового поперечного смещения электронов на их усредненное движение и процесс энергообмена с сигнальной волной. Поперечная неоднородность ондуляторного поля приводит к возникновению радиальной составляющей усредненной поперечной силы<sup>1</sup>

$$\mathbf{F}_{\text{рад}} = -\nabla_{\perp} \Phi, \quad (\text{П2.1})$$

где

$$\Phi = \frac{|\alpha_u|^2 n c^2}{(1 - \nu) \gamma} \quad (\text{П2.2})$$

— усредненный высокочастотный потенциал [10] (учитываем только правоциркулярно поляризованные компоненты поля).

При наличии продольного магнитного поля эта сила, эквивалентная эффективному электрическому полю  $\mathbf{E}_{\text{ef}} = -\nabla \Phi / e$ , будет приводить к азимутальному дрейфу со скоростью

$$v_{\text{др}\varphi} = -\frac{c |E_{\text{ef}}|}{H_0} = -\frac{h_u c^2 \partial(\alpha_u^2) / \partial(h_u r)}{(1 - \nu) \omega_{H_0} \gamma^2}. \quad (\text{П2.3})$$

Азимутальный дрейф в первую очередь следует учитывать в уравнении (9) для фазы электрона  $\vartheta = \omega t - h_u z - (q - n)\varphi$ , которое приобретает вид

$$\frac{d\vartheta}{d\zeta} = -\Delta + \frac{w(2-w)}{2(1-w)} + \frac{(\alpha_s^2 + \alpha_u^2 - 2\alpha_s \alpha_u \cos \vartheta)}{2(1-w-\nu)^2} - \frac{G}{1-w-\nu},$$

где

$$G = \frac{(\pi - q) h_u c \partial(\alpha_u^2) / \partial(h_u r)}{k r_b \omega_{H_0}}. \quad (\text{П2.4})$$

В случае, когда азимутальные индексы полей ондулятора и сигнала совпадают ( $q = n$ ), дрейфовое слагаемое в (П2.4) исчезает ( $G = 0$ ). Если же  $q \neq n$ , но продольное магнитное поле близко к резонансному

<sup>1</sup> Влиянием поперечной неоднородности поля сигнальной волны на движение электронов пренебрегаем, так как амплитуда поля сигнала существенно меньше амплитуды ондуляторного поля.

$1/(1 - \nu) \gg 1$ , (см. (11)), то дрейфовым слагаемым в (П2.4) также можно пренебречь, так как в этом случае поперечный дрейф не оказывает существенного влияния на процесс энергоотдачи, а приводит лишь к незначительному сдвигу оптимальных параметров.

### Список литературы

- [1] Гиротрон. Сб. статей / Под ред. А.В.Гапонова-Грехова. Горький, 1981.
- [2] Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979. С. 157-216.
- [3] Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 2. С. 229-234.
- [4] Братман В.Л., Губанов В.П., Денисов Г.Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 13. С. 807-810.
- [5] Ельчанинов А.С., Коровин С.Д., Месяц Г.А., Ростов В.В. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 18. С. 1113-1116.
- [6] Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В., Песков Н.Ю. // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6. Горький, 1990. С. 82-126.
- [7] Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 10. С. 147-153.
- [8] Гинзбург Н.С., Токман М.Д. // ЖТФ. 1981. Т. 54. Вып. 6. С. 1062-1071.
- [9] Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. // Тез. VI Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск, 1986. С. 20-22.
- [10] Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В. // РиЭ. 1984. № 12. С. 2419-2429.

Институт прикладной физики  
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию  
24 декабря 1992 г.