

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ВОЛНАМИ В ВОЛНОВОДНЫХ СИСТЕМАХ ПРИ НАЛИЧИИ ОТБОРА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В. М. Боков

Рассматривается взаимодействие трохондального пучка электронов, движущихся в скрещенных статических электрическом и магнитном полях, с быстрой электромагнитной волной при наличии отбора неблагоприятно фазированных электронов. Для случая малых сигналов в предположении равномерного распределения тока по поперечному сечению пучка получено уравнение, определяющее высокочастотное поле в системе. Показана возможность усиления сигнала и описаны основные свойства такого усилителя („трохотронный“ усилитель). Рассмотрено влияние распределенных потерь на характеристики усиления и устойчивость системы. Произведена оценка максимальной выходной мощности и максимального КПД „трохотронного“ усилителя при больших уровнях мощности.

ВВЕДЕНИЕ

Механизм взаимодействия электронного потока с высокочастотным полем, описанный в настоящей статье, основан на синхронизме одной из быстрых пространственных гармоник тока пучка с электромагнитной волной в волноводе. Наличие пространственных гармоник тока обусловлено периодическим изменением скорости частиц, направляемых взаимно-перпендикулярными электрическим и магнитным полями (статические траектории электронов — трохойды).

Взаимодействие трохондальных пучков с электромагнитными волнами в режиме автофазировки подробно рассмотрено в работах [1,2]. В частности, показано, что если фазовая скорость волны больше скорости дрейфа электронов, то при взаимодействии типа „М“ усиление сигнала в линейном приближении в большинстве случаев невозможно: под действием одного лишь высокочастотного поля в пучке не происходит необходимой автофазировки частиц и электроны, в среднем, не могут отдавать энергию полю. В системе, описанной в настоящей статье, используется „принудительная“ группировка, которая производится посредством отбора ускоренных переменным полем частиц на один из электродов системы*.

Если трохондальные статические траектории электронов (траектория 1 на рис. 1) касаются одной из стенок волноводной системы („тонкий“ пучок), то при наложении высокочастотного поля полная группировка происходит уже на пер-

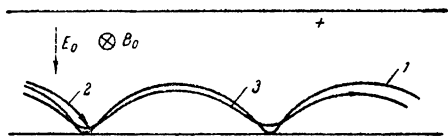


Рис. 1.

вом периоде трохойды: электроны, ускорившиеся полем, оседают на эту стенку (траектория 2), остальные электроны тормозятся в поле волны и при синхронизме отдают энергию высокочастотному полю

* Такая группировка может рассматриваться как предельный случай автофазировки в сильно неоднородном поле [2].

(траектория 3). Таким образом, увеличение энергии электромагнитной волны происходит за счет работы тех частиц, которые движутся в тор-мозящем поле.

Очевидно, что такая идеализированная система могла бы служить не усилителем, а лишь своеобразным вентиляльным устройством, так как сколь угодно малый входной сигнал производит полную группировку пучка в пределах первых периодов трохониды и та часть выходного сигнала, которая определяется взаимодействием с электронным потоком, не зависит от величины сигнала на входе. Однако такая простейшая система, вообще говоря, неустойчива—появление встречной (по отношению к дрейфу электронов) волны со сколько угодно малой амплитудой и соответствующей синхронизму частотой производит полную группировку уже на первом периоде трохониды и приводит к генерации на встречной волне [3].

Как будет показано ниже, переход к пучку конечной „толщины“, (в котором есть частицы с „приподнятыми“ над отбирающим электродом траекториями) существенно изменяет условия устойчивости и характер взаимодействия электронного потока с электромагнитной волной, позволяет получить усиление сигнала и имеет принципиальное значение для теории такого („трохотронного“) усилителя.

1. МОДУЛЯЦИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА ПРИ ОТБОРЕ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим в качестве примера взаимодействие трохондального электронного пучка с полем главной (TEM) волны в двухпроводной ленточной линии, одна из пластин которой служит анодом, а другая—катодной пластиной. Постоянное магнитное поле B_0 будем считать направленным по оси x (рис. 2). Для упрощения задачи предположим, как обычно, что:

а) амплитуда напряженности переменного поля ($E = E_y = -E_a(z) \times \sin(\omega t - hz + \varphi)$) много меньше постоянного поля E_0 ;

б) ток пучка I_0 достаточно мал, чтобы можно было пренебречь влиянием пространственного заряда и чтобы амплитуда высокочастотного поля была медленной (в масштабе периода модуляции пучка и длины волны в системе) функцией координат;

в) стенки волновода идеально проводящие;

г) длина системы L достаточно велика для того, чтобы при синхронизации пучка с прямой волной можно было бы пренебречь взаимодействием с волной, распространяющейся в обратном направлении;.

д) скорости электронов в пучке нерелятивистские, в частности, скорость дрейфа электронов в z -направлении много меньше фазовой скорости волны ($v_0 \ll v_\phi$).

Движение электронов в плоскости yz описывается уравнениями:

$$\begin{aligned} \ddot{y} + \omega_H \dot{z} &= \eta [E_0 + E_a(z) \sin(\omega t - hz + \varphi)] ; \\ \ddot{z} - \omega_H \dot{y} &= 0, \end{aligned} \tag{1}$$

где $h = \omega/v_\phi$ — постоянная распространения волны, $\omega_H = \eta B_0$ — гиромагнитная частота, $\eta = |e/m|$.

Решение этих уравнений найдем методом последовательных приближений, считая высокочастотное поле малым возмущением. Для слу-

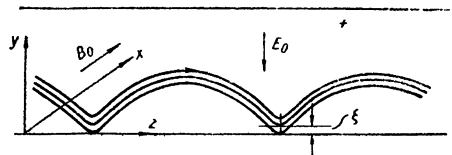


Рис. 2.

чая точного синхронизма ($\omega - \hbar v_0 = \omega_H$) в первом приближении получим:

$$\begin{aligned} y &= y_0 - a \cos \omega_H t - (\gamma/2 \omega_H) \int_0^t E_a(v_0 t) dt \cos(\omega_H t + \varphi); \\ z &= v_0 t - a \sin \omega_H t - (\gamma/2 \omega_H) \int_0^t E_a(v_0 t) dt \sin(\omega_H t + \varphi). \end{aligned} \quad (2)$$

Параметры трохойды (нулевое приближение) y_0 и a определяются начальными условиями, а $v_0 = E_0/B_0$. Согласно (2), электроны вращаются по окружности с центром в точке $y = y_0$, $z = v_0 t$ и медленно изменяющимся радиусом, который в сечении $z \approx v_0 t$ равен

$$R(z) = a + (\gamma/2 v_0 \omega_H) \cos \varphi \int_0^z E_a(z) dz. \quad (3)$$

Закон изменения $R(z)$ зависит, таким образом, от фазы влета частицы в пространство взаимодействия φ , а условием оседания на катодную пластину (условием отбора электронов) является соотношение $R(z) \geq y_0$ или

$$-\Theta \leq \varphi \leq +\Theta; \quad \cos \Theta = 2\xi E_0 / \int_0^z E_a(z) dz. \quad (4)$$

Здесь $\xi = y_0 - a$ — расстояние от нижней точки статической траектории электрона до катодной пластины ($\xi \ll a$).

В реальном пучке благодаря разбросу начальных скоростей (отчасти тепловому, а отчасти вызванному несовершенством электронно-оптической системы), а также благодаря действию пространственного заряда статические трохондальные траектории электронов имеют различные радиусы a и разный подъем над катодной пластиной ξ . При относительно небольшом разбросе скоростей различием радиусов трохонд можно пренебречь и считать, что пучок представляет из себя набор трохонд радиуса a , распределенных в поперечном сечении волновода с некоторой плотностью, соответствующей распределению электронов по скоростям (рис. 2)^{*}. Назовем такой пучок „толстым“ (по ξ) и будем характеризовать статическое распределение тока в пучке плотностью $j_0(\xi)$, определенной в тех сечениях, где траектории ближе всего подходят к катодной пластине:

$$j_0(\xi) = I_0 \tilde{j}_0(\xi)$$

($\tilde{j}_0(\xi)$ — нормированная на единицу функция распределения).

Согласно [4], волны типа TE возбуждаются лишь поперечной компонентой конвекционного тока, которая в рассматриваемом случае равна

$$I_{\perp}(\tau, t) = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \rho(\xi, \tau, t) v_y^{(0)}(\tau) d\xi. \quad (5)$$

Здесь ξ_1 и ξ_2 — соответственно наименьший и наибольший подъем траекторий над катодной пластиной, τ — время пролета электрона от начала

* Смещение траекторий в продольном направлении несущественно, так как длина волны поля много больше пространственного периода трохонды.

системы до сечения с координатой z ($z = v_0 \tau - a \sin \omega_H \tau$), $v_y^{(0)}(\tau)$ — поперечная скорость невозмущенного движения.

Плотность заряда $\rho(\xi, \tau, t)$ может быть записана в виде:

$$\rho(\xi, \tau, t) = \frac{j_0(\xi)}{v_z^{(0)}(\tau)} F(\xi, t - \tau) = \frac{I_0 \tilde{j}_0(\xi)}{v_0 |1 - f \cos(\omega_H \tau)|} F(\xi, t - \tau), \quad (6)$$

где $f = a/a_c$, a — радиус трохонды, a_c — радиус циклоиды, соответствующей полям E_0, B_0 , а $F(\xi, t - \tau)$ — модулирующая функция, зависящая от условий отбора.

Из соотношений (3) и (4) следует, что модуляция любого слоя пучка соответствует образованию дугов пространственного заряда длительностью $2[\pi - \theta(\xi, \tau)]$, движущихся в пространстве взаимодействия по невозмущенной (в нулевом приближении) трохонде; при этом модулирующая функция $F(\xi, t - \tau)$ имеет вид, показанный на рис. 3. Разлагая $F(\xi, t - \tau)$ в ряд Фурье и сохраняя лишь первую временную гармонику (остальные не находятся в синхронизме с волной и поэтому излучают мало), а также используя соотношения (4), (5), (6), для поперечного тока получим:



Рис. 3.

$$I_{\perp} = \frac{i}{\pi} I_0 \frac{f \exp(i\omega t) \exp[i(\omega_H - \omega)\tau]}{1 - f \cos(\omega_H \tau)} \int_{\xi_1}^{\tilde{\xi}} \tilde{j}_0(\xi) \times \\ \times \sqrt{1 - \left[2\xi E_0 / v_0 \int_0^{\tilde{\xi}} E_a(\tau) d\tau \right]^2} d\xi, \quad (7)$$

где предел интегрирования $\tilde{\xi}$ (первоначальная высота подъема слоя, электроны которого начинают оседать в сечении z) определяется из условий:

$$\tilde{\xi} = v_0 \int_0^{\tilde{\xi}} E_a(\tau) d\tau / 2E_0 \quad \text{при} \quad v_0 \int_0^{\tilde{\xi}} E_a(\tau) d\tau / 2E_0 \leq \xi_2, \quad (8a)$$

т. е. в том случае, когда не все слои затронуты отбором;

$$\tilde{\xi} = \xi_2 \quad \text{при} \quad v_0 \int_0^{\tilde{\xi}} E_a(\tau) d\tau / 2E_0 \geq \xi_2, \quad (8б)$$

т. е. в том случае, когда все слои затронуты отбором.

Рассмотрим более подробно случай равномерного распределения тока* $\tilde{j}_0 = 1/d_e = \text{const}$ (d_e — „толщина“ пучка) и допустим, что в отсутствие сигнала пучок касается катодной пластины. Производя в (7) интегрирование по ξ для случая (8a) (малые сигналы), получаем:

* Экспериментальное исследование работы трохотронного усилителя показывает, что распределение может быть сделано достаточно близким к равномерному [5].

$$I_{\perp} = \frac{ifv_0 j_0}{8E_0} \frac{\exp(i\omega t) \exp[i(\omega_H - \omega)\tau]}{1 - f \cos(\omega_H \tau)} \int_0^{\tau} E_a(\tau) d\tau. \quad (9)$$

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЕНТОЧНОЙ ЛИНИИ МОДУЛИРОВАННЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПОТОКОМ

Возбуждаемое поперечным током поле прямой волны типа *TEM* в ленточной линии имеет, согласно [4], следующий вид:

$$E = e^{-ih_0 z} \left\{ E_{a \text{ вх}} + N_B^{-1} \int_0^z I_{\perp}[\tau(z)] e^{ih_0 \tau} dz \right\},$$

где $N_B = 2/h_0^2 K$ — норма волны, h_0 — постоянная распространения в холодной системе, K — импеданс взаимодействия. Используя выражение (9) и условие $h_0 a \ll 1$, будем иметь:

$$E = \frac{ifv_0^2 h_0^2 K j_0}{16E_0} e^{i(\omega t - h_0 v_0 \tau)} \int_0^{\tau} \left[e^{i(\omega_H - \omega + h_0 v_0)\tau} \int_0^{\tau} E_a(\tau) d\tau \right] d\tau,$$

откуда, полагая $E_a(\tau) = E_a e^{i\alpha v_0 \tau}$ и учитывая, что $\omega_H = \omega - h v_0$, дифференцированием по τ получаем уравнение для α и поправки к постоянной распространения волны:

$$\alpha^2 - i(h - h_0)\alpha = j_0 f h_0^2 K / 16E_0. \quad (10)$$

Так как α , h и h_0 по определению действительные числа, а правая часть (10) положительна, то

$$\alpha = \pm \sqrt{j_0 f h_0^2 K / 16E_0}, \quad h = h_0. \quad (11)$$

Амплитуда высокочастотного поля в согласованной на выходе системе с учетом граничных условий равна *

$$E_a(z) = E_{a \text{ вх}} \operatorname{ch}(\alpha z). \quad (12)$$

Таким образом, высокочастотное поле представлено суперпозицией двух волн (экспоненциально нарастающей и экспоненциально затухающей) с постоянными распространения h_0 .

При относительно больших входных сигналах или относительно малых d_e (см. условие (8б)) выражение (12) несправедливо; предельный случай соответствует переходу к „тонкому“ пучку, когда полная группировка происходит в начале системы ($\Theta \sim \pi/2$). При этом амплитуда поля равна

$$E_a(z) = E_{a \text{ вх}} + I_0 f h^2 K z / 2\pi = E_{a \text{ вх}} + Az. \quad (13)$$

* Амплитуду поля можно определить также энергетическим методом, непосредственно используя закон сохранения энергии

$$dP_e / dz = dP_{э.л.м} / dz,$$

Где P_e — поток энергии, переносимый электронами (в пределах принятых допущений его изменение равно изменению кинетической энергии электронов), $P_{э.л.м}$ — поток энергии, переносимый волной. Поправка к постоянной распространения в энергетическом методе остается неопределенной.

Если пучок поднят над катодной пластиной ($\xi_1 \neq 0$), то отбор ускоренных электронов, а следовательно, и увеличение мощности волны будет происходить при значениях $E_{вх}$, больших порогового значения $2\xi_1 E_0 / L$. На рис. 4 показан качественный вид зависимости коэффициента усиления G от входной мощности $P_{вх}$ для „толстого“ пучка, поднятого над катодной пластиной на высоту ξ_1 .

3 КОЭФФИЦИЕНТ УСИЛЕНИЯ И ПОЛОСА ЧАСТОТ

Коэффициент усиления (по мощности) в дБ легко находится из (12):

$$G \approx 8,6z L - 6 = 13,5 \sqrt{j_0 K f / E_0} N - 6, \quad (14)$$

где N —число длин волн высокочастотного поля, укладываемых в пространстве взаимодействия.

Все предыдущие результаты были получены в предположении, что

$$\omega = \omega_{рез} = \frac{\omega_H}{1 - v_0 / v_\phi}.$$

Влияние расстройки $\Delta\omega = \omega - \omega_{рез}$ проще всего исследовать для системы с тонким, касающимся катодной пластины, пучком (достаточно сильный сигнал). В этом случае введение расстройки приводит при условии $(\Delta\omega L / v_0)^2 \ll 1$ к интегро-дифференциальному уравнению для амплитуды высокочастотного поля:

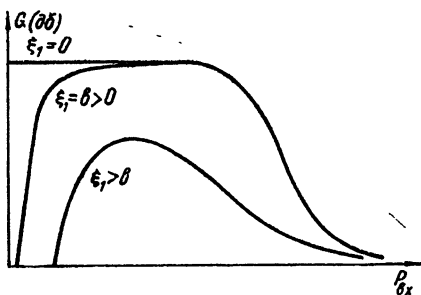


Рис. 4.

$$\frac{dE_a(z)}{dz} = A \left\langle 1 - \frac{1}{4} \left(\frac{\Delta\omega}{v_0} \right)^2 \left\{ \left[\int_0^z E_a(z) z dz / \int_0^z E_a(z) dz - z \right]^2 + z^2 \right\} \right\rangle. \quad (15)$$

Характер зависимости E_a от $\Delta\omega$ нетрудно проследить, ограничившись еще меньшими расстройками: $(\Delta\omega L / v_0)^2 \ll 1$. Решая при этом предположении уравнение (15) методом возмущений и предполагая, что амплитуда поля в большей части пространства взаимодействия значительно превышает амплитуду входного сигнала, получим:

$$E_a(z) = E_{a_{вх}} + Az \left[1 - \frac{5}{54} \left(\frac{\Delta\omega z}{v_0} \right)^2 \right]. \quad (16)$$

Воспользовавшись (16), легко оценить величину полосы усиления на уровне половинной мощности:

$$\Pi_{0,5} \approx \frac{180}{\pi} \frac{1}{N_e} \%. \quad (17)$$

Здесь N_e —число пространственных периодов тригоны, укладываемых в пространстве взаимодействия. В обычной системе N_e может быть порядка 25 ÷ 50; соответственно полоса усиления получается порядка 2 ÷ 1%.

4. ОБ УСТОЙЧИВОСТИ СИСТЕМЫ И ВЛИЯНИИ ПОТЕРЬ

Условия самовозбуждения трохотронного усилителя можно получить, рассматривая взаимодействие пучка с встречной по отношению к дрейфу электронов волной (синхронизм $\omega_H = \omega + hv_0$). Мы ограничимся здесь лишь нестрогими рассуждениями, позволяющими, тем не менее, найти пусковой ток и предельный коэффициент усиления.

Найдем состояние равновесия, когда амплитуда волны в системе не зависит от времени. Энергетическим методом для толстого, касающегося катодной пластины пучка получим:

$$\frac{dE_a(z)}{dz} = -\sigma^2 \int_0^z E_a(z) dz,$$

где, как и раньше, $\sigma = \sqrt{j_0 f h^2 K / 16 E_0}$. Минимальное значение плотности тока, при которой имеется нетривиальное решение этого уравнения при граничном условии $E_a(L) = 0$,

$$j_0 = E_0 / N^2 K f. \quad (18)$$

При такой плотности тока имеет место состояние равновесия, в котором мощность, поставляемая в систему электронным потоком, равна мощности, уносимой электромагнитной волной. Естественно допустить, что при увеличении плотности тока поставляемая электронным пучком мощность будет превышать уносимую, что приведет к нарастанию амплитуды поля в системе. Таким образом, соотношение (18) определяет пусковую плотность тока.

Из (12) и (18) следует, что максимальный коэффициент усиления, который можно получить в рассмотренной простейшей модели трохотронного усилителя,

$$G_{\max} = 20 \lg \operatorname{ch}(\pi/2) \approx 8 \text{ дб}. \quad (19)$$

Ниже показано, каким способом этот предельный коэффициент усиления может быть увеличен.

Рассмотрим влияние проводимости стенок линии передачи (распределенное поглощение) на эффективность взаимодействия „толстого“ пучка с прямой *TEM*-волной для случая слабых сигналов. Энергетическим методом получаем выражение для амплитуды высокочастотного поля в системе при наличии потерь:

$$E_a(z) = \frac{E_{a \text{ вх}}}{\beta_1 - \beta_2} (\beta_1 e^{\beta_1 z} - \beta_2 e^{\beta_2 z}), \quad (20)$$

где

$$\beta_1 = \sqrt{\alpha^2 + \bar{\alpha}^2/4} - \bar{\alpha}/2; \quad \beta_2 = -\sqrt{\alpha^2 + \bar{\alpha}^2/4} - \bar{\alpha}/2$$

($\bar{\alpha}$ —коэффициент затухания волны в „холодной системе“). Как и следовало ожидать, усиление уменьшается с увеличением α . Рассматривая (с учетом потерь) взаимодействие пучка с встречной волной, нетрудно получить для амплитуды поля уравнение:

$$\frac{dE_a(z)}{dz} = -\alpha^2 \int_0^z E_a(z) dz + \bar{\alpha} E_a(z). \quad (21)$$

Для существования нетривиального решения уравнения (21), удовлетворяющего граничному условию $E_a(L) = 0$, существенно отношение

величин α и $\bar{\alpha}$. Если $\bar{\alpha} \geq 2\alpha$, то генерация невозможна*. Если $\bar{\alpha} < 2\alpha$, то соответствующая возникновению генерации плотность тока

$$j_0 = \frac{E_0}{\pi^2 KN^2 f} \left[4 \left(\pi - \arctg \frac{2}{\alpha} \right)^2 + \bar{\alpha}^2 L^2 \right],$$

а предельный коэффициент усиления (с точностью до затухающей волны):

$$G_{\text{макс}} \approx 4,6 \left[\sqrt{4 \left(\pi - \arctg \frac{2}{\alpha} \right)^2 + 2\bar{\alpha}^2 L^2 - \bar{\alpha} L} \right]^2 \delta b.$$

Таким образом, наличие распределенных потерь приводит к увеличению пускового тока и тем самым увеличивает предельный коэффициент усиления, который можно получить, не возбуждая усилитель. Нетрудно видеть, что сосредоточенные потери влияют аналогично распределенным—несколько уменьшают усиление и увеличивают пусковой ток.

5. О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ТМ-ВОЛНАМИ

Если электрическое поле волны, с которой имеет место взаимодействие, эллиптически поляризовано в плоскости yz и зависимостью E_y и E_z от поперечных координат в пределах радиуса невозмущенной трохлоиды можно пренебречь, то, как нетрудно убедиться, формула для коэффициента усиления (14) примет вид:

$$G = \left(13,5 \sqrt{\frac{1+p}{1+p^2}} \frac{j_0 K f}{E_0} N - 6 \right) \delta b,$$

где p — отношение осей эллипса поляризации ($|p| \leq 1$). Аналогично в выражение для пусковой плотности тока (18) войдет множитель $(1+p^2)/(1-p)$:

$$j_0 = \frac{1+p^2}{1-p} \frac{E_0}{N^2 K f},$$

и, следовательно,

$$G_{\text{макс}} = 20 \lg \operatorname{ch} \left(\frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{1+p}{1-p}} \right) \delta b.$$

Существенно отметить, что в ТМ-волнах величина p может быть как положительной, так и отрицательной.

Таким образом, если взаимодействие с прямой волной усиливается благодаря наличию продольной компоненты высокочастотного поля (направление вращения вектора \mathbf{E} совпадает с направлением вращения электрона), то взаимодействие с встречной волной ослабляется (направления вращения противоположны) и наоборот. Это обстоятельство можно использовать для подавления генерации на встречной волне в трохотронных усилителях, работающих на ТМ-волнах. Естественно, что наиболее полного ослабления взаимодействия с встречной волной следует ожидать в случае круговой поляризации поля вблизи поверхности, на которую осуществляется отбор. Нетрудно видеть, что применение гребенчатой замедляющей системы в качестве анодной пластины обеспечивает нужную поляризацию вектора \mathbf{E} . В этом случае для получения желаемого эффекта отбор нужно производить на анод.

* Как следует из (20), усиление при этом не равно нулю, хотя и имеет относительно малую величину.

что невыгодно с точки зрения коэффициента полезного действия*. Сильное ослабление взаимодействия с встречной волной при отборе на гребенчатую структуру, служащую катодной пластиной, можно осуществить в других, более сложных системах (например, при использовании гибридных волн, а также волн с обратной дисперсией).

6. ТРОХОТРОННЫЙ УСИЛИТЕЛЬ ПРИ БОЛЬШИХ УРОВНЯХ МОЩНОСТИ

Изложенная выше простейшая теория трохотронного усилителя основана на допущении, что высокочастотное поле определяет лишь условие отбора ускоренных электронов и практически не влияет на траектории тормозящихся частиц, участвующих в энергообмене с волной.

Нетрудно убедиться, что в случае больших отклонений траектории электрона от статической выражение для радиуса вращения электронов в подвижной системе координат при выполнении условий $E_a \ll E_0$ и $ha \ll 1$ имеет вид:

$$R(z) = \left\{ a^2 + \frac{\eta a}{\omega_H v_0} \cos \varphi \int_0^z E_a(z) dz + \left[\frac{\eta}{2\omega_H v_0} \int_0^z E_a(z) dz \right]^2 \right\}^{1/2}. \quad (22)$$

Для выяснения основных особенностей работы трохотронного усилителя на больших уровнях мощности достаточно рассмотреть простейший случай, когда весь пучок затронут отбором на первых периодах трохойды, что соответствует тонкому касающемуся катодной пластины пучку. Условием отбора в этом случае является неравенство $R > a$, т. е. согласно (22):

$$a \cos \varphi + \frac{\eta}{4\omega_H v_0} \int_0^z E_a(z) dz > 0.$$

Отсюда следует, что в пространство взаимодействия попадают электроны, начальные фазы которых лежат в пределах $\pi/2 < \varphi < 3\pi/2$, а через сечение z проходят только те из них, фазы влета которых удовлетворяют неравенству $\pi - \Theta < \varphi < \pi + \Theta$, где

$$\cos \Theta = \eta \int_0^z E_a(z) dz / 4\omega_H v_0 a. \quad (23)$$

Среди электронов, взаимодействующих с высокочастотным полем на участке dz , имеются такие, которые тормозятся и отдают энергию полю, но есть и ускоряющиеся электроны, которые забирают энергию у поля и движутся по окружности с возрастающим радиусом ($dR/dz > 0$) до тех пор, пока не осядут на катодную пластину. Число таких, попавших в ускоряющее поле, электронов непрерывно увеличивается с ростом z .

Уравнение, определяющее (через (23)) амплитуду высокочастотного поля, получается в виде:

$$\frac{d^2 \cos \Theta(z)}{dz^2} = \frac{\eta I_0 h^2 K}{2\pi v_0^2} \left[\sqrt{1 - \cos^2 \Theta(z)} - 2\Theta(z) \cos \Theta(z) \right]. \quad (24)$$

Из анализа уравнения (24) следует, что при $\cos \Theta = 0,4$ ($\Theta = 65^\circ$) амплитуда поля принимает максимальное значение, равное

* При отборе на катодную пластину в такой системе эффект может быть получен лишь за счет зависимости E_z от поперечной координаты.

$$E_a(\tilde{z}) = 0,848 (I_0 h^2 K \omega_H^2 a^2 / \pi \eta)^{1/2}.$$

При $\tilde{z} = L = \tilde{L}$ это соответствует максимальной выходной мощности высокочастотного поля

$$P_{\text{вых макс}} = 0,115 E_0 a I_0 f. \quad (25)$$

Длина пространства взаимодействия \tilde{L} , при которой выходная мощность максимальна, находится в результате численного интегрирования уравнения (24):

$$\tilde{L} = 4,8 v_0^2 / \eta I_0 h^2 K. \quad (26)$$

Электронный коэффициент полезного действия системы определяется отношением выходной мощности высокочастотного поля к мощности, расходуемой источниками питания коллектора и катодной пластины. Из (22) находим, что радиус наиболее сильно тормозившегося электрона $R(\tilde{z}) = 0,45 a$, т. е. коллектор следует поместить на высоте $0,55 a$ от катодной пластины. Учитывая, что ток коллектора равен $\Theta I_0 / \pi$, а напряжение на катодной пластине определяется скоростью в нижней точке статической траектории, после несложных преобразований получим:

$$\text{КПД}_{\text{макс}} = \frac{0,23 f^2}{f^2 - 1,6 f + 1}. \quad (27)$$

Отметим, что при $f=1$ (циклоидальный пучок) коэффициент полезного действия имеет наибольшее значение, равное 57%.

Проведенный анализ взаимодействия электронного пучка, направляемого скрещенными электрическим и магнитным полями, с электромагнитными волнами в линии передачи показал, что при наличии „принудительной“ фазировки частиц, осуществляемой путем удаления ускоряющихся электронов из пространства взаимодействия, возможна передача энергии электронного потока быстрой электромагнитной волне. Взаимодействие такого рода оказывается, вообще говоря, более эффективным, чем в обычных приборах с бегущей волной, в которых автофазировка происходит за счет модуляции плотности частиц. Это обусловлено тем, что при наличии отбора даже малые возмущения траектории движения отдельных частиц под действием высокочастотного поля при известных условиях могут привести к существенной уже в нулевом порядке модуляции электронного потока. Для получения значительного усиления на малых сигналах необходимо использовать электронные пучки с большей плотностью тока вблизи электрода, на который осуществляется отбор. Это обстоятельство обуславливает высокий шум-фактор усилителя и, следовательно, исключает его применение в качестве усилителя слабых сигналов. Таким образом, трохотронный усилитель может применяться только на средние и, возможно*, большие мощности.

Отметим в заключение, что пучок, направляемый скрещенными полями E_0, B_0 , был рассмотрен лишь для примера. Легко убедиться, что аналогичный механизм взаимодействия электронного потока с электромагнитной волной может быть осуществлен и в некоторых других системах, например, в линии передачи с пучком, направляемым продольным магнитным полем (спиральный пучок) или периодическим

* Увеличение выходной мощности связано, вообще говоря, с увеличением тока пучка; при этом уже нельзя пренебрегать влиянием пространственного заряда.

электростатическим полем, а также в системе с дентробежной электростатической фокусировкой. Существенным для получения усиления бегущей волны, основанного на механизме отбора ускоряемых электронов, является наличие отбирающего электрода вблизи статически модулированной траектории и соответствующей поляризации вектора напряженности высокочастотного электрического поля.

Автор выражает благодарность А. В. Гапонову и И. И. Антакову за ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гапонов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **2**, 443 (1959).
2. А. В. Гапонов, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **2**, 450 (1959).
3. С. И. Тетельбаум, Радиотехника и электроника, **2**, 705 (1957).
4. Л. А. Вайнштейн, Электромагнитные волны, изд. Сов. радио, М., 1957.
5. И. И. Антаков, Р. П. Васильев, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, **2**, 741 (1959).

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
17 мая 1959 г.