

УДК 621.385.6

К НЕЛИНЕЙНОЙ ТЕОРИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ГИРОТРОНА

Н. С. Гинзбург, Г. С. Нусинович

При не очень большой вращательной энергии электронов релятивистский гиротрон (РГ) описывается теми же уравнениями, что и в случае слабoreлятивистского пучка. Уравнения РГ с большой вращательной энергией частиц сводятся к уравнениям резонансной черенковской ЛБВ. С ростом энергии КПД РГ падает, оставаясь, тем не менее, даже при ультрарелятивистских скоростях частиц достаточно большой величиной. Определены оптимальные по КПД параметры РГ (длина резонатора, ток пучка).

ВВЕДЕНИЕ

В гиротроне поток электронов, вращающихся в статическом магнитном поле, возбуждает высокочастотное поле на отрезке слабонерегулярного волновода. Частота возбуждающейся моды близка к критической, в силу чего доплеровское смещение резонансной частоты поля относительно резонансной гармоники циклотронной частоты электронов мало даже при значительном разбросе поступательных скоростей электронов [1]. Это обстоятельство, наряду с возможностью применения методов квазиоптической селекции мод [2], делает гиротрон одной из наиболее перспективных разновидностей мазеров на циклотронном резонансе (МЦР)*.

Стартовые токи мод, возбуждающихся на квазикритической частоте, сравнительно низки [1]. Этим, по-видимому, объясняется то, что в экспериментах, проводимых с целью получения магнитотормозного СВЧ излучения сильноточных релятивистских электронных пучков, как правило, наблюдается (см., например, [4]) генерация колебаний с частотой, близкой к критической. Из-за того, что большинство подобных экспериментов не основано на достаточно развитой теории, эффективность энергообмена в них низка (см., например, [4]). В то же время уже на основе простых физических соображений и принципов построения теории релятивистского гиротрона (РГ) [5] становится возможным создание РГ с достаточно высоким (свыше 10%) КПД [6].

В настоящей статье более детально, чем в [5], анализируются условия эффективной работы РГ с фиксированной структурой высокочастотного поля.

ЭНЕРГООБМЕН МЕЖДУ ЭЛЕКТРОНАМИ И ВЫСОКОЧАСТОТНЫМ ПОЛЕМ

Оценить КПД РГ можно на основании простых физических соображений, аналогичных использованным в [1] при оценке КПД слабoreлятивистских МЦР. Доля энергии $|\delta \mathcal{E}| / \mathcal{E}_0$ (\mathcal{E}_0 — начальное значение

* Среди МЦР с релятивистскими электронными потоками определенный интерес представляют также мазеры на циклотронном авторезонансе, в которых электроны могут отдавать значительную часть своей энергии на возбуждение электромагнитной волны, имеющей в направлении статического магнитного поля фазовую скорость, близкую к скорости света [3].

энергии), которую могут отдать электроны высокочастотному полю частоты ω в условиях циклотронного резонанса $|\omega - n\omega_H| \ll \omega_{H_0}$ ($\omega_{H_0} = eH_0 c/\mathcal{E}_0$), определяется допустимым изменением за время взаимодействия T фазы вращательного движения электронов ϑ , обусловленным зависимостью циклотронной частоты от энергии $|\delta\vartheta| = \left| \frac{d\omega_H}{d\mathcal{E}} \delta\mathcal{E} \right| T = \frac{|\delta\mathcal{E}|}{\mathcal{E}_0} 2\pi nN \leq 2\pi$, откуда следует условие

$$\frac{|\delta\mathcal{E}|}{\mathcal{E}_0} \leq \frac{1}{Nn}, \quad (1)$$

где $N \gg 1$ — число оборотов электрона, в течение которых осуществляется резонансное взаимодействие*. В то же время изменение энергии электрона должно соответствовать работе, совершаемой электрическим высокочастотным полем над электроном за N оборотов:

$$eE_{\text{эфф}} 2\pi r_L N \approx |\delta\mathcal{E}|, \quad (2)$$

где $r_L = v_{\perp}/\omega_H$ — ларморовский радиус электрона, величина «эффективного» высокочастотного поля $E_{\text{эфф}}$, действующего на электроны при резонансе с n -й гармоникой гирочастоты, определяется [1] как среднеквадратичным по объему резонатора значением переменного поля $E_0 = (\overline{E^2})^{1/2}$, так и его поперечной неоднородностью $E_{\text{эфф}} \sim \frac{1}{(n-1)!} \left(\frac{\kappa r_L}{2} \right)^{n-1} E_0$ (κ — поперечное волновое число).

Непосредственно из (1), (2) следует соотношение между параметром, характеризующим величину высокочастотного поля $\alpha_n = \pi \frac{E_0}{H_0} \frac{n^{n-1}}{n! 2^{n-2}}$, и числом оборотов N :

$$n^2 \alpha_n \beta_{\perp 0}^n N^2 \sim 1 \quad \left(\beta_{\perp 0} = \frac{v_{\perp 0}}{c} \right). \quad (3)$$

Таким образом, электронный КПД РГ, определяемый усредненным по фазам влета частиц ϑ_0 изменением кинетической энергии электронов, по порядку величины равен

$$\eta = \frac{|\overline{\delta\mathcal{E}}| \vartheta_0}{\mathcal{E}_0 - m_0 c^2} \sim \frac{\mathcal{E}_0}{nN(\mathcal{E}_0 - m_0 c^2)} \sim \frac{\sqrt{\alpha_n \beta_{\perp 0}^n}}{1 - \gamma_0^{-1}}. \quad (4)$$

Здесь $\gamma_0 = \mathcal{E}_0/m_0 c^2$ — отношение начальной энергии электрона к энергии покоя. Для более точного определения КПД необходимо исследовать уравнения РГ.

УРАВНЕНИЯ РГ

В силу условия (1) в РГ можно считать изменение полной энергии электрона малым и пренебречь (см. [1]) поперечным дрейфом центров вращения частиц. Кроме того, продольный импульс электронов в РГ сохраняется, а изменение энергии пропорционально изменению квадрата поперечного импульса [5]: $\frac{\gamma}{\gamma_0} - 1 = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \left(\frac{p_{\perp 1}^2}{p_{\perp 0}^2} - 1 \right)$. Усредненные

Различия между полным числом оборотов электрона за время пролета через резонатор $N_{\text{полн}}$ и числом оборотов, в течение которых происходит резонансное взаимодействие частиц с высокочастотным полем, N определены в Приложении.

уравнения для энергии \mathcal{E} и медленно меняющейся относительно поля волны фазы вращательного движения электрона ϑ при этом имеют вид [1]

$$\left\{ \begin{array}{l} \dot{\mathcal{E}} = e \operatorname{Re} \left\{ A f(z) \frac{\partial H}{\partial \vartheta} \right\} \\ \dot{\vartheta} + \frac{\omega}{v_z} \left(1 - \frac{n \omega_H}{\omega} \right) = -e \operatorname{Re} \left\{ A f(z) \frac{\partial H}{\partial \mathcal{E}} \right\} \end{array} \right. \quad (5)$$

где точкой обозначено дифференцирование по времени, A — амплитуда автоколебаний, функция $f(z)$ описывает продольную структуру высокочастотного поля; в случае ТЕ-мод [1] $H = i(p_{\perp}/p_z) J'_n(n\beta_{\perp}) L_n(X, Y) e^{-i\vartheta}$, где величина $L_n = \left(\frac{c}{\omega}\right)^n \left(\frac{\partial}{\partial X} + i \frac{\partial}{\partial Y}\right)^n \Psi(X, Y)$ характеризует поперечную структуру высокочастотного поля в месте нахождения электрона (X, Y — поперечные координаты центра вращения), функция $\Psi(X, Y)$ является решением уравнения Гельмгольца $\Delta_{\perp} \Psi + x^2 \Psi = 0$ с соответствующим граничным условием на стенке резонатора.

При движении электрона в поле ТМ-мод, как следует из [7], продольная структура высокочастотной силы, действующей на электрон, описывается не $f(z)$, а функцией $g(z) = -i\beta_{z_0} f(z) - \frac{\lambda}{2\pi} \frac{df}{dz}$, и в выражении для H вместо комбинации $\beta_{\perp} J'_n(n\beta_{\perp})$ фигурирует $J_n(n\beta_{\perp})$. Поскольку характерный размер продольной неоднородности поля моды, возбуждающейся на квазикритической частоте, значительно больше длины волны и продольная скорость электрона в РГ порядка скорости света, вторым слагаемым в $g(z)$ можно пренебречь. Кроме того, поскольку функция Бесселя $J_n(x)$ при $x \ll n$ хорошо аппроксимируется выражением $J_n(x) \approx (1/n!) (x/2)^n$, при любых значениях поперечной скорости электрона можно считать, что $J_n(n\beta_{\perp}) \approx \beta_{\perp} J'_n(n\beta_{\perp}) \approx (1/n!) (n\beta_{\perp}/2)^n$. Таким образом, все отличия между ТЕ- и ТМ-модами в уравнениях (5) сводятся к замене амплитуды автоколебаний A в случае ТМ-мод на $\beta_{z_0} A$.

Учитывая разложение $J_n(n\beta_{\perp})$, уравнения (5) можно переписать, введя параметр F , характеризующий амплитуду автоколебаний $F = i \frac{A}{H_0} \beta_{\perp_0}^{n-4} \frac{n^{n-1}}{2^{n-2} n!} L_n$, приведенную продольную координату $\hat{\zeta} = \frac{z}{\beta_{z_0} \lambda}$, расстройку $\hat{\Delta} = \frac{2}{\sqrt{F} \beta_{\perp_0}^2} \left(1 - \frac{n \omega_{H_0}}{\omega} \right)$ и энергетическую переменную $\hat{\mathcal{E}} = \frac{2}{\sqrt{F} \beta_{\perp_0}^2} (\gamma_0 - i)$ в виде

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\hat{\mathcal{E}}}{d\hat{\zeta}} = + \operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial}{\partial \vartheta} [(1 + \sqrt{F} \hat{\mathcal{E}})^{n/2} e^{-i\vartheta} f(\hat{\zeta})] \right\} \\ \frac{d\vartheta}{d\hat{\zeta}} + \hat{\Delta} + \hat{\mathcal{E}} = - \operatorname{Re} \left\{ \frac{\partial}{\partial \hat{\mathcal{E}}} [(1 + \sqrt{F} \hat{\mathcal{E}})^{n/2} e^{-i\vartheta} f(\hat{\zeta})] \right\} \end{array} \right. \quad (6)$$

В этих переменных электронный КПД РГ определяется как

$$\eta = \frac{\beta_{\perp 0}^2 V \overline{F}}{2(1 - \gamma_0^{-1})} \hat{\eta}_{\perp} = \frac{V \overline{\alpha_n \beta_{\perp 0}^n}}{2(1 - \gamma_0^{-1})} \hat{\eta}_{\perp}, \quad (7)$$

где $\hat{\alpha}_n = \frac{A}{H_0} \frac{n^{n-1}}{2^{n-2} n!} L_n$ (ср. (4)), а величина приведенного КПД $\hat{\eta}_{\perp}$, характеризующего отдачу высокочастотному полю долю вращательной энергии электронов, равна

$$\hat{\eta}_{\perp} = -\frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \hat{\mathcal{E}}(\mu) d\vartheta_0. \quad (8)$$

Здесь μ — приведенная продольная координата конца пространства взаимодействия.

Отношение амплитуды высокочастотного поля к величине магнито-статического поля в РГ миллиметрового диапазона мало ($\hat{\alpha}_n \ll 1$) даже при напряженности высокочастотного поля, близкой к пробойной величине (что позволяет, в частности, получить укороченные уравнения (4)). Поэтому, когда в РГ с большим питч-фактором (отношением $g_n = \beta_{\perp 0} / \beta_{z 0}$) величина поперечной скорости электрона близка к скорости света, параметр F в уравнениях (6) является малой величиной, и эти уравнения сводятся к уравнениям слаборелятивистской резонансной ЛБВ в приближении малого параметра Пирса

$$\frac{d^2 \vartheta}{d\zeta^2} = f(\zeta) \sin \vartheta \quad (9)$$

с начальными условиями $\vartheta(0) = \vartheta_0$, $\left. \frac{d\vartheta}{d\zeta} \right|_0 = \hat{\Delta}$. При этом КПД РГ, как

и КПД слаборелятивистской ЛБВ, мал (пропорционален \sqrt{F} , см. (7)), причем если КПД гиротрона с ростом энергии убывает из-за увеличения неизохронности вращательного движения электронов, препятствующей длительному эффективному энергообмену релятивистских частиц (см. (1), (3)), то в черенковской ЛБВ, напротив, энергообмен быстро выводит (см. [1], лекция Петелина «Генерация когерентного излучения интенсивными потоками релятивистских электронов») из синхронизма с волной слаборелятивистские частицы, а при черенковском излучении ультрарелятивистского пучка скорости частиц даже при значительном изменении энергии остаются близки к скорости света.

Когда поперечная скорость электронов не слишком велика, $\frac{n\beta_{\perp 0}^2}{2} \ll 1$, электроны могут отдать в условиях циклотронного резонанса высокочастотному полю значительную часть своей вращательной энергии (и это не противоречит условию (1)). При этом представляется удобным свести уравнения (6) к виду, обычному для теории слаборелятивистских МЦР [1, 8],

$$\begin{cases} \frac{d\omega}{d\zeta} = \frac{\partial}{\partial \vartheta} \operatorname{Re} \{ \omega^{n/2} e^{-i\vartheta} F f(\zeta) \} \\ \frac{d\vartheta}{d\zeta} + \Delta + \omega - 1 = -\frac{\partial}{\partial \omega} \operatorname{Re} \{ \omega^{n/2} e^{-i\vartheta} F f(\zeta) \} \end{cases} \quad (10)$$

с начальными условиями $\omega(0) = 1$, $\vartheta(0) = \vartheta_0$. В уравнениях (10) в параметры и переменные не входит в явном виде F : $\zeta = \frac{\hat{\zeta}}{\sqrt{F}}$, $\Delta = \hat{\Delta} \sqrt{F}$, энергетическая переменная $\omega = 1 - \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_0}\right)$ [5]. При этом полный электронный КПД

$$\eta = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2(1 - \gamma_0^{-1})} \eta_{\perp} = \frac{g_{\parallel}^2}{1 + g_{\parallel}^2} \frac{1 + \gamma_0^{-1}}{2} \eta_{\perp} \quad (11)$$

может составлять значительную часть «поперечного» КПД

$$\eta_{\perp} = \sqrt{F} \hat{\eta}_{\perp} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(1 - \frac{p_{\perp}^2}{p_{\perp 0}^2}\right) d\vartheta_0 = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \omega(\mu) d\vartheta_0 \quad (12)$$

(здесь $\mu = \hat{\mu} / \sqrt{F}$, $g_{\parallel} = \frac{\beta_{\perp 0}}{\beta_{z0}}$, $g_{\perp} = \frac{\beta_{\perp 0}}{\beta_{z0}}$ — питч-фактор электронного пучка).

Результаты интегрирования уравнений (10), (12) приведены в [1, 8, 9] и многих других работах по теории слабoreлятивистских МЦР. Как следует из сказанного, эти результаты можно непосредственно использовать для расчета РГ с не слишком большой $\left(\frac{n\beta_{\perp 0}^2}{2} \ll 1\right)$ вра- щательной скоростью частиц.

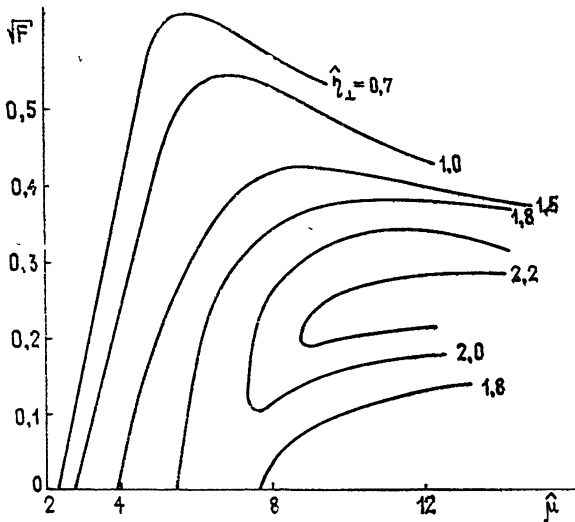


Рис. 1.

Для того, чтобы применить результаты теории слабoreлятивистских МЦР к расчету РГ с большой поперечной скоростью электронов, необходимо от параметров F , μ , Δ системы уравнений (10), (12) перейти к параметрам \sqrt{F} , $\hat{\mu}$, $\hat{\Delta}$ системы (6), (8). В качестве примера на рис. 1 изображены на плоскости параметров \sqrt{F} , $\hat{\mu}$ линии равных значений приведенного КПД $\hat{\eta}_{\perp}$, максимизированного по расстройке $\hat{\Delta}$, в РГ с гауссовой продольной структурой высокочастотного поля $f(\zeta) =$

$= \exp \left[- \left(\frac{2\hat{\zeta}}{\hat{\mu}} - 1 \right)^2 \right]$. Графики построены в области относительно

больших амплитуд F на основе результатов расчета поперечного КПД слаборелятивистского гиротрона (СРГ) [8], при $F \rightarrow 0$ — на основе сделанных М. А. Горшковой и Н. Ф. Ковалевым расчетов КПД приборов с преобладающей инерционной группировкой электронов. В области больших значений $\hat{\mu}$ ($\hat{\mu} > 2\pi$) КПД при фиксированной амплитуде высокочастотных колебаний слабо зависит от длины резонатора (параметра $\hat{\mu}$, см. рис. 1), что согласуется с оценками (3), (4). Как следует из (3), (4), (7), эффективный энергообмен в РГ имеет место при $\hat{\mu} \gtrsim 2\pi$. При $\hat{\mu} \approx 2\pi$ полное число оборотов $N_{\text{полн}}$ электрона за время пролета через резонатор совпадает с числом оборотов N , необходимым (3) для энергообмена. При $\hat{\mu} > 2\pi$ полное число оборотов превышает N . При этом электроны, как показано в Приложении, после N оборотов выходят из резонанса с высокочастотным полем и оставшуюся часть резонатора пролетают, не изменяя своей энергии.

ПАРАМЕТРЫ РГ

Приведенная амплитуда автоколебаний F в режиме стационарной генерации связана с параметром I_0 , пропорциональным току пучка, уравнением баланса активных мощностей электронного пучка и высокочастотного поля [8]

$$I_0 \eta_{\perp} = F^2 \mu^2 (3-n). \quad (13)$$

Для РГ с $\beta_{\perp 0} \sim 1$ уравнение баланса (13) в переменных, соответствующих системе уравнений (6), (8), имеет вид

$$\hat{I}_0 \hat{\eta}_{\perp} = F \hat{\mu}. \quad (13')$$

Параметр I_0 для гиротрона с гауссовой продольной структурой поля равен [7-9]

$$I_0 = 0,24 \cdot IQ \cdot 10^{-3} (\pi g_n)^{6-2n} \gamma_0^{-1} \left(\frac{L}{\lambda} \right)^{5-2n} \left(\frac{n^n}{2^n n!} \right)^2 \left\{ G_n^{\text{TE}} \text{— для TE-мод} \right. \quad (14)$$

$$\left. \beta_{z_0}^2 G_n^{\text{TM}} \text{— для TM-мод} \right.$$

Здесь I — ток пучка в амперах, Q — добротность резонатора, структурный коэффициент $G_n \sim |L_n|^2$ в гиротроне с пучком, в котором центры электронных орбит удалены на расстояние R_0 от оси резонатора радиуса R , равен

$$G_n^{\text{TE}} = \frac{J_{m \pm n}^2 \left(\frac{\omega}{c} R_0 \right)}{(\nu^2 - m^2) J_m^2(\nu)}, \quad G_n^{\text{TM}} = \frac{J_{m \pm n}^2 \left(\frac{\omega}{c} R_0 \right)}{\nu^2 J_m'^2(\nu)},$$

где для мод $\text{TE}_{m\rho}$ ν — ρ -й корень уравнения $J_m'(\nu) = 0$, для мод $\text{TM}_{m\rho}$ ν — ρ -й корень уравнения $J_m(\nu) = 0$; индекс $m-n$ у функций Бесселя соответствует волне, вращающейся по азимуту в том же направлении, что и электроны, индекс $m+n$ — волне, вращающейся в противоположном направлении. Параметр \hat{I}_0 в уравнении (13') связан с параметром I_0 соотношением $\hat{I}_0 = I_0 \mu^{2n-5}$, т. е. при фиксированной добротности резонатора Q не зависит от его длины.

Оценки показывают, что если при оптимальных по КПД значениях параметров I_0, μ ($n = 1: \mu_{\text{opt}} \approx 17, I_0^{\text{opt}} \approx 2 \cdot 10^3$ [8]) и достаточно эффективном взаимодействии электронов с полем рабочей моды (R_0 соответствует максимуму $G_n^{\text{TE, TM}}$) рабочей является одна из низших мод резонатора, то оптимальный ток, определяемый из выражения (14), существенно ниже предельных токов, получаемых с помощью термоэмиссионных катодов СРГ [10] и тем более с помощью взрывной эмиссии в РГ [4]. Повышать оптимальную величину тока при фиксированном пичч-факторе и напряжении пучка, как известно (см. (14)), можно: а) делая добротность резонатора близкой к минимальной дифракционной добротности открытого отрезка волновода длиной L : $Q \approx Q_{\text{диф}}^{\text{min}} \approx 4\pi \left(\frac{L}{\lambda}\right)^{2*}$ и укорачивая длину системы L , б) выбирая радиус пучка

таким, чтобы уменьшить структурный коэффициент $G_n^{\text{TE, TM}}$, в) переходя на работу с пространственно-развитыми модами в резонаторах большого поперечного сечения (при этом в (14) уменьшаются коэффициенты $G_n^{\text{TE, TM}}$ из-за увеличения числа ν , пропорционального радиусу резонатора $\nu = \kappa R$). Следует, однако, учитывать, что увеличение поперечных размеров резонатора, позволяющее увеличить радиус пучка ($I \sim R_0$), препятствует применению двух первых способов повышения оптимального тока, во-первых, потому, что при переходе на высшие моды обостряется проблема селекции мод — при этом уменьшение сопротивления связи электронов с полем рабочей моды ухудшает ее конкурентные свойства по сравнению с паразитными модами, имеющими другую поперечную структуру. Кроме того, при увеличении радиуса открытого резонатора фиксированной длины добротность колебаний падает настолько, что мода может стать неустойчивой [11]. Чтобы мода оставалась устойчивой при увеличении радиуса резонатора, следует либо увеличить его длину, сохраняя достаточно большой величину параметра Френеля $C = \frac{L^2}{8R\lambda \sqrt{1 - \frac{m^2}{\nu^2}}} \geq 1$ [11], либо — для повышения

добротности — создавать закритические сужения на концах резонатора (при этом понижается оптимальный ток).

Мощность СВЧ колебаний при оптимальном токе пучка (14) в РГ $Q \approx Q_{\text{диф}}^{\text{min}}$ равна

$$P = 0,03 \frac{m_0^2 c^5}{e^2} \left(\frac{2^n n!}{n^n}\right)^2 F_n(\mu) g_n \left(\frac{g_n^2}{1+g_n^2}\right)^{\frac{9}{2}-n} \frac{(\gamma_0^2 - 1)^{\frac{9}{2}-n}}{\gamma_0^{7-2n}} J_{m \pm n}^{-2}(\kappa R_0) \times$$

$$\times \begin{cases} (\nu^2 - m^2) J_m^2(\nu) & \text{— TE} \\ \frac{\nu^2}{\beta_{z_0}^2} J_m'^2(\nu) & \text{— TM} \end{cases}$$

где $F_n(\mu) = I_0^{\text{opt}}(\mu) \eta_{\perp}(\mu, I_0^{\text{opt}}) \mu^{2n-7}$. Зависимость $F_1(\mu)$ для гиротрона с гауссовой продольной структурой поля, вычисленная на основании результатов [9], представлена на рис. 2.

* При $Q \approx Q_{\text{диф}}^{\text{min}}$ вместо параметра \hat{I}_0 целесообразно ввести не зависящий от длины резонатора параметр $I'_0 = \hat{I}_0 / \mu^2$ и переписать уравнение баланса (13') в виде $I'_0 \hat{\eta}_{\perp} = F^2 / \mu$,

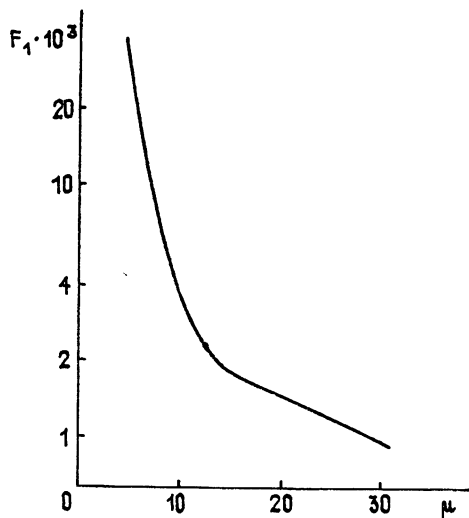


Рис. 2.

Авторы благодарны В. Л. Братману, М. И. Петелину и В. К. Юлцатову за интерес к работе и полезные замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Изменение энергии электронов в процессе пролета через резонатор

В гиротроне с неоднородной продольной структурой высокочастотного поля процесс магнитотормозного излучения электронов в резонаторах большой длины может иметь место лишь на некоторой «эффективной» части длины резонатора, после чего электроны, отдавшие энергию высокочастотному полю, выходят из циклотронного резонанса и оставшуюся часть резонатора пролетают, практически не взаимодействуя со спадающим высокочастотным полем, которое оказывается «не в состоянии» удержать выходящие из резонанса частицы. Это подтверждается приведенными на рис. 3 графиками зависимости текущего

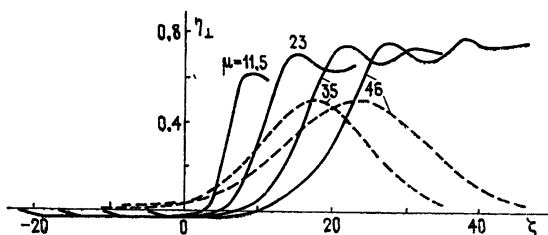


Рис. 3.

КПД $\eta_{\perp}(\zeta)$ гиротрона с гауссовой продольной структурой поля ($f(\zeta) = \exp\left[-3\left(\frac{2\zeta}{\mu} - 1\right)^2\right]$, $n = 1$), полученными путем решения на ЭВМ уравнений (9), (11)*. Значения расстройки Δ и параметра F близки

* Интересно отметить, что в МЦР с нефиксированной структурой поля под влиянием электронного потока устанавливается распределение высокочастотного поля, близкое к гауссову без спадающего участка (см., например, [12]).

к оптимальным при данных μ (см. рис. 3); уравнения (9), (11) интегрировались на участке $\zeta \in [-\mu/2; \mu]$. Штриховыми линиями нанесены на рис. 3 соответствующие нескольким значениям μ продольные структуры поля $f(\zeta)$.

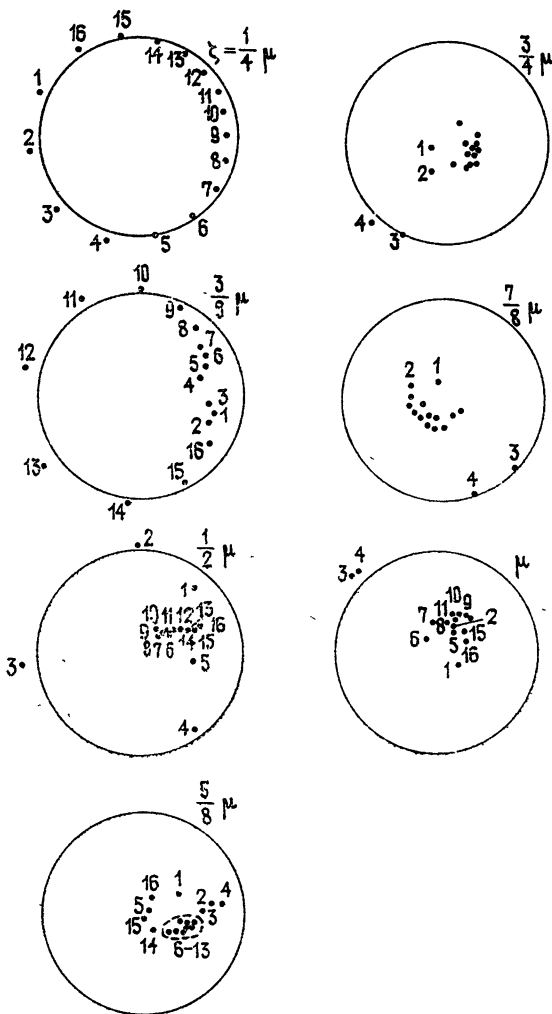


Рис. 4.

Процесс фазировки частиц иллюстрируется рис. 4, на котором показаны равномерно распределенные по начальным фазам электроны во время пролета через резонатор для случая $\mu = 46$. Электроны, как видно из рис. 4, в основном теряют вращательную энергию уже при $\zeta \approx 0,6\mu$, в дальнейшем образовавшийся сгусток частиц вращается без существенных изменений энергии.

Описанный расчет проводился для гиротрона с односкоростным потоком электронов. Как показано в [13], понижение КПД СРГ вследствие разброса скоростей слабо зависит от величины параметра неизохронности μ . Следовательно, можно считать, что разброс скоростей на изложенные соображения принципиально не повлияет.

Таким образом, в РГ с неоднородной продольной структурой высокочастотного поля существует возможность иметь высокий КПД при

полном числе оборотов электрона $N_{\text{полн}} = \frac{1}{n\beta_z} \frac{L}{\lambda}$, большем, чем число оборотов $N \sim 1/n \sqrt{\alpha_n \beta_{\perp}^2}$ (см. (3)), в течение которых происходит эффективный энергообмен между высокочастотным полем и частицами. Эта возможность может быть полезной в РГ с резонатором большого поперечного сечения, где длина резонатора должна быть не слишком мала.

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Лекции по электронике СВЧ, кн. IV, изд. СГУ, 1974.
2. С. Н. Власов, Г. М. Жислин, И. М. Орлова, М. И. Петелин, Г. Г. Рогачева, Изв. вузов — Радиофизика, 12, № 8, 1236 (1969).
3. М. И. Петелин, Изв. вузов — Радиофизика, 17, № 6, 902 (1974).
4. V. L. Granatstein, M. Herndon, P. Sprangle, Y. Carmel and J. A. Nation, Plasma Phys., 17, № 1, 23 (1975).
5. В. Л. Братман, Н. С. Гинзбург, Г. С. Нусинович, Письма в ЖТФ, 3, вып. 18, 961 (1977).
6. Н. С. Гинзбург, В. И. Кременцов, М. И. Петелин, П. С. Стрелков, А. Г. Шкварунец, Письма в ЖТФ, 4, вып. 3, 149 (1978).
7. В. Л. Братман, Электронная техника, серия 1, Электроника СВЧ, № 7, 92 (1974).
8. Г. С. Нусинович, Р. Э. Эрм, Электронная техника, серия 1, Электроника СВЧ, № 8, 55 (1972).
9. А. В. Гапонов, А. Л. Гольденберг, Д. П. Григорьев, Т. Б. Панкратова, М. И. Петелин, В. А. Флягин, Изв. вузов — Радиофизика, 18, № 2, 280 (1975).
10. Ш. Е. Цимринг, Лекции по электронике СВЧ, кн. IV, изд. СГУ, 1974.
11. Л. А. Вайнштейн, Открытые резонаторы и открытые волноводы, гл. V, изд. Сов. радио, М., 1966.
12. В. Л. Братман, М. А. Моисеев, М. И. Петелин, Р. Э. Эрм, Изв. вузов — Радиофизика, 16, № 4, 622 (1973); В. Л. Братман, Изв. вузов — Радиофизика, 17, № 10, 1544 (1974).
13. В. С. Ергаков, М. А. Моисеев, Р. Э. Эрм, Электронная техника, серия 1, Электроника СВЧ (в печати).

Институт прикладной физики
АН СССР.

Поступила в редакцию
3 мая 1978 г.

TO THE NONLINEAR THEORY OF RELATIVISTIC GYROTRON

N. S. Ginzburg, G. S. Nusinovich

When the rotating energy of electrons is not too large the relativistic gyrotron (RG) is described by the same equations that in the case of weakly relativistic beam. RG equations with a large rotating energy of particles are reduced to equations of the resonance Cerenkov TWT. With the increase of the energy the efficiency of RG drops. Nevertheless, it remains a sufficiently large value even at the ultrarelativistic velocities of particles. Optimal efficiency parameters of RG (the resonator length, the beam current) are defined.