

УДК 621.373.431.4

## НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ МАГНЕТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА В РЕЖИМЕ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

М. Ю. Красников

Проводится анализ влияния эффектов релятивистской неизохронности на группировку электронов в магнетроне, работающем в режиме циклотронного резонанса. Численный расчет траекторий дает для КПД значение порядка 0,25. Условия наилучшего отбора кинетической энергии электронов осуществляются в магнетроне с коллектором, где КПД достигает 0,5. Рассмотрено движение электронов в магнетроне при двойном синхронно-орбитальном резонансе. Показано положительное влияние циклотронного резонанса на первой гармонике гирочастоты. Согласно экспериментальным данным максимальный КПД удается получить в тех магнетронах, у которых отношение рабочей частоты к циклотронной близко к 0,5.

В работе [7] исследован режим циклотронного резонанса в нерелятивистском магнетроне. Известно, однако ([2], стр. 177), что учет релятивистской неизохронности электронных осцилляторов в гирорезонансных приборах, где меняется кинетическая энергия электронов, необходимо даже в том случае, когда скорости электронов много меньше скорости света.

Как показано в монографии [1], условие синхронизма электронов в магнетроне  $\omega = \hbar v_e$  ( $\hbar = \omega/v_\phi$  — постоянная распространения,  $v_e$  — скорость дрейфа электронов) не исключает необходимости одновременного выполнения резонансного соотношения

$$\omega = \pm n \Omega + h_k v_e, \quad h_k = (2k + 1)h, \quad (1)$$

$n = 0, 1, 2, \dots$ ,  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  — номер гармоники бегущей волны,  $\Omega$  — циклотронная частота. Равенство (1) представляет собой условие циклотронного резонанса, характерной особенностью которого является изменение радиусов электронных орбит. В работе [1] для частного случая  $\omega = \Omega$  показано, что циклотронный резонанс ухудшает механизм синхронного взаимодействия.

Представляет интерес более полное исследование вопроса о влиянии орбитальных резонансов на работу магнетронного генератора в синхронном режиме. Целесообразно также дополнить [7] анализом влияния слаборелятивистских эффектов на группировку электронов в магнетроне при циклотронном резонансе.

### 1. ПРИБЛИЖЕННЫЙ АНАЛИЗ ГРУППИРОВКИ ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ УСРЕДНЕНИЯ

В слаборелятивистском приближении учтена лишь неизохронность электронных осцилляторов. Пользуясь методом усреднения [1, 2] для резонансного условия (1) ( $k = 0$ ), получим (сохраняем обозначения работы [1]):

$$\frac{dx}{dt} = \pm \frac{i\eta \tilde{E}}{2\Omega} \frac{(\pm i\hbar\beta^*)^n}{n!} e^{\pm i\hbar x^*}, \quad \eta = \frac{|e|}{m_0},$$

$$\tilde{E} = \frac{2E_1}{\pi} \frac{\sin(hD/2)}{\text{sh}(hd)}, \quad (2)$$

$$\frac{d\beta}{dt} = \mp \frac{i\eta\tilde{E}}{2\Omega} \frac{(\pm ih\beta^*)^{n-1}}{(n-1)!} e^{\pm iha^*} + \frac{i\Omega^3}{2c^2} \beta^2 |\beta|,$$

где  $E_1$  — амплитуда ВЧ поля между ламелями анодного блока,  $D$  — расстояние между ними,  $d$  — расстояние между катодом и анодом. От нерелятивистских эти уравнения отличаются последним членом в правой части второго уравнения. Первый интеграл уравнений (2) имеет вид  $Y \pm R^2/2n = \text{const}$ , а уравнения фазовых траекторий (для верхнего знака в условии резонанса и  $n = 1$ ) —

$$\dot{R} = \gamma \exp(-R^2/2) \cos \theta, \quad (3)$$

$$R\dot{\theta} = \gamma \exp(-R^2/2) (R^2 - 1) \sin \theta + gR - \delta R^3,$$

где  $X = hx$ ,  $Y = hy$ ,  $R = ha$ ,  $T = \Omega t$ ,  $g = (\Omega + hv_e - \omega)/\Omega$  — расстройка,  $\theta = X + \varphi$ ,  $\gamma = (bR_0/2)\exp(R_0 + R_0^2/2)$ ,  $b = \tilde{E}/E_0$ ,  $R_0 = hv_e/\Omega$ ,  $\delta = (1/2)\beta_e^2/R_0^2$ ,  $\beta_e = v_e/c$ . Из уравнений (3) видно, что положительная расстройка может в какой-то мере компенсировать возмущающее действие релятивистской неизохронности. Зависимость  $R(\theta)$  представлена уравнением

$$\frac{d\theta}{dR} = \frac{R^2 - 1}{R} \text{tg} \theta + \frac{\mu - \epsilon R^2}{\exp(-R^2/2) \cos \theta},$$

которое содержит два параметра:  $\mu = g/\gamma$  и  $\epsilon = \delta/\gamma$ . Фазовые траектории приведены на рис. 1 для точного синхронизма (а)  $\epsilon = 0$ ,  $\mu = 0$ ;

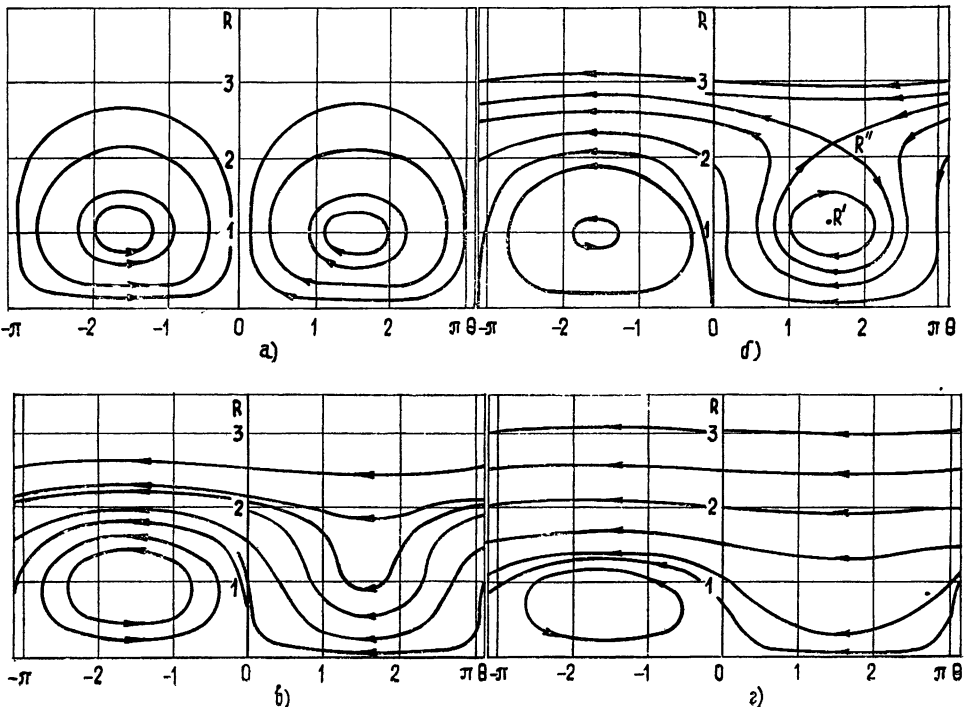


Рис 1 Фазовые траектории электронов в магнетроне с учетом релятивистской неизохронности при точном синхронизме ( $\mu = 0$ ) и параметре релятивизма: а)  $\epsilon = 0$ , б)  $\epsilon = 0,0358$ , в)  $\epsilon = 0,145$ ; г)  $\epsilon = 0,83$ .

б)  $\epsilon = 0,0358$ ; в)  $\epsilon = 0,145$ ; г)  $\epsilon = 0,83$ ) и рис. 2 при отличной от нуля расстройке (а)  $\epsilon = 0$ ,  $\mu = 0,16$ ; б)  $\epsilon = 0,0358$ ,  $\mu = 0,16$ ; в)  $\epsilon = \mu = 0,322$ ). Наличие возмущающего фактора — расстройки или влияния релятивизма — нарушает симметричность траекторий и приводит к появлению на фазовой плоскости особой точки типа седла (рис. 1а, б). Положение особых точек нетрудно найти, приравнявая производные  $\dot{R}$  и  $\dot{\theta}$  к нулю; они всегда находятся на линии  $\theta = \pi/2$  либо  $\theta = -\pi/2$ . В области, расположенной выше особой точки, фазовые траектории представляют собой слегка колеблющиеся кривые; изменение радиуса электронной орбиты здесь незначительно. В этой области группировка электронов практически исчезает, а ниже особой точки сохраняется, происходит лишь некоторое смещение фазовых кривых.

Как следует из анализа механизма взаимодействия электронов в резонансном магнетроне [7], можно считать, что электрон достиг анода, если радиус его орбиты уменьшился до единицы. На рис. 1б все электроны долетают до анода (если  $R_0 < R''$ ). При увеличении параметра возмущения область между двумя особыми точками  $R'$  и  $R''$ , где имеются замкнутые фазовые траектории, сужается, обращаясь в нуль при некотором  $\epsilon_{кр1}$  (рис. 1в,  $\mu = 0$ ,  $\epsilon_{кр1} = 0,135$ ). При  $\epsilon > \epsilon_{кр1}$  электронная «спица» сдвинута настолько, что часть электронов не попадает на анод. Дальнейшее увеличение  $\epsilon$  приводит к уменьшению числа электронов, доходящих до анода. Наконец, при  $\epsilon = \epsilon_{кр2}$  происходит срыв захвата электронов в «спицу» (рис. 1г). Изменение картины фазовых траекторий в зависимости от расстройки при  $\epsilon = \text{const}$  аналогично описанному выше (ср. рис. 1б и 2а), только седловая особая точка появляется на прямой  $\theta = -\pi/2$ .

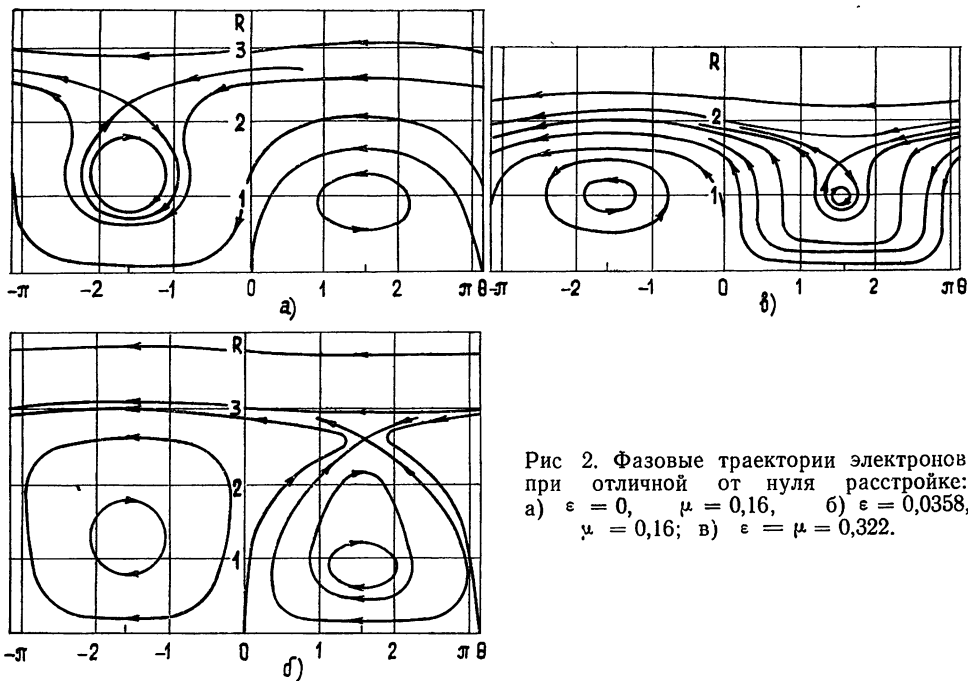


Рис 2. Фазовые траектории электронов при отличной от нуля расстройке: а)  $\epsilon = 0$ ,  $\mu = 0,16$ , б)  $\epsilon = 0,0358$ ,  $\mu = 0,16$ ; в)  $\epsilon = \mu = 0,322$ .

Из сравнения рис. 1 и 2 явствует, что в слаборелятивистском магнетроне на циклотронном резонансе введение расстройки улучшает группировку электронов. Действительно, при точном синхронизме «спица» начинает разрушаться при  $\epsilon = 0,145$  (рис. 1в), а расстройкой  $\mu = 0,322$  достигается сохранение «спицы» при  $\epsilon = 0,322$  (рис. 2в). Аналогичное явление наблюдается в гирорезонансных приборах [3].

## 2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА ТРАЕКТОРИЙ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ УЧЕТЕ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ НЕИЗОХРОННОСТИ

В работе [7] предполагалось, что смещение центров электронных орбит за период циклотронной частоты пренебрежимо мало, поэтому электроны с различными фазами вылета имеют одинаковую высоту подъема над катодом и отдают ВЧ полю одну и ту же энергию. Это предположение справедливо при очень малой амплитуде ВЧ поля. При конечной амплитуде поля электроны долетают до анода с различными энергиями, и для нахождения КПД необходимо усреднение по фазам вылета электронов.

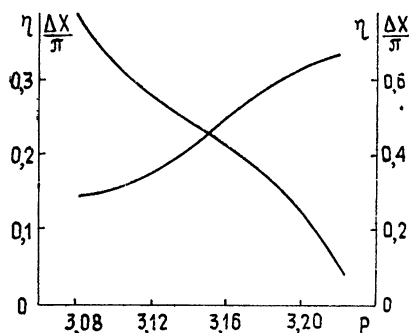


Рис. 3. Зависимость электронного КПД  $\eta$  и относительной ширины фазового интервала  $\Delta X/\pi$  от  $p$  при  $\beta_e = 0,05$ .

ла, с которого электроны достигают анода от  $p = hd$  для  $\beta_e = 0,05$ . Чем больше расстояние анод — катод, тем выше КПД и меньшее число электронов долетают до анода, т. е. меньше мощность прибора. Максимальный теоретический КПД равен в данном случае 0,33 [7], из рис. 3 получим, для случая, когда половина правильнофазных электронов попадает на анод,  $\eta = 0,25$ .

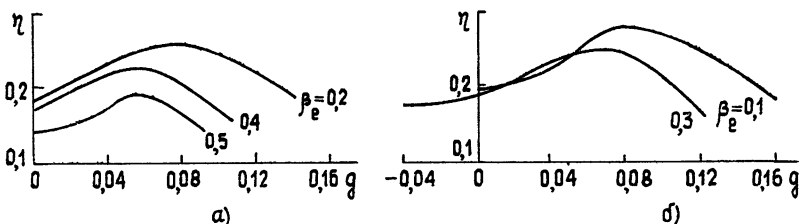


Рис. 4. Зависимость электронного КПД от параметра релятивизма при различных расстройках ( $b = 0,006$ ,  $R_0 = 1,5$ ): а)  $\beta_e = 0,1, 0,3$ ; б)  $\beta_e = 0,2, 0,4, 0,5$

На рис. 4а, б представлены зависимости КПД от параметра релятивизма при различных расстройках. В расчетах принималось:  $b = 0,006$ ,  $R_0 = 1,5$ ,  $p$  выбирался минимальным, но таким, чтобы электрон не мог попасть по крайней мере на первых двух оборотах; параметр  $\beta_e$  изменялся в пределах 0,1—0,5; большие значения в рамках слабoreлятивистского приближения брать нецелесообразно. В табл. 1 приведены соответствующие расчетным данным отношение  $H/H_{кр}$  и анодное напряжение  $u_a$ , найденные из формул для плоского релятивистского магнетрона:

$$\frac{H}{H_{кр}} = \frac{1}{\beta_e} \sqrt{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1}}, \quad \gamma_0 = 1 + \frac{p}{R_0} \frac{\beta_e^2}{1 - \beta_e^2},$$

$\gamma_0$  определяется через  $u_a$ :  $\gamma_0 = 1 + eu_a/m_0c^2$ .

$\beta_e$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5
$\rho$	3,14	3,18	3,30	3,44	3,66
$\gamma_0$	1,021	1,088	1,218	1,437	1,813
$u_a, kВ$	10,8	45,2	111	224	416
$H/H_{кр}$	1,023	1,028	1,044	1,058	1,075

Максимальный КПД наблюдается при отличной от нуля расстройке. Зависимость от  $g$  является довольно слабой, кривая идет очень полого. Наибольший КПД находится вблизи 0,25. Чем больше  $\beta_e$ , тем ближе максимум КПД к нулевой расстройке. Отрицательная расстройка уменьшает КПД, что согласуется с результатами аналитического исследования. Из рис. 4 видно, что при возрастании  $\beta_e$  от 0,1 до 0,5 максимальный КПД уменьшается от 0,28 до 0,19. Численный расчет показывает, что условия группировки электронов лучше, чем это следует из анализа фазовых траекторий. Например, при  $g = 0$ ,  $\beta_e = 0,5$  еще не наступает срыва колебаний,  $\eta = 0,14$ .

Механизм циклотронного резонанса не удается использовать полностью в магнетронах обычной конструкции. Электроны попадают на анод в тот момент времени, когда радиус их орбиты еще не достиг минимального значения и имеется значительный запас кинетической энергии, которую электроны могли бы отдать. Условия для наилучшего отбора вращательной энергии электронов осуществляются в магнетроне с оседанием электронов на коллекторе.

### 3. ГРУППИРОВКА ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНЕТРОНЕ С КОЛЛЕКТОРОМ

В магнетроне с коллектором электроны обладают дополнительным дрейфом в осевом направлении. Расстояние между катодом и анодом нужно выбрать достаточно большим, чтобы электроны не смогли попасть на анод.

Результаты численного исследования группировки электронов в магнетроне с коллектором представлены на рис. 5 для тех же  $b$  и  $R_0$  и  $\beta_e = 0,1$  (а),  $\beta_e = 0,3$  (б),  $\beta_e = 0,5$  (в) при различных расстройках. Видно, что в приборе такой конструкции может быть получен значительно более высокий КПД — до 50%. Зависимость КПД от времени является довольно резкой. Максимум кривой соответствует наиболее сильной группировке электронного сгустка. При возрастании  $\beta_e$  величина максимума и его ширина уменьшаются.

Отметим, что при расчете КПД не учитывались катодные потери.

### 4. ХАРАКТЕР ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ДВОЙНОМ СИНХРОННО-ОРИТАЛЬНОМ РЕЗОНАНСЕ

Анализ показывает, что из всего многообразия двойных резонансов существенным является лишь синхронно-орбитальный:

$$\left. \begin{aligned} \omega &= h\nu_e \\ \omega &= -h\nu_e + n\Omega \end{aligned} \right\} \frac{\omega}{\Omega} = \frac{n}{2}, \quad R_0 = \frac{n}{2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

Пользуясь методом усреднения [1], получим в сопровождающей системе координат следующие уравнения движения:

$$\begin{aligned} \dot{\alpha} &= \frac{i\eta\tilde{E}}{\Omega} \left[ i \sin(h\alpha^*) - e^{-i h \alpha^*} \frac{(-i h \beta^*)^n}{2n!} \right], \\ \dot{\beta} &= \frac{i\eta\tilde{E}}{\Omega} e^{-i h \alpha^*} \frac{(-i h \beta^*)^{n-1}}{2(n-1)!}. \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнения (5) получены ([1], глава II) для частного случая  $\omega = \Omega$ , т. е.  $n = 2$ . Очевидно, что влияние циклотронного резонанса на механизм синхронного взаимодействия электронов наиболее сильно проявляется при  $n = 1$ . Уравнения (5) имеют интеграл движения

$$\text{sh } Y \sin X - e^{-X} (R^n/2n!) \sin(X - n\varphi) = \text{const.} \quad (6)$$

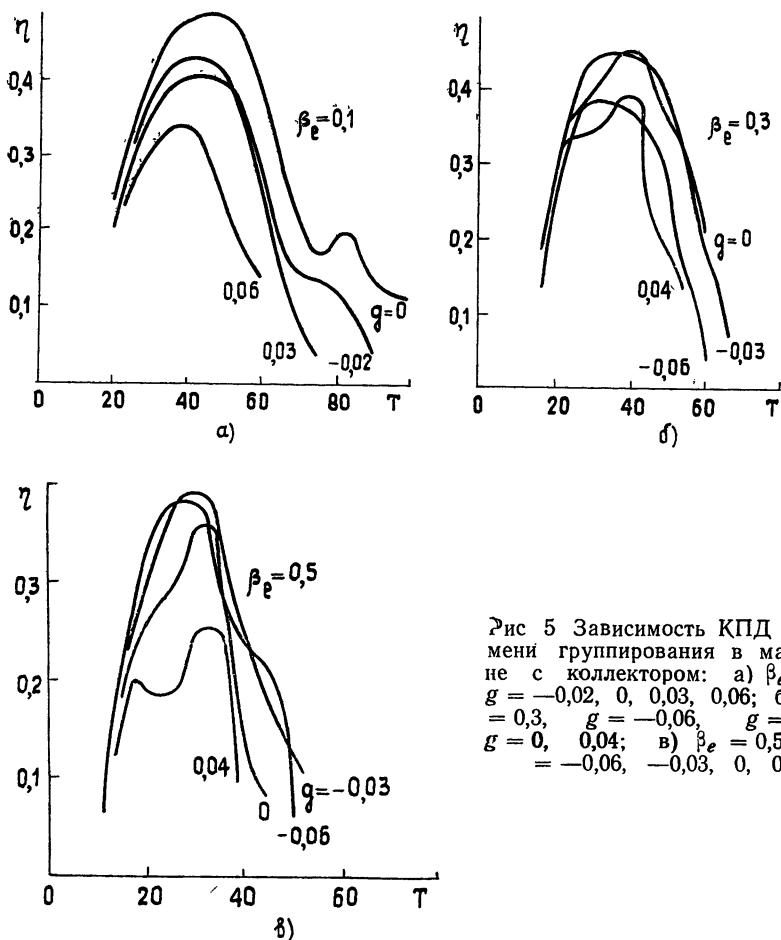


Рис 5 Зависимость КПД от времени группирования в магнетроне с коллектором: а)  $\beta_e = 0,1$ ,  $g = -0,02, 0, 0,03, 0,06$ ; б)  $\beta_e = 0,3$ ,  $g = -0,06, g = -0,03, g = 0, 0,04$ ; в)  $\beta_e = 0,5$ ,  $g = -0,06, -0,03, 0, 0,04$

При двойном резонансе синхронное взаимодействие является более сильным, орбитальное же с увеличением  $Y$  экспоненциально спадает, как это следует из (5) и (6). Изменение радиуса орбиты и угловой скорости вращения электрона целиком определяется циклотронным резонансом. Можно показать непосредственной подстановкой, что решение  $X \equiv 0$ ,  $\varphi \equiv 0$  удовлетворяет уравнениям (5), следовательно, прямая  $X = 0$  является одной из траекторий ведущих центров, так же, как и в обычном магнетроне, центральной траекторией «спицы».

Для получения приближенных количественных соотношений предположим, что членами с  $e^{-Y}$  в уравнениях и интеграле движения можно пренебречь. Тогда для интервала тормозящих фаз  $-\pi/2 \leq X_0 \leq \pi/2$

$$\text{sh } Y \sin X = C_0,$$

$$\frac{dY}{dR} = - \frac{\text{sh } Y \sqrt{1 - (C_0^2/\text{sh}^2 Y)}}{e^{-Y} R^{n-1}}. \quad (7)$$

Интегрируя (7) с начальным условием  $Y(0) = R_0$ , находим связь радиуса орбиты с  $Y$ -координатой ведущего центра ( $n = 1$ ):

$$R(Y) = R_0 - \frac{1}{2} \ln \left[ \frac{1 - e^{-2Y} + 2C_0^2 + \sqrt{(1 - e^{-2Y})^2 - 4C_0^2 e^{-2Y}}}{1 - e^{-2Y_0} + 2C_0^2 + \sqrt{(1 - e^{-2Y_0})^2 - 4C_0^2 e^{-2Y_0}}} \right]; \quad (8)$$

$$C_0 = \text{sh } Y_0 \sin X_0, \quad \omega/\Omega = 1/2, \quad R_0 = 1/2. \quad (9)$$

Зависимость  $R(Y)$  приведена на рис. 6. Практически  $R$  мало отличается от  $R_{\min}$ , соответствующего  $Y \rightarrow \infty$ , уже при  $Y = 2$ .

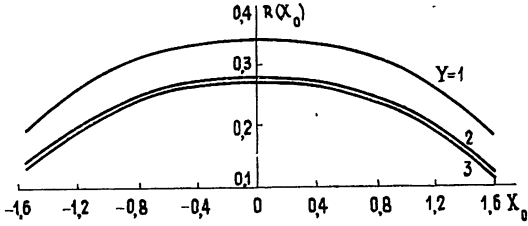


Рис. 6 Зависимость радиуса электронной орбиты от фазы вылета электрона из катода при  $Y = \text{const}$

Аналитические результаты подтверждаются численным расчетом траекторий электронов (рис. 7,  $b = 0,03$ ;  $X_0 = -1,3$  (а) и  $X_0 = 0$  (б)). Пунктиром отмечена траектория ведущего центра.

Резонансы с  $n > 1$  ухудшают работу магнетронного генератора. Объясняется это тем, что в интервале тормозящих фаз оказываются не только те электроны, радиусы орбит которых уменьшаются, но и те, радиусы орбит которых увеличиваются. Отрицательное влияние циклотронного резонанса наиболее существенно при  $n = 2$ , тогда как при больших  $n$  им вполне можно пренебречь.

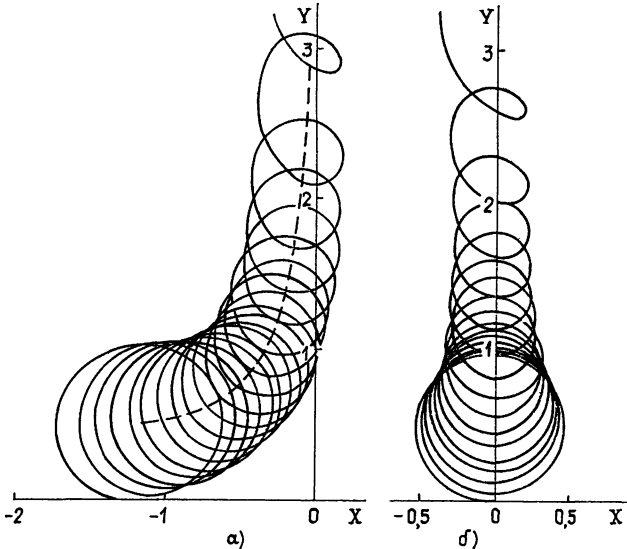


Рис. 7 Траектории электронов в магнетроне при двойном синхронно-орбитальном взаимодействии ( $n = 1$ ,  $R_0 = 0,5$ ,  $b = 0,03$ ): а)  $X_0 = -1,2$ ; б)  $X_0 = 0$ ).

5. ЭЛЕКТРОННЫЙ КПД И МОЩНОСТЬ. СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ АНАЛИТИЧЕСКОГО ИССЛЕДОВАНИЯ С ДАННЫМИ ЧИСЛЕННОГО СЧЕТА И ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Для нахождения КПД воспользуемся формулой [7]

$$\eta = 1 - \frac{R_0}{2p} \left( 1 + \frac{R_1}{R_0} \right)^2,$$

$R_1$  — радиус у анода. Интегрируя по фазам вылета, получим

$$\eta = 1 - J(p) R_0 / \pi p,$$

$$J(p) = \int_{-\pi/2}^0 \left\{ 1 + \frac{1}{R_0} \left[ R_0 - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1 - e^{-2p} + 2C_0^2 + \sqrt{(1 - e^{-2p})^2 - 4C_0^2 e^{-2p}}}{1 - e^{-2Y_0} + 2C_0^2 + \sqrt{(1 - e^{-2Y_0})^2 - 4C_0^2 e^{-2Y_0}}} \right) \right] \right\}^2 dX_0, \quad (10)$$

где учтено, что функция  $R(Y)$  симметрична относительно оси ординат.

Вычисленные по формуле (10) значения КПД для различных  $p$  представлены в табл. 2. Для сравнения с синхронным режимом в последней графе табл. 2 дан КПД магнетронного генератора, найденный из формулы  $\eta = 1 - 2R_0/p$ . Видно, что уменьшение радиусов электронных пучков приводит к существенному увеличению КПД.

Таблица 2

$p$	$\eta_{\text{макс.теор}}$	
	при синхронном взаимодействии	при двойном резонансе
2,75	0,636	0,807
3,00	0,667	0,824
3,25	0,692	0,837
3,75	0,733	0,859
4,00	0,750	0,868
4,50	0,778	0,883
5,00	0,800	0,895

Для проверки правильности полученных результатов КПД магнетрона в режиме двойного резонанса был рассчитан численно путем интегрирования точных уравнений движения электронов. В разложении высокочастотного поля принималась во внимание лишь нулевая гармоника стоячей волны во всем интервале благоприятных фаз и от катода до анода. Полученные

данные находятся в соответствии со значениями КПД, даваемыми формулой (10). Например, для  $p = 3,25$  численный расчет дает  $\eta = 0,87$ , из формулы (10) получим  $\eta = 0,84$ .

Проведенное сравнение свидетельствует о том, что приближенная аналитическая модель правильно описывает основные особенности механизма взаимодействия электронов с ВЧ полем при синхронно-орбитальном резонансе.

В пределах точности метода усреднения комплексную мощность, отдаваемую одним электроном, найдем следующим образом:

$$\tilde{P}_e^k = \frac{e}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{dz}{dt} \tilde{E}^{k*}(t) d(\Omega t); \quad (11)$$

$$dz/dt = v_e - i\Omega\beta e^{-i\Omega t}; \quad (12)$$

$$\tilde{E}^k = \frac{\tilde{E}}{2} \left\{ e^{i\Omega t} \frac{(i\hbar\beta^*)^n}{n!} \exp [i(n\Omega + \hbar v_e - \omega)t] - e^{-i\Omega t} \times \right.$$



$$\times \left\{ \frac{(-ih\beta^*)^n}{n!} \exp [i(n\Omega - hv_e + \omega) t] + e^{ihn^*} \frac{(ih\beta^*)^n}{n!} \exp [i(n\Omega + hv_e + \omega) t] - e^{-ihn^*} \frac{(-ih\beta^*)^n}{n!} \exp [i(n\Omega - hv_e - \omega) t] \right\}. \quad (13)$$

После подстановки (12) и (13) в (11) и усреднения по периоду циклотронной частоты для активной мощности получаем

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{ea} = \operatorname{Re} \tilde{P}_e^k = e\tilde{E}_0 v_{el} [\cos X \operatorname{sh} Y - e^{-Y} (R^n/2n!) \times \\ \times \cos(X - n\varphi) + (n/R) (R^n/2n!) e^{-Y} \cos(X - n\varphi)]. \end{aligned} \quad (14)$$

Из сравнения (14) с уравнениями движения (5) следует:

$$\tilde{P}_{ea} = \tilde{P}_e^{\text{пот}} \pm \tilde{P}_e^{\text{кин}}.$$

Если с помощью формулы (8) связать  $R$  и  $Y$ , т. е. выразить  $\tilde{P}_e^{\text{кин}}$  через  $\tilde{P}_e^{\text{пот}}$ , то  $\tilde{P}_{ea}$  выразится только через  $\tilde{P}_e^{\text{пот}}$ , для нахождения которой можно применить метод интегрирования (14) по площади «спицы», как это обычно делается для магнетрона. В этом случае нужно знать плотность заряда центров или среднюю плотность заряда электронов, найти которую не представляется возможным. При известном постоянном токе на анод и КПД вычисление активной мощности не представляет труда.

Имеется немало экспериментальных фактов, указывающих на то, что максимальным КПД обладают магнетроны, у которых отношение  $\omega/\Omega$  близко к 0,5 [4, 5]. Для сравнения в табл. 3 приведены некоторые данные трех магнетронов с приблизительно одинаковой длиной волны (значения  $u_a$  и  $B$  взяты из рабочих характеристик и соответствуют максимальным КПД).

Т а б л и ц а 3

Тип магнетрона	Частота, Гц	$u_a$ , кВ	$B$ , Гл	Число резонаторов	$\eta_{\text{эксп}}$	$\sigma$	$\omega/\Omega$
2J32	2,80	22,5	0,20	8	0,60	0,37	0,50
4J75	2,96	23,5	0,24	12	0,49	0,574	0,44
HP10V	2,83	48	0,19	10	0,45	0,505	0,53

В работе [6] соотношение (9) использовалось для расчета параметров геометрии высокостабильных магнетронов.

Отмеченные экспериментальные факты подтверждают существование в магнетроне синхронно-орбитального взаимодействия и положительное влияние циклотронного резонанса на работу прибора.

Проведенные исследования показывают важность учета в магнетроне на циклотронном резонансе эффектов релятивистской неизохронности, особенно при малых амплитудах ВЧ поля.

1) Влияние релятивизма затрудняет запуск магнетрона, так как для возникновения генерации необходима достаточно большая амплитуда высокочастотного поля.

2) Расчетный КПД оказывается ниже теоретического и достигает 0,25.

3) Существенного повышения КПД — до 0,5 — можно достичь в магнетроне с коллектором.

Из большого числа двойных резонансов в магнетроне существенным является лишь один — синхронно-орбитальный с  $\omega/\Omega = n/2$ . При  $n = 1$  циклотронный резонанс приводит к значительному возрастанию КПД. Улучшению взаимодействия электронов с ВЧ полем способствует то, что интервал тормозящих фаз совпадает с интервалом, в котором радиусы электронных орбит уменьшаются. При  $n > 1$  это условие не выполняется. Кроме того, при увеличении  $n$  влияние орбитального резонанса на синхронное взаимодействие в значительной степени ослабевает.

Автор благодарен В. Е. Нечаеву за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Капица П. Л. Электроника больших мощностей — М.: АН СССР, 1962.
2. Вайнштейн Л. А., Солнцев В. А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике — М.: Сов. радио, 1973.
3. Гольдберг В. Н., Ежевская Н. А., Жислин Т. М., Оржевская М. Н., Юлпатов В. К. — Вопросы радиоэлектроники Сер. Электроника, 1965, вып. 12, с. 24
4. Магнетроны сантиметрового диапазона — М.: Сов. радио, 1951 — т. 2.
5. Sloan D., Susskind S. Interactions in Cold-Magnetrons, Travaux de 5-e congrès international. — Paris: 1964, Русский перевод № 6/ЭТ — 2831, с. 79.
6. Индык В. И. — Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1974, вып. 4, с. 27
7. Красников М. Ю., Кузнецов М. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 9, с. 1131

Горьковский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
1 ноября 1979 г.,  
после объединения  
10 июня 1980 г.

#### SOME OPERATION PECULIARITIES OF A MAGNETRON OSCILLATOR IN THE REGIME OF THE CYCLOTRON RESONANCE

*M Yu Krasnikov*

An analysis is carried out of effects of relativistic nonisochronism on a grouping of electrons in a magnetron cyclotron resonance regime. A numerical calculation of trajectories gives a value for the efficiency of the order of 0.25. Conditions of the best selection of the kinetic electron energy are realized in a magnetron with a collector where the efficiency reaches 0.5. An electron motion is considered in a magnetron with a double synchronous orbital resonance. A positive effect of the cyclotron resonance at the first gyrofrequency harmonics is shown. According to experimental data the maximum efficiency is obtained in those magnetrons where a relation between the operating frequency and the cyclotron one is close to 0.5.

---