

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ
ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ И ОРДЕНА
ДРУЖБЫ НАРОДОВ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. А.М. ГОРЬКОГО

н 4785-В89

УДК 621.385.6

ГАСНТИ 47.29.37

Е.Н. Одаренко, А.А. Шматько

СВ4

ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ О-ТИПА С
РАЗЛИЧНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ
Часть I. ВЛИЯНИЕ ОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА
САМОВОЗБУЖДЕНИЕ КОЛЕБАНИЙ В ОРОТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

Харьков - 1989

ВВЕДЕНИЕ

Улучшение эксплуатационных параметров вакуумных СВЧ приборов (КПД, мощности, пусковых токов, частотных характеристик) является одной из важнейших задач физической электроники. Известно несколько возможных путей решения этой проблемы: подбор оптимальных значений напряжений и токов; совершенствование конфигурации электродинамических систем; дополнение этих систем новыми элементами, применение эффективных электронно-оптических систем, введение дополнительных электрических и магнитных неоднородностей в пространство взаимодействия и др. Изменение величины и конфигурации пространственного распределения магнитостатического поля используется в приборах для улучшения условий фазировки или фокусировки электронов. Реализация пространственно-неоднородных магнитных полей обычно не требует дополнительных источников питания и не усложняет электродинамические системы. Простота конструктивного решения и высокая эффективность такой методики представляются перспективными для дальнейшего совершенствования приборов. К настоящему времени этот вопрос наиболее детально теоретически изучен и экспериментально исследован для приборов на циклотронном резонансе, и приборов М-типа. В этих устройствах магнитостатическое поле непосредственно определяет характер и эффективность электронно-волнового взаимодействия. В работах [1 - 9] исследована возможность улучшения выходных параметров МЦР приборов путем коррекции распределения магнитного поля в пространстве взаимодействия.

Полученный положительный эффект определяется улучшением фазировки электронного потока. Эта же методика используется для селекции типов колебаний в таких устройствах [10 - 13], т.е. применение пространственно-неоднородного магнитостатического поля позволяет управлять спектральными характеристиками генератора. В работах [11, 14 - 19] указывается на применение неоднородного магнитного поля в гироклистроне и gyro-ЛБВ. В приборах М-типа профилирование магнитного поля также позволяет улучшить энергетические характеристики, управлять гармоническим составом выходного сигнала, уменьшить шумы [20 - 27]. В ряде случаев существенное влияние на выходные характеристики приборов оказывает наклон однородного магнитного поля [28 - 31].

В приборах типа "О" магнитное поле в основном используется для фокусировки электронного потока в пространстве взаимодействия. Такое функциональное назначение определило одно из основных направлений исследований влияния магнитостатического поля на характеристики приборов как фактора, определяющего параметры электронно-оптической системы [32 - 40]. В рамках двумерной теории изучено воздействие статических и динамических смещений электронов пучка на характеристики приборов в слабосигнальном приближении [41 - 45]. Показано, что локальная неоднородность фокусирующего магнитного поля влияет на пульсации границ электронного потока [46, 47]. Исследование нелинейных процессов в генераторах оротронного типа при конечных значениях фокусирующего поля приведено в [48 - 51]. Наряду с этим, в работе [52] предложен генератор

дифракционного излучения с гауссовской структурой огибающей ВЧ поля при наличии локальной неоднородности магнитостатического поля. Приведенные экспериментальные данные показывают, что описанная конструкция имеет улучшенные характеристики по сравнению с аналогичной без магнитной неоднородности. Этот результат нельзя объяснить подобно аналогичному эффекту в приборах, работающих на циклотронном резонансе, поскольку функции магнитного поля там иные. В связи с этим представляется важным построение теоретической модели резонансного генератора с произвольным пространственно-неоднородным фокусирующим магнитостатическим полем в области взаимодействия, адекватной происходящим в реальной системе процессам. Решение такой задачи может оказаться перспективным в плане разработки оптимальных профилей магнитного поля с целью улучшения выходных характеристик приборов.

В данной работе получена двумерная нелинейная нестационарная система уравнений генератора для произвольной формы силовых линий фокусирующего поля. Эта система пригодна для анализа выходных характеристик генератора на различных стадиях процесса возбуждения колебаний. Основное внимание в работе сконцентрировано на анализе пускового режима и выяснении степени влияния однородного магнитного поля на инкремент нарастания колебаний, пусковой ток и электронное смещение частоты. Все характеристики получены в аналитическом виде для гауссовского закона распределения амплитуды ВЧ поля в резонаторе (генераторы типа ГДИ, оротрон). Явления, связанные с наличием поперечных смещений траекторий электронов, иссле-

дуются с позиций взаимодействия циклотронных волн пучка с волной замедляющей системы.

Результаты работы являются первым этапом в изучении нестационарной нелинейной динамики приборов О-типа с пространственно-неоднородным магнитостатическим полем.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Условие конечности и неоднородности фокусирующего магнитостатического поля приводит к необходимости рассмотрения многомерной модели электронно-волнового взаимодействия. Эта модель должна учитывать наличие поперечных относительно направления движения пучка смещений траекторий электронов, обусловленных взаимодействием с поперечными составляющими поля замедляющей системы. Т.о., отличие рассматриваемой модели от одномерной связано с многомерностью поля синхронной с пучком пространственной гармоникой замедляющей системы, трехмерностью движения электронов и конечностью поперечных размеров пучка. Дополнительно к этим, сохраняются допущения, принятые в одномерной теории резонансных генераторов с распределенным взаимодействием [53]. Выпишем в общем виде исходную самосогласованную систему уравнений генератора.

- Уравнение движения:

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\hat{\eta} \left\{ \vec{E} + \vec{E}_p + [\dot{\vec{r}}, \vec{B}] \right\}; \quad (Ia)$$

- уравнение возбуждения:

$$-\frac{dC}{dt} + i(\omega - \omega_s)C = \frac{1}{2N\pi} \int_0^{2\pi} e^{i\omega t} \int_V \vec{J} \vec{E}_c^* dV d(\omega t); \quad (Ib)$$

где: $E_c = f(y) \exp[i(\beta_e y - \omega t)] \Psi(x, z)$; $f(y)$ - огибающая ВЧ поля в резонаторе, $\beta_e = \omega / U_e$, U_e - фазовая скорость волны замсистемы, $\vec{z}$ - радиус-вектор электрона, $E = |C| \operatorname{Re} E_c$ - ВЧ поле синхронной с пучком гармоник замсистемы, E_p - поле пространственного заряда, $\vec{B}$ - вектор магнитной индукции, N - норма возбуждаемой моды, $\vec{J}$ - вектор плотности тока, C - медленно меняющаяся во времени амплитуда поля, $\omega_s = \omega'_s - i \omega'_s / 2Q$ - собственная частота "холодного" резонатора, Q - его добротность, $\hat{\eta} = |e|/m$. Начальные условия определяются предварительной токовой и скоростной модуляцией пучка. Нулевые начальные условия характерны для автогенераторов, отличные от нуля - для усилителей.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением двумерной модели электронно-волнового взаимодействия. В этом случае все векторные величины имеют две компоненты - вдоль осей Oy и Oz (см. рис. I). Составляющие ВЧ поля представим в виде

$$E_y = |C| f(y) \cos(\omega t - \beta_e y) \Psi(z); \quad (2a)$$

$$E_z = |C| f(y) \sin(\omega t - \beta_e y) \Psi(z); \quad (2б)$$

где Ψ - функция, определяющая зависимость компонент поля от поперечной координаты. В данном случае

$$\Psi(z) = \exp(-\beta_e z). \quad (3)$$

Для упрощения последующего анализа введем безразмерные переменные и параметры: $\theta = \omega t - \beta_e y - \varphi_0$; $Z = z/H$; $\xi = y/L$; $\Phi_0 = \beta_e L$; $\beta = 1 - U_0/U_e$; $\Phi = \Phi_0 \beta$; $\varphi = \varphi_0 + \chi$; $\mathcal{F}_c = C/E_0$, ($E_0 = U_0/L$); $\overline{\mathcal{F}}_c = \mathcal{F}_c e^{-i\chi}$; $\beta_e = \omega / U_0$. Здесь φ_0 - начальная фаза влета электрона

в резонатор, ω - частота колебаний, $H=2 L / \Phi_0$, v_0 - постоянная составляющая скорости электрона.

Окончательно исходную нелинейную систему уравнений, записанную в переменных Лагранжа, можно представить в виде:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \theta}{\partial \xi}\right)^3 \left\{ \frac{\Phi_0}{2} \mathcal{F} f(\xi) \cos(\theta + \Phi \xi + \varphi) \Psi(Z) + \right. \\ \left. + \Phi_0 \hat{\gamma} \frac{L}{v_0^2} E_{py} - \Phi_0 \hat{\gamma}^2 \frac{L}{v_0^2} B_z [B_y H(Z - Z_0) - B_z L \xi] \right\}; \quad (4a)$$

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial \xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi_0} \frac{\partial \theta}{\partial \xi}\right)^2 \left\{ \frac{\mathcal{F}}{2} f(\xi) \left[-\frac{L}{H} \sin(\theta + \Phi \xi + \varphi) + \frac{\partial Z}{\partial \xi} \cos(\theta + \Phi \xi + \right. \right. \\ \left. \left. + \varphi) \right] \Psi(Z) - \hat{\gamma} \frac{L}{v_0^2} \left[\frac{L}{H} E_{pz} - \frac{\partial Z}{\partial \xi} E_{py} \right] - \frac{L}{v_0^2} \hat{\gamma}^2 \left[\frac{L}{H} B_y (B_y H(Z - Z_0) - \right. \right. \\ \left. \left. - B_z L \xi) + \frac{\partial Z}{\partial \xi} B_z (B_y H(Z - Z_0) - B_z L \xi) \right] \right\}; \quad (4б)$$

$$-\frac{d\mathcal{F}}{d\tau} + i \frac{\omega - \omega_s}{\omega_s'} 2Q\mathcal{F} = -GS(\mathcal{F})\mathcal{F}; \quad (4в)$$

$$S(\mathcal{F}) = \frac{\hat{H}}{2\pi\mathcal{F}} \int_0^1 f(\xi) e^{i\Phi\xi} \int_{z^{(1)}}^{z^{(2)}} \Psi(Z) \int_0^{2\pi} e^{i(\theta + \varphi_0)} \left[1 - i \frac{H}{L} \frac{\partial Z}{\partial \xi} \right] d\varphi_0 dZ d\xi. \quad (4г)$$

Начальные условия при $\xi=0$ имеют вид:

$$\theta = \frac{\partial \theta}{\partial \xi} = \frac{\partial Z}{\partial \xi} = 0; \quad Z = Z_0. \quad (4д)$$

Здесь S - крутизна комплексной колебательной характеристики генератора, $\tau = \frac{\omega_s'}{2Q} t$, G - параметр эффективности взаимодействия [53], $\hat{H} = H/\Delta$, Δ - толщина пучка.

Компоненты вектора магнитной индукции в общем виде можно записать следующим образом:

$$B_y = B_0 + \tilde{B}_y; \quad (5a) \quad B_z = \tilde{B}_z \quad (5б)$$

где B_0 — индукция однородного фокусирующего поля. Если вектор магнитной индукции однородного поля образует с осью Oy угол χ (случай наклонного магнитного поля — клинотронные генераторы), то его компоненты имеют вид:

$$B_y = B_0 \cos \chi ; \quad (5b)$$

$$B_z = B_0 \sin \chi . \quad (5г)$$

ЛИНЕЙНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Для упрощения анализа начальной стадии возбуждения колебаний ограничимся постоянной составляющей поля пространственного заряда. Магнитное поле будем считать слабонеоднородным; для него выполняются условия

$$\tilde{B}_y \ll B_0 ; B_z \ll B_0 . \quad (6)$$

Известно, что в приборах данного типа пучок в пространстве взаимодействия имеет пульсирующую форму [54]. Это явление обусловлено, главным образом, линзовыми эффектами анодного отверстия. Полагаем, что равновесные траектории пульсирующего и прямолинейного электронного потока совпадают. Это позволяет перейти к прямолинейным статическим траекториям посредством усреднения действующего на электрон переменного по y поля по периоду его пульсаций [42]. При этом выражение (5) преобразуется к виду

$$\Psi(Z) = \Psi(Z_0) = \exp(-\beta_0 H Z_0) I_0(\beta_0 R) ; \quad (7)$$

$$R = r H \left| \frac{h}{H} - Z_0 \right| ; \quad (8)$$

где I_0 - модифицированная функция Бесселя нулевого порядка,
 h - координата оси пучка, Γ - константа, определенная в [54].
 Параметр R имеет смысл амплитуды пульсаций траектории электрона с начальной поперечной координатой Z_0 .

Линеаризуя уравнения (4а,б) по амплитуде колебаний, с учетом (6 - 7), получим

$$\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \xi^2} = f(\xi) \cos(\Phi \xi + \varphi) \Psi(Z_0) - \left(\frac{\omega_c}{\omega} \Phi_0\right)^2 \frac{B_z}{B_0} Z_1; \quad (9a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 Z_1}{\partial \xi^2} + \Phi_0^2 \left[\frac{\omega_c^2 - \omega_p^2}{\omega^2} + 2 \frac{\tilde{B}_y}{B_0} \left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 \right] Z_1 = \\ = -f(\xi) \sin(\Phi \xi + \varphi) \Psi(Z_0) + \frac{2}{f} \frac{B_z}{B_0} \left(\frac{\omega_c}{\omega} \Phi_0\right)^2 \xi. \end{aligned} \quad (9б)$$

Параметры θ и θ_1 , Z и Z_1 связаны соотношениями

$$\theta = 0,5 \Phi_0 \overline{f} \theta_1; \quad (10)$$

$$Z = Z_0 + \frac{L}{2H} \overline{f} Z_1. \quad (11)$$

Здесь $\omega_c = \hat{\eta} B_0$ - циклотронная частота, ω_p - плазменная частота.
 Уравнение (9) можно упростить, если пренебречь произведениями малых величин, которыми являются $\tilde{B}_y$, B_z и Z_1 . Выпишем с учетом проведенных упрощений систему уравнений генератора в слабо-сигнальном режиме

$$\frac{\partial^2 \theta_1}{\partial \xi^2} = f(\xi) \cos(\Phi \xi + \varphi) \Psi(Z_0); \quad (12a)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 Z_1}{\partial \xi^2} + \tilde{\omega}^2 Z_1 = -f(\xi) \sin(\Phi \xi + \varphi) \Psi(Z_0) + \\ + \frac{2}{f} \frac{B_z}{B_0} \left(\frac{\omega_c}{\omega} \Phi_0\right)^2 \xi; \end{aligned} \quad (12б)$$

$$-\frac{d\overline{f}_c}{d\tau} + i \frac{\omega - \omega_s}{\omega'_s} 2Q \overline{f}_c = -GS(\overline{f}) \overline{f}; \quad (12в)$$

$$S = \frac{\hat{H}}{2\pi\hat{f}} \int_0^1 f(\xi) e^{i\varphi\xi} \int_{z^{(0)}}^{z^{(1)}} \psi(z) \int_0^{2\pi} \left(1 - i\frac{H}{L} \frac{\partial Z}{\partial \xi}\right) \left(1 - \frac{\Phi_0 - \Phi}{2\hat{f}} Z_1\right) (1 + i\theta) e^{i\varphi} d\varphi_0 dZ_0 d\xi;$$

$$\xi = 0 : \theta_1 = \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi} = Z_1 = \frac{\partial Z_1}{\partial \xi} = 0 ; \quad (I2г)$$

$$\tilde{\omega}^2 = \Phi_0^2 \left[\frac{\omega_c^2 - \omega_p^2}{\omega^2} \right]. \quad (I3)$$

Из уравнений (I2) следует, что слабая неоднородность магнитного поля не влияет на продольную группировку в пучке и может оказать воздействие лишь на поперечные смещения траекторий электронов. Наличие поперечной составляющей вектора магнитной индукции приводит к появлению дополнительного внешнего воздействия (второе слагаемое в правой части уравнения). Характер этого воздействия определяется зависимостью B_z от продольной координаты.

Чтобы определить в дальнейшем, какие эффекты обусловлены именно неоднородностью фокусирующего поля на линейной и нелинейной стадиях процесса взаимодействия, первоначально рассмотрим двумерную модель генератора с однородным магнитным полем ($B_z = 0$). Все дальнейшие преобразования проводятся для генераторов с открытым резонатором для гауссовского распределения поля $f(\xi)$ [53]. Подставляя решения уравнений (I2а, б) в (I2в), и оставляя в последнем только члены, пропорциональные первой степени амплитуды, получаем окончательные выражения, описывающие поведение генератора на линейной стадии самовозбуждения колебаний. Выпишем эти уравнения в общепринятом стандартном виде:

$$\frac{d\mathcal{F}}{d\tau} + (1 - GS_1)\mathcal{F} = 0 ; \quad (I4a)$$

$$\frac{dY}{dZ} + \Delta\omega + GS_2 = 0 ; \quad (I46)$$

$$S = \left[\hat{H} \int_{Z^{(m)}}^{Z^{(2)}} \Psi^2(Z_0) dZ_0 \right] (\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3) ; \quad (I4B)$$

$$S = S_1 + iS_2 ; \quad (I4r)$$

где

$$\Delta\omega = \frac{\omega - \omega'_s}{\omega'_s} 2Q ; \quad (I5)$$

$$\gamma_1 = i \frac{\Phi_0}{4} \int_0^1 f(\xi) e^{i\Phi\xi} \int_0^\xi f(\xi') (\xi - \xi') e^{-i\Phi\xi'} d\xi' d\xi ; \quad (I6a)$$

$$\gamma_2 = -\frac{1}{4} \int_0^1 f(\xi) e^{i\Phi\xi} \int_0^\xi f(\xi') \cos \tilde{\omega}(\xi - \xi') e^{-i\Phi\xi'} d\xi' d\xi ; \quad (I66)$$

$$\gamma_3 = i \frac{\Phi_0 - \Phi}{4\tilde{\omega}} \int_0^1 f(\xi) e^{i\Phi\xi} \int_0^\xi f(\xi') \sin \tilde{\omega}(\xi - \xi') e^{-i\Phi\xi'} d\xi' d\xi . \quad (I6B)$$

Из системы (I4) следуют основные характеристики пускового режима генератора:

- инкремент нарастания амплитуды колебаний

$$\alpha = GS_1 - 1 ; \quad (I7)$$

- электронное смещение частоты

$$\delta\omega = \frac{S_2}{S_1} ; \quad (I8)$$

- приведенный пусковой ток

$$G_{\text{пуск}} = \frac{1}{S_1} . \quad (I9)$$

Отметим, что в случае $B_0 \rightarrow \infty$ уравнения (I4 - I6) переходят в уравнения одномерной теории [53]. Полученные уравнения пригодны и для анализа процессов при условии $\omega_p > \omega_c$, т.е. $\tilde{\omega}^2 < 0$ (см. (I3)). Для этого в выражениях (I66, B) следует сделать замену: $\tilde{\omega} = i\tilde{\omega}_1$, где

$$\tilde{\omega}_1 = \Phi_0 \left[\frac{\omega_p^2 - \omega_c^2}{\omega^2} \right]^{\frac{1}{2}}.$$

Нет необходимости останавливаться на анализе пускового режима для $\omega_p > \omega_c$, поскольку в реальных условиях используются магнитные поля, большие по величине, чем бриллюэновское. В дальнейшем при расчетах пусковых параметров α , $\delta\omega$, $G_{\text{пуск}}$ ограничимся случаем $\tilde{\omega}^2 > 0$.

Каждое из выражений (16б, в) для удобства анализа целесообразно представить в виде двух слагаемых, одно из которых определяет взаимодействие волны замсистемы с медленной циклотронной волной пучка, а второе - с быстрой [55]

$$\gamma_2 = -\frac{1}{8} \left\{ \int_0^1 f(\xi) e^{i\Phi^+\xi} \int_0^{\xi} f(\xi') e^{-i\Phi^+\xi'} d\xi' d\xi + \right. \\ \left. + \int_0^1 f(\xi) e^{i\Phi^-\xi} \int_0^{\xi} f(\xi') e^{-i\Phi^-\xi'} d\xi' d\xi \right\}; \quad (20a)$$

$$\gamma_3 = \frac{\Phi_0 - \Phi}{8\tilde{\omega}} \left\{ \int_0^1 f(\xi) e^{i\Phi^+\xi} \int_0^{\xi} f(\xi') e^{-i\Phi^+\xi'} d\xi' d\xi - \right. \\ \left. - \int_0^1 f(\xi) e^{i\Phi^-\xi} \int_0^{\xi} f(\xi') e^{-i\Phi^-\xi'} d\xi' d\xi \right\}; \quad (20б)$$

где $\Phi^{\pm} = \Phi_{\pm} \tilde{\omega}$. Индекс "+" соответствует МДВ, индекс "-" - БВ. Циклотронные волны, аналогично волнам пространственного заряда, имеют различные фазовые скорости

$$v^{\pm} = \frac{v_0}{1 \pm \tilde{\omega}/\Phi_0}. \quad (21)$$

Из выражений 20 (а, б) видно, что в первом из них обе циклотронные волны переносят энергию одного знака, а во втором энергии, переносимые этими волнами, имеют противоположные знаки. Из (13) и (21) следует, что фазовые скорости циклотронных волн в рамках данной модели зависят от плаз-

менной частоты (от величины постоянной составляющей поперечного поля пространственного заряда).

Для выяснения вклада слагаемых, входящих в выражение для крутизны амплитудной колебательной характеристики, запишем ее в виде

$$S_1 = S_1^{(1)} + S_1^{(2)} + S_1^{(3)} ; \quad (22)$$

где

$$S_1^{(n)} = \hat{H} \int_{z^{(n)}}^{z^{(2)}} \Psi^2(z_0) dz_0 \operatorname{Re} \mathcal{J}_n .$$

Первое слагаемое в правой части (22) представляет собой крутизну колебательной характеристики в точке $\mathcal{F}=0$ при бесконечном фокусирующем поле. Второе и третье слагаемые определяют влияние двумерных эффектов при конечном значении магнитостатического поля.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для получения характеристик (17 - 19, 22) в аналитической форме необходимо вычислить в явном виде интегралы $\mathcal{J}_1, \mathcal{J}_2, \mathcal{J}_3$, которые при гауссовской форме распределения амплитуды поля в открытом резонаторе имеют вид

$$\operatorname{Re} \mathcal{J}_1 = -\frac{\Phi_0}{8} A^2 w^4 \pi \Phi \exp\left(-\frac{\Phi^2 w^2}{2}\right) ; \quad (23a)$$

$$\operatorname{Im} \mathcal{J}_1 = \frac{\Phi_0}{4} A^2 w^3 \sqrt{\pi} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} - \Phi w F\left(\frac{\Phi w}{\sqrt{2}}\right) \right] ; \quad (23б)$$

$$\operatorname{Re} \begin{pmatrix} \mathcal{J}_2 \\ \mathcal{J}_3 \end{pmatrix} = \mp \frac{A^2 w^2 \pi}{16} \left(\frac{1}{\Phi_0 - \Phi} \right) \left[e^{-\frac{(\Phi^+ w)^2}{2}} \pm e^{-\frac{(\Phi^- w)^2}{2}} \right] ; \quad (23в)$$

$$\operatorname{Im} \begin{pmatrix} \mathcal{J}_2 \\ \mathcal{J}_3 \end{pmatrix} = \mp \frac{A^2 w^2 \sqrt{\pi}}{8} \left(\frac{1}{\Phi_0 - \Phi} \right) \left[F\left(\frac{\Phi^+ w}{\sqrt{2}}\right) \pm F\left(\frac{\Phi^- w}{\sqrt{2}}\right) \right] . \quad (23г)$$

Здесь $F(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt$ - функция Досона [57]. При расчетах полагаем: $\Phi_0 = 100$; $w = 0,25$; $\omega_p/\omega = 0,01$.

На рис.2 показана зависимость $S_1^{(3)}$, а на рис.3 - $S_1^{(2)}$ от параметра рассинхронизма Φ при различных значениях циклотронной частоты. Штриховыми линиями на рис.2 обозначены зависимости $S_1^{(3)}$, построенные с удержанием только МЦВ, сплошными - с двумя ЦВ. Вклад МЦВ возрастает как с увеличением (по абсолютной величине) параметра Φ , так и с увеличением циклотронной частоты. Такая зависимость от Φ объясняется тем, что при увеличении рассинхронизма в системе создаются условия, при которых преимущественно возбуждается одна из циклотронных волн. В данном случае это МЦВ, т.к. при отрицательных значениях Φ энергия перекачивается от пучка к полю. При увеличении циклотронной частоты растет разность фазовых скоростей циклотронных волн (21). Эффективно взаимодействовать с полем замсистемы может только одна из ЦВ, т.к. пространственный синхронизм с обеими волнами невозможен. Т.о., в условиях преимущественного возбуждения одной из ЦВ увеличение ω_c приводит к установлению двухволнового режима электронно-волнового взаимодействия, аналогично соответствующему режиму при возбуждении в пучке волн пространственного заряда [42].

Из графиков видно, что $S_1^{(3)}$ увеличивает крутизну амплитудной колебательной характеристики, т.е. описывает процессы, вносящие дополнительную энергию в колебание за счет взаимодействия с циклотронными волнами. Слагаемое $S_1^{(2)}$ уменьшает крутизну, но его значение на порядок меньше, чем $S_1^{(3)}$. Общий эффект, связанный с наличием динамических смещений, опреде-

ляется $S_1^{(3)}$ и является положительным (т.е. увеличивает энергию колебаний). Полученные результаты позволяют установить, что величина $S_1^{(2)}$ характеризует мощность поперечного, а $S_1^{(3)}$ - продольного движения циклотронных волн [56]. Зависимости, приведенные на рис. 2 и 3, имеют экстремум, который смещается с ростом рассинхронизма при увеличении ω_c . Нетрудно убедиться в том, что этот экстремум наблюдается при условии

$$\Phi = -\tilde{\omega}; \quad (24)$$

что соответствует точному синхронизму волны замкнутой системы с МДВ.

Из одномерной теории ГДИ известно [53], что при учете в пучке волн пространственного заряда увеличение плазменной частоты (параметра пространственного заряда) приводит к смещению максимума зоны генерации относительно параметра Φ и уменьшению его величины. Рассмотрим, какое влияние на инкремент нарастания оказывает циклотронная частота. Для нахождения значения Φ , при котором инкремент имеет максимум, продифференцируем (17) с учетом (23) по параметру рассинхронизма Φ . При условии $|\Phi| \ll \Phi_0$, которое обычно выполняется, получаем характеристическое уравнение

$$\Phi_0(\Phi^2 \omega^2 - 1) + [(\Phi - \Phi_0) \operatorname{ch}(\omega^2 \tilde{\omega} \Phi) - (\tilde{\omega} - \frac{\Phi \Phi_0}{\tilde{\omega}}) \operatorname{sh}(\omega^2 \tilde{\omega} \Phi)] e^{-\frac{\omega^2 \tilde{\omega}^2}{2}} = 0. \quad (25)$$

Первое слагаемое в левой части (25) определяет оптимальное значение Φ в одномерной теории. Второе - определяет влияние, которое оказывает величина магнитного поля на положение максимума зоны генерации. Решение (25) будем искать методом

последовательных приближений. В качестве нулевого приближения используем значение $\Phi^{(0)} = -\frac{I}{W}$, найденное в одномерной теории. Тогда выражение для параметра рассинхронизма как функции магнитного поля в первом приближении запишется следующим образом

$$\Phi^{(1)} = \Phi^{(0)} [1 + \mathcal{D}(\tilde{\omega})]^{\frac{1}{2}}; \quad (26)$$

$$\mathcal{D}(\tilde{\omega}) = \frac{1}{\Phi_0} \left[\left(\frac{1}{W} + \Phi_0 \right) \text{ch}(\tilde{\omega} W) - \left(\tilde{\omega} + \frac{\Phi_0}{\tilde{\omega} W} \right) \text{sh}(\tilde{\omega} W) \right] e^{-\frac{(W\tilde{\omega})^2}{2}}. \quad (27)$$

На рис.4 представлен график функции $\mathcal{D}(\tilde{\omega})$, из которого видно, что при определенном значении магнитного поля она имеет максимум. Получаем, что наибольшее отклонение максимума инкремента нарастания по параметру Φ от соответствующего значения, определяемого в одномерной теории, составляет $\sim 0,14 \Phi^{(0)}$. Таким образом, в слабосигнальном приближении увеличение фокусирующего поля (циклотронной частоты) приводит сначала к смещению максимума зоны генерации в область больших по абсолютной величине рассинхронизмов. При дальнейшем увеличении ω_c этот максимум смещается в обратную сторону. Это иллюстрируется рис.5, где показана зависимость инкремента нарастания от параметра Φ при различных значениях магнитного поля. Пунктирной линией обозначена зона генерации при $B_0 = \infty$.

На рис.6 представлены зависимости электронного смещения частоты от параметра рассинхронизма. Видно, что изменение магнитного поля приводит к смещению значения Φ , соответствующего изохронному режиму ($\delta\omega = 0$). Кроме этого, изменяется крутизна электронной перестройки частоты, что влияет на

качество спектра выходного сигнала. Из рис.5 и 6 видно, что основное влияние на характеристики генератора фокусирующее магнитное поле оказывает при больших по модулю значениях параметра Φ . Это объясняется преимущественным воздействием медленной циклотронной волны на процессы в генераторе в данной области значений пространственного рассинхронизма (см.рис.2).

На рис.7 представлены зависимости минимального по Φ значения $G_{\text{пуск}}$ от величины $(\frac{\omega_c}{\omega})$. Штриховыми линиями показаны кривые, рассчитанные без учета динамических смещений ($J_2=J_3=0$), сплошными - с учетом статических и динамических смещений. Из графиков видно, что с увеличением зазора между электронным пучком и плоскостью замсистемы динамические смещения оказывают более существенное влияние на процессы в генераторе. Значение магнитного поля, при котором ими можно пренебречь, остается неизменным. При малых значениях параметра h/H зависимость $G_{\text{пуск}}(\frac{\omega_c}{\omega})$ имеет два минимума. Один из них (при меньших $\frac{\omega_c}{\omega}$) обусловлен динамическими смещениями электронов, другой - статическими пульсациями границы электронного потока. На рис.8 такие же зависимости построены для однородного распределения поля в резонаторе ($f(\xi)=1$) [44]. Видно, что в последнем случае динамические смещения становятся пренебрежимо малыми при меньших значениях магнитного поля. В остальном приведенные зависимости качественно совпадают с рис.7.

Графики на рис.9 иллюстрируют влияние постоянной составляющей поля пространственного заряда на величину мини-

мального пускового тока. Как следует из (13), увеличение параметра Π_3 эквивалентно уменьшению фокусирующего поля, т.е. должно приводить в рамках принятой модели к уменьшению пускового тока, что и подтверждается приведенными зависимостями.

ВЫВОДЫ

1. Получена двумерная нелинейная нестационарная система уравнений генератора для произвольной формы силовых линий фокусирующего магнитостатического поля.
2. Установлено, что в рамках линейной теории при условии слабонеоднородного магнитного поля уравнения движения разделяются. Неоднородность фокусирующего поля оказывает влияние только на поперечное движение электронов.
3. Исследовано влияние величины однородного магнитостатического поля на пусковые характеристики генератора. Наиболее существенное воздействие наблюдается при условиях, когда в электронно-волновом взаимодействии участвует только одна циклотронная волна.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грязнова Т.А., Кошечая С.В., Рапопорт Г.Н. Исследование возможности повышения КПД МДР приборов фазовым методом. //Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1969. Т.12. № 9. С.998-1005.
2. Глуценко В.Н., Кошечая С.В. Повышение КПД гиротрона на основном гирорезонансе путем коррекции распределения магнитостатического поля. //Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1970. Т.13. № 1. С.12-17.
3. Жураховский В.А., Кураев А.А. О роли неоднородности направляющего магнитного поля на участках электронного дрейфа секционированных гирорезонансных приборов. // Радиотехника. 1971. Вып.18. С.62-65.
4. Ковалев И.С., Кураев А.А., Демидович Е.М. и др. Гирорезонансные приборы с неоднородным магнитостатическим полем в пространстве взаимодействия. //ДАН БССР. 1971. Т.15. № 10. С.896-899.
5. Кураев А.А., Демидович Е.М., Шевченко Ф.Г. Гиromонотрон с неоднородным магнитостатическим полем в пространстве взаимодействия. //Радиотехника. 1972. Вып.22. С.56-67.
6. Read M., Gilgenbach R., Dudas A. et al. Operating characteristics of a 35GHz gyromonotron. // 4th Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves and their Appl., Miami Beach. Fla. 1979. Conf. Dig. New York. 1979. P.127-128.
7. Chu Kwo Ray, Read M., Ganguly A. Methods of efficiency enhancement and scaling for the gyrotron oscillator. // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. 1980. V.28. N4. P.318-325.

8. Sprangle P., Smith R. The nonlinear theory of efficiency enhancement in the electron cyclotron maser (gyrotron).// J. Appl. Phys. 1980. V.51. N6. P.3001-3007.
9. Loring H., Wei Yu. A study on the performance of a gyro-monotron.// Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1981. V.2. N3. P.437-452.
10. Guo He-Zong, Chen Zeng-Gui, Zhang Shi-Chang et al. The study of a TE mode gyromonotron operating at the second harmonic of the cyclotron frequency.// Int. J. Electron. 1981. V.51. N4. P.485-492.
11. Levush B., Bondeson A., Manheimer W. et al. Theory of quasi-optical gyrotrons and gyroklystrons operating at higher harmonics of the cyclotron frequency.// Int. J. Electron. 1983. V.54. N6. P.749-775.
12. De Hope W., Ferguson P., Matranga V. et al. 250kW high efficiency gyrotron oscillator operating at 60GHz.// Int. Electron Devices Meet., San Francisco, Calif. 1982. Techn. Dig. New York. 1982. P.366-367.
13. Dumbrajs O., Nusinovich G.S., Pavelyev A.B. Mode competition in a gyrotron with tapered external magnetic field.// Int. J. Electron. 1988. V.64. N1. P.137-145.
14. Келер А.П. Группировка электронного потока с разбросом скоростей электронов в гироклистроне с неоднородным магнитным полем.//Изв.вузов. Радиофизика. 1978. Т.21. № 6. С.896-901.

15. Кейер А.П. Режимы работы выходного резонатора гироклистрона при наличии разброса скоростей электронов в потоке и неоднородного магнитостатического поля.//Изв.вузов. Радиофизика. 1978. Т.21. № 6. С.902-910.
16. Кураев А.А., Стекольников А.Ф. Исследование влияния сил пространственного заряда на группирование электронов в трубке дрейфа гироклистрона.//Радиотехника и электрон. 1980. Т.25. № 9. С.1928-1935.
17. Ferguson P., Valier G., Symons R. Gyrotron-TWT operating characteristics.// IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. 1981. V.29. N8. P.794-799.
18. Кейер А.П. Влияние неоднородного магнитного поля на КЧД оптимальных схем трехрезонаторного гироклистрона при наличии разброса скоростей электронов в пучке.//Радиотехника и электрон. 1982. Т.27. № 2. С.337-343.
19. Chen Z.G., Doring H. Study of the band-width characteristics of a non-reflection-type gyrotron-TWA.// Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1984. V.5. N5. P.691-703.
20. Муллер Я.Н. Двухкаскадные усилители магнетронного типа со ступенчатым изменением магнитного поля.//Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1969. Т.12. № 9. С.1091-1094.
21. Левин Ю.Н., Трубецков Д.И., Шевчик В.Н. Приближенная линейная теория лучевых приборов магнетронного типа с неоднородным магнитным полем.//Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1973. Т.16. № 10. С.106-115.
22. Famer L., Nicholls N., Scofield B. Noise reduction in high power injected-beam crossed-fired amplifiers by use

- of a curved magnetic field.// Eur. Microwave Conf. Proc., Brussels. 1973. V.2. Louvain s.a. NC.13.1a.
23. Калезовский Б.Е., Козель Б.И. О влиянии неоднородности магнитного поля на возбуждение 2-й гармоники в ЛБВМ.// Физ.основы радиоэлектрон.и полупроводников. Саратов. 1976. Вып.1. С.33-36.
24. Макаров В.Н., Нутович Л.М., Парамонов Б.М. Влияние профиля магнитного поля на выходные характеристики усилителя М-типа.// Радиотехника и электрон. 1985. Т.30. № 6. С.1177-1182.
25. Макаров В.Н., Нутович Л.М. Исследование влияния магнитного поля на электронный КИД приборов М-типа.// Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1986. Т.29. № 11. С.86-88.
26. Васильев С.В., Васянович А.В. Влияние неоднородного магнитного поля на выходные параметры приборов М-типа с учетом возможности генерации гармоник.//Радиотехника. 1987. Вып.81. С.97-99.
27. Васильев С.В., Васянович А.В. Использование неоднородного статического магнитного поля для улучшения основных характеристик магнетронного генератора.//Радиотехника и электрон. 1988. Т.33. № 11. С.2434-2437.
28. Дворянкин В.В. Магнетрон с наклоном магнитного поля.// УХ. 1988. Т.13. № 9. С.1476-1488.
29. Дворянкин В.В. Плоский магнетрон с наклоном магнитного поля.//Вопр.физики конденсир.состояния. К.: Наук.думка, 1989. С.143-154.
30. Дворянкин В.В. Цилиндрический магнетрон с наклоном маг-

- нитного поля.//Радиотехника. 1969. Вып.9. С.51-60.
31. Дворянкин В.В. Малые колебания в цилиндрическом магнетроне с наклоном магнитного поля.//Радиотехника. 1970. Вып.14. С.23-34.
32. Тараненко В.П., Шевченко В.И. Нелинейные уравнения ЛБВ с учетом динамической расфокусировки электронного потока и тока оседания на замедляющую систему. Ч.1. Основные уравнения.//Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1969. Т.12. № 9. С.1006-1017.
Ч.П. Результаты численного интегрирования.//Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1971. Т.14. № 10. С.1156-1159.
33. Касаткин Л.В. Согласование электронных потоков с фокусирующим магнитным полем в электронно-волновых приборах типа О.//Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1970. Вып.3. С.36-46.
34. Касаткин Л.В. Оценка коррекции фокусирующего магнитного поля с учетом динамических эффектов.//Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1970. Вып.1. С.74-85.
35. Кац А.М., Манькин И.А., Рыкшин Б.В. Исследование влияния пульсаций электронного потока на выходную мощность ЛБВ.//Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1970. Вып.11. С.51-58.
36. Калинин Ю.А., Кац А.М., Рыкшин Б.В. Исследование зависимости коэффициента усиления и КПД ЛБВ от радиуса электронного потока.//Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1970. Вып.8. С.29-36.
37. Бравда В.И., Комарчук А.Р. О влиянии величины фокуси-

- рующего магнитного поля на выходные параметры ЛБВ.//Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1971. Т.14. № 3. С.349-351.
38. Купфер А.М. Нелинейный анализ ЛБВ с учетом радиального расширения электронного потока и токооседания.//Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1971. Вып.6. С.18-24.
39. Horvath T., Neumayer B., Balajs J. Computer program to aid the design of focusing systems of electron beams of TWT-s.// Proc. 5th Colloq. Microwave Communic. V.4. Budapest. 1974. P.233-242.
40. Белявский Е.Д., Васютин В.Д., Перекупко В.А. Динамическая расфокусировка пучка в неоднородных ЛБВ.//Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1978. Т.21. № 10. С.71-75.
41. Андрушкевич В.С., Трубецков Д.И., Шахин В.П. и др. Влияние поперечных компонент ВЧ поля, поперечных движений и формы статических траекторий электронов на работу приборов О-типа.// Вопр.Электрон.сверхвысок.частот. Саратов. 1969. Вып.6. С.42-50.
42. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М.: Сов.радио, 1970. 584 с.
43. Исаев В.А. Влияние поперечных компонент высокочастотного поля и поперечных движений электронов на пусковые условия в оротроне.//Вопр.электрон.сверхвысок.частот. Саратов. 1976. Вып.9. С.11-16.
44. Цвык А.И. Влияние динамических и статических смещений электронов на стартовые токи генератора дифракционного излучения.//Изв.вузов. Радиофизика. 1978. Т.21. № 8.

С.1216-1219.

45. Русин Ф.С., Синенко Л.А. Влияние пульсаций электронного потока на работу оротрона.// Радиотехника и электрон. 1979. Т.24. № 7. С.1396-1404.
46. Бахрах Л.Э., Бенин С.Д., Мурзин В.В. Влияние локальных неоднородностей магнитного поля на пульсации границ электронного пучка.//Радиотехника и электрон. 1970. Т.15. № 4. С.883-885.
47. Бахрах Л.Э., Золотарев Е.А., Мурзин В.В. Влияние локальных неоднородностей периодического магнитного поля на пульсации электронных пучков.// Радиотехника и электрон. 1972. Т.17. № 7. С.1479-1486.
48. Белявский Б.А., Цейтлин М.Б. Анализ работы оротрона на основе двумерной теории.//Радиотехника и электрон. 1980. Т.25. № 5. С.1108-1112.
49. Белявский Б.А., Цейтлин М.Б. Анализ работы оротрона на основе двумерной теории.//Тез.докл. X Всесоюз.конф. по СВЧ электронике. К. 1979. Т.1. С.244.
50. Белявский Б.А., Цейтлин М.Б. Анализ работы оротрона на основе двумерной теории с учетом пространственного заряда.//Тез.докл. III Всесоюз.симпоз. по миллиметр.и суб-миллиметр.волнам. Горький. 1980. Т.1. С.11.
51. Евдокименко Ю.М., Лукин К.А., Шестопалов В.П. К двумерной нелинейной нестационарной теории генератора дифракционного излучения.// Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1981. Вып.10. С.35-40.
52. Балаклицкий И.М., Воробьев Г.С., Цвык А.И. и др. Увели-

- чение эффективности работы генераторов дифракционного излучения с магнитной фокусировкой.//Изв.вузов. Радиоэлектроника. 1977. Т.20. № 10. С.93-96.
53. Ваврив Д.М., Третьяков О.А., Шматько А.А. Теория резонансных генераторов с длительным взаимодействием: Препринт. Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1978.
54. Алямовский И.В. Электронные пучки и электронные пушки. М.: Сов.радио, 1966. 453 с.
55. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике./Пер.с англ. под ред. Выставкина А.Н. М.: Изд-во иностранной литературы, 1963. 351 с.
56. Лопухин В.М., Рошаль А.С. Электроннолучевые параметрические усилители. М.: Соврадио, 1968. 240 с.
57. Справочник по специальным функциям./ Под ред.Абрамовица М., Стиган И./ Пер.с англ. под ред. Диткина В.А., Кармазиной Л.Н. М.: Наука, 1979. 832 с.

4468-88

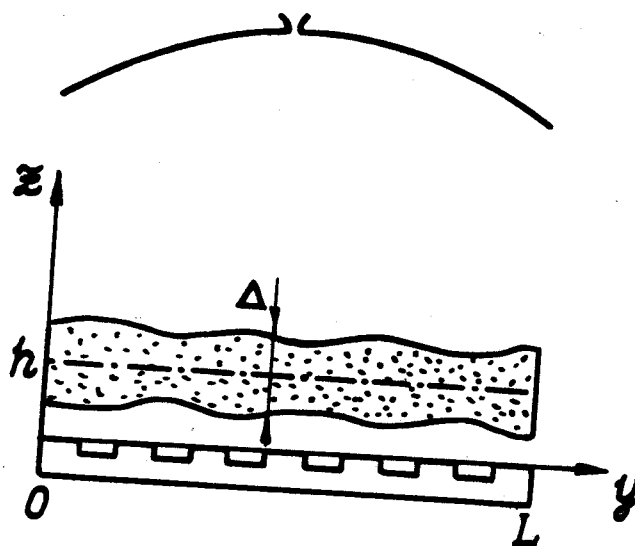


Рис. I. Схема генератора.

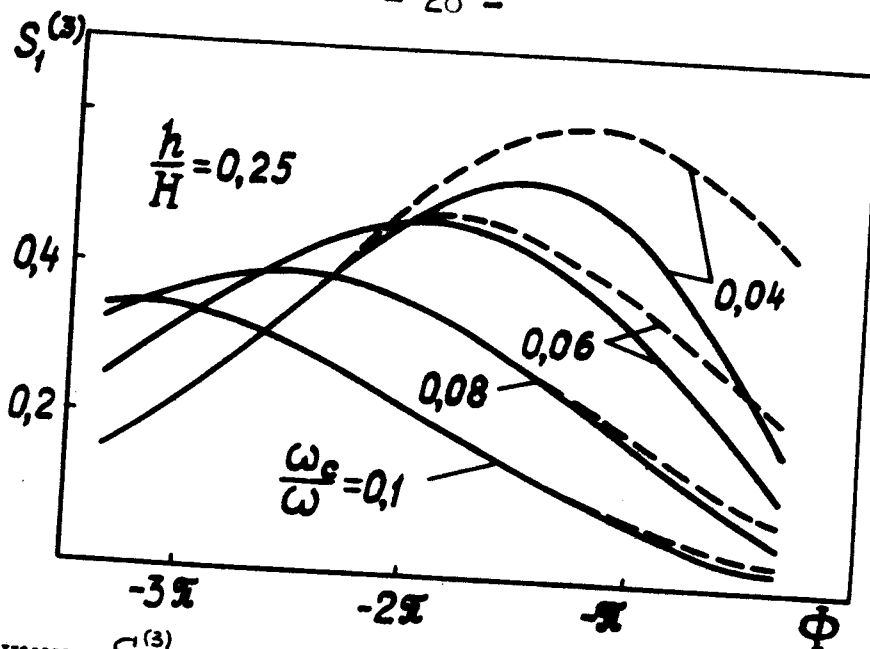


Рис. 2. Функция $S_1^{(3)}$, определяющая влияние продольного движения циклотронных волн на крутизну амплитудной колебательной характеристики.

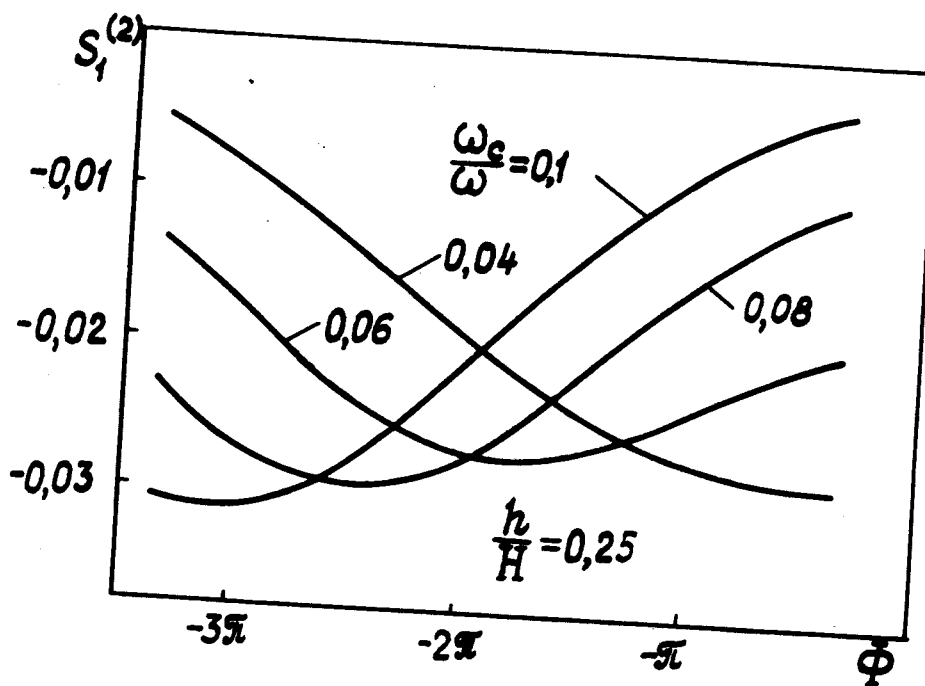


Рис. 3. Функция $S_1^{(2)}$, определяющая влияние поперечного движения циклотронных волн на крутизну амплитудной колебательной характеристики.

88-1988

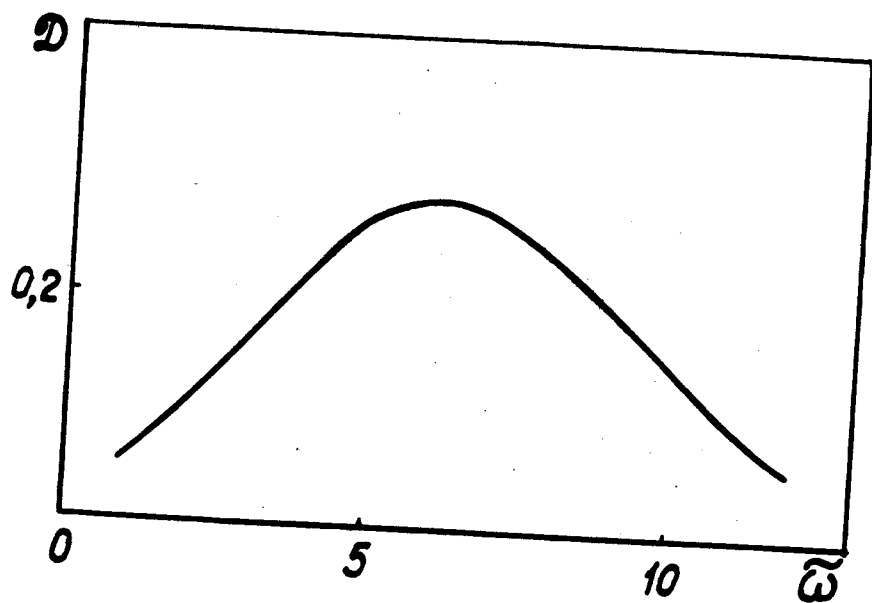


Рис. 4. Величина поправки к невозмущенному дисперсионному уравнению.

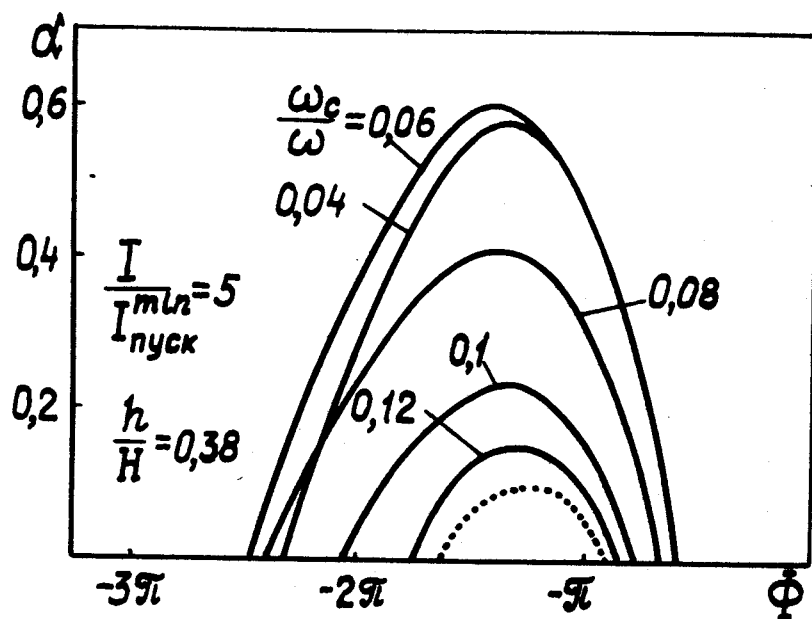


Рис. 5. Зависимость инкремента нарастания амплитуды колебаний от параметра пространственного рассинхронизма.

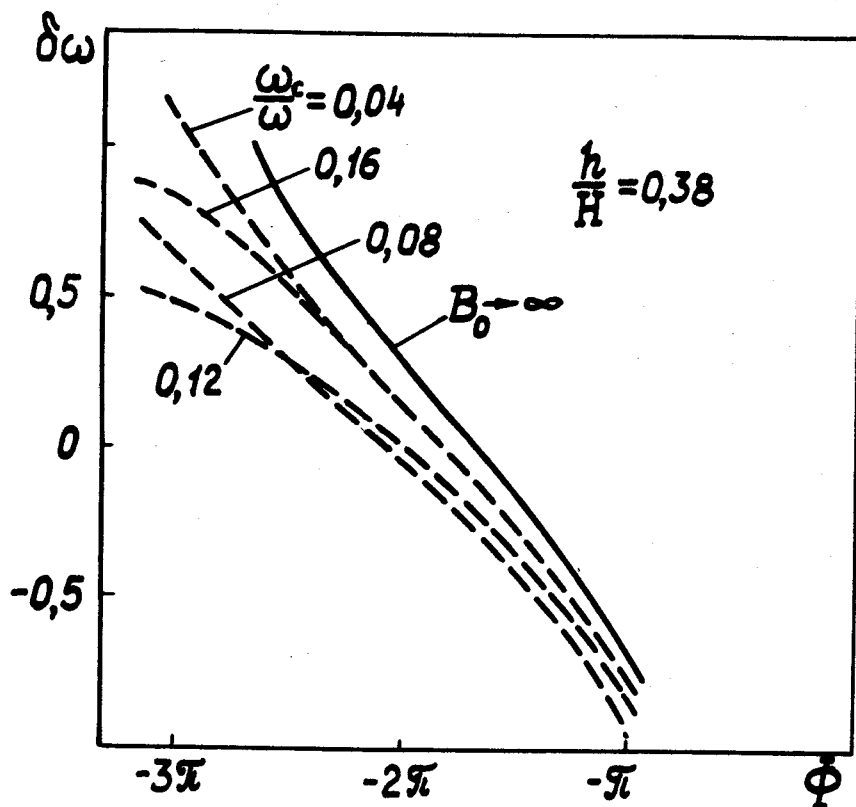


Рис. 6. Электронное смещение частоты.

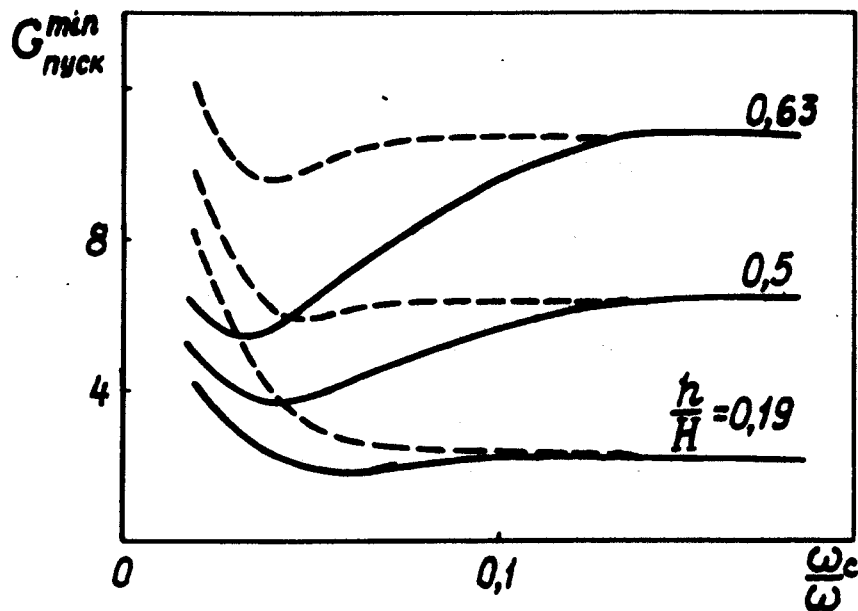


Рис.7. Зависимость пускового значения $G^{\min}$ от параметра магнитного поля $\frac{\omega_c}{\omega}$.

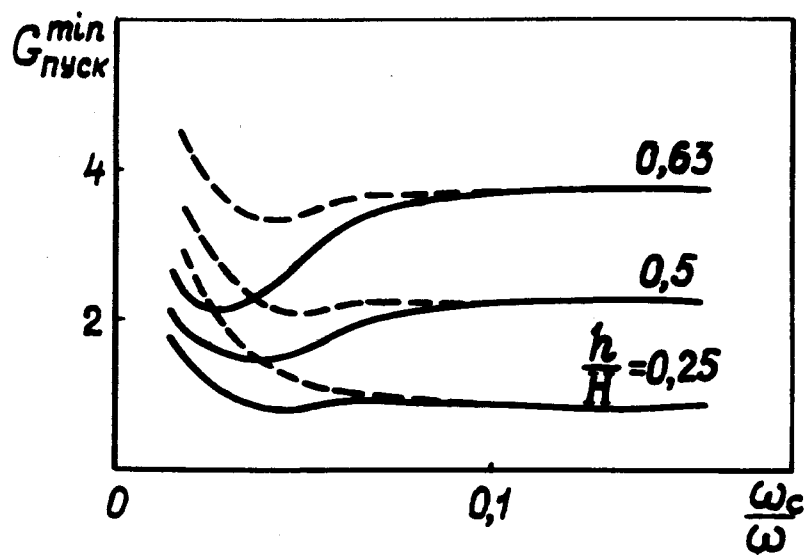


Рис.8. Зависимость пускового значения $G^{\min}$ от параметра $\frac{\omega_c}{\omega}$ ($f(\xi)=I$).

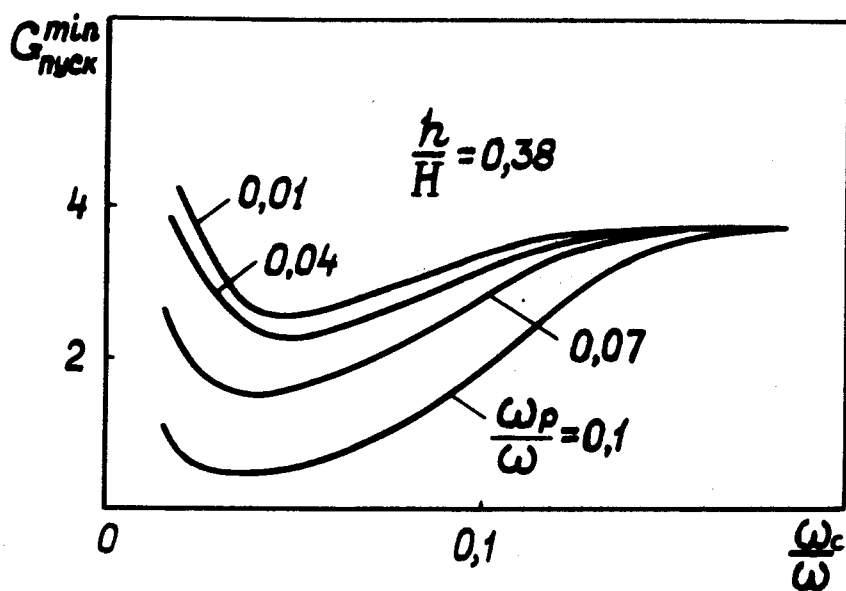


Рис. 9. Влияние параметра пространственного заряда на приведенный пусковой ток.

Печатается в соответствии с решением Ученого Совета радио-
физического факультета Харьковского государственного универ-
ситета им. А.М.Горького от 19 мая 1989 г.

В печать 19 05 89

Тир.

Цена 4 руб 95 коп Вак.

Производственно-издательский комбинат ВИНТИ

Люберцы, Октябрьский пр., 403