

Рис. 5. Зависимость волнового КПД от характеристик поперечной неоднородности пучка для $\theta_0 = 13$, $V_{\text{фмин}} = 0,82$; 1 - $V_{\text{ф}}(T)$ получена по трехслойной модели с оптимизацией для каждого Δi , Δv , 2 - $V_{\text{ф}}(T)$ получена по однослойной модели; 3 - регулярная $V_{\text{ф0}} = 0,925$; 4, 5 - $V_{\text{ок}} = 1 - \Delta v$ и $V_{\text{ок}} = 1 + \Delta v$. $V_{\text{ф}}(T)$ получена по трехслойной модели для $V_{\text{ок}} = 1$, $\Delta i = 0,3$

данных показывает, что неоднородная ЛБВ более чувствительна к разбросу скоростей в пучке, чем однородная. При перепаде скоростей в пучке более 12% как неоднородная, так и однородная ЛБВ имеют одинаковый низкий КПД $\cong 10\%$. Кривые 4, 5 показывают, что для моноскоростного на входе пучка отклонение его средней скорости от синхронной не очень критично.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кураев А.А., Сикицын А.К. // РЭ. 1989. Т. 34. № 6. С. 1264.
2. Кураев А.А., Сикицын А.К. // РЭ. 1989. Т. 34. № 10. С. 2166.
3. Кураев А.А., Сикицын А.К., Тимохин А.Б. // Докл. АН БССР. 1989. Т. 33. № 11. С. 989.
4. Абрамова Н.Я., Белякова Л.Ф., Филимонов Г.Ф. // РЭ. 1988. Т. 33. № 4. С. 778.
5. Тараненко З.И., Трохименко Я.К. Замедляющие системы. Киев: Наук. думка, 1965.

Поступила в редакцию
14.03.91

УДК 621.385.6

© 1992 г. Е.Н. Одаренко, А.А. Шматько

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОЙ ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ НА ПУСКОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЗОНАНСНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ О-ТИПА

Исследован пусковой режим резонансного СВЧ-генератора с пространственно-неоднородным магнитоэлектрическим фокусирующим полем. Проанализированы механизмы воздействия магнитной неоднородности на выходные амплитудные и частотные характеристики прибора. Показано, что применение неоднородной фокусировки при определенном наборе параметров позволяет увеличить эффективность электронно-волнового взаимодействия.

Применение пространственно-неоднородных статических полей в области электронно-волнового взаимодействия СВЧ-приборов является одним из эффективных методов улучшения их эксплуатационных характеристик [1-3]. Наиболее полно в этом плане изучены приборы М-типа, где профилирование магнитного поля позволяет изменять условия пространственного формирования электронного потока с целью улучшения фазировки. Применительно к резонансным генераторам О-типа с длительным взаимодействием (орotron, ГДИ) теоретические исследования в данном направлении отсутствуют. Традиционно в приборах этого класса применяется фокусирующее электронный поток магнитоэлектрическое поле. Неоднородность этого поля может приводить к повышению или понижению эффективности электронно-волнового взаимодействия за счет токооседания, изменения геометрии электронного потока и т.д. В [4] экспериментально показано, что применение в ГДИ неоднородного фокусирующего поля обеспечивает снижение пусковых токов и увеличение мощности генерации.

В данной работе теоретически исследовано влияние локальной магнитоэлектрической неоднородности (ЛМН) в пространстве взаимодействия электронов с СВЧ-полем на пусковые (амплитудные и частотные) условия генератора в рамках двухмерной модели пространства взаимодействия.

1. ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Неоднородное магнитоэлектрическое поле, действующее на электроны пучка, будем описывать двумя компонентами: B_y и B_z . Рассмотрим случай, когда B_y зависит от продольной координаты по гауссовскому закону. Толщину пучка считаем достаточно малой для того, чтобы в ее пределах продольная компонента фокусирующего поля не зависела от поперечной координаты z (схема на рис. 1). Составляющую B_z находим через B_y из уравнения $\text{div } \vec{B} = 0$. Тогда нормированные на величину индукции постоянного фокусирующего поля B_0 составляющие магнитного поля B_y, B_z при наличии ЛМН в системе можно представить в виде

$$(1a) \quad B_y = 1 + P \exp[-((\xi - \xi_m)/w_m)^2],$$

$$(1b) \quad B_z = 2HP(\xi - \xi_m)(Z - Z_m) \exp[-((\xi - \xi_m)/w_m)^2] / (w_m^2 L).$$

Здесь ξ_m, w_m — соответственно координата центра и радиус пятна ЛМН; P — нормированное на B_0 максимальное отклонение B_y от величины B_0 . Константа Z_m определяет значение поперечной координаты, при котором $B_z = 0$. $\xi = y/L$; L — длина пространства взаимодействия; $Z = z/H$; $H = 2L/\Phi$; $\Phi = \omega L/v_0$; v_0 — начальная скорость электронов вдоль оси Oy .

Для анализа условий самовозбуждения колебаний в генераторе с неоднородным фокусирующим полем достаточно ограничиться слабосигнальным приближением. Выпишем в этом случае систему уравнений процесса электронно-волнового взаимодействия [5]

$$(2a) \quad \frac{d^2 \theta_1}{d\xi^2} = f(\xi) \psi \cos(\Phi_b \xi + \varphi) - \Omega_c^2 B_y B_z Z_1,$$

$$(2b) \quad \frac{d^2 Z_1}{d\xi^2} + \Omega^2 Z_1 = -f(\xi) \psi \sin(\Phi_b \xi + \varphi) + \frac{2H}{FL} (Z_0 - Z_m) T(\xi),$$

$$(2a) \quad -\frac{dF_c}{d\tau} + i(\Delta\omega) F_c = -GS(F)F,$$

$$T(\xi) = P\Omega_c^2 \{ \exp[-(\xi_m/w_m)^2] - \exp[-((\xi - \xi_m)/w_m)^2] \}.$$

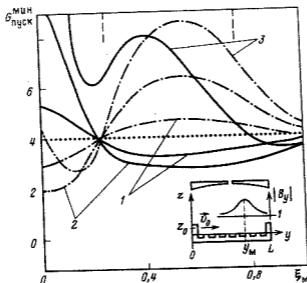


Рис. 1. Зависимости минимального по зоне генерации значения параметра $G_{\text{пуск}}$ от координаты центра неоднородности ξ_M при $w_M = 0,2$; $P = 0,05$ (1); 0,15 (2); 0,25 (3)

Здесь $\theta_1 = 2\theta/\Phi F$; $Z_1 = 2HZ/LF$, где $\theta = \omega t - \Phi\xi - \varphi_0$; F — амплитуда колебаний; $f(\xi)$ и ψ — амплитудные огибающие СВЧ-поля вдоль направлений Oy и Oz .

В данной работе расчеты проведены для $f(\xi) = \sqrt{\sqrt{2}\pi/w} \exp[-((\xi - 0,5)/w)^2]$, где w — нормированная на L полуширина пятна поля; $\psi = I_0(\beta R) \exp[-\beta(HZ_0 + LFZ_1/2)]$; $I_0(x)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка; R — амплитуда статических пульсаций траектории электрона; $\beta = \omega/v_\varphi$; v_φ — фазовая скорость синхронной с пучком волны замедляющей системы (ЗС); $\Phi_b = \Phi(1 - v_0/v_\varphi)$; $\Omega_c = \Phi\omega_c/\omega$; $\Omega = \Phi\sqrt{\omega_c^2 - \omega_p^2}/\omega$; ω_c и ω_p — циклотронная и плазменная частоты; $F_c = F \exp(-i\gamma)$; $\varphi = \varphi_0 + \gamma$; $\tau = \omega'_0 t / (2Q)$; $(\Delta\omega)$ — расстройка между частотой генерации ω и собственной частотой "холодного" резонатора ω_0 ; G — параметр эффективности взаимодействия [6]; $\omega_0 = \omega'_0 - i\omega'_0/(2Q)$; Q — нагруженная добротность резонатора; $S(F) = \eta/F^2$; η — электронный КПД [7]; γ — фаза комплексной амплитуды F_c .

Уравнение (2а) описывает продольное движение частиц пучка в поле y -й компоненты высокочастотного поля при наличии двухмерного магнитного поля (B_y, B_z) и поперечных смещений траекторий электронов ($\sim Z_1$). Как показали расчеты, второе слагаемое в правой части (2а) практически не влияет на продольную группировку и, как следствие, на пусковые характеристики. Поэтому в дальнейшем им можно пренебречь. Уравнение (2б) описывает поперечное движение электронов в поле z -й компоненты высокочастотного поля при наличии пространственно-неоднородного фокусирующего поля (1).

Аналитическое решение (2б) представим в интегральном виде

$$(3) \quad Z_1 = -\frac{1}{\Omega} \int_0^{\xi} f(\xi') \psi \sin(\Phi_b \xi' + \varphi) \sin \Omega(\xi - \xi') d\xi' + \frac{2H}{FL} (Z_0 - Z_M) K,$$

$$K = K(\xi) = \frac{1}{\Omega} \int_0^{\xi} T(\xi') \sin \Omega(\xi - \xi') d\xi'.$$

При достаточно большом значении индукции фокусирующего поля B_0 ($\Omega \gg 1$) и малых амплитудах автоколебаний ($F \ll 1$) первое слагаемое в (3) вносит пренебрежимо малый вклад в изменение поперечной координаты электрона. Поэтому при определении поперечных смещений траекторий электронов будем рассматривать только те, которые определены составляющей B_z неоднородного магнитного поля.

Для вычисления пусковых характеристик генератора (инкремента нарастающей амплитуды, электронного смещения частоты (ЭСЧ), пускового значения параметра G) используем следующее выражение для крутизны колебательной характеристики $S(F) = S_1(F) + iS_2(F)$ без учета взаимодействия электронов с поперечной составляющей высокочастотного поля E_z :

$$(4) \quad S = i \frac{\hat{H}}{4} \int_0^1 f_1(\xi) \int_{Z^-}^{Z^+} \psi^2(Z_0) I_0^2(\beta R) \int_0^{\xi} f_1(\xi') (\xi - \xi') \times \\ \times \exp[i\Phi_b(\xi - \xi')] d\xi' dZ_0 d\xi, \\ \psi^2(Z_0) = \exp(-2\beta H Z_0), \quad \hat{H} = H/\Delta, \\ (5) \quad f_1(\xi) = f(\xi) \exp[-\beta H(Z_0 - Z_m)K].$$

Из (4) и (5) следует, что при наличии ЛМН и принятых предположениях интегрирование по двум взаимно ортогональным координатам не разделяется. Это приводит к значительному усложнению вычислений. Однако из результатов численного анализа следует, что при вычислении (5) можно величину Z_0 положить равной начальной координате середины пучка h/H . Вносимая при таком рассмотрении погрешность растет с увеличением толщины пучка Δ и параметра $|P|$. Так, при значениях $\Delta/H = 0,25$ и $P = -0,05$ она составляет $\approx 2\%$, а при $P = -0,15$ — $\approx 12\%$.

Пределы интегрирования по поперечной координате Z_0 в (4) вычисляются на каждом шаге интегрирования по ξ при помощи формул: при $\hat{h} \geq 0$ и $r \leq 2z_L/\Delta$: $Z^- = (h \pm \Delta/2)/H$; $2z_L/\Delta < r \leq 2z_T/\Delta$: $Z^- = \{r\hat{h}/[H(1+r+K)] + Z_m K\}/(1+K)$, $Z^+ = (h + \Delta/2)/H$; $r > 2z_T/\Delta$: $Z^+ = \{r\hat{h}/[H(r \mp 1 \mp K)] + Z_m K\}/(1+K)$; при $\hat{h} < 0$ и $r < 2z_T/\Delta$: $Z^- = \{r\hat{h}/[H(r-1-K)] + Z_m K\}/(1+K)$, $Z^+ = (h + \Delta/2)/H$; $r \geq 2z_T/\Delta$: $Z^+ = 0$. Здесь $\hat{h} = h + H(h/H - Z_m)K$, z_L и z_T — координаты нижней и верхней (относительно плоскости ЭС) границ электронного потока при данном ξ .

Из уравнения (3) следует, что при увеличении Z_0 поперечные смещения траекторий электронов уменьшаются (так как $Z_m > Z_0$). Частицы пучка, имеющие различные начальные поперечные координаты, будут отклоняться по-разному в области ЛМН.

2. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

ЛМН характеризуется тремя основными величинами: параметром P , координатой центра ξ_m , шириной области неоднородности $2w_m$. Пусковые характеристики генератора будут в той или иной мере определяться этими тремя параметрами. Значение высоты встречи пучка в пространство взаимодействия h сказывается на результатах расчетов лишь количественно (имеется в виду ситуация, когда между плоскостью ЭС и электронным потоком имеется некоторый зазор). В дальнейшем полагаем эту величину равной $h/H = 0,375$. Другие расчетные параметры: $w = 0,25$; $\Phi = 100$; $\Delta/H = 0,25$; $Z_m = 2$.

Искажение формы силовых линий в случае неоднородного фокусирующего поля приводит к изменению траекторий электронного потока. Фактически за счет этого амплитуда воздействующего на электроны СВЧ-поля открытого резонатора

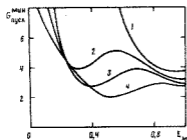


Рис. 2

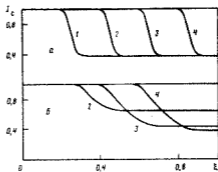


Рис. 3

Рис. 2. Зависимости $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ от параметра ξ_M для различных размеров неоднородности при $P = -0,25$, $w_M = 0,1$ (1); 0,3 (2); 0,4 (3); 0,6 (4)

Рис. 3. Токораспределение в пространстве взаимодействия генератора при $P = -0,25$; $\xi_M = 0,3$ (1); 0,5 (2); 0,7 (3); 0,9 (4); $w_M = 0,1$ (а), 0,4 (б)

будет определяться не только продольным пространственным распределением $f(\xi)$, как в случае одномерной теории [6], но и амплитудным множителем, зависящим от поперечной координаты Z_0 (см. (5)). Таким образом, на электрон воздействует некоторое приведенное распределение амплитуды $f_1(\xi)$, вследствие этого и может улучшаться энергообмен [7].

Из (16) следует, что в пределах ЛМН происходит реверс поперечной компоненты фокусирующего поля, т.е. траектории электронов разделяются на два участка, где поперечные составляющие их скорости противоположны по направлению. Наибольшее поперечное отклонение пучка происходит в точке реверса $\xi = \xi_M$. Следовательно, при $P < 0$ в центре ЛМН электроны максимально приближены к плоскости ЗС, при $P > 0$ — максимально удалены. Для повышения эффективности электронно-волнового взаимодействия пучок следует пропускать как можно ближе к ЗС в области действия наиболее интенсивного СВЧ-поля.

Перейдем к обсуждению результатов. На рис. 1 представлены зависимости минимального по зоне генерации значения параметра $G_{\text{пуск}}$ ($G_{\text{пуск}} = 1/S_1(0) \sim \sim I_{\text{пуск}}$) от местоположения ЛМН ξ_M для различных значений параметра P . Сплошные линии соответствуют случаю $P < 0$, штрихпунктирные — $P > 0$. Штриховые линии обозначают границы пятна СВЧ-поля. Пунктиром отмечено значение $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ в отсутствие ЛМН ($P = 0$). Из графиков видно, что при $P < 0$ расположение центра ЛМН в пятне поля позволяет снизить пусковой ток генератора, так как в этом случае электроны приближаются к ЗС в области наиболее интенсивного энергообмена. Положительный вклад в повышение эффективности взаимодействия в данной ситуации вносит преобразованная амплитудная огибающая $f_1(\xi)$ на траектории электрона. При увеличении значения $|P|$ наблюдается смещение местоположения центра ЛМН, обеспечивающего минимальное значение $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ в сторону коллектора. Это связано прежде всего с токооседанием на ЗС (при $P = -0,3$ пучок оседает практически полностью). В такой ситуации размещение ЛМН в пределах пятна СВЧ-поля приводит к сокращению эффективной длины пространства взаимодействия и, как следствие, к увеличению пускового тока. В случае $P > 0$ для повышения эффективности энергообмена следует исключить участок $\xi < \xi_M$, где электроны удаляются от ЗС. Такому режиму соответствует расположение центра ЛМН в начале пространства взаимодействия (рис. 1).

Изменение протяженности ЛМН (параметр w_m) оказывает существенное влияние на характер зависимостей $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}(\xi_m)$ только при сравнительно больших значениях величины P (рис. 2). Из графиков видно, что при данном наборе параметров системы расширение области действия ЛМН (увеличение w_m) приводит к снижению пускового тока. Кроме того, увеличивается область значений ξ_m , где пусковой ток ниже, чем при однородном фокусирующем поле ($P = 0$). Для объяснения таких закономерностей рассмотрим токораспределение в генераторе при двух значениях параметра w_m (рис. 3). По оси ординат отложен коэффициент I_c , определяющий долю электронов пучка, находящихся в пространстве взаимодействия при данном ξ , относительно общего их количества, поступающего в резонатор. При большем значении w_m эффективная длина пространства взаимодействия $L_{\text{эф}}$ менее критична относительно значения ξ_m , т.е. происходит "сглаживание" траекторий электронов и уменьшение токооседания. Наиболее существенное приращение $L_{\text{эф}}$ происходит при $\xi_m \leq 0,5$. Следовательно, в этой области значений ξ_m пусковой ток генератора должен значительно снижаться (см. рис. 2).

Таким образом, при формировании сильной магнитной неоднородности ее размеры вдоль пространства взаимодействия следует выбирать достаточно большими.

Другим возможным применением неоднородного магнитного поля в генераторах рассматриваемого класса является управление качеством спектра выходного колебания. Применительно к магнетронным генераторам этот вопрос рассмотрен в [8].

На рис. 4 сплошными линиями показаны зависимости ЭСЧ ($\delta\omega = -S_2(0)/S_1(0)$) от параметра рассинхронизма Φ_b между скоростью электронов потока v_0 и скоростью замедленной волны ЗС v_w при различных значениях ξ_m . Штриховой линией обозначена аналогичная зависимость для однородного фокусирующего поля. При перемещении центра ЛМН ξ_m вдоль пространства взаимодействия возможно как уменьшение, так и увеличение крутизны электронной перестройки частоты генератора (относительно аналогичной величины при $P = 0$). Такой характер зависимости крутизны от ξ_m обусловлен рядом причин:

- уменьшением величины продольной составляющей скорости электронов (при наличии поперечных смещений в области ЛМН), что проявляется в ослаблении зависимости характеристик системы от начальной скорости частиц потока v_0 ;
- повышением (снижением) эффективности взаимодействия пучка с СВЧ-полем при приближении (удалении) электронов относительно плоскости ЗС за счет соответствующего преобразования огибающей $f_1(\xi)$;

- наличием при больших $|\Phi_b|$ в конце пространства взаимодействия области отбора энергии волны электронами [9].

Воздействие первого фактора приводит к уменьшению ЭСЧ, третьего — к увеличению (так как снижается эффективность энергообмена). Результат действия второго фактора зависит от формы траекторий электронов в пределах ЛМН (приближение пучка к ЗС вызывает уменьшение ЭСЧ, удаление — увеличение). Перемещение центра ЛМН и варьирование ее параметров приводит к изменению степени воздействия каждого из этих факторов на процесс электронно-волнового взаимодействия. Так, при $\xi_m = 0,4 \dots 0,6$ в пределах пятна СВЧ-поля происходят поперечные отклонения траекторий электронов и, кроме того, пучок расположен ближе к ЗС, чем в начале пространства взаимодействия (так как $P < 0$). Таким образом, реализуются условия для уменьшения крутизны электронной перестройки. Увеличение крутизны проявляется слабо, так как вблизи коллектора траектории электронов расположены выше над ЗС, чем в пятне поля (энергообмен в ускоряющей фазе ослаблен). При $\xi_m = 0,9$, наоборот, наблюдается увеличение крутизны электронной перестройки, так как при данном наборе параметров наиболее существенные поперечные смещения пучка происходят за

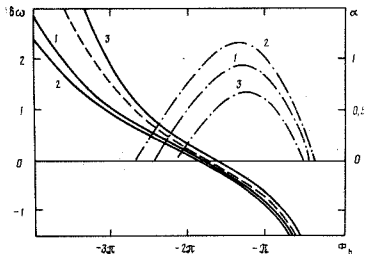


Рис. 4. Зависимости инкремента нарастания амплитуды колебаний α и электронного смещения частоты $\delta\omega$ от параметра пространственного рассинхронизма Φ_b при $P = -0,15$; $w_M = 0,2$; $\xi_M = 0,4$ (1); 0,5 (2); 0,9 (3)

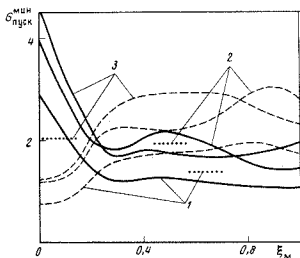


Рис. 5. Зависимости параметра $G_{\text{пуск}}^{\text{мин}}$ от координаты центра неоднородности для различных распределений амплитуды СВЧ-поля в пространстве взаимодействия при $|P| = 0,15$; $w_M = 0,2$

пределами пятна поля, а в области, где электроны переходят в ускоряющую фазу, их траектории приближаются к ЗС.

Увеличение значения $|P|$ сопровождается уменьшением ЭСЧ. При $P = -0,25$ для любого $\xi_M > 0,2$ крутизна электронной перестройки меньше, чем при $P = 0$. Общие закономерности зависимости ЭСЧ от ξ_M при этом сохраняются. Уменьшение ЭСЧ в данном случае обусловлено двумя факторами: увеличением поперечных смещений траекторий электронов и токооседанием на ЗС (вблизи коллектора ток пучка уменьшается и эффект перекачки энергии от волны к электронам слабо выражен). При увеличении параметра w_M влияние на изменение кру-

тизны электронной перестройки отмеченных факторов уменьшается. Это следует из закономерностей видоизменения формы силовых линий фокусирующего поля (гауссиан расширяется без изменения своего экстремального значения). Остальные механизмы, воздействие которых приводит к уменьшению или увеличению крутизны электронной перестройки, проявляются в меньшей степени. Однако в данной ситуации они будут действовать одновременно (при наличии протяженной магнитной неоднородности расстояния между плоскостью ЗС и электронным потоком в ядре СВЧ-поля и в области, где пучок ускоряется, будут примерно одинаковы). В этом случае они в некоторой степени взаимно компенсируются.

Таким образом, при увеличении протяженности ЛМН происходит ослабление зависимости крутизны электронной перестройки от координаты центра ЛМН ξ_M . Проведенные расчеты подтверждают данный вывод.

Штрихпунктиром на рис. 4 обозначены зависимости инкремента нарастания амплитуды колебаний α от Φ_0 при различных значениях ξ_M . Перемещение центра ЛМН вдоль пространства взаимодействия сопровождается изменением как максимального по зоне генерации значения α , так и ширины самой зоны. Поскольку инкремент нарастания связан со временем установления стационарной амплитуды колебаний ($t_{уст} \sim \alpha^{-1}$), то представляется возможным посредством изменения параметров ЛМН в генераторе, работающем в импульсном режиме, управлять длительностью фронта выходных импульсов.

На рис. 5 представлены зависимости $G_{пуск}^{мин}(\xi_M)$ для различных законов распределения амплитуды $f(\xi)$. Кривые 1 соответствуют однородному распределению $f(\xi) = 1$, кривые 2 и 3 – косинусоидальному: $f(\xi) = \sqrt{2} \cos(\pi\xi)$ и $f(\xi) = \sqrt{2} \cos(\pi\xi/2)$ соответственно. Сплошными линиями обозначены зависимости при $P < 0$, штриховыми – при $P > 0$. Отрезки пунктирных линий показывают значение $G_{пуск}^{мин}$ в случае однородного фокусирующего поля ($P = 0$). Из сравнения графиков на рис. 1 и 5 видно, что рекомендации по применению ЛМН для повышения эффективности возбуждения автоколебаний в генераторе с гауссовской огибающей амплитуды СВЧ-поля применимы и для других генераторов рассматриваемого типа.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы закономерности воздействия ЛМН на выходные характеристики пускового режима резонансного генератора с длительным взаимодействием. Определены интервалы изменения параметров ЛМН, в которых наблюдается повышение эффективности энергообмена (пусковой ток генератора может быть уменьшен в 1,5 . . . 2 раза). Посредством изменения параметров ЛМН можно как увеличивать, так и уменьшать крутизну электронной перестройки частоты генератора, т.е. управлять качеством спектра выходного колебания. Проведен физический анализ причин изменения амплитудных и частотных пусковых характеристик генератора с пространственно-неоднородным статическим магнитным полем. Изменение амплитудного распределения СВЧ-поля не приводит к качественному изменению общих закономерностей влияния ЛМН на процесс электронно-волнового взаимодействия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Глушенко В.Н., Кошвая С.В., Прус В.А. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1970. Т. 13. № 1. С. 12.
2. Макаров В.Н., Нугович Л.М. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1986. Т. 29. № 11. С. 86.
3. Васильев С.В., Васянович А.В // РЭ. 1988. Т. 33. № 11. С. 2434.
4. Балаклицкий И.М., Воробьев Г.С., Цык А.И., Шестопапов В.П. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1977. Т. 20. № 10. С. 93.
5. Одаренко Е.Н., Шматко А.А. Теория электронных СВЧ приборов с различным распределением магнитостатического поля. Ч. 1. Влияние однородного магнитного поля на самовозбуждение колебаний в оротронных генераторах. Харьков, 1989. 32 с. — Деп. в ВИНТИ 19.07.89 № 4765-В89.
6. Ваврис Д.М., Третьяков О.А., Шматко А.А. Теория резонансных генераторов с длительным взаимодействием: Препринт. Харьков: ФТИНТ АН УССР, 1978.
7. Тарасов М.М., Шматко А.А. // РЭ. 1988. Т. 33. № 1. С. 141.
8. Афанасьев А.И., Иванов С.И., Кулаков А.В., Курашев Н.С. // РЭ. 1989. Т. 34. № 9. С. 1912.
9. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.

Поступила в редакцию
30.04.91