

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

№ 3401-690

УДК 621.385.6
ГАСНТИ 47.29.37

Е. Н. Опаренко, А. А. Шматько

ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ СВЧ ПРИБОРОВ О-ТИПА
С РАЗЛИЧНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ МАГНИТОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Часть III. ПУСКОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГЕНЕРАТОРА С
ЛОКАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ ФОКУСИРУЮЩЕГО ПОЛЯ

Харьков - 1990

В В Е Д Е Н И Е

В работах [1 - 2] определены и проанализированы пусковые характеристики резонансного генератора с распределенным взаимодействием 0-типа в рамках двумерной теории. Численные результаты получены для случая, когда магнитное поле полагалось однородным как при наклоне относительно направления движения электронов, так и при отсутствии его. Анализ результатов в [2] свидетельствует о принципиальной возможности улучшения эффективности электронно-волнового взаимодействия в генераторе за счет поперечной составляющей вектора магнитостатического поля.

В данной работе исследуются условия самовозбуждения колебаний в генераторе с пространственно-неоднородным фокусирующим полем. В этом случае компоненты вектора магнитной индукции являются функциями координат. Анализ проведен для локальной магнитной неоднородности, сформированной в определенной области пространства взаимодействия. Для расчета пусковых характеристик генератора использовались соотношения, полученные в [2] для произвольной координатной зависимости компонент фокусирующего магнитного поля. Обозначения соответствуют принятым в работах [1 - 2].

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СОСТАВЛЯЮЩИХ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Для выбора вида зависимостей продольной и поперечной компонент фокусирующего поля от координат воспользуемся экспериментальными данными для ЛБВ с локальной магнитной неод-

нородностью, приведенными в [3]. Зависимость продольной компоненты магнитного поля от координаты y аппроксимируем гауссовской функцией

$$B_y = B_0 \pm B_m \exp \left[- \left((y - y_m) / \hat{w}_m \right)^2 \right] ; \quad (1)$$

здесь y_m - координата центра магнитной неоднородности (ее максимума), \hat{w}_m - полуширина области неоднородности, B_m - параметр, характеризующий степень отклонения величины магнитного поля от его невозмущенного значения B_0 . Для определения компоненты B_z используем условие соленоидальности магнитного поля

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 ; \quad (2)$$

которое в нашем случае можно записать в виде:

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} = - \frac{\partial B_y}{\partial y} . \quad (3)$$

Из (1) и (3) следует, что зависимость $B_z(z)$ должна быть линейной. В выбранной системе координат [I] будем считать, что неоднородность магнитного поля уменьшается при увеличении Z . Используя (1) и (3), находим компоненты фокусирующего поля

$$B_y = B_0 \left(1 + \frac{\tilde{B}_y}{B_0} \right) = B_0 \left[1 + a \exp \left(- \left((z - z_m) / w_m \right)^2 \right) \right] ; \quad (4a)$$

$$B_z = B_0 \frac{2a}{w_m^2} \frac{H}{L} (z - z_m) (Z - Z_m) \exp \left(- \left((z - z_m) / w_m \right)^2 \right) ; \quad (4b)$$

где $a = \pm B_m / B_0$; $w_m = \hat{w}_m / L$; Z_m - константа, характеризующая ослабление магнитного поля при увеличении Z . Заметим, что выражения (4) противоречивы: при $Z = Z_m$ мы имеем $B_z = 0$, $B_y \neq B_0$. Это объясняется тем, что заранее полагалось $B_y \neq B_y(z)$ (см. [2]). Однако, несмотря на указанное противоречие, выражения (4) пригодны для использования, если оговорить, что

величина Z_m заведомо больше толщины электронного пучка, т.е. в поперечном сечении пучка магнитное поле изменяется достаточно слабо. В этом случае величину Z в (46) можно заменить на ее начальное значение Z_0 .

Положительные значения параметра a соответствуют увеличению магнитного поля в пределах неоднородности, отрицательные - уменьшению. В экспериментах, описанных в [3], для ослабления фокусирующего поля в некоторой области пространства взаимодействия применялись шайбы из технически чистого железа или соответствующим образом подобранные дополнительные катушки с током. Увеличение фокусирующего поля достигалось за счет введения дополнительных катушек. Для формирования локальной магнитной неоднородности фокусирующего поля в генераторах рассматриваемого типа без существенных конструктивных изменений можно использовать лишь вставки из различных магнитных материалов [4]. Таким способом можно создать относительно сильную магнитную неоднородность только с отрицательными значениями параметра a .

ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

В [2] показано, что наличие поперечной составляющей фокусирующего поля B_z приводит к появлению дополнительных статических поперечных смещений траекторий электронов (величина динамических смещений не изменяется). Для определения величины таких смещений траекторий электронов в фокусирующем поле (4) воспользуемся полученным в [2] выражением

$$Z_1^n = \frac{M}{\tilde{\omega}} \int_0^{\tilde{z}} B_y(\tilde{z}') \sin \tilde{\omega}(\tilde{z} - \tilde{z}') \int_0^{\tilde{z}'} B_z(t) dt d\tilde{z}' \quad (5)$$

После подстановки (4) в (5) в приближении $\tilde{B}_y \ll B_0$ (слабая неоднородность) получаем:

$$Z_1^H = \frac{H}{L} (Z_0 - Z_M) K_z(\xi); \quad (6a)$$

$$K_z(\xi) = M \frac{a}{\tilde{\omega}} \int_0^{\xi} \left[e^{-\left(\frac{\xi_M}{w_M}\right)^2} - e^{-\left(\frac{\xi' - \xi_M}{w_M}\right)^2} \right] \sin \tilde{\omega}(\xi - \xi') d\xi'; \quad (6б)$$

$$\frac{\partial Z_1^H}{\partial \xi} = \frac{H}{L} (Z_0 - Z_M) \frac{\partial K_z}{\partial \xi}; \quad (6в)$$

$$\frac{\partial K_z}{\partial \xi} = M a \int_0^{\xi} \left[e^{-\left(\frac{\xi_M}{w_M}\right)^2} - e^{-\left(\frac{\xi' - \xi_M}{w_M}\right)^2} \right] \cos \tilde{\omega}(\xi - \xi') d\xi'. \quad (6г)$$

Пределы интегрирования по поперечной координате Z_0 при фиксированном ξ (см. (8) в [2]) определяются как и в [1-2], в зависимости от местоположения пучка относительно замедляющей системы. В данном случае выражение для координаты \hat{h} в сечении $\xi = const$ можно записать в виде

$$\hat{h} = h + H \left(\frac{h}{H} - Z_M \right) K_z(\xi). \quad (7)$$

Заметим, что здесь мы пренебрегаем динамическими смещениями траекторий электронов по сравнению с дополнительными статическими. При $\hat{h} \geq 0$ пределы интегрирования следующие:

$$r \leq \frac{2}{\Delta} Z_L H; \quad \begin{cases} Z^{(1)} = Z_L \\ Z^{(2)} = Z_T \end{cases} \quad (8a)$$

$$\frac{2}{\Delta} Z_L < r \leq \frac{2}{\Delta} Z_T H; \quad \begin{cases} Z^{(1)} = \frac{r \hat{h}}{H(1+r+K_z(\xi))} \\ Z^{(2)} = Z_T \end{cases} \quad (8б)$$

$$r > \frac{2}{\Delta} Z_T H; \quad \begin{cases} Z^{(1)} = \frac{r \hat{h}}{H(1+r+K_z(\xi))} \\ Z^{(2)} = \frac{r \hat{h}}{H(r-1-K_z(\xi))} \end{cases} \quad (8в)$$

При $\hat{h} < 0$ используются выражения:

$$r < \frac{2}{\Delta} Z_T H; \quad \begin{cases} Z^{(1)} = \frac{r \hat{h}}{H(r-1-K_z(\xi))} \\ Z^{(2)} = Z_T \end{cases} \quad (8г)$$

$$r \geq \frac{2}{\Delta} Z_T H; \quad \begin{cases} Z^{(1)} = 0 \\ Z^{(2)} = 0 \end{cases} \quad (8д)$$

Здесь Z_L и Z_T - соответственно координаты нижней и верхней (относительно плоскости замсистемы) границ электронного потока при данном ξ . Процедура определения Z_L и Z_T на n -м шаге интегрирования по ξ следующая: используя вычисленные на $(n-1)$ шаге интегрирования значения $Z^{(1)}$ и $Z^{(2)}$, находим координаты граничных электронов, соответствующих этим пределам, в сечении $\xi = 0$ по формулам

$$Z_0^{(i)} = (Z^{(i)} + Z_M K_z(\xi)) / (1 + K_z(\xi)); \quad (9)$$

$i = 1, 2$

(значение ξ соответствует $(n-1)$ шагу); затем определяем Z_L и Z_T :

$$Z_L = Z_0^{(1)} + (Z_0^{(1)} - Z_M) K_z(\xi); \quad (10а)$$

$$Z_T = Z_0^{(2)} + (Z_0^{(2)} - Z_M) K_z(\xi); \quad (10б)$$

(ξ соответствует n -му шагу интегрирования).

Из (6а) следует, что по мере движения электронов в пространстве взаимодействия нижние электроны отклоняются сильнее верхних, что приводит к изменению плотности тока пучка. При вычислении крутизны колебательной характеристики генератора S изменение плотности тока пучка в каждом сечении $\xi = \text{const}$ учитывалось введением коэффициента $1/(1+K_z(\xi))$.

Для изучения и объяснения процессов, происходящих в генераторе с локальной магнитостатической неоднородностью, целесообразно использовать сведения о характере движения электронов в пространстве взаимодействия. Выражение (6) нельзя представить в достаточно простом для анализа аналитическом виде. Интегрирование в (6) проводилось численно. Результаты расчетов для трех электронов с различными поперечными координатами влета Z_0 представлены на рис. 1. Треховыми линиями обозначены границы "пятна" магнитной неоднородности, ширина которого определяется параметром $2W_M$. Расчеты проводились при достаточно сильном фокусирующем поле, т.е. можно считать, что траектории электронов совпадают с силовыми линиями магнитостатического поля. Из рисунков видно, что в зависимости от знака параметра a траектории электронов приближаются к замкнутой ($a < 0$) или удаляются от нее ($a > 0$). В обоих случаях на траектории можно условно выделить два наклонных участка движения электронов, т.е. общие закономерности протекающих процессов будут в определенной мере близки к рассмотренным ранее в [2] для генератора с наклонным фокусирующим полем.

АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из выражения (4), неоднородность магнитостатического поля характеризуется тремя основными параметрами: величиной максимального отклонения значения индукции магнитного поля a от постоянной величины B_0 , координатой центра неоднородности Z_M и шириной области неоднородности $2W_M$.

Пусковые характеристики генератора будут в той или иной мере определяться этими тремя параметрами. Анализ результатов показал, что выбор высоты встраивания пучка h в пространство взаимодействия не влияет на общий качественный характер процессов, а изменяет результаты лишь количественно. В связи с этим, в дальнейшем все расчеты проводились при фиксированном значении h , равном $h = (3/8)H$.

На рис. 2 представлены зависимости минимального по зоне генерации приведенного пускового тока $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}$ от величины ξ_m для различных значений параметра a . Графики на рис. 2а соответствуют случаю $a < 0$, на рис. 2б - $a > 0$. Штриховые линии обозначают границы пятна ВЧ поля. Штрих-пунктирной линией показано значение $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}$ при однородном фокусирующем поле. Применение локальной магнитной неоднородности позволяет снизить пусковой ток генератора как при положительных, так и при отрицательных значениях параметра a . Рассмотрим сначала случай $a < 0$. Как видно из рис. 2а, при сравнительно слабой неоднородности уменьшение пускового тока происходит при расположении магнитной неоднородности в интервале $0,3 < a < 1$. Т.е. центр неоднородности следует располагать либо в пятне поля, либо вблизи коллектора. Такой результат обусловлен видом траекторий электронов (рис. 1). При расположении центра неоднородности вблизи электронной пучки участок траектории, на котором электроны приближаются к замкнутой системе, будет короче, чем участок, на котором они удаляются от замкнутой системы. В результате область пятна поля электроны будут пролетать с поперечной координатой большей,

чем координата влета. Следовательно, эффективность взаимодействия электронов с синхронной волной снижается (так как с увеличением поперечной координаты Z интенсивность поля падает), а пусковой ток растет. При увеличении ξ_m пучок приближается к замсистеме в пределах пятна поля, что приводит к снижению пускового тока.

Усиление магнитостатической неоднородности сопровождается смещением оптимального значения ξ_m в сторону коллектора и некоторым увеличением минимального значения $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}$. Одновременно происходит сужение области значений ξ_m , в которой наблюдается снижение пускового тока по отношению к уровню, соответствующему однородному фокусирующему полю. При $a = -0,3$ расположение центра неоднородности в середине пятна поля приводит к значительному увеличению пускового тока. Такое существенное изменение зависимостей $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}(\xi_m)$ при увеличении абсолютной величины параметра a вызвано токооседанием электронного пучка на плоскость замсистемы. На рис. За представлено распределение тока пучка I_c по длине пространства взаимодействия при оптимальных значениях ξ_m . Ток I_c вычисляется по формуле

$$I_c = 1 - (I_{zc} / I_n) ; \quad (9)$$

коэффициент токооседания (I_{zc} / I_n) определен в [2]. При $a = -0,05$ токооседание отсутствует, при $a = -0,15$ оседает около 12% всех электронов. При дальнейшем усилении магнитной неоднородности токооседание увеличивается - при $a = -0,25$ оседает 70% пучка, при $a = -0,3$ токооседание практически полное. Расположение сильной неоднородности в пределах пят-

на поля приводит к значительному сокращению эффективной длины пространства взаимодействия за счет возможного полного токооседания пучка (см. также рис. 5а). Естественно, пусковой ток при этом должен увеличиваться, что и подтверждается графиками на рис. 2а.

Рассмотрим случай $\alpha > 0$ (рис. 2б). Анализ показывает, что минимальный пусковой ток реализуется при расположении неоднородности вблизи пучечного конца замсистемы. При этом траектории электронов на всем протяжении пространства взаимодействия или приближаются к плоскости замсистемы, или движутся параллельно ей (рис. 1). С увеличением ξ_m возрастает длина участка траектории, на которой они удаляются от замсистемы. В результате уменьшается эффективность взаимодействия и пусковой ток увеличивается. При увеличении амплитуды неоднородности α происходит незначительное смещение значения ξ_m , соответствующего минимальному пусковому току, в сторону коллектора (как и в случае $\alpha < 0$). Однако теперь при увеличении параметра α до значения 0,3 минимальное значение $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}$ остается на одном уровне (более низком, чем достигается при $\alpha < 0$). Это объясняется тем, что при расположении магнитной неоднородности вблизи электронной пушки при $\alpha \leq 0,3$ не происходит полного оседания пучка на замсистему и эффективная длина пространства взаимодействия изменяется мало (см. рис. 3б). Отметим одну особенность, которая следует из рис. 2б. При расположении центра локальной магнитной неоднородности с $\omega_m = 0,2$ в точке $\xi_m = 0,3$ (т.е. в данном случае на границе пятна поля) пусковые условия гене-

гатора не изменяются. Более того, они такие же как и в случае однородного фокусирующего поля. Этот эффект наблюдается при всех рассмотренных значениях параметра a . Аналогичное явление наблюдается и в случае $a < 0$, но только при $|a| \leq 0,15$.

Рассмотрим далее, какое влияние на пусковой ток оказывает протяженность магнитостатической неоднородности, т.е. параметр W_m . На рис. 4 показаны зависимости $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}(\xi_m)$ при различных значениях W_m и a . При увеличении $|a|$ влияние размеров неоднородности на пусковой ток усиливается. Из приведенных значений наиболее существенно это влияние проявляется при $a = -0,3$ (рис. 4в). Увеличение W_m сопровождается расширением области значений ξ_m , в которой наблюдается снижение пускового тока по сравнению со случаем $a = 0$. Кроме того, уменьшается минимальное значение параметра $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}$. При $W_m = 0,6 \div 0,8$ это значение снижается до уровня, полученного ранее для положительных a , и который практически не изменяется в довольно широком интервале значений местоположения неоднородности ξ_m . Т.о., при больших W_m система становится менее критичной к местоположению неоднородности. На рис. 5 представлено токораспределение в пространстве взаимодействия генератора для двух значений W_m , при которых зависимости $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}(\xi_m)$ существенно различаются. При большем W_m эффективная длина пространства взаимодействия увеличивается, причем это увеличение максимально при $\xi_m \leq 0,6$. Следовательно, в этой области значений параметра ξ_m пусковой ток генератора должен значительно снижаться (см. рис. 4в).

Зависимости пускового тока от ξ_m при условии $a > 0$ и

различных W_m показаны на рис. 6. Расширение области локальной магнитной неоднородности приводит к незначительному изменению минимального значения пускового тока при всех рассмотренных значениях a . Кроме того, несколько уменьшается крутизна зависимостей $G_{\text{пуск}}^{\text{min}}(\xi_m)$. Все закономерности, наблюдаемые в данном случае при изменении параметра W_m , можно объяснить при помощи траекторного анализа подобно тому, как это сделано ранее для зависимостей, представленных на рис. 2.

В [2] рассмотрены зависимости параметра $G_{\text{пуск}}$ от величины параметра пространственного рассинхронизма Φ при различных углах наклона фокусирующего поля. При этом обнаружено, что с увеличением угла наклона ослабляется зависимость пускового тока от Φ в области минимума кривой $G_{\text{пуск}}(\Phi)$. При определенном наборе параметров подобное явление имеет место и в случае локальной магнитоэстатической неоднородности (рис. 7). Видно качественное совпадение зависимостей на рис. 7б и на рис. 5 из [2]. Такое сходство вполне закономерно, т.к. графики на рис. 7б построены для $\xi_m=0,7$, т.е. когда в пределах пятна поля находится наклонный участок траектории электронов. На рис. 7а кривые $G_{\text{пуск}}(\Phi)$ построены для $a > 0$. В отличие от рис. 7б, здесь минимум зависимости $G_{\text{пуск}}(\Phi)$ не смещается в сторону больших по модулю значений Φ при усилении магнитной неоднородности. Это согласуется с объяснением, данным в [2] для смещения минимума $G_{\text{пуск}}$, т.к. набор параметров на рис. 7а таков, что протяженность наклонного участка траекторий электронов в пределах пятна поля незначительна. При перемещении неоднородности вдоль прост-

ранства взаимодействия и изменении ее размера наклон траекторий электронов в пятне поля будет изменяться. Поэтому для достижения минимума пускового тока может потребоваться до-полнительная подстройка по ускоряющему напряжению.

Одной из особенностей, присущих генератору оротронного типа с наклонным фокусирующим полем, является уменьшение крутизны электронной перестройки частоты при увеличении угла наклона магнитного поля [2]. Схема, рассматриваемая в данной работе, имеет больше независимых параметров, с помощью кото-рых можно управлять выходными характеристиками прибора, в том числе и спектральными. На рис. 8 представлены зависимос-ти электронного смещения частоты (ЭСЧ) от параметра Φ при различных значениях ξ_m . Штриховой линией показана зависи-мость для однородного фокусирующего поля ($a=0$). При переме-нении магнитной неоднородности вдоль пространства взаимо-действия возможно как уменьшение, так и увеличение крутизны электронной перестройки частоты (относительно кривой при $a=0$). При усилении неоднородности (рис. 8б) для всех ξ_m крутизна уменьшается и для данного набора параметров не пре-вышает значения, соответствующего однородному фокусирующему полю. Отметим, что наиболее существенно зависимости $\delta\omega(\Phi)$ различаются по крутизне при больших значениях простран-ственного рассинхронизма.

Полученные для ЭСЧ результаты нельзя объяснить подобно тому, как это было в случае наклонного магнитного поля [2], поскольку наклон траекторий электронов приводит к уменьшению крутизны электронной перестройки частоты. Следовательно,

существует еще по крайней мере один механизм, способствующий увеличению крутизны ЭСЧ.

Из линейной одномерной теории резонансных генераторов с взаимным взаимодействием следует, что значение ЭСЧ зависит и от активной мощности взаимодействия, определяющей инкремент нарастания амплитуды колебаний [5]. Увеличение эффективности электронно-волнового взаимодействия приводит к уменьшению ЭСЧ и наоборот. Изменять условия энергообмена между электронным потоком и медленной волной можно, с одной стороны, варьируя расстояние между пучком и замсистемой, а с другой - изменяя фазовые соотношения между пучком и синхронной с ним волной замсистемы. Остановимся подробнее на последнем способе, т.к. в данном случае ЭСЧ не зависит от h (см. (18) в [1]). Для объяснения зависимости $\delta\omega$ от Φ обратимся к величине комплексной амплитуды конвекционного тока пучка, которая в слабосигнальном приближении имеет вид

$$i_{\omega} = \frac{i}{\pi} \int_0^{2\pi} \theta e^{i\varphi} d\varphi ; \quad (10)$$

(рассматривается только продольная компонента тока, т.к. фокусирующее поле считается достаточно сильным). После подстановки в (10) решения уравнения движения для θ получим известное соотношение

$$i_{\omega} = i \frac{F_0 F}{2} \psi(z_0) \int_0^{\xi} f(\xi') (\xi - \xi') e^{-i\Phi \xi'} d\xi' ; \quad (11)$$

из которого следует, что фаза тока i_{ω} при фиксированном значении ξ зависит от параметра пространственного рассинхронизма Φ . При переходе фазы через значение $\pi/2(2n+1)$, где n - целое число, электронный сгусток попадает в уско-
рительную фазу ВЧ поля [6] и эффективность взаимодействия сни-

дается. На рис. 9 показаны зависимости фазы тока от продольной координаты при различных значениях пространственного рассинхронизма. Графики построены в интервале $(0, \pi)$. Увеличение параметра $|\Phi|$ приводит к тому, что начиная со значения $\Phi = -(7/3)\pi$ в конце пространства взаимодействия образуется участок, в пределах которого электроны ускоряются и тем самым отбирают энергию у ВЧ поля. Следовательно, в этом случае реализуется механизм, воздействие которого обуславливает увеличение ЭСЧ за счет снижения эффективности электронно-волнового взаимодействия.

Таким образом, можно выделить два противоположно действующих на величину ЭСЧ фактора - наклонное движение электронов и уменьшение эффективности взаимодействия (инкремента нарастания амплитуды колебаний) при переходе электронного сгустка в ускоряющую фазу ВЧ поля в определенном месте области взаимодействия, происходящем при достаточно больших значениях пространственного рассинхронизма. Этот результат в совокупности с траекторным анализом позволяет достаточно просто объяснить изменение крутизны электронной перестройки. Например, рассмотрим зависимости, представленные на рис. 8а. При расположении неоднородности в начале пространства взаимодействия на траекториях электронов преобладает участок, на котором они удаляются от замсистемы. Следовательно, с одной стороны, происходит наклонное движение электронов (приводящее к уменьшению крутизны ЭСЧ [2]), а с другой - в области, где электроны попадают в ускоряющую фазу, они движутся в ВЧ поле малой амплитуды и поэтому эффект, приводящий

и увеличению крутизны ЭСЧ за счет изменения эффективности взаимодействия слабо выражен. Ясно, что преобладающим будет механизм, способствующий уменьшению крутизны ЭСЧ. При перемене неоднородности к коллектору электроны будут попадать в ускоряющую фазу, двигаясь вблизи плоскости замсистемы, т.е. в сильном ВЧ поле. При больших рассинхронизмах это приводит к снижению эффективности взаимодействия и, как следствие, к увеличению ЭСЧ. На рис. 8а максимальная крутизна электронной перестройки соответствует расположению неоднородности в непосредственной близости от коллектора. В этом случае электроны движутся по наклонным траекториям за пределами пятна поля (т.к. $W_m = 0,2$), т.е. механизм уменьшения крутизны ЭСЧ практически не проявляется. В то же время, воздействие противоположного механизма существенно, т.к. пучок приближается к замсистеме в области, где при больших рассинхронизмах фаза ВЧ поля неблагоприятная и эффективность энергообмена слабая.

На рис. 8б приведены характеристики для более сильной магнитной неоднородности. Общие закономерности здесь те же, что и на рис. 8а, но крутизна ЭСЧ меньше. Это связано с тем, что во-первых, при более сильной магнитной неоднородности наклон траекторий электронов больше и, во-вторых, при данном значении параметра α и $\xi_m \geq 0,4$ происходит практически полное оседание электронного потока на замсистему. Поэтому вблизи коллектора, где при больших рассинхронизмах электроны ускоряются ВЧ полем, ток пучка значительно меньше. Очевидно, что превалировать будет механизм, уменьшающий крутиз-

ну ЭСЧ. На рис. 10 те же характеристики построены для случая магнитной неоднородности с большим ω_m . Увеличение размера неоднородности существенно ослабляет зависимость крутизны ЭСЧ от параметра ξ_m . При этом характер изменения крутизны при перемещении магнитной неоднородности почти не изменяется. Иные закономерности зависимости крутизны ЭСЧ от ξ_m наблюдаются при положительных значениях параметра α (рис. 11), что обусловлено траекториями электронов (рис. 1).

Таким образом, изменяя местоположение локальной магнитной неоднородности вдоль пространства взаимодействия генератора и варьируя ее параметры, можно управлять как энергетическими, так и спектральными пусковыми характеристиками.

В ы в о д ы

1. Использование фокусирующего магнитного поля с локальной неоднородностью при определенном наборе параметров позволяет снизить пусковой ток СВЧ генератора в несколько раз.
2. Достижение минимального пускового тока возможно как в случае с локальной неоднородностью, уменьшающей магнитное поле, так и увеличивающей его. В первом случае неоднородность следует располагать в окрестности ближней к коллектору границы пятна поля, а во втором - в начале пространства взаимодействия.
3. Влияние размеров магнитостатической неоднородности на пусковые характеристики прибора наиболее существенно выражено при сильном токооседании электронного пучка на замкнутую систему.
4. Посредством перемещения магнитной неоднородности вдоль пространства взаимодействия можно эффективно управлять частотными характеристиками генератора (диапазоном перестройки, крутизной ЭСЧ, спектром выходного сигнала).

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Сдаренко Е.Н., Шматько А.А. Теория электронных СВЧ приборов 0-типа с различным распределением магнитостатического поля. Ч. I. Влияние однородного магнитного поля на самовозбуждение колебаний в оротронных генераторах/Харьк. ун-т. - Харьков, 1989. - 32 с. - Деп. в ВИНТИ № 4765 - В89.
2. Сдаренко Е.Н., Шматько А.А. Теория электронных СВЧ приборов 0-типа с различным распределением магнитостатического поля. Ч. II. Пусковые характеристики генератора при наклонном фокусирующем магнитном поле/ Харьк. ун-т. - Харьков, 1989. - 26 с. - Деп. в ВИНТИ 17.01.90 г., № 314 - В90.
3. Бахрах Л.Э., Бенин С.Д., Мурзин В.В. Влияние локальных неоднородностей магнитного поля на пульсации граници электронного пучка// Радиотехника и электроника. - 1970. - 15, № 4. - С. 883 - 885.
4. Балаклицкий И.М., Воробьев Г.С., Цык А.И., Шестопапов В.П. Увеличение эффективности работы генераторов дифракционного излучения с магнитной фокусировкой// Изв. вузов. Радиоэлектроника. - 1977. - 20, № 10. - С. 93 - 96.
5. Сорока А.С., Шматько А.А. Аналитический расчет крутизны электронной перестройки резонансных генераторов оротронного типа// Электронная техника. Серия I. Электроника СВЧ. - 1989. - № 9. - С. 3 - II.
6. Зайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. - М.: Сов. радио, 1973. - 400 с.

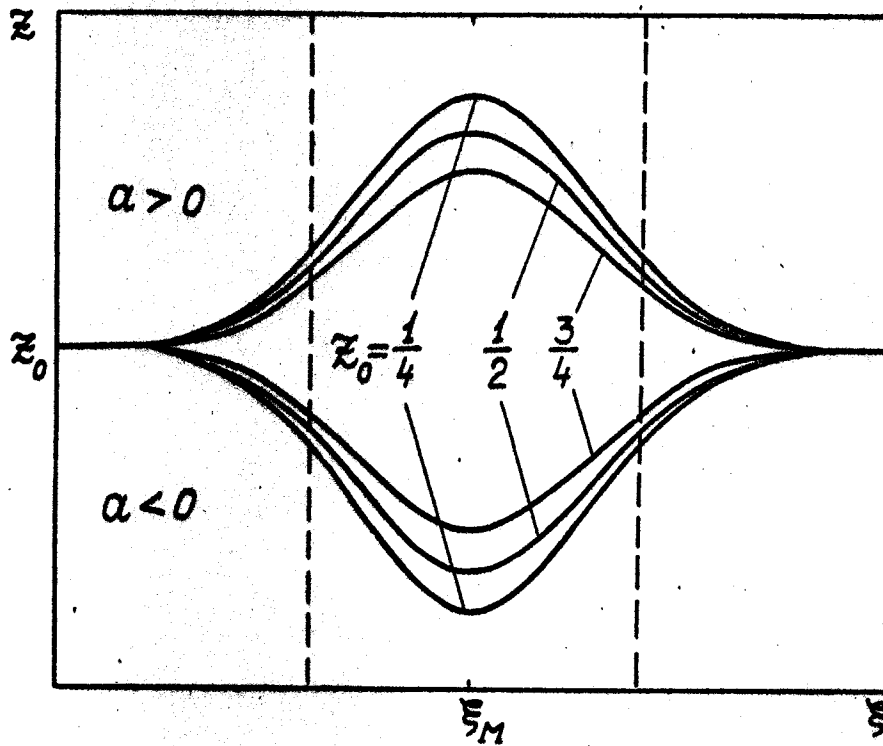
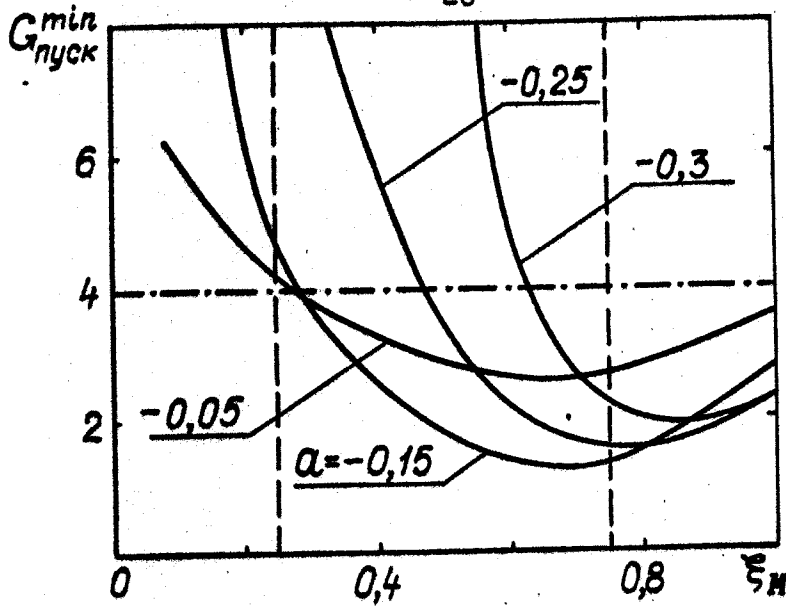
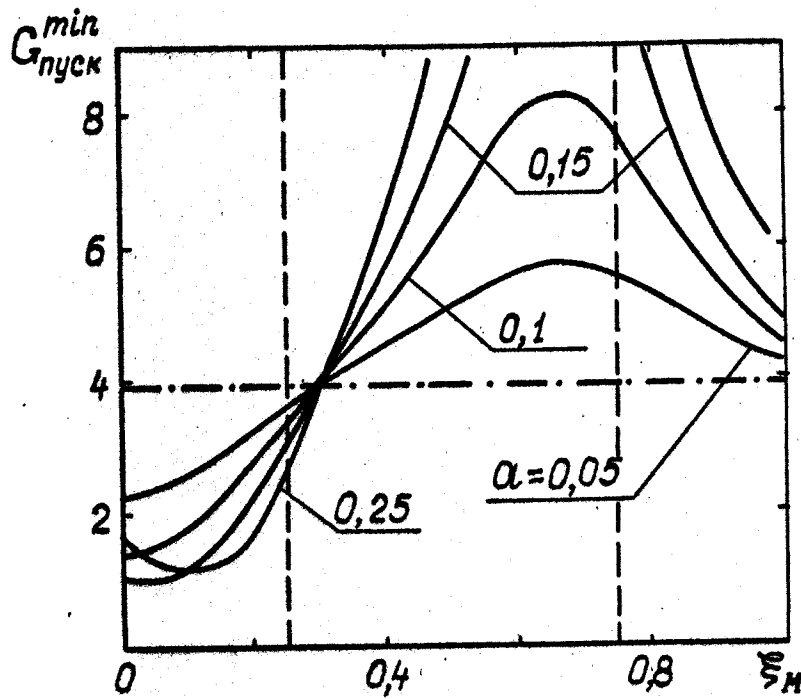


Рис.1. Траектории электронов с различными поперечными координатами влета в пространство взаимодействия.

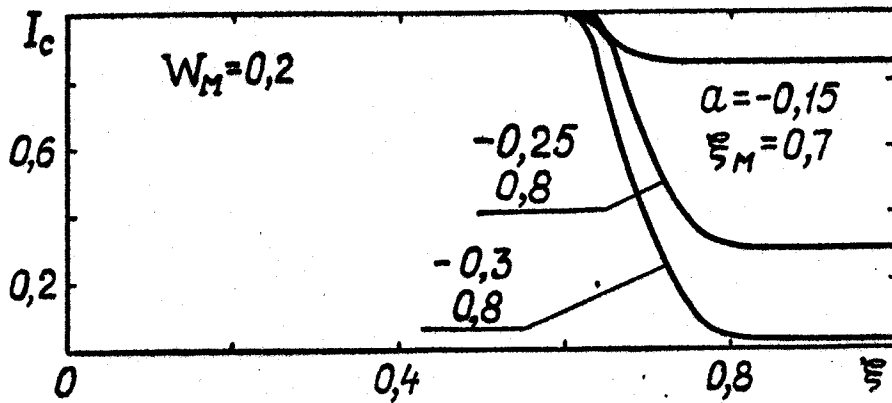


(а)

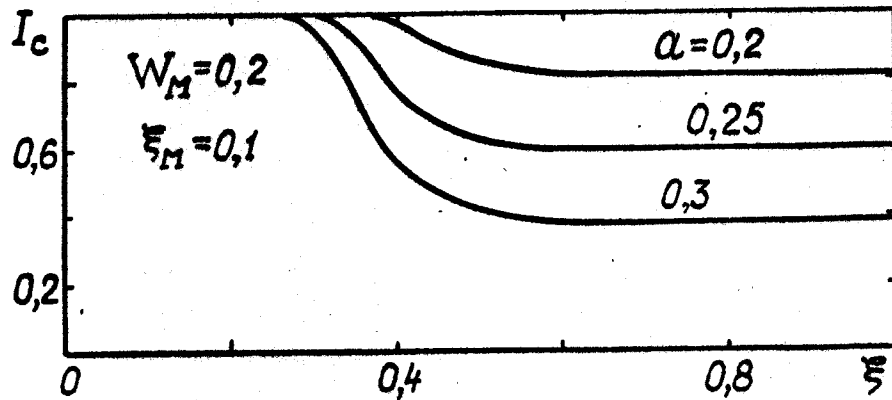


(б)

Рис. 2. Зависимости приведенного пускового тока от координаты центра неоднородности. $w_M=0,2$



(а)



(б)

Рис. 3. Токораспределение в генераторе при различных значениях параметра α .

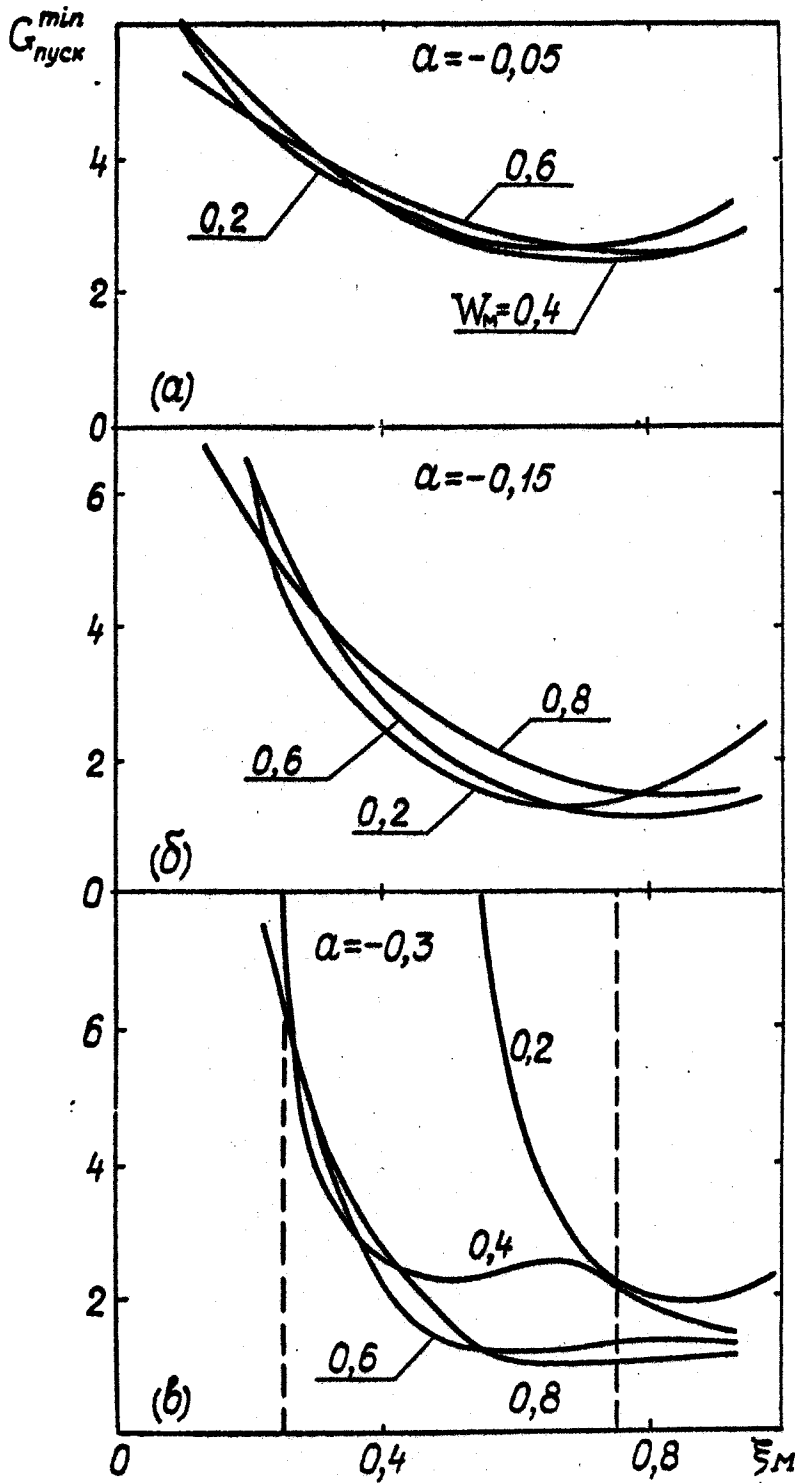
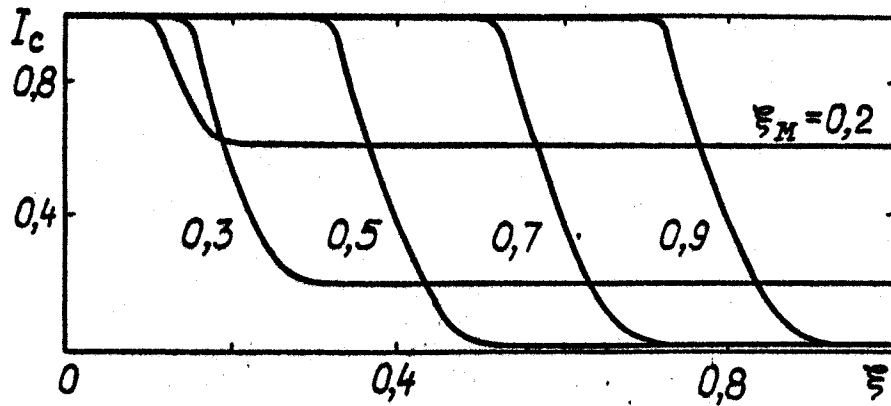
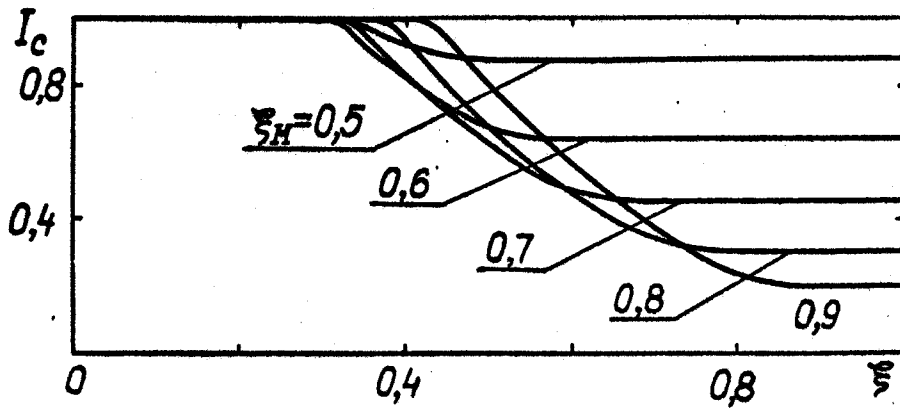


Рис. 4. Влияние размера магнитной неоднородности на пусковой ток при $\alpha < 0$.



(а) $W_m = 0,2$



(б) $W_m = 0,6$

Рис. 5. Токораспределение в генераторе при различных значениях параметра W_m .

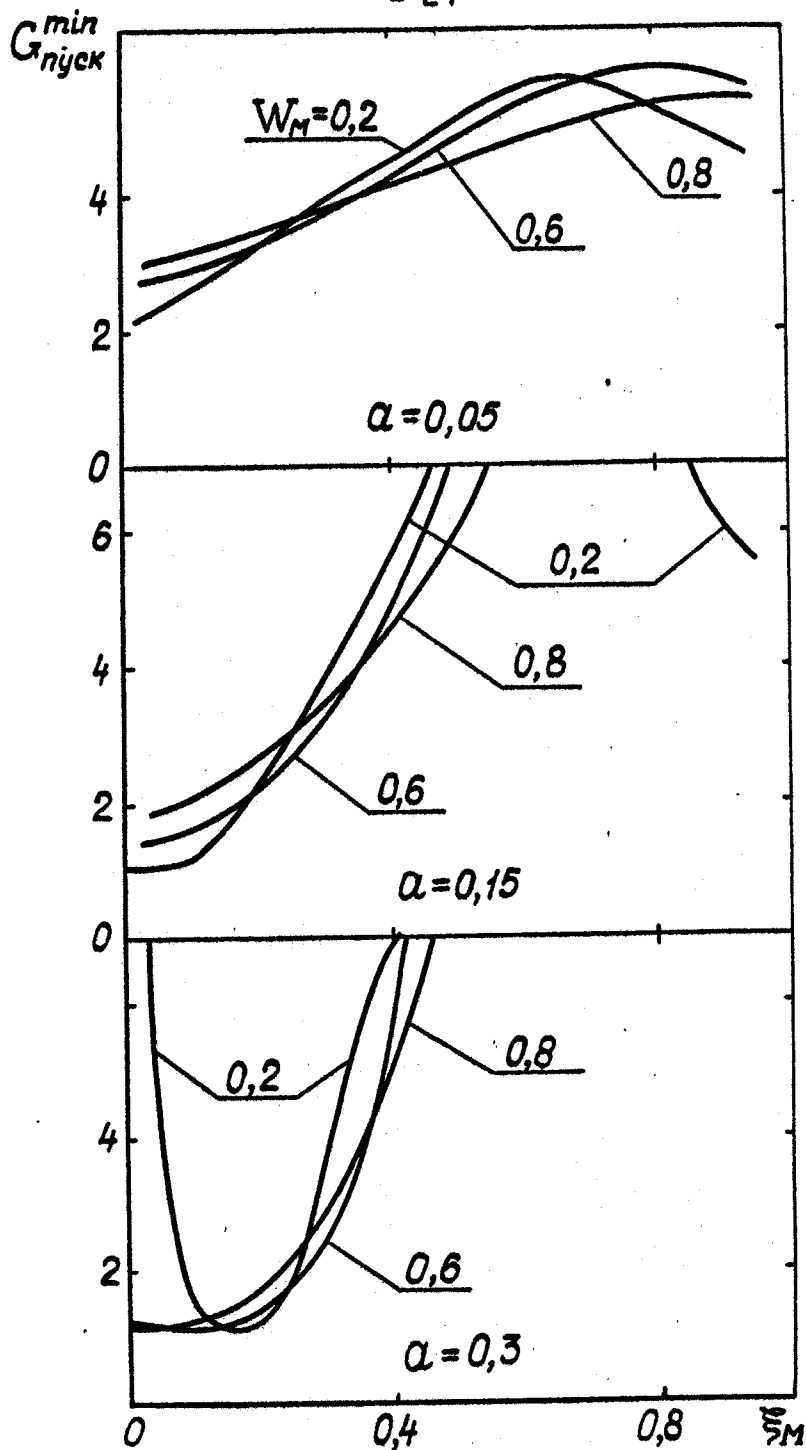
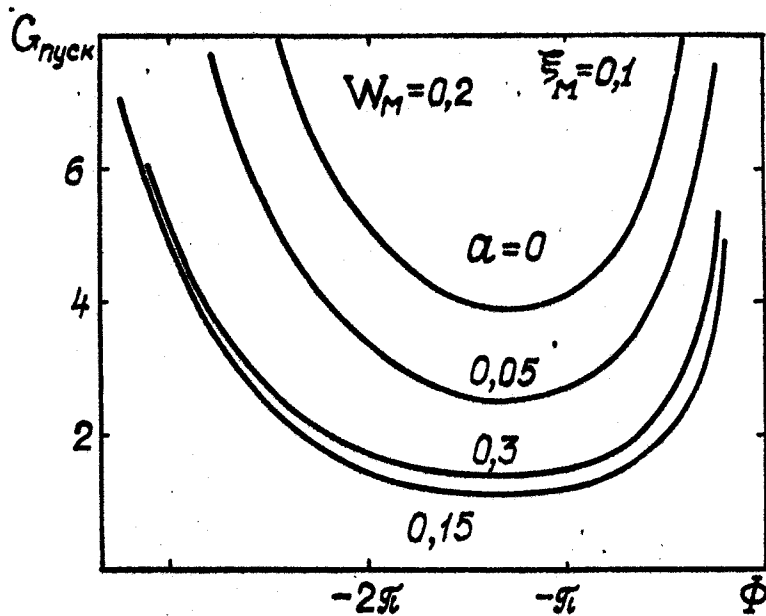
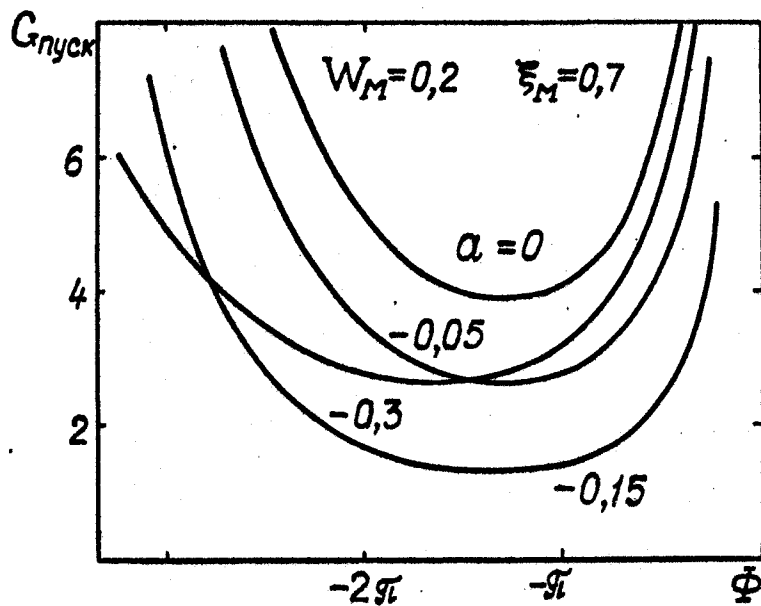


Рис. 6. Влияние размера магнитной неоднородности на пусковой ток при $\alpha > 0$.



(а)



(б)

Рис.7. Зависимости приведенного пускового тока от величины параметра пространственного рассинхронизма.

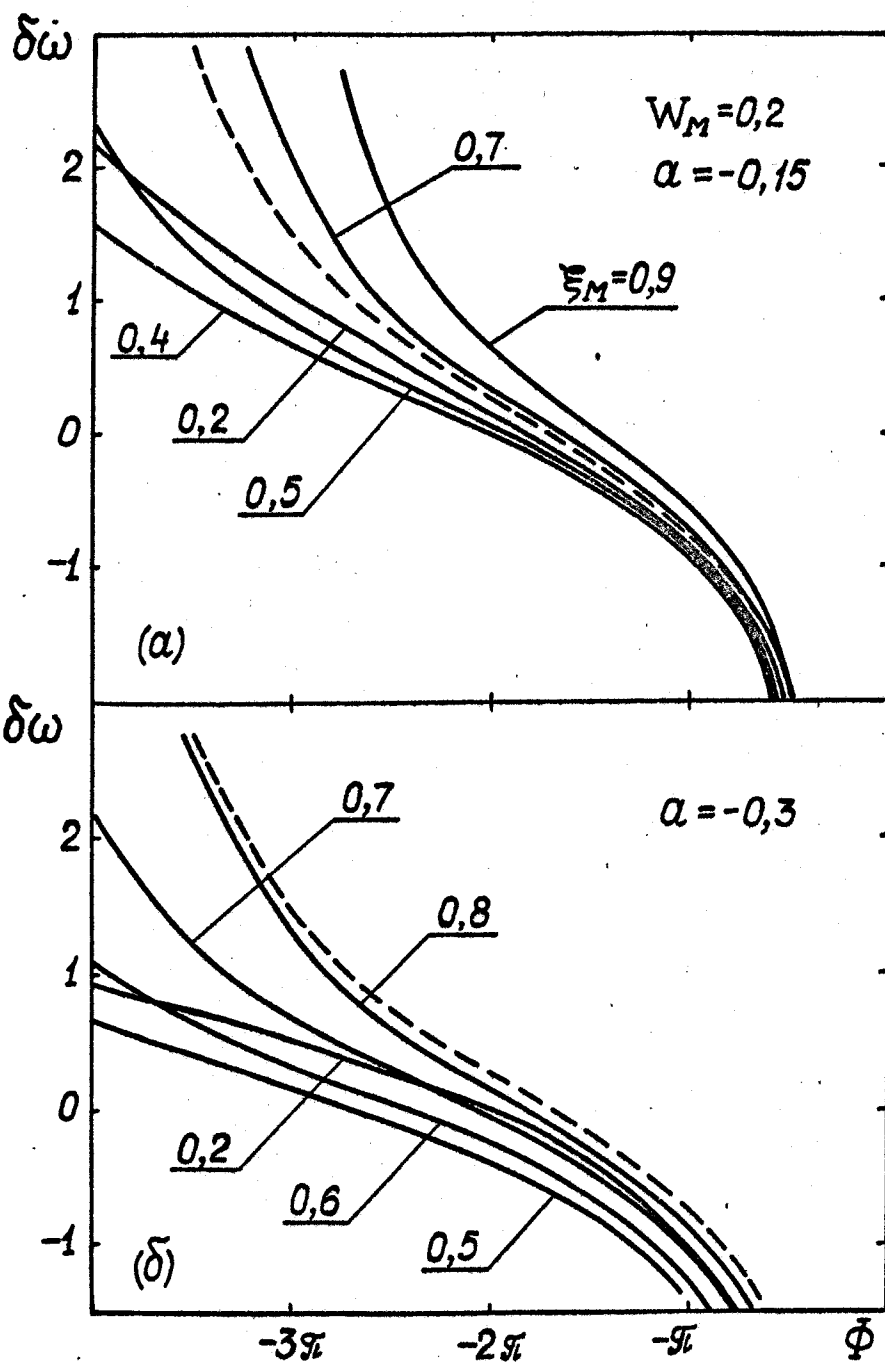


Рис.8. Электронное смещение частоты генератора при различном местоположении центра магнитной неоднородности.

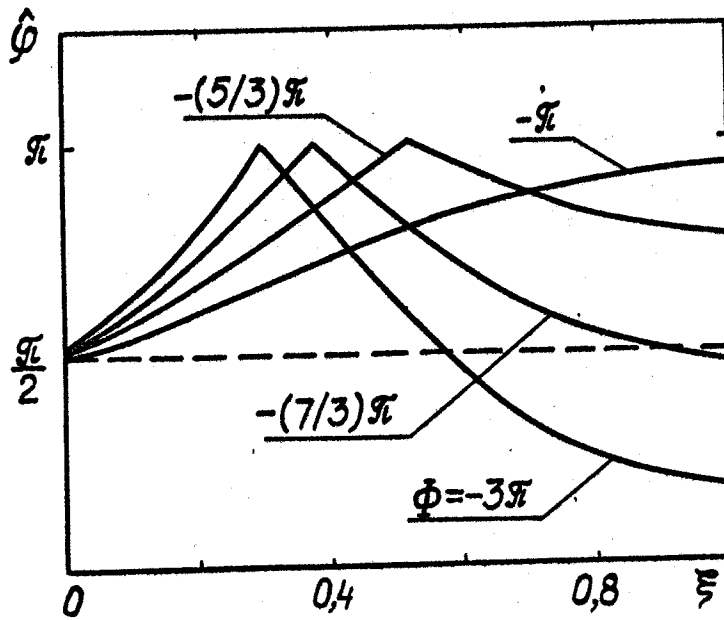


Рис.9. Распределение фазы высокочастотного тока пучка в пространстве взаимодействия генератора.

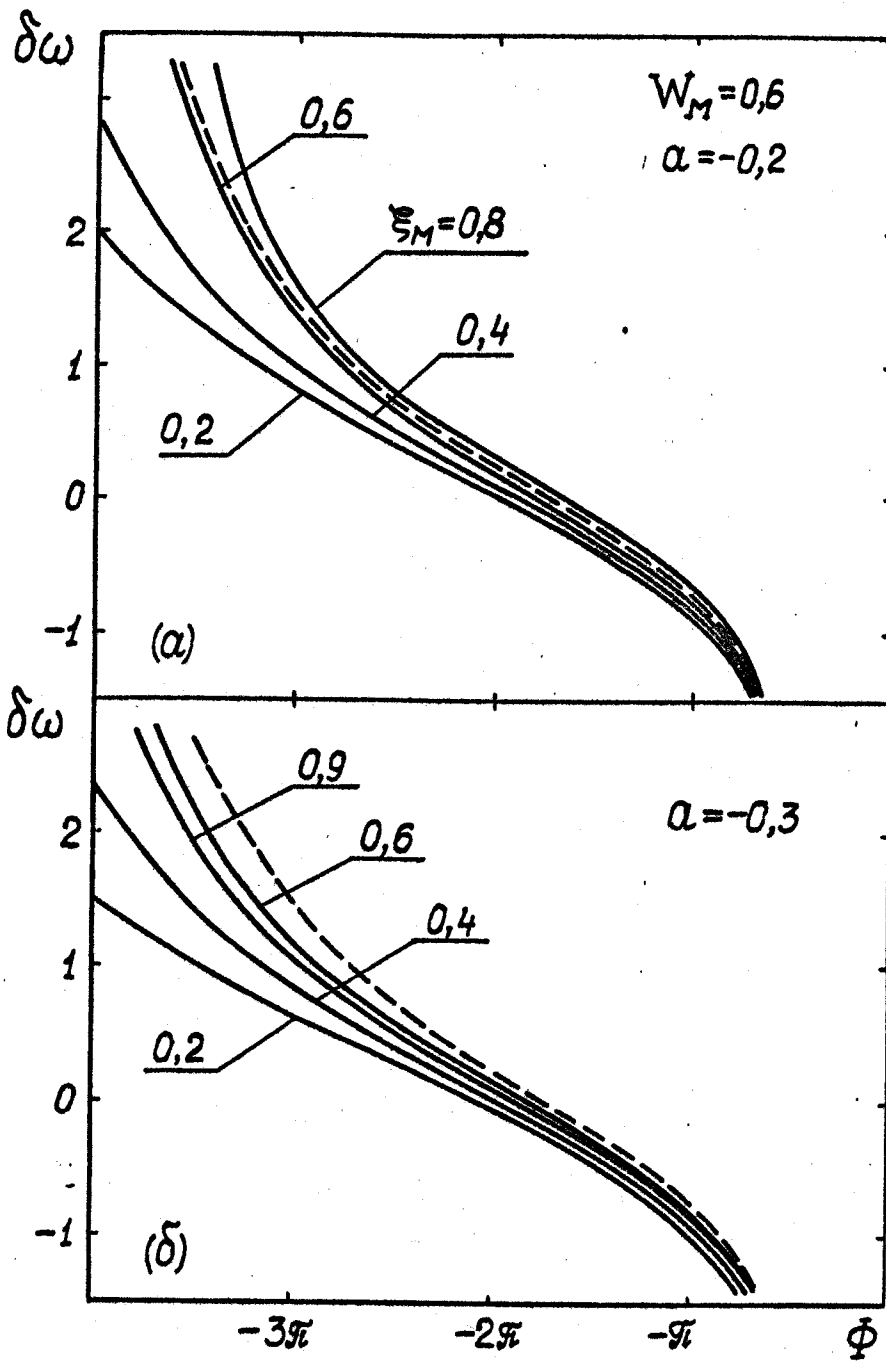


Рис.10. Электронное смещение частоты генератора.

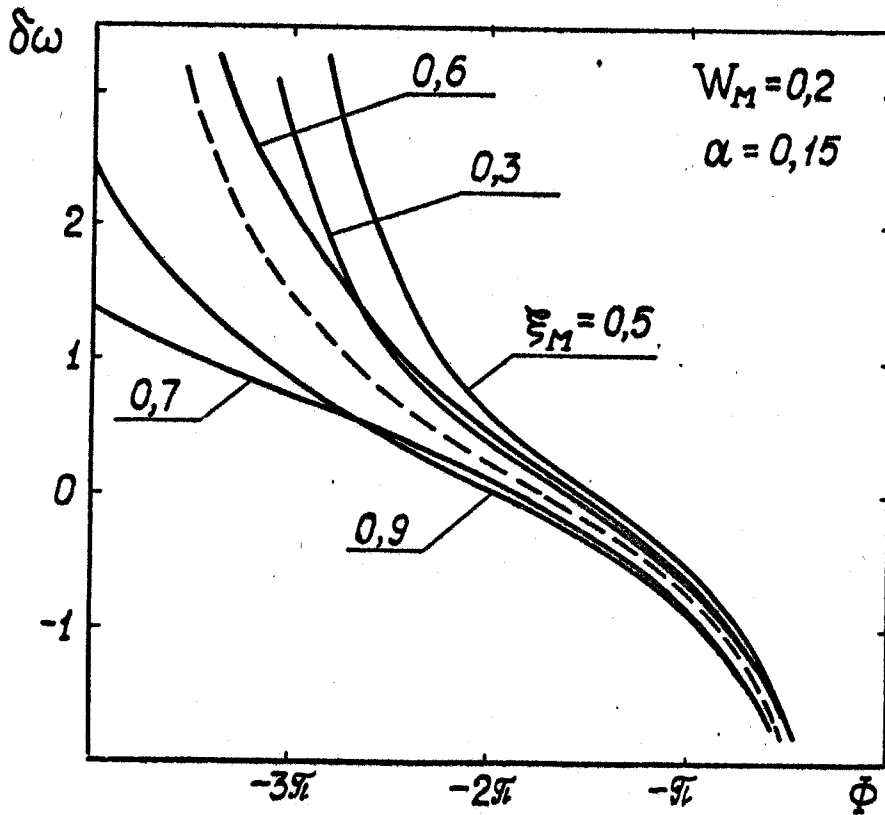


Рис. II. Электронное смещение частоты генератора в случае $\alpha > 0$.

Печатается в соответствии с решением Ученого Совета радио-
физического факультета Харьковского государственного
университета им. А.М.Горького от 18 мая 1990 г.

печать 29.05.90

Зак. 32792

Производственно-издательский комбинат ВИНТИ
Люберцы, Октябрьский пр., 403