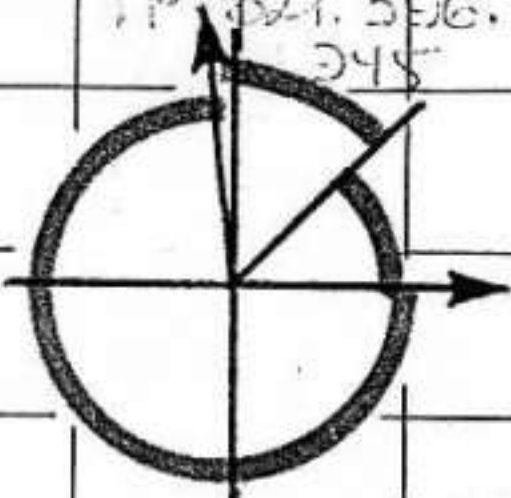
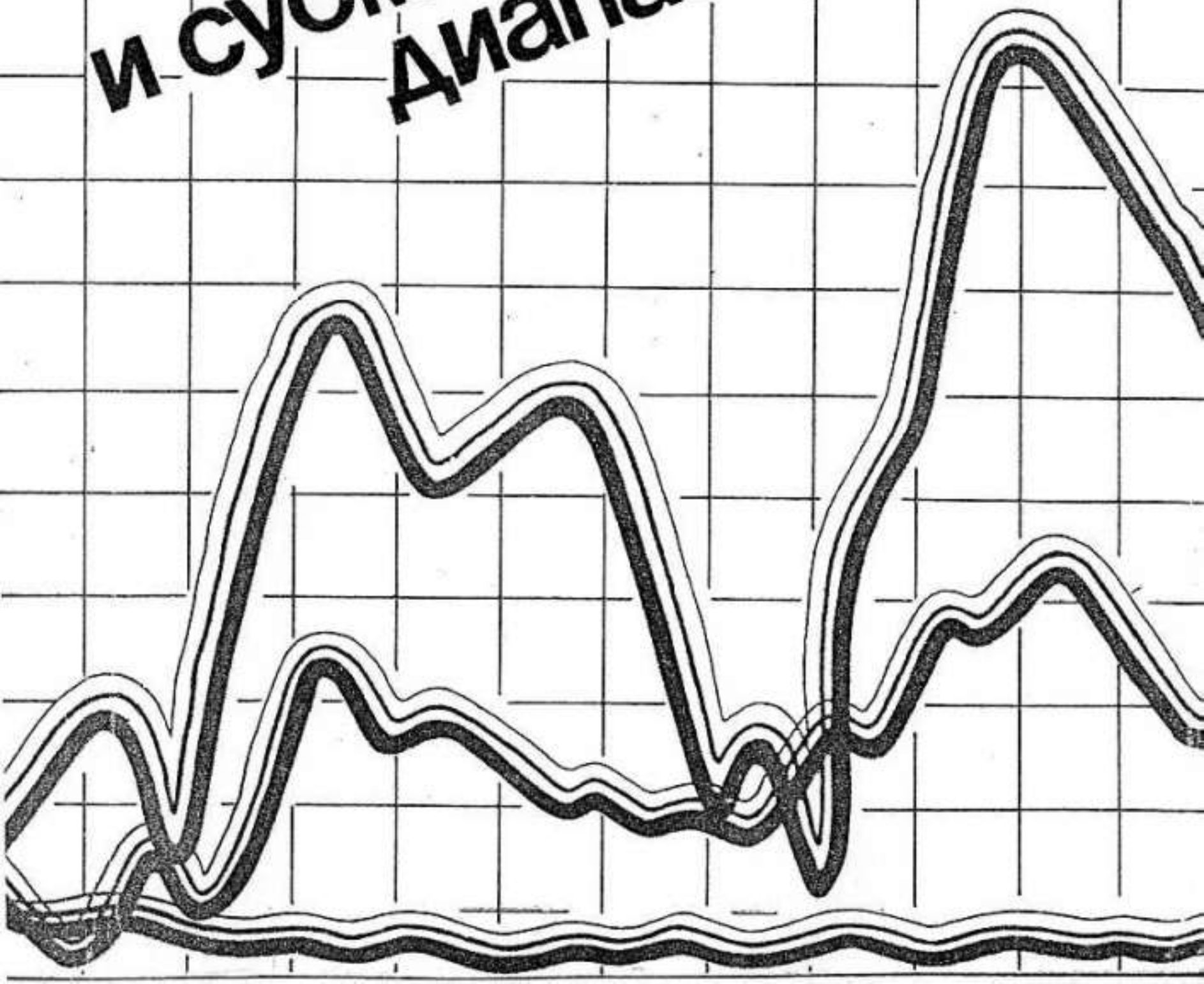


ТР 021.306.1
Э48



ЭЛЕКТРОНИКА МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ



IP: 621.396.1

ЭУ5

АКАДЕМИЯ НАУК УКРАИНСКОЙ ССР
Институт радиопизики и электроники

ЭЛЕКТРОНИКА МИЛЛИМЕТРОВОГО
И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ

Сборник научных трудов

Киев Наукова думка 1988

$$\vec{P}_f(\vec{r}_s) = \frac{k_0^4 c W}{8\pi} \vec{L}_s \frac{\Sigma}{L_s^2} \vec{B}(\vec{q}) \sin \theta_s(\vec{r}_0) \vec{z}_0 \times \vec{H}_{0m}(\vec{r}_0) \times \left[\frac{\vec{f}_1 \vec{f}_1^*}{|A_1(\theta_s)|^2} + \frac{\vec{f}_2 \vec{f}_2^*}{|A_2(\theta_s)|^2} \right] \vec{z}_0 \times \vec{H}_{0m}(\vec{r}_0), \quad (30)$$

где Σ — площадь шероховатого участка; \vec{f}_1 , \vec{f}_2 , \vec{q} , \vec{L}_s и θ_s взяты в точке \vec{r}_0 . Выражение в квадратных скобках можно рассматривать как обобщенную диодную характеристику рассеяния шероховатостей.

1. Басс Ф.Г., Фуко И.М. Рассеяние волн на статически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972. — 424 с.
2. Хмелевской В.К. Электроразведка. — М.: Изд-во МГУ, 1984. — 422 с.
3. Басс Ф.Г. Граничные условия для электромагнитного поля на поверхности с произвольным значением диэлектрической проницаемости // Радиотехника и электроника. — 1960. — 5, вып.3. — С.389-392.
4. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч.2. Случайные поля. — М.: Наука, 1978. — 464 с.
5. Богомолов Н.М., Жук Н.П., Третьяков О.А. Интегральные уравнения электродинамики для плоскостных сред. — Харьков, 1983. — 41 с. — (Препринт / АН УССР, Ин-т радиоэлектроники; № 223).

УДК 621.391:519.216

Г.С.Воробьев, П.П.Максимов, А.И.Цвнк

К НЕЛИНЕЙНОЙ СТАЦИОНАРНОЙ ТЕОРИИ ОТРАЖАТЕЛЬНОГО ГЕНЕРАТОРА ДИФРАКЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Как известно [1] отражательный генератор дифракционного излучения (ОГДИ) является одной из модификаций генератора дифракционного излучения (ГДИ) [2]. Проведенные экспериментальные исследования таких устройств показывают, что ОГДИ имеет ряд положительных свойств, перспективных для создания высокоэффективных генераторов МСМ диапазонов [4-7]. Сочетание в одном приборе методов фазировки электронов, используемых в пролетном ГДИ, ЛОВ с многократным взаимодействием [3] и отражательном клистроне, позволяет расширить функциональные возможности ОГДИ, в частности, от возбуждения одночастотных стабильных колебаний до стохастических [7]. В то же время в таких приборах существенно усложняются физические процессы энергообмена электронов с полем ОР [4, 8, 9, 10]. Поэтому одной из актуальных задач в этом плане является развитие теоретических методов расчета ОГДИ и исследования физических процессов преобразования энергии электронов в дифракционное излучение с целью оптимизации режимов возбуждения колебаний в генераторе.

В данной работе приводится нелинейная стационарная теория ОГДИ, основанная на классическом энергетическом методе [1] с учетом условий возбуждения дифракционного излучения замедленными электронами [2] при многократном взаимодействии электронного потока с полем ОР. Для двукратного пролета электронов приводится сравнение результатов теории с экспериментом.

Постановка задачи. В основу математической модели ОГДИ положим следующие предположения: а) спектр собственных колебаний ОР достаточно разрежен для того, чтобы ограничиться случаем генерации в одночастотном режиме; б) движение электронного потока одномерное и нерелятивистское; в) время пролета электронами пространства взаимодействия в одном направлении мало по сравнению с характерным временем нарастания амплитуды поля ОР; г) изменение электронным потоком пространственного распределения поля ОР незначительно вследствие высокой добротности ОР; д) реализовано отражение дифракционного излучения, возникающего при пролете модулированного электронного потока в одном направлении вблизи дифракционной решетки, от сферического зеркала ОР и возврат его на периодическую структуру при выполнении следующего условия:

$$\alpha_2(\zeta) < \theta_p(\zeta) < \alpha_0(\zeta), \quad (1)$$

где $\theta_p(\zeta)$ – угол между вектором скорости электронов и волновым вектором излучаемой волны; $\zeta = y/l$ – безразмерная координата; l – период решетки; N_e – число периодов; α_2, α_0 – угловые ограничения ОР соответственно со стороны электронной пушки и отражателя электронов, которые вычисляются следующим образом:

$$\alpha_2(\zeta) = \frac{\pi}{2} + \operatorname{arctg} \frac{\zeta}{R_2}, \quad \alpha_0(\zeta) = \operatorname{arctg} \frac{R_1}{D - \zeta}, \quad (2)$$

где R_1 – расстояние между зеркалами ОР; D – диаметр нижнего зеркала.

Направление дифракционного излучения на фиксированной частоте описывается доплеровским соотношением [2]:

$$\cos \theta_p(\zeta) = \frac{c}{v_e(\zeta)} + \rho \frac{\lambda}{l}, \quad (3)$$

где $v_e(\zeta)$ – скорость электронов в пространстве взаимодействия; c – скорость света в вакууме; ρ – индекс пространственной гармоники, взаимодействующей с электронным потоком; λ – длина волны излучения. В процессе энергообмена скорость электронов изменяется, что вызывает изменение угла излучения этих частиц в соответствии с условием (3). При угле излучения θ_p , не удовлетворяющем условию (1), происходит высвечивание дифракционного излучения из ОР в

свободное пространство, что приводит к изменению энергетических и частотных характеристик ОГДИ.

Представим параметр D в виде суммы

$$D = D_1 + N_1 + D_0, \quad (4)$$

где D_1 - длина участка нижнего зеркала со стороны электронной пушки, не занятой решеткой (длина пространства дрейфа); N_1 - длина пространства взаимодействия (число периодов решетки); D_0 - длина участка нижнего зеркала со стороны отражателя, свободной от дифракционной решетки. В соответствии с (4) движение электронного потока в объеме ОР будет проходить через пространства дрейфов и взаимодействия.

Электронный КПД ОГДИ определяется соотношением

$$\eta_e = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{v_0^2(\varphi_0)}{v_0^2} d\varphi_0, \quad (5)$$

где v_0 , v_e - скорости электронов на входе в пространство взаимодействия при первом пролете и на выходе из пространства взаимодействия при последнем пролете соответственно. Электронный КПД ОГДИ при многократном пролете электронами пространства взаимодействия представим в виде суммы электронных КПД каждого пролета

$$\eta_e = \sum_{m=1}^M \eta_m, \quad \eta_m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{v_{m-1}^2 - v_m^2}{v_0^2} d\varphi_0, \quad (6)$$

где M - число пролетов; η_m - электронный КПД m -го пролета; v_{m-1} , v_m - скорость электрона на входе и выходе при m -м пролете пространства взаимодействия.

Нелинейные стационарные уравнения ОГДИ. С учетом предположений а) - д) и соотношений (1) - (6) исходную самосогласованную систему нелинейных уравнений m -го пролета электронами пространства взаимодействия для предполагаемой зависимости от времени в виде $e^{-i\omega t}$ представим следующим образом:

$$\dot{\tilde{f}}_m = \frac{-iz}{2(\omega - \omega_p)E_0 N_1} \int_0^{N_1} I_{\omega}^m(\xi) f(\xi) \cos k\xi d\xi, \quad (7a)$$

$$\frac{\partial \theta_m}{\partial \xi} = \psi_0 \left[(1 - \eta_m)^{-\frac{1}{2}} - 1 \right], \quad (7b)$$

$$\frac{\partial \eta_m}{\partial \xi} = \text{Re} \left[\dot{\tilde{f}}_m f(\xi) \cos k\xi e^{-i(\varphi_0 + \psi_0 \xi + \theta_m)} + E_{n3} \right], \quad (7b)$$

$$I_{\omega}^m(\zeta) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} I_0 e^{i(\varphi_0 + \psi_0 \zeta + \theta_m)} d\varphi_0, \quad (7\Gamma)$$

$$H_2(\zeta) < \eta_e(\zeta) < H_0(\zeta), \quad H_{2,0}(\zeta) = 1 - \left[(1 + \delta) \frac{v_{\varphi\rho}}{c} \cos R_{2,0} - \frac{2\pi\rho}{\psi_0} \right]^{-2}, \quad (7\Delta)$$

где \hat{f}_m - безразмерная комплексная амплитуда поля ОР, нормированная на величину E_0 ; $\theta_m = \omega t(\varphi_0, \zeta) - \varphi_0 - \psi_0 \zeta$ - изменение фазы электрона в результате его взаимодействия с полем; I_0 - постоянный ток; $I_{\omega}^m(\zeta)$ - конвекционный ток; ω - частота генерации; $\omega_p = \omega_p' - i\omega_p''$ - собственная частота ОР; $\omega_p'' = \omega_p' / 2Q$; Q - нагруженная добротность ОР; k - безразмерное продольное волновое число синхронной с потоком волны $v_{\varphi\rho} = \frac{k}{\omega}$; $E_0 = mv_0^2 / 2|e|N$; N_p - норма колебаний; $\psi = \frac{\omega l}{v_0}$; $\hat{f}_m E_0 f(\zeta) \cos k\zeta$ - собственное поле ОР, усредненное по поперечному сечению потока; $\varphi_0 = \omega t_0$ - фаза влета электронов при первом пролете пространства взаимодействия; E_{ns} - поле пространственного заряда [11]; $\delta = \frac{v_e}{v_{\varphi\rho}}$ - Γ - параметр рассинхронизма; e, m - заряд и масса электрона.

Уравнения движения (7б) - (7в) записаны относительно электронного КПД m -го пролета η_m и эквивалентны обычно применяемым в классической электронике [11], переход к которым осуществляется подстановкой

$$\eta_m = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(1 - \frac{1}{\psi_0} \frac{\partial \theta_m}{\partial \zeta} \right)^{-2} d\varphi_0. \quad (8)$$

Неравенство (7д) получено из соотношений (2) - (3). При выполнении этого неравенства дифракционное излучение накапливается в ОР; если $H_2(\zeta) > \eta_e(\zeta)$ - происходит высвечивание излучения в направлении коллектора, а при $\eta_e(\zeta) > H_0(\zeta)$ - в сторону электронной пушки. При описании $m+1$ пролета в соотношениях (7) необходимо учитывать изменение знака на противоположный в параметрах v_0 и ρ .

В пространстве отражателя движение электронов описывается следующим уравнением:

$$\frac{\partial^2(\omega t)}{\partial \zeta^2} = \frac{1}{2\psi_0^2 D_{OT}} \frac{U_0 - U_R}{U_R} \left[\frac{\partial(\omega t)}{\partial \zeta} \right]^3, \quad (9)$$

где U_0 - ускоряющее напряжение; U_R - напряжение на отражателе; D_{OT} - длина пространства отражателя. Для описания процессов в областях дрейфа в системе уравнений (7) достаточно положить $\delta = -1$.

Начальные условия для случая поступления на вход в пространство взаимодействия при первом пролете немодулированного электронного потока имеют вид

$$\theta_1(\varphi_0, \zeta) = \frac{\partial \theta_1(\varphi_0, \zeta)}{\partial \zeta} = 0 \quad \zeta = \zeta_{ex}, \quad (10)$$

а на входе m -го пролета

$$\theta_m(\zeta, t_\Sigma) = \omega t_\Sigma - \varphi_0 - \psi_0 \zeta, \quad \frac{\partial \theta_m(\zeta, t_\Sigma)}{\partial \zeta} = \frac{\partial(\omega t_\Sigma)}{\partial \zeta} - \psi_0 \quad (11)$$

при $\zeta = \zeta_{ex}$.

Начальные условия электронного потока на входе в пространство отражателя определяются соотношениями

$$\omega t = \omega t_\Sigma - \psi_0 \zeta + \theta(\omega t_\Sigma, \zeta), \quad \frac{\partial(\omega t)}{\partial \zeta} = \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} - \psi_0 \quad (12)$$

при $\zeta = \zeta_{ex}$, где t_Σ — суммарное время пролета электронами всего пути от $\zeta = 0$ до рассматриваемой точки.

Методом крупных частиц исходную интегродифференциальную систему нелинейных уравнений ОГПД (7) преобразуем в систему обыкновенных дифференциальных уравнений, которая имеет следующий вид:

$$\tilde{f}_m = -\frac{q}{N} \sum_{n=0}^{N-1} \int_0^{N_e} f(\zeta) \cos[(1+\delta)\psi_0 \zeta] \cos(\psi_0 \zeta + \theta_m^n) d\zeta, \quad (13a)$$

$$\delta = \frac{\omega - \omega_r'}{\omega_r'} = \frac{q}{N \tilde{f}_m} \sum_{n=0}^{N-1} \int_0^{N_e} f(\zeta) \cos[(1+\delta)\psi_0 \zeta] \sin(\psi_0 \zeta + \theta_m^n) d\zeta, \quad (13б)$$

$$\frac{d\theta_m^n}{d\zeta} = \psi_0 [(1 - \varrho_m^n)^{-\frac{1}{2}} - 1], \quad (13в)$$

$$\frac{d\varrho_m^n}{d\zeta} = \tilde{f}_m f(\zeta) \cos[(1+\delta)\psi_0 \zeta] \cos(\psi_0 \zeta + \theta_m^n) + E_{ns}, \quad (13г)$$

$$I_\omega^m(\zeta) = \frac{2I_0}{N} \sum_{n=0}^{N-1} e^{i(\psi_0 \zeta + \theta_m^n)}, \quad (13д)$$

$$H_2(\zeta) < \varrho_n(\zeta) < H_0(\zeta), \quad (13е)$$

где N — число крупных частиц, влетающих в пространство взаимодействия за период колебаний; n — порядковый номер крупной частицы; ϱ_m^n — электронный КПД n -й крупной частицы m -го пролета; $q = 2qI_0 l / \omega_r' E_0 N_T$; \tilde{f}_m — безразмерная вещественная амплитуда поля, нормированная на величину E_0 ; δ — электронное смещение частоты.

Начальные условия на входе в пространство взаимодействия при

первом пролете преобразуются к виду

$$\theta_1^n = \frac{2\pi n}{N-1}, \quad \eta_n = 0 \quad \zeta = \zeta_{ex} \quad (14)$$

Общий вид остальных начальных условий не изменяется.

Численные результаты и эксперимент. Самосогласованная система уравнений ОГДИ (13) численно интегрировалась методом Рунге-Кутты на ЭМ БЭСМ-6. Программа, реализующая уравнения ОГДИ на алгоритмическом языке АЛГОЛ (ГДР), предусматривала возможность оседания ускоренных электронов на отражателе. Кроме того, на каждом шаге интегрирования контролировалось выполнение условия (1) каждой крупной частицей. Относительная погрешность вычислений определялась по точности выполнения закона сохранения энергии и составляла менее 1%. В результате проведенных расчетов установлен новый режим "Т" (токооседания) работы ОГДИ, связанный с сортировкой электронов по скоростям в пространстве отражателя. В этом режиме возбуждение ОГДИ характеризуется тем, что при первом пролете электронами пространства взаимодействия происходит эффективный энергообмен и электроны влетают в пространство отражателя с различными скоростями. При соответствующей величине тормозящего напряжения на отражателе оседают ускоренные и невозмущенные электроны, а в пространство взаимодействия возвращается поток, модулированный по скорости, плотности заряда и фазам влета. В режиме "Т" изменение характеристик ОГДИ осуществляется изменением угла пролета электронов в пространстве отражателя при фиксированном параметре рассинхронизма или изменением его параметра при фиксированном угле пролета электронов и изменении количества крупных частиц.

Кроме того, рассчитывались характеристики ОГДИ в известных режимах возбуждения [5, 6]: в режиме "А" — изменение характеристик генератора от параметра рассинхронизма при постоянном угле пролета электронов в пространстве отражателя; в режиме "R" — изменение характеристик прибора от угла пролета электронов в поле отражателя при заданном параметре рассинхронизма. Получены результаты, подтверждаемые экспериментальными исследованиями. В частности, на рис.1 показаны теоретические зависимости электронного КПД ОГДИ с двухкратным пролетом от угла пролета электронов в поле отражателя для двух значений электронного КПД первого пролета ($\eta_1^0 = 0,94\%$; $\delta = 0,006$; $q = 0,002$; $\eta_1^0 = 1,34\%$, $\delta = 0,01$, $q = 0,002$). Здесь пунктирными линиями обозначены зависимости η_2 от θ_p только для второго пролета электронов. Согласно этим графикам при втором пролете возбуждаются зоны как генерации ($\eta_2 > 0$), так и ускорения электронов ($\eta_2 < 0$). Из рис.1 видно, что графики

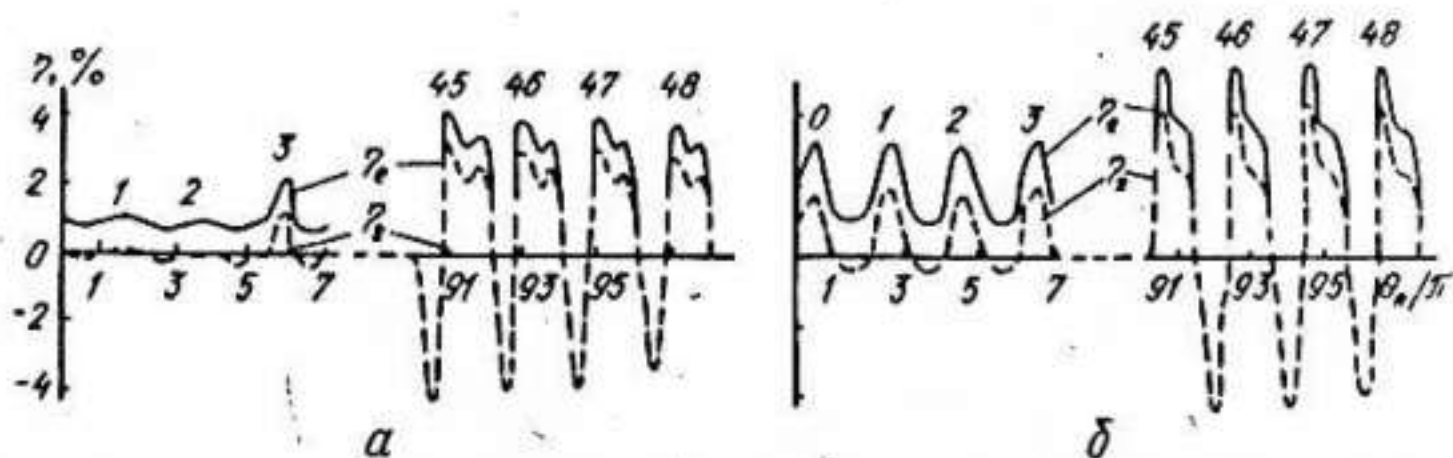


Рис.1. Теоретические зависимости электронного КПД ОГД с двухкратным пролетом от угла пролета электронов

(б) смещены относительно (а) влево. Это связано с зависимостью угла пролета электронами пространства отражателя от электронного КПД отдельного пролета:

$$\theta_R = 4\psi_0 D_{OT} \frac{U_0}{U_0 - U_R} (1 - \eta_1)^{\frac{1}{2}}. \quad (15)$$

Электронный КПД ОГД (для заданных на рис.1 параметров) с увеличением θ_R вначале изменяется по осциллирующему закону, а затем при $\theta_R \geq 60\pi$ - в виде дискретных зон генерации (номера зон указаны цифрами 0, 1, 2...).

Для других значений параметров δ , η_1 , ψ дискретные зоны генерации могут возбуждаться с меньшими значениями углов пролета электронов θ_R , что согласуется с экспериментом.

На рис.2 показаны экспериментальные зависимости выходной мощности и КПД генератора от напряжения на отражателе при различных значениях начальной скорости электронов (напряжения U_0). На графиках обозначены критические точки, соответствующие напряжениям $U = U_0$ на отражателе (коллекторе); вертикальные пунктирные линии, проходящие через эти точки, разделяют интервал изменения U на две области: торможения электронов, в которой наблюдается режим "Т"

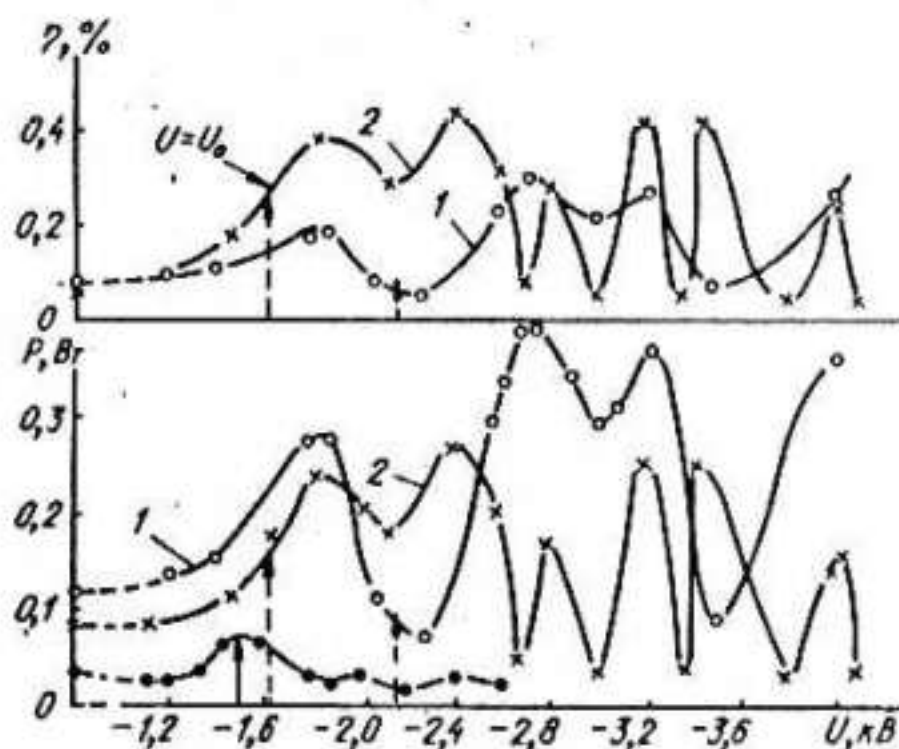


Рис.2. Экспериментальные зависимости выходной мощности и КПД генератора от напряжения на отражателе при различных значениях начальной скорости электронов

возбуждения колебаний (здесь отражатель является коллектором ус-

коренных электронов, так как $U_0 < U < 0$), и область отражения электронов ($U < U_0$). Как видно, эффективность возбуждения колебаний и оптимальная величина U , при которой генератор имеет максимальные мощности и КПД, зависит от эффективности модуляции электронов в пространстве взаимодействия (величины η_1), параметра рассинхронизма (значения U_0) и угла пролета электронов в поле отражателя. В случае малого рассинхронизма (или низкого электронного КПД η_1) при $U \approx U_0$ наблюдается увеличение P и η генератора (кривая 3). С увеличением η_1 максимальные значения P и η сдвигаются в область торможения (кривая 1) или отражения (кривая 2) электронов. Следует отметить, что если для заданного U установить соответствующий угол пролета электронов механической подстройки расстояния $D_{от}$ между отражателем и решеткой, то оптимальные значения P и η можно получить только в области торможения электронов. Последнее обстоятельство свидетельствует о возможности практической реализации режима "Т" генерации в известных пролетных ГДИ [2] с целью повышения в них выходной мощности и КПД прибора.

Если $U < U_0$, то генератор, в основном, работает при отражении замедленных и ускоренных электронов (режим "R" генерации). В этом случае для показанных на рис. 2 параметров, зависимости P и η от U_R ($-U_R = |U| - |U_0|$) имеют осциллирующий характер. Дискретные зоны возбуждаются при параметрах рассинхронизма δ , не превышающих оптимальное значение $\delta_{опт}$, которому соответствует минимальный пусковой ток (максимальный инкремент нарастания колебаний) пролетного ГДИ. Для значений $\delta < \delta_{опт}$ возбуждаются зоны генерации, а при $\delta \geq \delta_{опт}$ — зависимости с осциллирующим изменением P и η от U_R .

В частности, на рис. 3, б показано, как изменяются экспериментальные зависимости P и частоты генерации f от U_R в процессе изменения параметра рассинхронизма (величины U_0) в пределах зоны генерации ГДИ. Здесь случай $U_0 = -2553$ В соответствует оптимальному синхронизму: пунктирными линиями со стрелками показаны участки гистерезисной петли; графики снимались при постоянном токе $I_0 = 40$ мА. Видно, что для $U > -2553$ В возбуждаются дискретные зоны генерации, а при $U \leq -2553$ В — осциллирующие зависимости. С изменением U_0 , как и в теории, наблюдается смещение графиков (максимального P) по оси углов пролета электронов в поле отражателя. Следует отметить, что для $\delta > \delta_{опт}$ пусковой ток ОГДИ также изменяется по осциллирующему закону [4]. Это приводит к разрывам в осциллирующих зависимостях P и η от U_R , если рабочие токи I_0 меньше пускового значения в этих областях ($U_0 = -2560$ В, рис. 3, а).

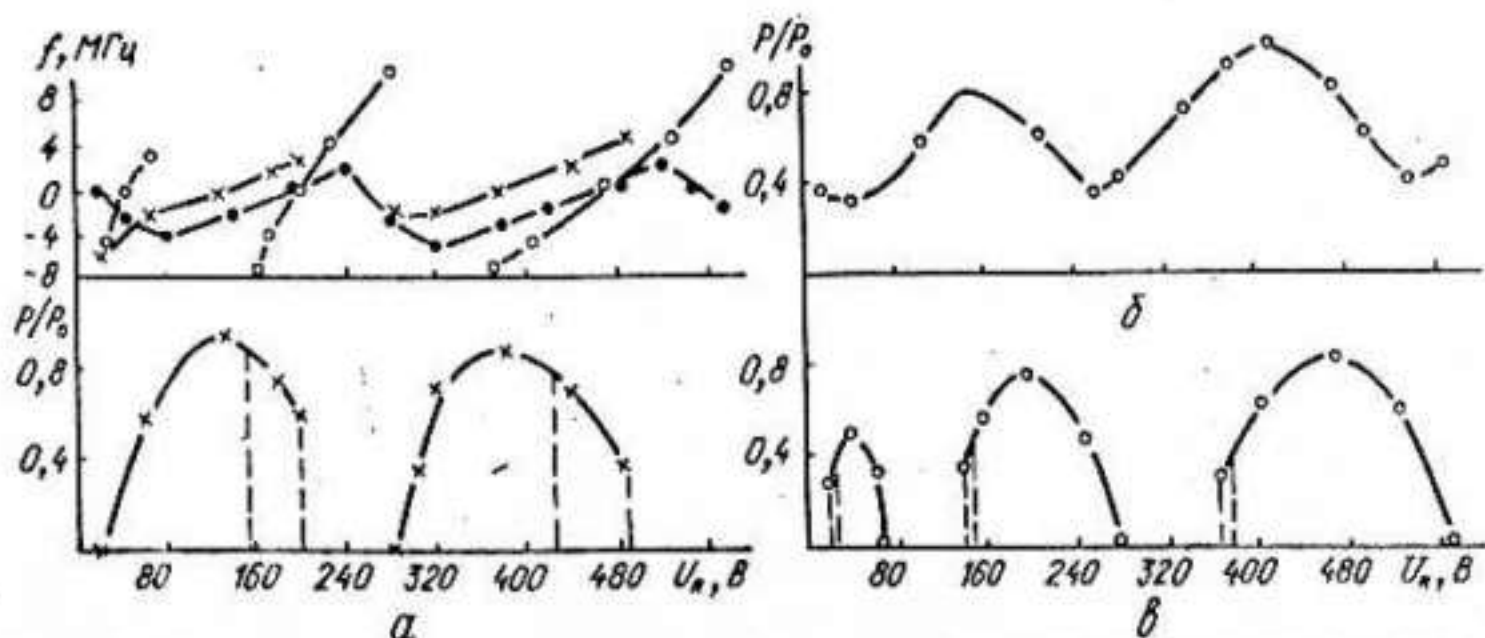


Рис.3. Изменение экспериментальных зависимостей P и частот генерации f от U_R в процессе изменения параметра рассинхронизма

Таким образом, построенная нелинейная стационарная теория ОГДИ позволяет рассчитать ряд характеристик генератора, качественно согласующихся с экспериментом.

Таким образом, нами развита нелинейная стационарная теория ОГДИ с учетом потерь энергии замедленных электронов на дифракционное излучение из объема ОР в свободное пространство. Установлен новый режим "Т" работы генератора, связанный с модуляцией электронного потока по фазам влета в области отражателя. В этом режиме мощность и КПД прибора повышаются. Показано, что электронный КПД ОГДИ при многократном пролете электронами пространства взаимодействия равен сумме электронных КПД отдельных пролетов. Это упрощает запись исходных уравнений ОГДИ и объясняет особенности формирования зон генерации. Основные теоретические результаты подтверждаются экспериментом.

1. Галаклицкий И.М., Воробьев Г.С., Цвик А.И. и др. Генератор дифракционного излучения миллиметрового диапазона с отражателем электронного потока // Докл. АН УССР. Сер. А. - 1976. - № 9. - С.822-824.
2. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. - Харьков: Вища шк., 1976. - 231 с.
3. Галаклицкий И.М., Воробьев Г.С., Цвик А.И. Анализ пусковых токов отражательного генератора дифракционного излучения // Изв. вузов. Радиотехника. - 1980. - 23, № 10. - С.49-52.
4. Воробьев Г.С., Цвик А.И. Сравнительный анализ характеристик пролетного и отражательного генераторов дифракционного излучения // Радиотехника и электроника. - 1982. - 14, № 6. - С. 785-790.
5. Воробьев Г.С., Нестеренко А.В., Цвик А.И. и др. О характеристиках генераторов дифракционного излучения с многократным пролетом электронов // Там же. - 1983. - 28, № 8. - С.1611-1618.
6. Корнєснков В.К., Мирошнченко В.С., Цвик А.И. и др. О возбуждении стохастических колебаний в генераторах дифракционного излучения - лазере на свободных электронах // Докл. АН УССР. Сер. А. - 1982. - № 5. - С.59-61.

7. Голант М.Б., Бобровский Д.Л. Генераторы малой мощности. - М.: Сов.радио, 1977. - 336 с.
8. Лукин К.А. Теоретический анализ стационарных режимов в генераторе дифракционного излучения с отраженным потоком // Изв. вузов. Радиофизика. - 1980. - 23, № 9. - С.1113-1118.
9. Шматько А.А. Линейная аналитическая теория отражательного генератора с длительным взаимодействием O-типа // Радиотехника и электроника. - 1981. - 26, № 6. - С.1260-1269.
10. Цвык А.И. Возбуждение генератора дифракционного излучения с многократным пролетом электронного потока // Изв. вузов. Радиоволновая электроника. - 1983. - 26, № 10. - С.96-99.
11. Цейтлин М.Б., Кац А.М. Лампа с бегущей волной. - М.: Сов.радио, 1964. - 311 с.

УДК 681.306:621.318.2

И.М.Блейвас, П.А.Нартов, И.П.Натура

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

ДЛЯ АВТОМАТИЗИРОВАННОГО ПРОЕКТИРОВАНИЯ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ

Магнитные системы (МС) современных электронных приборов характеризуются большим разнообразием и сложностью конструкции. Отработка конструкции МС экспериментальными методами является длительным и трудоемким процессом. В настоящее время большое распространение получили методы автоматизированного проектирования, которые позволяют существенно сократить время и повысить качество проектирования сложных магнитных систем. Создание математических моделей, алгоритмов и прикладных программ расчета МС осложняется учетом нелинейных и анизотропных характеристик ферромагнитных материалов. В рамках одной программы практически не удастся учесть все особенности МС, применяемых в изделиях электронной техники. В последние годы создан ряд программ для расчета МС, часть из которых сдана в отраслевой фонд алгоритмов и программ [1]. В их число входят универсальные и специализированные программы, характеризующиеся различной полнотой математических моделей, методом решения, сервисными возможностями. В целом эти программы позволяют рассчитывать широкий класс МС - ступенчатые, планарные, трубчатые, бронированные, периодические, реверсивные и др. В качестве источников магнитного поля используются постоянные магниты, соленоиды или их комбинации.

Эффективность применения фондовых программ разработчиками приборов ограничивается из-за отсутствия системного и информационного обеспечения, позволяющего пользователю обоснованно выбрать соответствующую программу и записывать результаты расчета в банки данных. Целью настоящей работы является описание проблемно-ориентированного комплекса фондовых программ (подсистема "Магнит"),