

УДК 621.385

А. А. ТЕРЕНТЬЕВ, д-р физ.-мат. наук, *Е. М. ИЛЬИН*,
д-р физ.-мат. наук, *В. Б. БАЙБУРИН*

**РАСЧЕТ МНОГОЧАСТОТНЫХ РЕЖИМОВ МАГНЕТРОННЫХ
УСИЛИТЕЛЕЙ МЕТОДОМ ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ**

Описанные ранее многочастотные модели магнетронных усилителей [1; 2], в силу требования квазистационарности протекающих процессов, можно корректно применять для анализа режимов усиления многих сигналов в пределах 10—15 %

полосы пропускания усилителя. Однако существует целый ряд практически важных задач (исследование режимов генерации и усиления гармоник, паразитных колебаний и др.), решение которых возможно путем моделирования многочастотного взаимодействия в широкой полосе частот. В этом случае представляется целесообразным использование метода фундаментальной частоты, который нашел широкое применение при изучении многочастотных режимов ЛБВ О- и М-типов [3; 4]. Методика моделирования усилителей М-типа с катодом в пространстве взаимодействия описана лишь в одной работе [5], в которой анализ многочастотного взаимодействия проведен для квазиплоского случая с использованием метода крупных частиц, причем рассчитаны только амплитудные характеристики. В связи с этим представляется полезным создание приближенной многочастотной модели цилиндрического магнетронного усилителя, проведение расчетов амплитудных и фазовых характеристик многочастотного взаимодействия.

Пусть ВЧ-поле в цилиндрическом усилителе состоит из суммы колебаний с частотами ω_i , постоянными распространения γ_i и амплитудами. Согласно методу эквивалентных магнетронов [4], полагаем величины U_i и γ_i постоянными на отрезке замедляющей системы усилителя $\Delta\varphi = (2\pi - \varphi_{др})M$, где $\varphi_{др}$ — длина пространства дрейфа или холодной ячейки; M — число эквивалентных магнетронов. Выбирая один из сигналов, например, с частотой ω_1 , в качестве опорного, введем для каждого эквивалентного магнетрона подвижные нормализованные координаты $X = \gamma_i \varphi - \omega_1 t$, $Y = \gamma_i \ln(r/r_k)$ и нормированное время $T = \omega_1 t$. ВЧ-потенциал в данном эквивалентном магнетроне опишем выражением, полученным ранее в [2]:

$$U = - \sum_{i=1}^n \frac{U_i \operatorname{sh} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} Y \right)}{\operatorname{sh} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} D \right)} \sin \left[\frac{\gamma_i}{\gamma_1} X + \theta_i(T) + \psi_i \right], \quad (1)$$

где $\theta_i(T) = (\gamma_i/\gamma_1 - \omega_i/\omega_1) T$; $D = \gamma_1 \ln(r_a/r_k)$;

r_a, r_k — радиусы анода, катода; ψ_i — начальный фазовый сдвиг i -го сигнала; n — число сигналов.

Дрейфовые уравнения движения с учетом (1) и [2]

$$\begin{aligned} \frac{dX}{dT} = & \left[\frac{U_a}{U_0} - \frac{D}{U_0} \sum_{i=1}^n \frac{\gamma_i U_i \operatorname{ch} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} Y \right)}{\gamma_1 \operatorname{sh} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} D \right)} \sin \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} X + \theta_i + \psi_i \right) - \right. \\ & \left. - \frac{f_x(X, Y)}{B_0 \omega_1} \right] e^{\frac{2Y}{\gamma_1}} - 1; \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{dY}{dT} = \left[\frac{D}{U_0} \sum_{i=1}^n \frac{\gamma_i U_i \operatorname{ch} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} Y \right)}{\gamma_1 \operatorname{sh} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} D \right)} \cos \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} X + \theta_i + \psi_i \right) + \frac{f_y(X, Y)}{B_0 \omega_1} \right] e^{-\frac{2Y}{\gamma_1}}, \quad (3)$$

где $U_0 = r_k^2 B_0 \omega_1 D / \gamma_1^2$; B_0 — постоянное магнитное поле; U_a — анодное напряжение.

Весовые функции f_x, f_y , отражающие влияние поля пространственного заряда, определяется методом двойных рядов Фурье по формулам и методике, приведенным в работе [6].

Уравнения (2), (3) являются нестационарными, что существенно затрудняет расчеты характеристик усилителей. Для многих практически важных случаев (моделирование режимов усилителей с малой дисперсией замедляющих систем — усилителя прямой волны М-типа (УПВМ), дематрона, расчет мощности гармоник и др.) можно воспользоваться допущением равенства фазовых скоростей исследуемых сигналов в пространстве взаимодействия усилителя. В этом случае $\omega_i / \gamma_i = \omega_1 / \gamma_1$ фаза $\theta_i = 0$, из уравнений (2), (3) время в явном виде исключается. Это дает возможность провести расчеты стационарных электронных траекторий, определить форму сгустков пространственного заряда и рассчитать характеристики прибора в исследуемых режимах.

Для интегрирования исходных уравнений введем фундаментальную частоту Ω , численно равную общему кратному частот входных сигналов ($\omega_i = k_i \Omega$). В этом случае для полного описания картины взаимодействия с учетом всех комбинаций фазовых сдвигов между сигналами необходимо проводить вычисление дрейфовых траекторий в эквивалентном магнетроне на длине $0 < X < 2\pi k_1 \left(k_1 = \frac{\omega_1}{\Omega} \right)$.

По рассчитанным конфигурациям электронных спиц (методика решения (2), (3) изложена в [2; 3; 6]) вычисляем активные и реактивные составляющие плотности ВЧ-тока [2]:

$$\gamma_i^a = -W_i \int_s \int \left[\left(1 + \frac{dX}{dT} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} Y \right) \cos \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} X + \psi_i \right) + \frac{dY}{dT} \operatorname{ch} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} Y \right) \sin \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} X + \psi_i \right) \right] dXdY; \quad (4)$$

$$\gamma_i^r = W_i \int_s \int \left[\left(1 + \frac{dX}{dT} \right) \operatorname{sh} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} Y \right) \sin \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} X + \psi_i \right) - \frac{dY}{dT} \operatorname{ch} \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} Y \right) \cos \left(\frac{\gamma_i}{\gamma_1} X + \psi_i \right) \right] dXdY. \quad (5)$$

Таким же образом находим плотность постоянного анодного тока:

$$I_a = W_0 \sum_{l=1}^L \sum_{i=1}^n U_l \left[\sin \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_1} X'_l + \psi_l \right) - \sin \left(\frac{\gamma_l}{\gamma_1} X''_l + \psi_l \right) \right], \quad (6)$$

где

$$W_l = \frac{\gamma_l \omega_l r^2 h P_c}{\pi \gamma_l^2 k_1 \operatorname{sh} \left(\frac{\gamma_l D}{\gamma_1} \right)}; \quad W_0 = \frac{\gamma_1 r^2 h P_c}{2 \pi r_a^2 k_1 B_0};$$

h — аксиальная высота прибора; P_c — плотность пространственного заряда в спице, определяемая по методике [6], S — площадь всех спиц на фундаментальной длине волны $\Lambda = \frac{2\pi k_1}{\gamma_1}$; X''_e и X'_e — правая и левая границы l -й спицы на аноде; L — число спиц на длине Λ . На этом моделирование процесса в эквивалентном магнетроне заканчивается.

Значения амплитуды и фазы ВЧ-потенциала на частоте определяется по рекуррентным соотношениям [2]:

$$U_{i,m+1} = U_{i,m} + \left(\frac{R_i}{2} j_{i,m}^a - \alpha_i U_{i,m} \right) \Delta \varphi; \quad (7)$$

$$\gamma_{i,m+1} = \gamma_{i,хол} + \frac{R_i}{2U_{i,m}} j_{i,m}^f, \quad (8)$$

где $U_{i,1} = \sqrt{2R_i P_{вх,i}}$; $\gamma_{i,1} = \gamma_{i,хол}$;

$P_{вх,i}$ — входная мощность; R_i — сопротивление связи; $\gamma_{i,хол}$ — холодная постоянная распространения; α_i — коэффициент ослабления i -го сигнала; $m=1...M$. При моделировании генерации побочных колебаний, например пространственных гармоник, величину U_i для первого эквивалентного магнетрона полагаем равной нулю. Выходная мощность $P_{вых,i}$, фазовый сдвиг Φ_i -го сигнала, а также анодный ток I_a вычисляются по соотношениям

$$P_{вых,i} = \frac{U_{i,M}^2}{2R_i}, \quad \Phi_i = \sum_{m=1}^M (\gamma_{i,m} - \gamma_{i,хол}) \Delta \varphi; \quad I_a = \sum_{m=1}^M I_{am} \Delta \varphi. \quad (9)$$

По соотношениям (1)–(9) была составлена программа расчетов на ЭВМ БЭСМ-6.

На рис. 1 показаны зависимости мощностей основного сигнала $P_{вых,с}$ — кривая 1 и гармоник $P_{вых,г}$ — кривые 2–7 на частотах $\omega_i = i \omega_1$ ($i=2...7$) в амплитроне от анодного напряжения. На рис. 2 приведены относительные уровни гармоник

$\nu_r = 10 \lg \frac{P_{\text{вых.г.}}}{P_{\text{вых.с.}}}$ в амплитроне при различных анодных напряжениях: 1 — $U_a = U_a^n$; 2 — $U_a/U_a^n = 1,0037$; 3 — $U_a/U_a^n = 1,0074$; 4 — средний уровень.

Поскольку точное определение частотной зависимости сопротивления связи магнетронных замедляющих систем на частоте

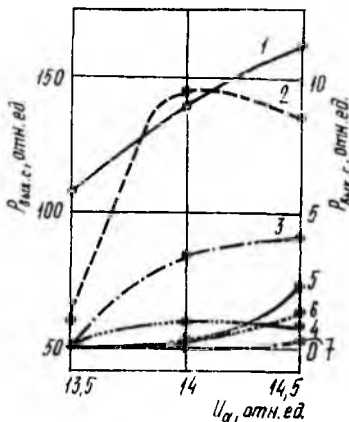


Рис. 1

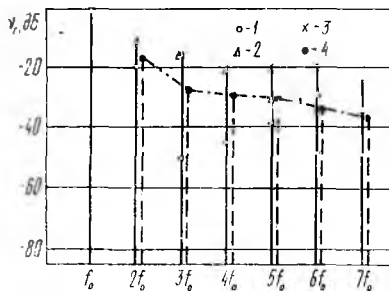


Рис. 2

тах гармоник основного сигнала не представляется возможным, при расчетах предполагается, что сопротивление связи от частоты не зависит.

Из приведенных характеристик следует, что уровень гармонических колебаний с увеличением анодного напряжения, как правило, возрастает, при $U_a/u_a^n \leq 1$, соответствующих номинальному режиму работы исследуемого амплитрона, мощности гармоник незначительны. Приведенные значения относительных уровней гармоник указывают на снижение мощности с возрастанием их номера (порядка), что соответствует данным экспериментального исследования. Однако теоретические результаты несколько завышены, что вызвано грубым приближением частотной независимости сопротивления связи. Более корректное задание значений сопротивления связи гармоник должно привести к существенному уменьшению уровня гармоник, как это имело место при расчетах магнетрона [3].

Несомненный интерес представляет сравнительный анализ двух разработанных адиабатических моделей — настоящей и квазистационарной [2], а также уточнение границ областей их корректного и эффективного применения при изучении многочастотных режимов усилителей М-типа. Для этого по соотношениям обеих моделей были проведены расчеты характеристик амплитрона (в приближении нулевой дисперсии замедляющей системы) в режимах усиления сигналов с различными частот-

ными расстройками. На рис. 3 приведены зависимости мощностей (позиции а, в) и фазовых сдвигов (позиции б, г) выходного сигнала амплитрона в двухчастотном режиме: $\omega_2 = \omega_1 + \Delta\omega$, $\Delta\omega/\omega_1 = 1\%$ (позиции а, б), $\Delta\omega/\omega_1 = 5\%$ (позиции в, г) от амплитуды входного сигнала на частоте ω_2 при постоянных уровнях

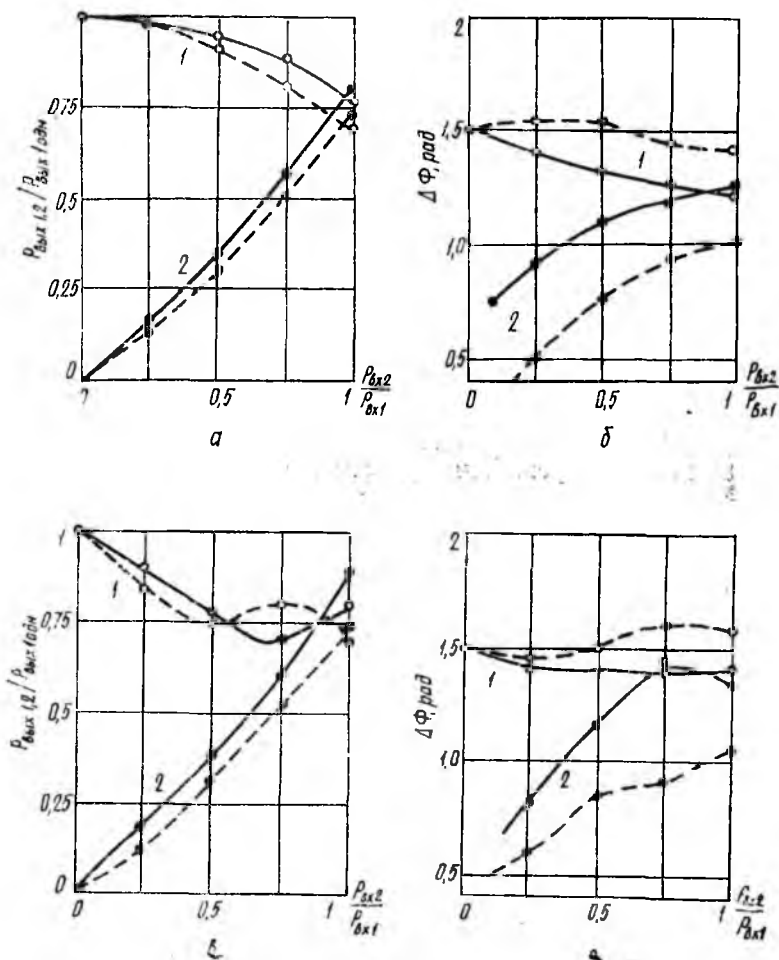


Рис. 3

анодного напряжения и входной мощности сигнала на частоте ω_1 . Сплошные линии — расчет по изложенной модели, пунктирные — по модели [2]. Здесь $P_{вх. 10 \text{ дн.}}$ — выходная мощность сигнала на частоте ω_1 в одночастотном режиме.

Приведенные кривые свидетельствуют о том, что при равных входных мощностях и независимо от частотной расстройки оба сигнала усиливаются примерно одинаково и лишь незначительное преимущество имеет более высокочастотный сигнал. Эти же

выводы были сделаны при анализе двухчастотных режимов ЛБВ М-методом фундаментальной частоты [4]. При сравнении кривых имеем хорошее совпадение результатов счета по обоим моделям для данных частотных расстроек сигналов. Расхождение результатов моделирования фазовых характеристик объясняется тем, что при их вычислении используемое в настоящей модели условие равенства фазовых скоростей сигналов распространяется и на горячие значения скоростей, в то время как в квазистационарной модели [2] изменение горячей постоянной распространения подчиняется только уравнению взаимодействия (5) без дополнительных ограничений.

Основным критерием при выборе модели для проведения многочастотного анализа в магнетронных усилителях, по всей видимости, могут служить затрачиваемое на расчет машинное время и погрешности счета. Так, модель [2] экономична при расчетах режимов усиления сигналов с относительно близкими частотами. Увеличение частотной расстройки приводит к необходимости задания большого числа секторов, на которых процессы можно рассматривать как стационарные, и следовательно, к увеличению времени счета, снижению в целом достоверности результатов. Настоящая модель экономична при моделировании режимов усиления сигналов с большими частотными расстройками, например, в случае кратких частот. При этом с уменьшением в данном случае полосы частот сигналов происходит резкое увеличение фундаментальной длины волны, при этом машинное время и погрешности счета существенно возрастают. При частотной расстройке сигналов 8—10 % обе программы требуют приблизительно одинакового машинного времени. Кроме того, в настоящей модели используется условие равенства фазовых скоростей сигналов. Поэтому данную модель можно корректно применять, когда зависимость фазовой скорости электромагнитной волны от частоты слабая, что имеет место, например, в условиях прямой волны.

Таким образом, разработанная модель многочастотного режима цилиндрического магнетронного усилителя позволяет проводить изучение процессов многочастотного взаимодействия с учетом пространственного заряда в системах со скрещенными полями и распределенной эмиссией для случая большой частотной расстройки и слабой дисперсии замедляющей системы (ЗС).

Выполнено моделирование процессов генерации гармонических колебаний в амплитроне до седьмого порядка включительно. Показано, что с возрастанием порядка гармоник их мощности снижаются. Для более корректного определения уровня гармонических колебаний необходимо знать точную частотную зависимость сопротивления связи и полосовые свойства вывода энергии на кратких частотах.

Проведено сравнение разработанной и квазистационарной адиабатических моделей при расчете характеристик амплитро-

на (в приближении нулевой дисперсии замедляющей системы) в двухчастотном режиме. Установлено, что при частотной расстройке сигналов 8—10 % обе модели близки по эффективности и достоверности рассчитываемых характеристик.

Список литературы: 1. *Ильин Е. М.* Двухчастотный режим работы амплитрона//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1975. Вып. 4. С. 41—45. 2. *Терентьев А. А., Ильин Е. М., Байбурич В. Б.* Анализ и моделирование многочастотного режима в усилителях М-типа с распределенным катодом//Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30, № 3. С. 577—586. 3. *Терентьев А. А., Руженцев И. В.* Анализ полигармонического режима в цилиндрическом магнетроне//Радиотехника. 1986. Вып. 77. С. 56—62. 4. *Цейтлин М. Б., Фурсаев М. А., Бецкий О. В.* Сверхвысокочастотные усилители со скрещенными полями. М., 1978. 280 с. 5. *Чурюмов Г. И., Шейн А. Г.* Анализ многочастотного режима работы усилителя М-типа с катодом в пространстве//Радиотехника. 1978. Вып. 47. С. 107—110. 6. *Ширшин С. И.* Приближенный метод расчета амплитрона//Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1979. Вып. 7. С. 57—68.

Поступила в редколлегию 09.12.86