

*Г. А. Алексеев, В. А. Гребенчук,  
Л. А. Поспелов,*  
канд. физ.-мат. наук

**ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ДВУХСЕКЦИОННОГО  
УСИЛИТЕЛЯ ГАРМОНИК ТИПА ЛБВМ  
В НЕЛИНЕЙНОМ РЕЖИМЕ**

В работах [1, 2] было указано на возможность создания электронных умножителей частоты и усилителей миллиметрового диапазона на базе секционированных (каскадных) приборов *M*-типа. В подобных устройствах используется предварительная модуляция и группирование электронного потока полем основной частоты  $\omega$  и последующее взаимодействие сгруппированного потока в секции *M*-типа с полем высшей временной гармоники на частоте  $n\omega$ . Теоретическому изучению лучевых

приборов *M*-типа с предварительным группированием потока посвящены работы [3, 4], в которых дано описание квазилинейного режима усилителя гармоник типа ЛБВМ [3] и проведен анализ нелинейного режима умножителя типа ЛБВМ на основании расчета упрощенных самосогласованных уравнений типа Ганди-Роу с учетом действия сил пространственного заряда [4].

В настоящей работе продолжается исследование двухсекционного усилителя высших временных гармоник типа ЛБВМ [3] (рис. 1) с учетом таких существенно нелинейных эффектов, как насыщение амплитуды высокочастотного поля и оседание

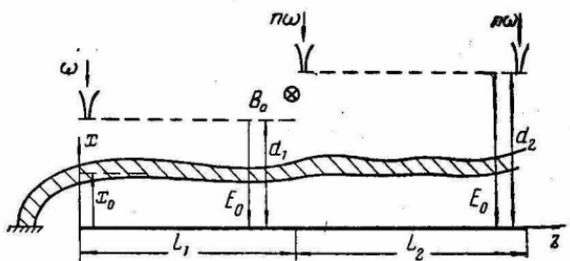


Рис. 1.

электронов на замедляющей системе. Анализ нелинейного режима проведен путем численного решения уравнений Фейнштейна — Кайно [5] применительно к взаимодействию в выходной секции со второй временной гармоникой ( $n = 2$ ). В обозначениях работы [6] и в предположении следующего вида записи составляющих СВЧ-полей в первой секции:

$$\begin{aligned}\tilde{E}_{1x} &= E_1(z) e^{\beta(x-d_1)} \sin(\omega t - \beta z); \\ \tilde{E}_{1z} &= E_1(z) e^{\beta(x-d_1)} \cos(\omega t - \beta z),\end{aligned}\quad (1)$$

а также при условии пренебрежения влиянием потерь и изменением кинетической энергии электронов уравнения, описывающие распределение амплитуды поля  $E_1(\xi)$  на уровне замедляющей системы в синхронном режиме в первой секции, имеют вид

$$\frac{d^2 \Phi_\omega}{d\xi^2} = G_\omega(\Phi_\omega); \quad \Phi_\omega(0) = 0; \quad \left. \frac{d\Phi_\omega}{d\xi} \right|_{\xi=0} = \frac{E_1(0)}{D_1 E_0}; \quad (2)$$

$$G_\omega(\Phi_\omega) = \frac{h}{\pi} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sin \varphi_0 \operatorname{ctg}(\varphi_0 - h\Phi_\omega \sin \varphi_0) d\varphi_0;$$

$$\xi = D_1 \beta z; \quad h = e^{\beta(x_0 - d_1)}; \quad \Phi_\omega = \frac{1}{D_1 E_0} \int_0^\xi E_1(z) dz. \quad (3)$$

Здесь  $D_1$  — параметр усиления первой секции, остальные обозначения приведены на рис. 1. Пределы интегрирования в (3) определяются из решения трансцендентных уравнений

$$h \sin \varphi_1 = \sin(\varphi_1 - h\Phi_\omega \sin \varphi_1); \quad (4)$$

$$e^{\beta x_0} \sin \varphi_2 = \sin (\varphi_2 - h\Phi_\omega \sin \varphi_2)$$

либо

$$\varphi_1 \equiv 0; 0 \leq h\Phi_\omega \leq 1 - h;$$

$$\varphi_2 \equiv \pi; 0 \leq h\Phi_\omega \leq e^{\beta x_0} - 1.$$

Предполагая, что составляющие поля высшей временной гармоники во второй секции имеют вид

$$\vec{E}_{2x} = E_2(z) e^{n\beta(x-d_2)} \sin(n\omega t - n\beta z + \theta),$$

$$\vec{E}_{2z} = E_2(z) e^{n\beta(x-d_2)} \cos(n\omega t - n\beta z + \theta), \quad (5)$$

где  $n$  — кратность преобразования частоты основного сигнала,

$\theta$  — фазовый сдвиг между гармониками, и пренебрегая влиянием участка дрейфа между секциями, при тех же ограничениях можно получить уравнения, описывающие распределение амплитуды  $E_2(\xi)$ -поля гармоники. Эти уравнения в общем случае для ступенчатого пространства взаимодействия ( $d_1 \neq d_2$ ) имеют следующий вид:

$$\left(\frac{D_1}{nD_2}\right)^2 \frac{d^2 \Phi_n}{d\xi^2} = G_n(\Phi_n); \quad \Phi_n(\xi = D_1\beta L_1) = 0; \quad (6)$$

$$\frac{d\Phi_n}{d\xi} \Big|_{\xi = D_1\beta L_1} = \frac{nE_2(D_1\beta L_1)}{D_1E_0};$$

$$G_n(\Phi_n) = \frac{1}{\pi} \int H(\varphi_0) \sin \varphi \operatorname{ctg}(\varphi - H\Phi_n \sin \varphi) d\varphi_0; \quad (7)$$

$$\Phi_n = \frac{n}{D_1E_0} \int_{D_1\beta L_1}^{\xi} E_2(z) dz.$$

В (7) введены обозначения

$$\varphi(\varphi_0) = n\varphi_0 - nh\Phi_\omega(\xi = D_1\beta L_1) \sin \varphi_0 + \theta. \quad (8)$$

$$H(\varphi_0) = h^n \frac{\sin^n \varphi_0 e^{n\beta(d_1-d_2)}}{\sin^n [\varphi_0 - h\Phi_\omega(\xi = D_1\beta L_1) \sin \varphi_0]}.$$

Траектории электронов, влетевших в первую секцию с начальной фазой  $\varphi_0$ , во второй секции определяются соотношением

$$\beta x(\Phi_n \varphi_0) = \beta d_2 + \frac{1}{n} \ln \frac{H \sin \varphi}{\sin(\varphi - H\Phi_n \sin \varphi)}. \quad (9)$$

Пределы интегрирования в (7) на интервале  $0 - \pi$  определяются из решения трансцендентных уравнений:

$$H \sin \varphi = \sin(\varphi - H\Phi_n \sin \varphi); \quad (10)$$

$$e^{-n\beta d_2} H \sin \varphi = \sin(\varphi - H\Phi_n \sin \varphi).$$

Приведенные соотношения (6) — (10) позволяют рассчитать широкий класс секционированных усилителей гармоник типа ЛБВМ с произвольными параметрами  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $D_1$ ,  $D_2$  и для произвольного значения кратности преобразования  $n$ . В настоящей

работе приводятся результаты численного расчета конкретной схемы двухсекционного усилителя при следующих заданных значениях параметров:  $\beta d_1 = \beta d_2 = 3,5$ ;  $\beta x_0 = 1$  и при кратности преобразования  $n = 2$  (взаимодействие в выходной секции со второй временной гармоникой поля). На рис. 2 представлены кривые траекторий (в переменных  $\beta x$ ,  $\Phi_\omega$ ,  $\Phi_n$ ) в первой и второй секциях, построенные с помощью соотношения (9) для электронов, влетающих в первую секцию с начальными фазами  $\varphi_0 = 0$ ;  $\frac{\pi}{4}$ ;  $\frac{\pi}{2}$ ;  $\frac{3\pi}{4}$ ;  $\pi$  при различной величине модуляции электронного потока в первом каскаде ( $\Phi_\omega(\xi = D_1\beta L_1) = 6$

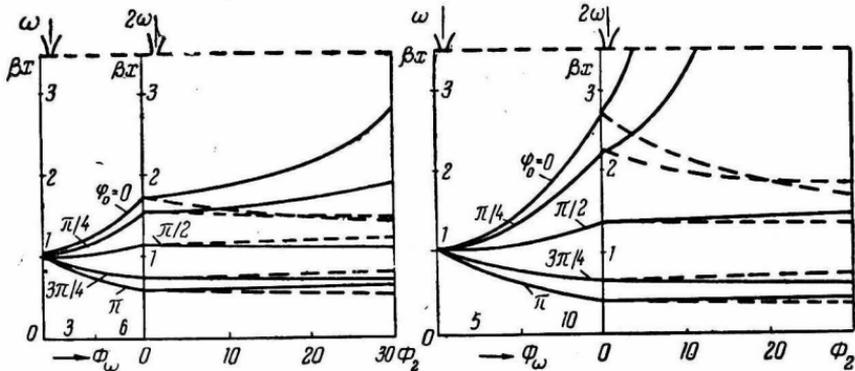


Рис. 2.

(рис. 2, а) и  $\Phi_\omega(\xi = D_1\beta L_1) = 10$  (рис. 2, б). Сплошными линиями на рисунке обозначены траектории, соответствующие случаю отсутствия фазового сдвига между гармониками  $\Theta = 0$ , пунктиром — траектории для случая  $\Theta = \pi$ . Как следует из рис. 2 и как было отмечено в работе [3], оптимальные условия взаимодействия предварительно сгруппированного потока с полем гармоники создаются в случае  $\Theta = 0$ , когда при переходе во вторую секцию значение фазы поля, вблизи которой осуществляется группирование потока, не меняется. Зависимости, описывающие распределение нормированной амплитуды поля гармоники, полученные в результате численного счета на ЭВМ для оптимального случая  $\Theta = 0$  при фиксированной начальной амплитуде  $\frac{E_2(D_1\beta L_1)}{D_1 E_0} = 0,1$  и различных значениях амплитуды

модулирующего входного сигнала  $\frac{1}{D_1 E_0} E_1(\xi = 0) = 0; 0,05; 0,1; 0,15$ , представлены на рис. 3 для различных соотношений длин секций при сохранении суммарной электрической длины прибора  $D_1\beta(L_1 + L_2) = 60$ .

При построении рис. 3 для упрощения выбрано  $D_1 = D_2 = D$ . Пунктиром на рис. 3 обозначены кривые, описывающие распределение амплитуды поля в модулирующем каскаде.

Цифры 1, 2, 3 на кривых соответствуют различным значениям начальной амплитуды модулирующего сигнала. Звездочками на кривых обозначены точки, в которых (в первой или во второй секции) начинается оседание электронов на замедляющей системе. Для сравнения, на рис. 3 приведена также кривая распределения амплитуды для случая  $D\beta L_1 = 40$ ;  $D\beta L_2 = 20$ , полученная при отсутствии сигнала модуляции  $E_1(\xi = 0) = 0$ .

Из рис. 3 видно, что в общем случае предварительное группирование электронного потока может привести к улучшению параметров усилителя типа ЛБВМ и позволяет управлять его

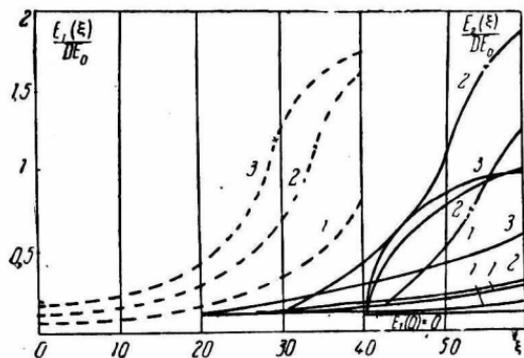


Рис. 3.

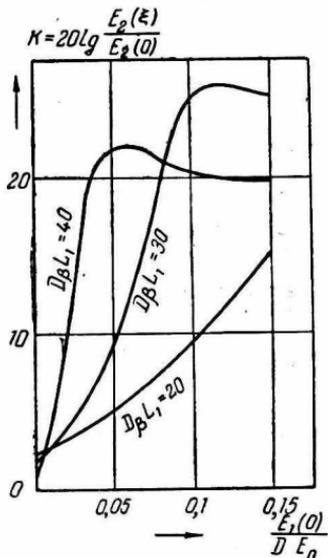


Рис. 4.

характеристиками. Наиболее благоприятные условия для усиления сигнала гармоники во второй секции создаются, когда в первой секции осуществляется достаточно эффективное предварительное группирование электронного потока в нелинейном режиме взаимодействия, однако оседания электронов на замедляющую систему еще не происходит.

При выполнении этих условий можно достичь максимальных коэффициентов усиления сигнала гармоники (кривые 1 при  $D\beta L_1 = 40$  и 2 при  $D\beta L_1 = 30$ , рис. 3), используя выходные секции небольшой длины. Уровень амплитуды сигнала гармоники в режиме насыщения, однако, уменьшается при приближении длины модулирующего каскада к длине, на которой начинается оседание электронов, так как при этом значительную часть потенциальной энергии электроны теряют в поле модулирующей гармоники, что должно сопровождаться понижением коэффициента полезного действия прибора.

На рис. 4 приведена зависимость коэффициента усиления  $K = 20 \lg \frac{E_{n_{\text{вых}}}}{E_{n_{\text{вх}}}}$  в децибелах от амплитуды входного модули-

рующего сигнала основной частоты для трех различных рассматриваемых вариантов конструкции прибора. Из рис. 4 также видно, что влияние предварительного группирования на усиление во второй секции может быть достаточно сильным, однако при выборе оптимальных значений амплитуды модулирующего сигнала и длин входной и выходной секций необходимо исходить из конкретных требований, предъявляемых к усилителю гармоник.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Osipchuk J. M. Cascade crossed field tubes improve microwave generation. — «Frequency», 1967, vol. 5, № 3, p. 32 — 34.
2. Поспелов Л. А., Усиков А. Я., Приборы СВЧ с гармонизированным электронным потоком. — «Укр. физ. ж.», 1970, т. 15, № 5, с. 764—768.
3. Алексеев Г. А. Усилитель гармоник типа ЛБВМ с группированием потока на основной частоте. — Сб. «Радиотехника». Вып. 18. Харьков, 1971, с. 65—72.
4. Цейтлин М. Б., Бецкий О. В., Цицонь И. Т. Теоретическое исследование умножительных свойств магнетронного усилителя. — «Радиотехника и электроника», 1971, т. 16, № 19, с. 1666—1672.
5. Feinstein J., Kino G. The Large — Signal Behavior of Crossed — Field Traveling — Wave Devices. — «Proc. IRE,» 1957, vol. 45, № 10, p. 1364 — 1373.
6. Моносов Г. Г. Распределение амплитуды поля СВЧ вдоль пространства взаимодействия приборов магнетронного типа. — «Радиотехника и электроника», 1962, т. 7, № 7, с. 1157—1168.