

А. А. БЕЛОВ

## ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ВИДЕОУСИЛИТЕЛЬ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ЯВЛЕНИЕ «СЛАБОГО» ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАНСА

В работе проведен теоретический анализ параметрического видеусилителя типа модулятор—демодулятор, работающего с фазовой модуляцией и использующего явление «слабого» параметрического резонанса. Работа усилителя исследована при различных расстройках резонансного контура усилителя относительно частоты накачки. Приведены результаты эксперимента.

### Введение

В телевидении, ядерной физике и других областях техники и физических исследований ощущается нужда в малошумящих усилителях видеосигналов с большим входным сопротивлением. В связи с этим в последнее время большое внимание уделяется параметрическим видеусилителям типа модулятор—демодулятор на нелинейной емкости  $p-n$ -перехода [1]. Усилители этого типа представляют собой резонансный контур, частью емкости которого является емкость запертого  $p-n$ -перехода. Частота гармонического напряжения накачки выбирается близкой к резонансной частоте колебательного контура. Напряжение сигнала, воздействуя на  $p-n$ -переход, изменяет его емкость и перестраивает резонатор, в результате чего колебания накачки в резонаторе модулируются сигналом. Модулированные колебания накачки затем демодулируются, вследствие этого сигнал на выходе усилителя имеет ту же частоту, что и на входе. Как показано в работах [2, 3], наибольшее входное сопротивление такие усилители имеют в тех случаях, когда резонансный контур усилителя настроен в резонанс на частоту накачки. При этом максимальное значение  $K_m$  коэффициента усиления равно

$$K_m = k_g 2Qm_1,$$

где  $k_g$  — коэффициент передачи демодулятора по напряжению,  $Q$  — добротность резонансного контура,  $m_1$  — глубина модуляции емкости модулятора на первой гармонике накачки. На практике из-за малых значений  $Q$  и  $m_1$  достижение больших коэффициентов усиления затруднено.

Положение облегчается, если используется негармоническое напряжение накачки. В частности, в работе [4] показано, что если сложное напряжение накачки таково, что между первой гармоникой напряжения

накачки и второй гармоникой накачки в спектре емкости модулятора обеспечены фазовые соотношения, необходимые для «слабого» резонанса [5], то усилитель может иметь сколь угодно высокий коэффициент усиления при большом входном сопротивлении. Для практической реализации такого усилителя представляется более удобным генерировать не одно напряжение накачки сложной формы, а два гармонических напряжения (первую и вторую гармоники), контролируемый сдвиг фаз между которыми позволял бы обеспечить условия, необходимые для «слабого» параметрического резонанса. Теоретический анализ такого усилителя не сводится к расчетам, приведенным в работе [4], где сдвиг фаз между первой и второй гармониками в спектре нелинейной емкости предполагался фиксированным, независящим от расстройки колебательного контура, тогда как в действительности перестройка контура сопровождается изменением сдвига фаз между колебаниями первой и второй гармоник накачки в контуре, даже если сдвиг фаз между выходными напряжениями соответствующих генераторов накачки остается постоянным. Именно это обстоятельство является причиной того, что резонансная кривая контура при слабом резонансе оказывается двугорбой [5]. Представляет интерес исследовать работу параметрического видеоусилителя в этом более сложном случае.

### Теоретический анализ усилителя

Анализ параметрического видеоусилителя с негармонической накачкой и с учетом зависимости сдвига фаз между гармониками накачки от расстройки резонансного контура усилителя представляется более простым и естественным. Его следует провести, если считать емкость

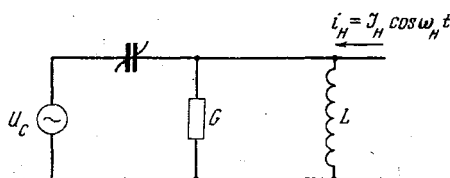


Рис. 1

параметрического диода нелинейной по отношению к сигналу и первой гармонике напряжения накачки, а действие нерезонансного напряжения второй гармоники накачки заменить гармоническим изменением емкости параметрического диода с частотой этого напряжения. Расчеты проведены для схемы рис. 1. Здесь  $L$ ,  $G$  — индуктивность и проводимость

резонансного контура усилителя. В проводимости потерь будем учитывать входную проводимость демодулятора и постоянную составляющую активной проводимости параметрического диода. Дифференциальная емкость контура  $C_g$  состоит из емкости параметрического диода и паразитной статической емкости контура. Представим ее суммой

$$C_g = C_0 + 2C_2 \cos(2\omega_H t + \psi).$$

Второе слагаемое этой суммы, явно зависящее от времени, отображает действие нерезонансного напряжения второй гармоники накачки.

Будем считать, что  $C_2 \ll C_0$ . Коэффициенты  $C_0$  и  $C_2$  являются функциями мгновенного значения суммы напряжения сигнала

$$u_c = U_c \cos \omega_c t, \quad (1)$$

напряжения смещения  $u_0$  и напряжения  $u_n$  первой гармоники накачки, развивающегося на колебательном контуре под действием тока

$$i_n = I_n \sin \omega_n t.$$

Последнее напряжение запишем в виде

$$u_n = a \sin \omega_n t + b \cos \omega_n t, \quad (2)$$

где  $a$  и  $b$  медленно меняющиеся функции времени:

$$a \gg \frac{da}{dt}; \quad b \gg \frac{db}{dt}.$$

Дифференциальное уравнение для напряжения  $u_n$  первой гармоники накачки на емкости параметрического диода имеет вид

$$\frac{1}{L} \int u_n dt + Gu_n + C_g \frac{du_n}{dt} = I_n \sin \omega_n t.$$

Подставляя сюда выражение (2) для  $u_n$  и переходя к безразмерному времени  $\tau = \omega_n t$ , получим «укороченные» уравнения в первом приближении

$$\begin{aligned} \dot{a} &= -\vartheta a + \xi b + \frac{m_2}{2} a \sin \psi - \frac{m_2}{2} b \cos \psi + \frac{I_n}{2\omega C_0}, \\ \dot{b} &= -\vartheta b - \xi a - \frac{m_2}{2} a \cos \psi - \frac{m_2}{2} b \sin \psi, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\dot{a} = \frac{da}{d\tau}; \quad \dot{b} = \frac{db}{d\tau}; \quad \vartheta = \frac{G}{\omega_n C_0}; \quad m_2 = \frac{C_2}{C_0};$$

$$\xi = \frac{\omega_n - \omega_0}{\omega_0}; \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC_0}}.$$

Принимая во внимание, что напряжение сигнала мало, будем рассматривать его как небольшую вариацию напряжения смещения, которая порождает вариации амплитуд  $a$  и  $b$ , равные соответственно  $u$  и  $v$ , причем

$$u \ll \sqrt{a^2 + b^2}; \quad v \ll \sqrt{a^2 + b^2}.$$

Разложим «укороченные» уравнения (3) в ряд Тейлора около значений  $u_0$ ,  $a_0$  и  $b_0$ , соответствующих отсутствию сигнала, и ограничимся в этом разложении линейными относительно  $u$ ,  $u$  и  $v$  членами. В результате будем иметь

$$\begin{aligned} \dot{u} &= -\vartheta u + \xi v + \frac{m_2}{2} u \sin \psi - \frac{m_2}{2} v \cos \psi + \frac{\partial \xi}{\partial u_0} b_0 u_c, \\ \dot{v} &= -\vartheta v - \xi u - \frac{m_2}{2} u \cos \psi - \frac{m_2}{2} v \sin \psi - \frac{\partial \xi}{\partial u_0} a_0 u_c. \end{aligned} \quad (4)$$

Подставляя в эти уравнения напряжение сигнала, определяемое соотношением (1), и пользуясь методом комплексных амплитуд, найдем комплексные амплитуды  $\tilde{u}_0$  и  $\tilde{v}_0$  вариаций  $u$  и  $v$ :

$$\tilde{u}_0 = \frac{\frac{\partial \xi}{\partial u_0} \left[ b_0 \left( j\Omega + \vartheta + \frac{m_2}{2} \sin \psi \right) - a_0 \left( \xi - \frac{m_2}{2} \cos \psi \right) \right]}{(j\Omega + \vartheta)^2 + \xi^2 - \frac{m_2^2}{4}} U_c, \quad (5)$$

$$\tilde{v}_0 = \frac{-\frac{\partial \xi}{\partial u_0} \left[ a_0 \left( j\Omega + \vartheta - \frac{m_2}{2} \sin \psi \right) + b_0 \left( \xi + \frac{m_2}{2} \cos \psi \right) \right]}{(j\Omega + \vartheta)^2 + \xi^2 - \frac{m_2^2}{4}} U_c,$$

здесь  $\Omega = \frac{\omega_c}{\omega_n}$ .

Величины  $a_0$  и  $b_0$ , входящие в эти соотношения, могут быть найдены из уравнений стационарного режима, получаемых из (3), при условии, если  $a = b = 0$ .

Напряжение первой гармоники накачки, определяемое соотношением (2), можно представить в виде

$$u_n = A \cos(\omega_n t + \varphi).$$

Зная величины  $a_0$ ,  $b_0$ , а также  $\tilde{u}_0$  и  $\tilde{v}_0$ , можно найти обусловленные сигналом вариацию  $\delta A$  амплитуды и вариацию  $\delta \varphi$  фазы первой гармоники напряжения накачки при любых сдвигах фаз  $\psi$  и расстройках  $\xi$

$$\delta A = \frac{a_0 v + b_0 u}{A_0}; \quad \delta \varphi = \frac{a_0 v - b_0 u}{A_0^2}, \quad (6)$$

где  $A_0 = \sqrt{a_0^2 + b_0^2}$ .

В дальнейшем рассмотрим сдвиг фаз  $\psi = -\frac{\pi}{2}$ , соответствующий «слабому» параметрическому резонансу [5]. Подставляя  $\psi = -\frac{\pi}{2}$  в уравнения (3), найдем стационарные значения  $a_0$  и  $b_0$

$$a_0 = \frac{\frac{I_n}{2\omega c_0} \left( \vartheta - \frac{m_2}{2} \right)}{\vartheta^2 + \xi^2 - \frac{m_2^2}{4}}, \quad b_0 = \frac{-\frac{I_n}{2\omega c_0} \xi}{\vartheta^2 + \xi^2 - \frac{m_2^2}{4}}. \quad (7)$$

Подставляя эти соотношения в выражения (5), найдем комплексные амплитуды  $\tilde{u}_0$  и  $\tilde{v}_0$

$$\tilde{u}_0 = \frac{\frac{\partial \xi}{\partial u_0} \frac{I_n}{2\omega c_0} \left[ -j\Omega \xi - 2\xi \left( \vartheta - \frac{m_2}{2} \right) \right]}{\left[ (j\Omega + \vartheta)^2 - \frac{m_2^2}{4} + \xi^2 \right] \left( \vartheta^2 + \xi^2 - \frac{m_2^2}{4} \right)} U_c, \quad (8)$$

$$\tilde{v}_0 = \frac{\frac{\partial \xi}{\partial u_0} \frac{I_n}{2\omega c_0} \left[ \xi^2 - \left( \vartheta - \frac{m_2}{2} \right) \left( j\Omega + \vartheta + \frac{m_2}{2} \right) \right]}{\left[ (j\Omega + \vartheta)^2 - \frac{m_2^2}{4} + \xi^2 \right] \left( \vartheta^2 + \xi^2 - \frac{m_2^2}{4} \right)} U_c.$$

Если усилитель должен иметь высокое входное сопротивление, то наиболее предпочтительными являются такие расстройки  $\xi$ , которые соответствуют экстремумам резонансной кривой. Для определения этих расстроек воспользуемся тем, что они обеспечивают отсутствие амплитудной модуляции первой гармоники накачки, т. е. удовлетворяют условию  $\delta A = 0$ . Подставляя сюда полученные выше выражения (7) и (8), найдем уравнение для определения искомых расстроек. Корни этого уравнения

$$\xi_1 = 0, \quad \xi_{2,3} = \pm \sqrt{\left(\vartheta - \frac{m_2}{2}\right)\left(\frac{3m_2}{2} - \vartheta\right)}. \quad (9)$$

Первый корень  $\xi = 0$  соответствует резонансу. Два других корня соответствуют максимумам двугорбой резонансной кривой при «слабом» резонансе. Они появляются при  $\frac{3m_2}{2} > \vartheta$  и сливаются вновь, когда  $\frac{m_2}{2} \rightarrow \vartheta$ , т. е. когда система приближается к порогу возбуждения на частоте первой гармоники накачки. При любой из расстроек  $\xi_1$ ,  $\xi_2$  или  $\xi_3$  сигнал модулирует колебания первой гармоники накачки только по фазовому углу, изменение которого определяется соотношением (6). Коэффициент усиления  $K$  в этом случае можно определить соотношением

$$K = k_g A_0 \frac{\delta\varphi}{u_c}, \quad (10)$$

где  $k_g A_0$  — коэффициент передачи фазового демодулятора.

Если колебательный контур усилителя настроен в резонанс на частоту накачки, т. е.  $\xi = 0$ , то расчеты по формуле (10) с использованием соотношений (5, 6, 7, 8) дают

$$K = k_g \frac{m_1}{j\Omega + \vartheta - \frac{m_2}{2}}, \quad \text{где } m_1 = \frac{\partial \xi}{\partial u_0} A_0 = \frac{\partial C_0}{\partial u_0} \frac{A_0}{2C_0}.$$

Полученное выражение для коэффициента усиления при резонансной настройке совпадает с аналогичным выражением, приведенным к работе [4]. Максимальное значение  $K_m$  коэффициент усиления принимает на частотах сигнала  $\Omega \rightarrow 0$ :

$$K_m = k_g \frac{m_1}{\vartheta - \frac{m_2}{2}}.$$

Полоса пропускания усилителя на уровне 3 дБ простирается от постоянного тока до верхней граничной частоты  $\omega_B$

$$\omega_B = \omega_H \left( \vartheta - \frac{m_2}{2} \right).$$

Произведение коэффициента усиления на полосу пропускания не зависит от степени регенерации контура и равно  $K_m \omega_B = k_g m_1$ .

Представляют интерес характеристики усилителя, которыми он обладал бы при расстройках  $\xi$ , соответствующих максимумам двугор-

бой резонансной кривой. В этом случае, определяя коэффициент усиления по формулам (5, 6, 7, 8) с учетом (9), получим

$$K = k_g \frac{m_1}{j\Omega + m_2}.$$

Отсюда следует, что максимальное значение  $K_m$  коэффициента усиления равно  $K_m = k_g \frac{m_1}{m_2}$ , а верхняя частота полосы пропускания на уровне 3 дБ определяется соотношением  $\omega_B = \omega_H m_2$ .

Приведение коэффициента усиления на полосу пропускания в этом случае такое же, как и при резонансной настройке. Ввиду того что при настройке контура на один из максимумов резонансной кривой коэффициент усиления оказывается ограниченным по величине, наибольший интерес для практики, по-видимому, представляет резонансная настройка, обеспечивающая получение сколь угодно больших коэффициентов усиления при  $m_2 \rightarrow 2\phi$ .

Важное значение для многих приложений имеют особенности переходных процессов в усилителе. Проанализируем их для случая резонансной настройки. Для этого воспользуемся уравнениями (4), полагая в них  $\psi = -\frac{\pi}{2}$ ;  $\xi = 0$ . В результате, с учетом выражений (7) будем иметь

$$\begin{aligned} \dot{u} &= -\left(\phi + \frac{m_2}{2}\right)u, \\ \dot{v} &= -\left(\phi - \frac{m_2}{2}\right)v - m_1 u_c. \end{aligned} \quad (11)$$

Предположим, что сигнал представляет собой единичную посылку  $1(t)$ . Тогда, решая уравнения (11) и принимая во внимание, что при  $\xi_0 = 0$  выходное напряжение  $u_{\text{вых}} = k_g v$ , найдем переходную характеристику модулятора

$$h(t) = \frac{m_1}{\phi - \frac{m_2}{2}} \left[ e^{-\omega_H \left(\phi - \frac{m_2}{2}\right)t} - 1 \right] 1(t).$$

### Эксперимент

Экспериментальное исследование усилителя проводилось на макете с накачкой в диапазоне радиочастот. (Частота первой гармоники накачки 1 мГц.) Схема экспериментального макета усилителя (без демодулятора) показана на рис. 2. Резонансный контур модулятора состоит из катушки индуктивности  $L_k$  и емкости запертых диодов  $D_1$  и  $D_2$  типа Д-809. Запирающее напряжение смещения подается на диоды  $D_1$  и  $D_2$  через сопротивление утечки  $R$ . Напряжение первой гармоники накачки вводится в резонансный контур от генератора  $E_1$  через катушку индуктивности  $L_1$ , индуктивно связанную с катушкой  $L_k$ . Напряжение второй гармоники накачки подается на диоды  $D_1$  и  $D_2$  от генератора  $E_2$  через среднюю точку индуктивности  $L_k$  и общий контакт диодов  $D_1$  и  $D_2$  через емкость  $C_1$ . Напряжение сигнала подавалось на диоды  $D_1$  и  $D_2$  через разделительную емкость  $C_2$ . Первая гармоника накачки получалась из второй делением в два раза. В схеме генератора накачки был предусмотрен фазовращатель, позволяющий обеспечить необходимые фазо-

вые соотношения. Напряжение первой гармоники накачки, промодулированное сигналом, снимается с резонансного контура с помощью катушки связи  $L_2$  и поступает через катодный повторитель на фазовый демодулятор, опорное напряжение для которого выводилось из генератора накачки. Элементы связи резонансного контура усилителя и фазового демодулятора уменьшали напряжение, поступающее на демодулятор примерно в два раза. Частотные характеристики усилителя, полученные экспериментально при равной нулю расстройке  $\xi$  и различных значениях коэффициента  $m_2$ , показаны на рис. 3. Произведение коэффициента

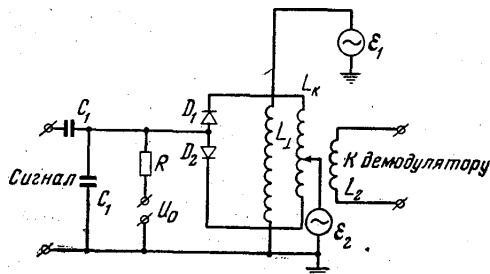


Рис. 2

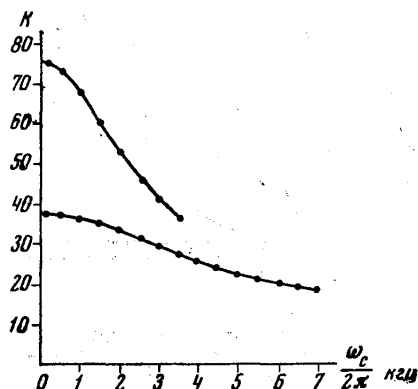


Рис. 3

усиления на полосу пропускания, определенное по этим характеристикам, составляет 140 кгц. Расчет этой величины по формуле (11) в соответствии с режимом работы диодов  $D_1$  и  $D_2$  дал значение 300 кгц. Принимая во внимание двукратное ослабление сигнала цепями связи резонансного контура с демодулятором, совпадение результатов расчета и эксперимента можно признать удовлетворительным.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Eckhardt W., Sterzer F. Proc. IRE, 50, No. 2, 148—162, 1962.
2. Белов А. А., Шарков Е. А. «Вопросы радиоэлектроники», техника телевидения, вып. 3, 14—22, 1965.
3. Карасев М. Д., Шарков Е. А. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 4, 112—113, 1966.
4. Белов А. А. «Радиотехника и электроника» (в печати).
5. Мандельштам Л. И., Папалекси Н. Д. ИЭСТ, № 3, 1—7, 1935.

Поступила в редакцию  
20.5 1968 г.

Кафедра  
физики колебаний