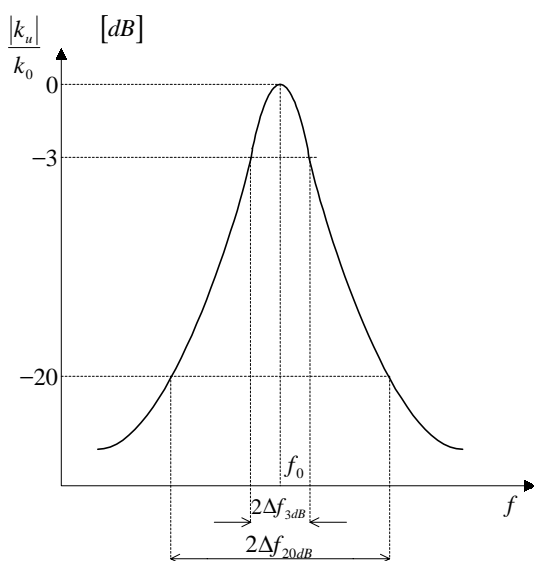


15 WZMACNIACZE SELEKTYWNE WIELKIEJ CZĘSTOTLIWOŚCI

15.1. WPROWADZENIE

Zadaniem wzmacniaczy selektywnych jest wzmocnienie sygnału w ściśle określonym paśmie częstotliwości i tłumienie go poza tym pasmem. Wzmacniacze te są stosowane głównie w radiokomunikacyjnych urządzeniach odbiorczych, np. telewizorach, odbiornikach radiowych i radarowych, systemach łączności satelitarnej itp., jak również w analogowych systemach telekomunikacyjnych. Typowy przebieg charakterystyki modułu wzmocnienia wzmacniacza selektywnego przedstawiono na rys.15.1



Rys.15.1. Charakterystyka modułu wzmocnienia wzmacniacza selektywnego

Stromość opadania charakterystyki amplitudowej jest określona przez współczynnik prostokątności

$$p = \frac{B_{3dB}}{B_{20dB}} = \frac{2\Delta f_{3dB}}{2\Delta f_{20dB}} < 1 \quad (15.1)$$

Dla idealnego wzmacniacza selektywnego $p=1$, natomiast dla układów rzeczywistych $p < 1$. Im bardziej charakterystyka amplitudowa ma kształt prostokątny, tym lepsze jest tłumienie sygnałów niepożądanych poza pasmem. *Dobroć wzmacniacza* definiuje się podobnie jak dla środkowoprzepustowych filtrów RC

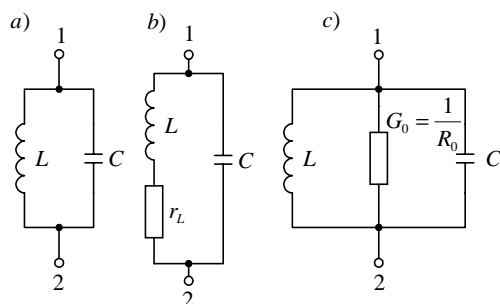
$$Q = \frac{f_0}{B_{3dB}} = \frac{f_0}{2 \Delta f_{3dB}} \quad (15.2)$$

Wzmacniacze selektywne w. cz. pracują przy dużych wzmocnieniach i wielkich częstotliwościach, co może prowadzić do wystąpienia pasożytniczych, dodatnich sprzężeń zwrotnych i niestabilności tych wzmacniaczy. Problem ten nabiera szczególnego znaczenia przy dążeniu do maksymalnego wykorzystania zdolności wzmacniających tranzystora, czyli do pracy przy dopasowaniu energetycznym. Dlatego jednym z ważniejszych etapów projektowania wzmacniaczy selektywnych w.cz. jest zapewnienie ich stabilności. Kształt charakterystyki amplitudowej wzmacniacza zależy od tego, z jakich elementów zbudowany jest jego obwód selektywny. Gdy szerokość pasma B_{3dB} jest większa niż około $0,01 f_0$, to przy częstotliwościach $f_0 < 0,5 - 1$ GHz są stosowane skupione obwody LC, zaś przy większych częstotliwościach - obwody o parametrach rozłożonych. Dużą selektywność we wzmacniaczach o stałej częstotliwości środkowej f_0 zapewniają obwody selektywne zbudowane z rezonatorów ceramicznych lub kwarcowych. We wzmacniaczach selektywnych o bardzo wąskich pasmach ($B_{3dB} \leq 0,001 f_0$) stosuje się filtry kwarcowe (przy $f_0 < 80 \text{ MHz}$) oraz filtry z falą powierzchniową (ang. *surface acoustic wave*), przy $f_0 < 1$ GHz.

15.2. OBWODY REZONANSOWE LC

15.2.1. Pojedynczy obwód rezonansowy LC

Obwód rezonansowy pełni rolę układu międzystopniowego lub układu sprzęgającego wzmacniacz z obciążeniem. Pojedynczy obwód rezonansowy składa się z indukcyjności L i pojemności C (rys.15.2a).



Rys.15.2. Modele obwodu rezonansowego LC:

- a) obwód idealny,
- b) straty skupione w gałęzi indukcyjnej
- c) przybliżony model obwodu stratnego z elementami równoległymi

Straty rzeczywistego obwodu rezonansowego wynikają głównie ze strat cewki, dlatego model stratnego obwodu rezonansowego pokazany na rysunku 15.2b najlepiej oddaje jego właściwości fizyczne.

Admitancja obwodu przedstawionego na rys.15.2b wyraża się zależnością

$$Y(j\omega) = j\omega C + \frac{1}{r_L + j\omega L} = G(\omega) + jB(\omega) \quad (15.3)$$

Część urojona admitancji dla częstotliwości rezonansowej jest równa zero, czyli $B(\omega) = 0$; stąd otrzymujemy

$$\omega_r^2 = \frac{1}{LC} \left(1 - \frac{r_L^2 C}{L} \right) = \omega_0^2 \left(1 - \frac{r_L^2}{\omega_0^2 L^2} \right) \quad (15.4)$$

$$\text{gdzie } \omega_0 = 1/\sqrt{LC} \quad (15.5)$$

jest pulsacją rezonansową bezstratnego obwodu.

Jak wynika ze wzorów (15.4 oraz 15.5) pulsacja rezonansowa obwodu stratnego jest mniejsza niż pulsacja rezonansowa obwodu bezstratnego, ponieważ przy pulsacji $\omega = \omega_0$ prąd gałęzi indukcyjnej jest mniejszy niż w gałęzi pojemnościowej. W takim przypadku równowagę energii osiąga się przy mniejszej pulsacji. Dobroć obwodu rezonansowego można wyznaczyć z zależności

$$Q_0 = \frac{|B(\omega_r)|}{G(\omega_r)} \quad (15.6)$$

przy czym $B(\omega_r)$ jest susceptancją gałęzi pojemnościowej lub indukcyjnej obwodu rezonansowego.

Stąd

$$Q_0 = \frac{\omega_r L}{r_L} = Q_L \quad (15.7)$$

Ponieważ założono, że kondensator jest bezstratny, dlatego dobroć obwodu jest równa dobroci cewki. Gdy spełniony jest warunek: $Q_L \gg 1$, to wtedy zgodnie z zależnościami (15.4) oraz (15.7) otrzymujemy

$$\omega_r^2 = \omega_0^2 \left(1 - \frac{r_L^2}{\omega_0^2 L^2} \right) \approx \omega_0^2 \left(1 - \frac{1}{Q_L^2} \right) \approx \omega_0^2 \quad (15.8)$$

W wąskim otoczeniu pulsacji ω_r gałąź L, r_L można przekształcić do postaci równoległej (rys.15.2c). Wartość równoległej konduktancji strat wyznacza się przez porównanie

$$Y_L(\omega_r) = \frac{1}{r_L + j\omega_r L} = G_0 + \frac{1}{j\omega_r L} \quad (15.9)$$

Dla $Q_L \gg 1$

$$G_0 = \frac{1}{Q_0 \omega_0 L} = \frac{\omega_0 C}{Q_0} = \frac{1}{r_L Q_0^2} = \frac{r_L}{\omega_0^2 L^2} = \omega_0^2 C^2 r_L = \frac{r_L C}{L} \quad (15.10)$$

$$Q_0 \approx \frac{\omega_0 L}{r_L} = \frac{1}{r_L \omega_0 C} = \frac{\sqrt{L/C}}{r_L} = \frac{\omega_0 C}{G_0} = \frac{1}{G_0 \omega_0 L} = \frac{\sqrt{C/L}}{G_0} \quad (15.11)$$

Wykorzystując zależności (15.8) oraz (15.11) możemy wyznaczyć admitancję obwodu równoległego

$$\begin{aligned} Y(j\omega) &= G_0 + j\omega C + \frac{1}{j\omega L} = G_0 \left[1 + j \frac{1}{G_0} \sqrt{\frac{C}{L}} \left(\omega \sqrt{LC} - \frac{1}{\omega \sqrt{LC}} \right) \right] = \\ &= G_0 \left[1 + j Q_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \right] = G_0 (1 + j Q_0 v) \end{aligned} \quad (15.12)$$

gdzie:

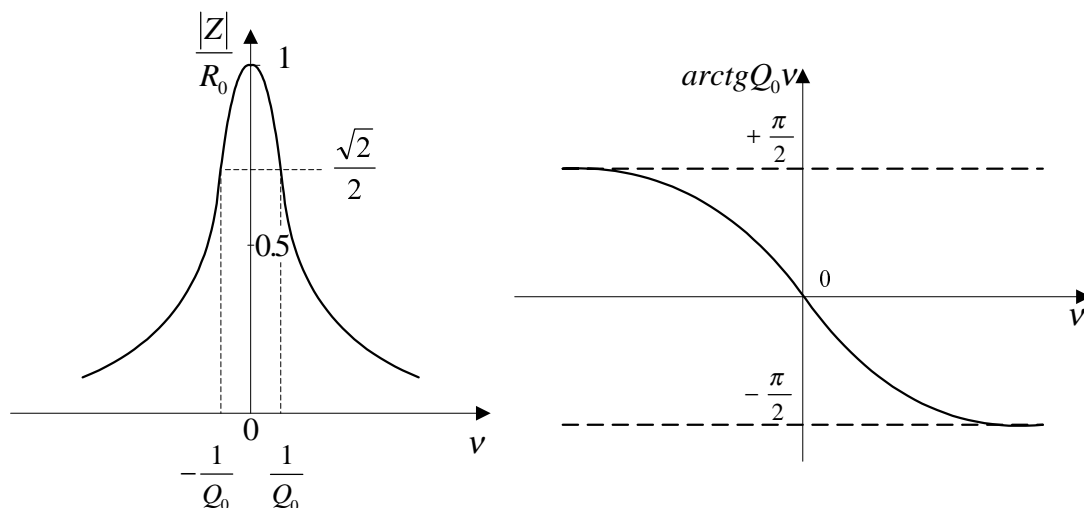
$$v = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \quad (15.13)$$

jest *znormalizowanym odstrojeniem*.

Interesujące są charakterystyki częstotliwościowe impedancji obwodu rezonansowego z równoległym włączeniem strat. Wykorzystując zależność (15.12) oraz (15.13) otrzymujemy

$$\begin{aligned} Z(j\omega) &= \frac{1}{Y(j\omega)} = \frac{1}{G_0 (1 + j Q_0 v)} = \frac{R_0}{1 + j Q_0 \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)} = \\ &= \frac{j \frac{\omega}{\omega_0} \frac{R_0}{Q_0}}{1 + j \frac{\omega}{\omega_0} \frac{1}{Q_0} + \left(\frac{j \omega}{\omega_0} \right)^2} = \frac{R_0}{\sqrt{1 + Q_0^2 v^2}} \exp(-j \arctan Q_0 v) \end{aligned} \quad (15.14)$$

Impedancja $Z(j\omega)$ jest funkcją jednobiegunową względem znormalizowanego odstrojenia v , zaś funkcją dwubiegunową względem zmiennej $j\omega$. Dla $Q > 0,5$ bieguny są zespolone sprzężone. Wykres charakterystyk częstotliwościowych impedancji Z jest pokazany na rys.15.3.



Rys.15.3. Charakterystyki częstotliwościowe obwodu rezonansowego

Moduł impedancji Z maleje o 3 dB względem wartości $R_0 = 1/G_0$ przy odstrojeniu $v = \pm 1/Q_0$, co zgodnie z zależnością (15.13) odpowiada pulsacjom

$$\omega_1 = \omega_0 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{4Q_0^2}} - \frac{1}{2Q_0} \right) \approx \omega_0 \left(1 - \frac{1}{2Q_0} \right) \quad (15.15a)$$

$$\omega_2 = \omega_0 \left(\sqrt{1 + \frac{1}{4Q_0^2}} + \frac{1}{2Q_0} \right) \approx \omega_0 \left(1 + \frac{1}{2Q_0} \right) \quad (15.15b)$$

Trzydecybelowe pasmo przebiegu $|Z|$ wyznaczone na podstawie przybliżonych wartości ω_1 oraz ω_2 (dla dużych wartości Q_0) wynosi

$$B_{0.3dB} = f_2 - f_1 = \frac{f_0}{Q_0} \quad (15.16)$$

Znormalizowane odstrojenie v można wyrazić przybliżoną zależnością

$$v = \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega \omega_0} = \frac{(\omega + \omega_0)(\omega - \omega_0)}{\omega \omega_0} \approx \frac{2 \Delta \omega}{\omega_0} = \frac{2 \Delta f}{f_0} \quad (15.17)$$

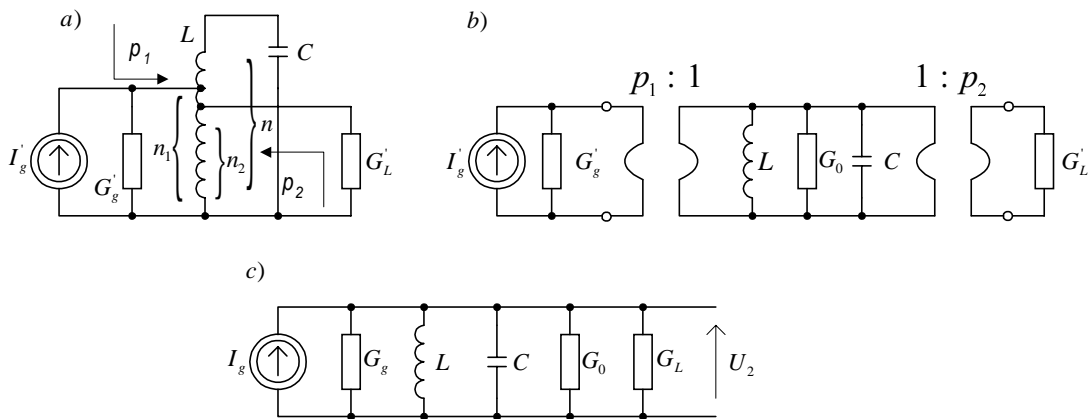
Współczynnik prostokątności prostego obwodu rezonansowego ma niewielką wartość i wynosi $p \approx 0,1$.

Zazwyczaj obwód rezonansowy włączony jest w konfiguracji czwórnikowej pomiędzy źródło i odbiornik sygnału, co powoduje zmniejszenie wypadkowej dobroci obwodu i zwiększenie szerokości pasma (czyli zmniejszenie selektywności obwodu). Aby temu zapobiec

stosuje się w obwodzie odpowiednie transformacje admitancji źródła i obciążenia (rys.15.4), co pozwala na regulację szerokości pasma, maksymalizację transmisji mocy oraz wybór optymalnej indukcyjności przy której dobroć cewki jest największa.

W obwodzie na rysunku 15.4a zastosowano autotransformatorowe sprzężenie źródła i obciążenia, w którym zgodnie z oznaczeniami na rysunku i przy pełnym sprzężeniu między uzwojeniami transformatora przekładnie p_1 i p_2 wynoszą odpowiednio

$$p_1 = \frac{n_1}{n} \quad \text{oraz} \quad p_2 = \frac{n_2}{n} \quad (15.18)$$



Rys.15.4. Obwód rezonansowy z transformacją admitancji źródła i obciążenia (a), jego schematy zastępcze (b,c)

Parametry schematu zastępczego pokazanego na rys.15.4c są opisane przez następujące zależności

$$I_g = p_1 I'_g, \quad G_g = p_1^2 G'_g, \quad G_L = p_2^2 G'_L, \quad G_0 = \frac{\omega_0 C}{Q_0} \quad (15.19)$$

Dobroć obwodu rezonansowego obciążonego konduktancjami G_g oraz G_L , zgodnie z zależnością (15.11), może być przedstawiona zależnością

$$Q = \frac{\omega_0 C}{G_0 + G_g + G_L} = \frac{1}{\omega_0 L (G_0 + G_g + G_L)} \quad (15.20)$$

Ponieważ $Q < Q_0$, to pasmo obwodu rezonansowego jest szersze, które zgodnie z zależnością (15.16) wynosi

$$B_{L3dB} = \frac{f_0}{Q} = B_{03dB} \frac{G_0 + G_g + G_L}{G_0} \quad (15.21)$$

Sprawnością energetyczną obwodu z rys.15.4 nazywa się stosunek mocy sygnału w układzie z obciążeniem do mocy

dysponowanej źródła (tj. przy $G_g = G_{in}$) przy częstotliwości rezonansowej.

$$\eta = \frac{P_L}{P_{g\,dysp}} = \frac{4G_g G_L}{(G_0 + G_g + G_L)^2} = \frac{4G_g G_L}{(G_g + G_L)^2} \left(1 - \frac{Q}{Q_0}\right)^2 \quad (15.22)$$

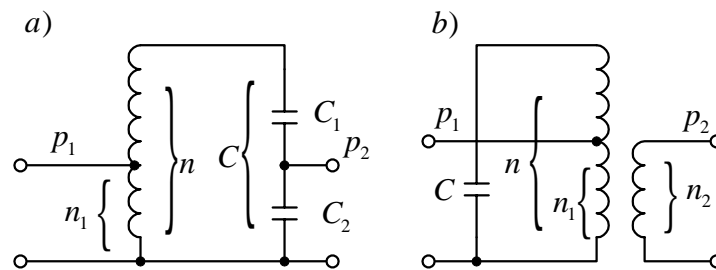
Sprawność jest największa, gdy $G_g = G_L$, tj. przy dopasowaniu obciążenia do źródła sygnału, gdy

$$p_1^2 G_g' = p_2^2 G_L' \quad (15.23)$$

i wynosi

$$\eta_{\max} = \left(1 - \frac{Q}{Q_0}\right)^2 \quad (15.24)$$

Przekładnie p_1 i p_2 dobiera się tak, aby uzyskać założoną dobroć obwodu. Dopasowanie obciążenia do źródła sygnału można również uzyskać stosując inne układy sprzęgające, przykładowo jak na rys.15.5.



Rys.15.5. Układy sprzęgające: a) autotransformatorowo-pojemnościowe, b) autotransformatorowo-transformatorowe

Przekładnie p_1 i p_2 w obwodzie pokazanym na rys.15.5a wynoszą

$$p_1 = \frac{n_1}{n}; \quad p_2 = \frac{C}{C_2} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \quad (15.25a)$$

oraz w obwodzie na rys.15.5b

$$p_1 = \frac{n_1}{n}; \quad p_2 = \frac{n_2}{n} \quad (15.25b)$$

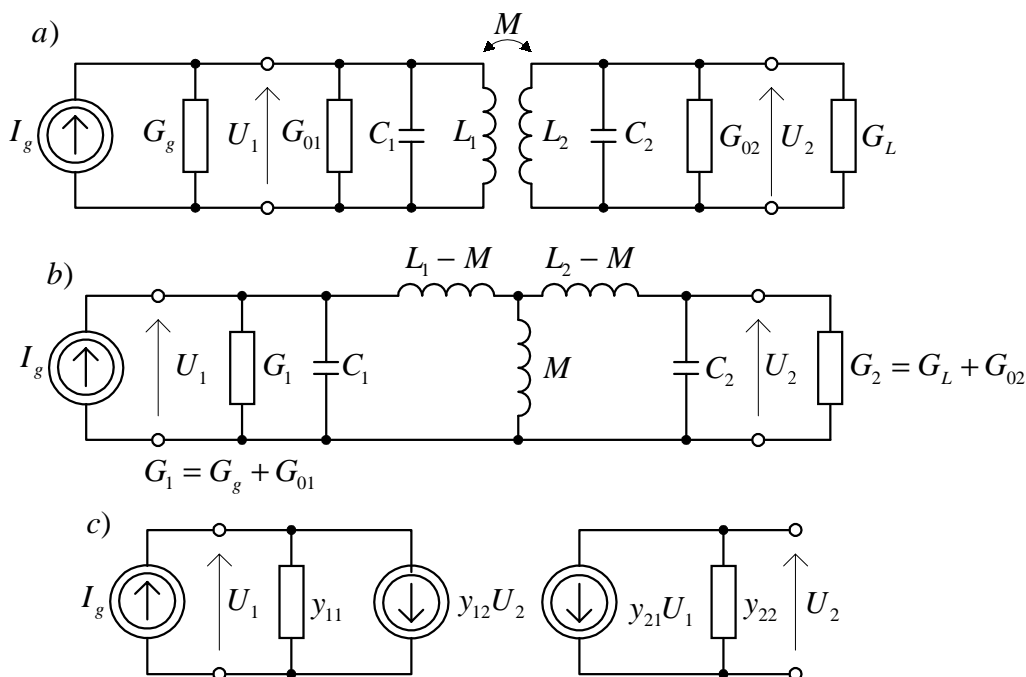
15.2.2. Obwody rezonansowe sprzężone

Mała wartość współczynnika prostokątności pojedynczego obwodu rezonansowego jest powodem małej przydatności tego obwodu we wzmacniaczach selektywnych. Charakterystykę bliższą prostokątnej

można uzyskać w obwodach rezonansowych sprzężonych, przy czym sprzężenie może być realizowane różnymi metodami. Przykładowo na rys.15.6 przedstawiono parę obwodów rezonansowych sprzężonych za pomocą indukcyjności wzajemnej M oraz ich schematy zastępcze. Indukcyjność wzajemna M jest określona zależnością

$$M = \kappa \sqrt{L_1 L_2} \quad (15.26)$$

W powyższej zależności κ jest współczynnikiem sprzężenia.



Rys.15.6. Para obwodów rezonansowych sprzężonych indukcyjnie (a) oraz ich schematy zastępcze (b, c)

Właściwości transmisyjne obwodów sprzężonych mogą być wyprowadzone w prosty sposób, znajdując parametry macierzy y schematu zastępczego pokazanego na rys.15.6b [18].

$$\left. \begin{aligned} y_{11} &= G_1 + j\omega C_1 + \frac{1}{j\omega L_{11}} = G_1(1 + jQ_1 v_1) \\ y_{22} &= G_2 + j\omega C_2 + \frac{1}{j\omega L_{22}} = G_2(1 + jQ_2 v_2) \end{aligned} \right\} \quad (15.27)$$

$$y_{12} = y_{21} = -\frac{1}{j\omega L_{11}} \frac{M}{L_2} = \frac{-\kappa^2}{j\omega M(1 - \kappa^2)} \quad (15.28)$$

gdzie:

$$\left. \begin{aligned} L_{11} &= L_1 - M + \frac{M(L_2 - M)}{(L_2 - M) + M} = L_1 - \frac{M^2}{L_2} = L_1(1 - \kappa^2) \\ L_{22} &= L_2 - M + \frac{M(L_1 - M)}{(L_1 - M) + M} = L_2 - \frac{M^2}{L_1} = L_2(1 - \kappa^2) \end{aligned} \right\} \quad (15.29)$$

Parametry obwodów rezonansowych określają zależności

$$\left. \begin{aligned} Q_{01} &= \frac{\omega_{01} C_1}{G_{01}} & Q_1 &= \frac{\omega_{01} C_1}{G_{01} + G_g} \\ Q_{02} &= \frac{\omega_{02} C_2}{G_{02}} & Q_2 &= \frac{\omega_{02} C_2}{G_{02} + G_L} \\ \omega_{01} &= \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} & \omega_{02} &= \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \end{aligned} \right\} \quad (15.30)$$

Jak wynika bezpośrednio z zależności (15.27) oraz (15.29) *pulsacje rezonansowe* każdego z obwodów, przy zwarcie drugiego obwodu, są równe

$$\left. \begin{aligned} \omega_{r1}^2 &= \frac{1}{L_{11} C_1} = \frac{1}{L_1 C_1 (1 - \kappa^2)} \\ \omega_{r2}^2 &= \frac{1}{L_{22} C_2} = \frac{1}{L_2 C_2 (1 - \kappa^2)} \end{aligned} \right\} \quad (15.31)$$

natomiast znormalizowane odstrojenie obwodów określają zależności

$$v_1 = \frac{\omega}{\omega_{r1}} - \frac{\omega_{r1}}{\omega} \quad \text{oraz} \quad v_2 = \frac{\omega}{\omega_{r2}} - \frac{\omega_{r2}}{\omega} \quad (15.32)$$

Charakterystykę częstotliwościową obwodu możemy wyznaczyć na podstawie analizy transimpedancji $Z_t(j\omega) = U_2 / I_g$ oraz skutecznego wzmocnienia mocy (sprawności)

$$k_{ps}(\omega) = 4 G_g G_L |Z_t(j\omega)|^2 = \eta(\omega) \quad (15.33)$$

Transimpedancja wyznaczona na podstawie schematu zastępczego z rysunku 15.6c oraz przy wykorzystaniu zależności (15.27) i (15.28) wynosi

$$Z_t(j\omega) = \frac{j\omega\kappa\sqrt{L_1 L_2}}{\frac{\omega}{\omega_{r1}} \frac{1}{Q_1} (1 + jQ_1 v_1) - \frac{\omega}{\omega_{r2}} \frac{1}{Q_2} (1 + jQ_2 v_2) + \frac{\kappa^2}{1 - \kappa^2}} \quad (15.34)$$

Obwody rezonansowe są najczęściej nastrojone na tę samą częstotliwość, czyli $\omega_{r1} = \omega_{r2} = \omega_r$ i dla tej częstotliwości transimpedancja $Z_t(j\omega_r)$ wynosi

$$Z_t(j\omega_r) = \frac{j\omega_r \kappa \sqrt{L_1 L_2}}{\frac{1}{Q_1 Q_2} + \frac{\kappa^2}{1 - \kappa^2}} \quad (15.35)$$

Moduł transimpedancji $|Z_t(j\omega_r)|$ osiąga wartość maksymalną przy tzw. *sprężeniu krytycznym* κ_{kr} , kiedy to występuje również największa sprawność transmisji mocy przez obwody. Przy realizacji wąskopasmowych wzmacniaczy selektywnych stosuje się obwody rezonansowe sprzężone, których $Q_1 Q_2 \gg 1$ oraz $\kappa^2 \ll 1$.

W tym przypadku

$$\kappa^2 = \kappa_{kr}^2 \approx \frac{1}{Q_1 Q_2} \quad (15.36)$$

oraz

$$\eta_{max}(\omega_r, \kappa_{kr}) = \frac{G_g}{G_g + G_{01}} \frac{G_L}{G_L + G_{02}} = \left(1 - \frac{Q_1}{Q_{01}}\right) \left(1 - \frac{Q_2}{Q_{02}}\right) \quad (15.37)$$

Sprawność obwodu dla innej częstotliwości niż rezonansowa można wyznaczyć, podstawiając zależność (15.34) do (15.33)

$$\eta(\omega) = \frac{4 \kappa^2 \eta_{max} (1 / Q_1 Q_2)}{\left(\kappa^2 + \frac{1}{Q_1 Q_2}\right)^2 + v^2 \left[\left(\frac{1}{Q_1^2} + \frac{1}{Q_2^2}\right)^2 - 2 \kappa^2 - \frac{2}{Q_1 Q_2}\right] + v^4} \quad (15.38)$$

gdzie η_{max} jest określone zależnością (13.37).

Przy sprzężeniu nieco silniejszym od krytycznego, przy tzw. *sprężeniu optymalnym* ($\kappa_{opt} > \kappa_{kr}$)

$$\kappa^2 = \kappa_{opt}^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{Q_1^2} + \frac{1}{Q_2^2} \right) \quad (15.39)$$

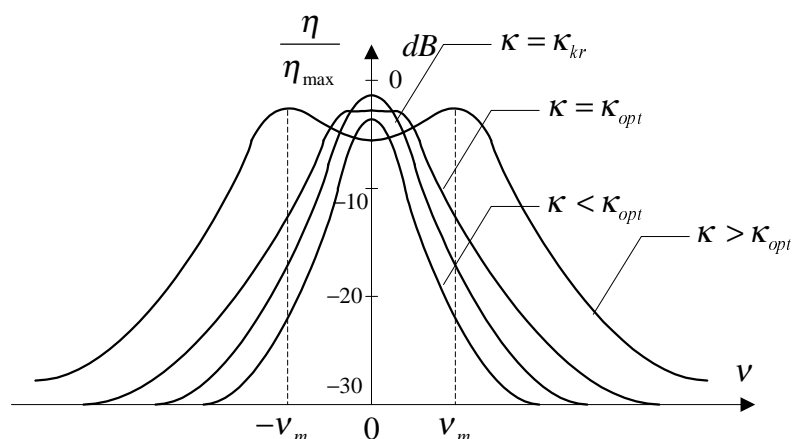
uzyskuje się charakterystykę maksymalnie płaską, przy nieco mniejszej sprawności niż przy sprzężeniu krytycznym ($\eta(\kappa_{kr}) > \eta(\kappa_{opt})$).

Przy równych dobrociach obwodów obciążonych

$$(Q_1 = Q_2 = Q), \quad \kappa_{kr} = \kappa_{opt} = 1 / Q.$$

Dla sprzężeń większych, niż optymalne ($\kappa > \kappa_{opt}$) charakterystyka amplitudowa posiada dwa maksima występujące przy odstrojeniach

$$v = v_m = \pm \sqrt{\kappa^2 - \kappa_{opt}^2} \quad (15.40)$$

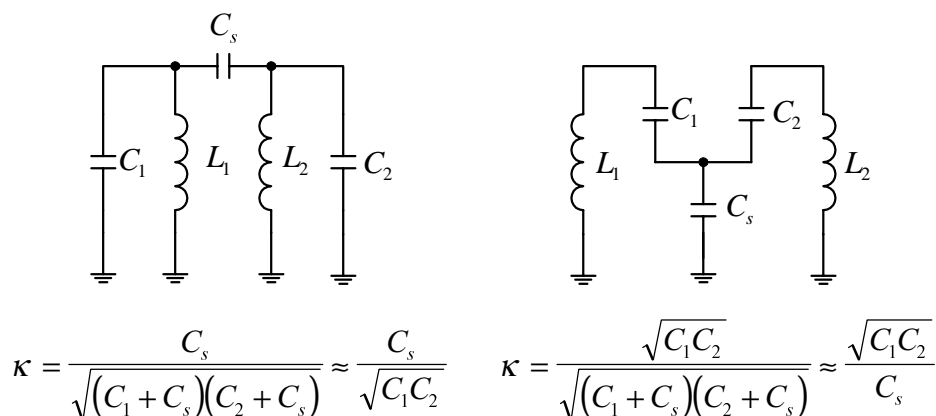


Rys.15.7. Charakterystyki amplitudowe obwodów sprzężonych

Na rys.15.7 przedstawiono charakterystyki amplitudowe sprawności obwodów sprzężonych odpowiadające różnym wartościom współczynnika sprzężenia κ .

Jak widać przez odpowiedni dobór tego współczynnika można wpływać na kształt charakterystyki amplitudowej w pobliżu częstotliwości rezonansowej, jak również na sprawność obwodu. W opisanym przypadku większy jest również współczynnik prostokątności, niż dla pojedynczego obwodu rezonansowego. Dla $\kappa_{kr} = \kappa_{opt}$ współczynnik ten wynosi $p \approx 0,32$.

Omówione wyżej sprzężenie indukcyjne dwóch obwodów rezonansowych jest tylko jednym z wielu możliwych rozwiązań, spośród których dwa o sprzężeniu pojemnościowym są przedstawione na rys.15.8.



Rys.15.8. Przykłady realizacji sprzężenia dwóch obwodów rezonansowych

Dla poprawy selektywności filtra LC i w celu uzyskania większego współczynnika prostokątności charakterystyki amplitudowej

można stosować więcej niż dwa sprzężone obwody rezonansowe. Przy wykorzystywaniu tej metody stosunkowo łatwo można realizować filtry szerokopasmowe o szerokości pasma $B > (0,1 - 0,2)f_0$, uzyskując charakterystyki amplitudowe zbliżone do idealnych. W filtrach wąskopasmowych metoda ta jest mniej efektywna, wskutek ograniczonej dobroci obwodów. Wraz ze zwiększeniem ich liczby rosną straty mocy w obwodach i nie ma wyraźnej poprawy kształtu charakterystyki amplitudowej filtru.

15.3. FILTRY PIEZOELEKTRYCZNE

15.3.1. Rodzaje filtrów piezoelektrycznych

Wzmacniacze selektywne w. cz. z obwodami rezonansowymi LC posiadają wiele wad, spośród których najważniejszymi są:

- stosowanie cewki indukcyjnej o dużych wymiarach i wymagającej strojenia, a przez to nie nadającej się do scalenia i bardziej zawodnej,
- w celu uzyskania dużej prostokątności charakterystyki amplitudowej trzeba stosować wieloobwodowe układy rezonansowe sprzężone, trudne do wykonania i strojenia oraz kosztowne.

Łatwiejsze i tańsze uzyskanie obwodów selektywnych możliwe jest przy zastosowaniu filtrów piezoelektrycznych. Ze względu na rodzaj wykorzystywanych drgań elementów piezoelektrycznych filtry piezoelektryczne możemy podzielić na dwie grupy:

- filtry wykorzystujące rezonatory piezoelektryczne z drganiami objętościowymi,
- filtry z akustycznymi falami powierzchniowymi.

Innym kryterium podziału filtrów piezoelektrycznych może być rodzaj użytego materiału piezoelektrycznego. Obecnie w filtrach tych jako materiału piezoelektrycznego używa się głównie kryształu kwarcu i ceramiki o własnościach piezoelektrycznych. Przykładem powszechnego stosowania monolitycznych filtrów ceramicznych mogą być wzmacniacze pośredniej częstotliwości fonii odbiorników radiowych i telewizyjnych.

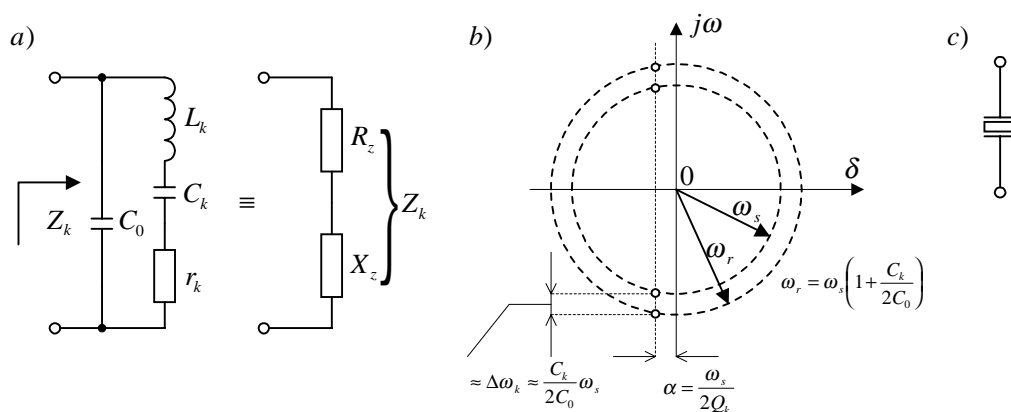
W filtrach z akustycznymi falami powierzchniowymi jako materiał na podłoża wykorzystuje się głównie kryształy kwarcu, niobianu litu i tantalenu litu oraz ceramikę piezoelektryczną. Filtry te są obecnie stosowane głównie w radiolokacji, urządzeniach kosmicznych oraz odbiornikach telewizyjnych. Przykładem powszechnego stosowania pasmowych filtrów transwersalnych z akustycznymi falami

powierzchniowymi są wzmacniacze pośredniej częstotliwości wizji odbiorników telewizyjnych.

15.3.2. Filtry kwarcowe

Rezonatorem kwarcowym nazywamy przetwornik elektromechaniczny składający się z wibratora kwarcowego i obudowy, chroniącej wibrator przed wpływami zewnętrznymi.

Element kwarcowy jest wycięty z monokryształu kwarcu, najczęściej w postaci prostokątnych lub okrągłych, płaskich lub soczewkowatych płytek, o określonych rozmiarach i orientacji względem osi krystalograficznych. Na element kwarcowy napyla się elektrody z cienkich warstw metalicznych (złoto, srebro, aluminium) o ściśle określonym kształcie i grubości. Jeżeli do elektrod rezonatora przyłożymy sinusoidalne napięcie zmienne, to w elemencie piezoelektrycznym (kwarcowym) wytworzy się tak samo zmienne pole elektryczne. W wyniku odwrotnego zjawiska piezoelektrycznego wibrator zacznie drgać, co z kolei spowoduje pojawienie się na jego powierzchniach zmiennych ładunków elektrycznych (w wyniku prostego zjawiska piezoelektrycznego), a więc i prądu w obwodzie zewnętrznym rezonatora. Elektryczne właściwości rezonatora kwarcowego, dla częstotliwości bliskich częstotliwości drgań, mogą być przedstawione za pomocą modelu zastępczego (rys.15.9).



Rys.15.9. Rezonator kwarcowy: a) liniowy model zastępczy, b) położenie zer i biegunów impedancji $Z_k(s)$, c) symbol graficzny

Parametry L_k, C_k, r_k odpowiadają parametrom mechanicznym wibratora, tj. L_k - masie elementu kwarcowego, C_k - jego podatności oraz r_k - oporności mechanicznej strat. Parametry te są nazywane parametrami dynamicznymi.

Parametr C_0 jest pojemnością statyczną kondensatora utworzonego z elektrod między którymi znajduje się rezonator kwarcowy.

Impedancja rezonatora kwarcowego z rys.15.9 jest określona wzorem

$$Z_k(s) = \frac{s^2 + \frac{\omega_s}{Q_k} + \omega_s^2}{sC_0 \left[s^2 + \frac{\omega_s}{Q_k} s + \left(1 + \frac{C_k}{C_0} \right) \omega_s^2 \right]} \quad (15.41)$$

gdzie:

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{L_k C_k}} \quad \text{pulsacja rezonansu szeregowego, zachodzącego}$$

w gałęzi L_k, C_k, r_k

$$Q_k = \frac{\omega_s L_k}{r_k} \quad \text{- dobroć rezonatora.}$$

Charakterystycznym parametrem rezonatora kwarcowego jest także pulsacja ω_r , która odpowiada rezonansowi równoległemu w obwodzie L_k, C_0

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{L_k \frac{C_k C_0}{C_k + C_0}}} = \omega_s \sqrt{1 + \frac{C_k}{C_0}} \approx \omega_s \left(1 + \frac{C_k}{2 C_0} \right) \quad (15.42)$$

Ponadto definiuje się przedział pulsacji $\Delta\omega_k$, nazywany również względnym odstępem rezonansowym

$$\Delta\omega_k = \frac{\omega_r - \omega_s}{\omega_s} = \left[\sqrt{1 + \frac{C_k}{C_0}} - 1 \right] \approx \frac{C_k}{2 C_0} \quad (15.43)$$

Wartości przybliżone w równ. (15.42) i (15.43) wynikają ze spełnienia nierówności: $C_k \ll C_0$.

Rezonator kwarcowy, w porównaniu z konwencjonalnymi obwodami rezonansowymi, charakteryzuje się wyjątkowo dużą dobrocią, zawierającą się w zakresie od kilkudziesięciu tysięcy do kilku milionów (maksymalnie dla $f_s \approx (1-5)$ MHz). Jest to wynikiem dużej wartości stosunku L_k / C_k , przy stosunkowo małej rezystancji strat r_k . Wartości elementów układu zastępczego, w zależności od wykonania rezonatora, mogą się zmieniać w bardzo szerokich przedziałach, w przypadku indukcyjności L_k (od ok. 0,1 H do ok. 200 H), pojemności C_k (od kilku setnych do kilku dziesiątek pF), rezystancji strat r_k (do setek Ω). Dodatkową charakterystyczną cechą rezonatora kwarcowego

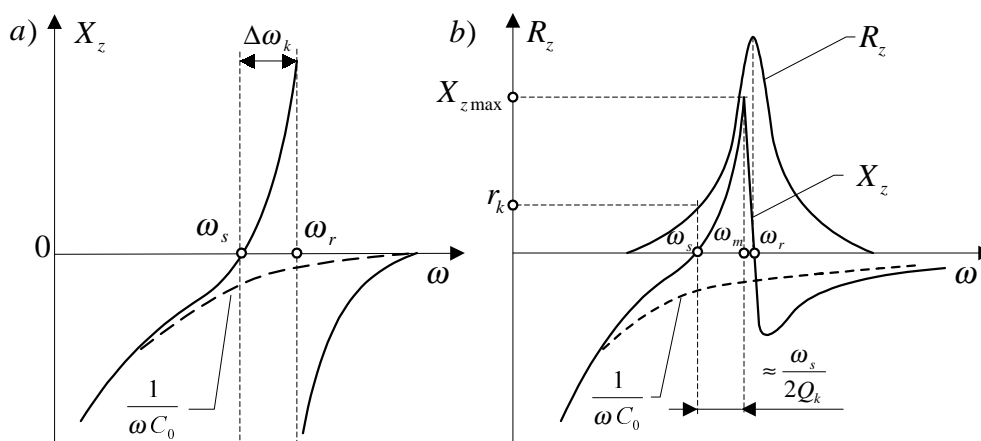
jest jego bardzo mały względny odstęp rezonansowy, co jest wynikiem bardzo małych wartości stosunku C_k / C_0 . Wartości liczbowe względnego odstęp rezonansowego zawierają się w przedziale

$$\frac{\Delta f_k}{f_k} \approx 10^{-5} - 10^{-3}$$

Z uwagi na dużą dobroć rezonatora kwarcowego możemy w pierwszym przybliżeniu zaniedbać jego straty ($r_k = 0$) i wtedy

$$Z_k(\omega) = j X_z(\omega) = j \frac{\omega^2 - \omega_s^2}{\omega C_0 (\omega_r^2 - \omega^2)} \quad (15.44)$$

Przebieg reaktancji $X_z(\omega)$ bezstratnego rezonatora kwarcowego jest pokazany na rysunku 15.10a.



Rys.15.10. Charakterystyki częstotliwościowe rezonatora kwarcowego:

a) przy pominięciu strat, b) z uwzględnieniem strat

Jak widać z rysunku, w przedziale $\omega_s - \omega_r$ reaktancja ma charakter indukcyjny, zaś poza tym przedziałem - charakter pojemnościowy. W przedziale $\omega_s - \omega_r$ zastępcza indukcyjność L_z rezonatora wyraża się zależnością

$$L_z(\omega) = \frac{X_z(\omega)}{\omega} \approx 2 L_k \frac{\omega - \omega_s}{\omega_s} \quad (15.45)$$

Z zależności (15.45) wynika, że zastępcza indukcyjność rezonatora bardzo szybko rośnie ze wzrostem częstotliwości. Dlatego rezonator kwarcowy, użyty jako element indukcyjny obwodu drgającego, ma bardzo dobre właściwości stabilizacyjne. Zmiany indukcyjności lub pojemności pozostałej części obwodu są wyrównywane odpowiednimi zmianami zastępczej indukcyjności rezonatora, przy niewielkiej zmianie częstotliwości.

Impedancja stratnego rezonatora kwarcowego może być wyrażona

zależnością

$$Z_k(\omega) = R_z(\omega) + j X_z(\omega) \quad (15.46)$$

Przebiegi zastępczej rezystancji $R_z(\omega)$ i reaktancji $X_z(\omega)$ stratnego rezonatora są pokazane na rysunku 15.10b.

Dla pulsacji ω_s impedancja ta wynosi

$$Z_k(\omega_s) \approx r_k \quad (15.47)$$

Maksymalna wartość reaktancji $X_{z\max}$ występuje przy pulsacji

$$\omega_m \approx \omega_r - \frac{\omega_s}{2 Q_k} \quad (15.48)$$

i wynosi

$$X_{z\max} \approx \frac{1}{2} Q_k \left(\frac{C_k}{C_0} \right)^2 \omega_m L_k \quad (15.49)$$

Jak widać z powyższych zależności, w przedziale częstotliwości $\omega_s - \omega_m$ nieco węższym niż odstęp rezonansowy, zastępcza indukcyjność szybko rośnie ze wzrostem częstotliwości.

Wśród piezoelektrycznych kryształów kwarc wyróżnia się bardzo dobrą temperaturową stabilnością częstotliwości drgań własnych. W praktyce, stabilność temperaturową szacuje się za pomocą średniego temperaturowego współczynnika częstotliwości TWC_z w określonym przedziale temperatur $T_1 - T_2$

$$TWC_z = \frac{f_{\max} - f_{\min}}{T_2 - T_1} \quad (15.50)$$

W powyższej zależności f_{\max} i f_{\min} oznaczają ekstremalne wartości częstotliwości rezonatora w przedziale $T_1 - T_2$.

Synteza dyskretnego filtra kwarcowego, o wymaganej charakterystyce tłumienia, polega na zaprojektowaniu odpowiedniej struktury (drabinkowej, mostkowej lub innej) złożonej z rezonatorów kwarcowych, sprzężonych ze sobą za pomocą kondensatorów i cewek indukcyjnych. Znacznie lepszym rozwiązaniem, stosowanym w syntezie monolitycznych filtrów kwarcowych, jest użycie odpowiednio skonstruowanych rezonatorów kwarcowych, w których występuje zjawisko pułapkowania energii drgań akustycznych w międzyelektrodowych obszarach płytki. Rezonatory z pułapkowaniem energii wyróżniają się następującymi zaletami:

- lepszym tłumieniem bliskich rezonansów pasożytniczych,
- możliwością rozmieszczenia na jednej płytce kwarcowej większej ilości rezonatorów wzajemnie niesprzężonych lub sprzężonych,
- jednakowym współczynnikiem TWC_z wszystkich rezonatorów,

– możliwością integracji układu.

Zjawisko pułapkowania energii drgań akustycznych polega na koncentracji w podelektrodowej części płytki rezonatora dużej części wzbudzonych drgań (w tej części płytki powstają nietłumione drgania fali stojącej w przedziale pulsacji $\omega_e < \omega < \omega_s$, gdzie ω_s jest pulsacją rezonansową jednorodnej płytki nieograniczonej, zaś ω_e - pulsacją graniczną dla części płytki pokrytej elektrodami).

Wprowadzenie sprzężeń akustycznych pomiędzy odpowiednio zbliżonymi rezonatorami (w miejsce tradycyjnych, elektrycznych podzespołów sprzęgających) pozwala na rozmieszczenie rezonatorów na jednej płytce kwarcowej bez ich wzajemnej izolacji, co z kolei pozwala na zwiększenie stopnia integracji, miniaturyzacji i niezawodności filtrów.

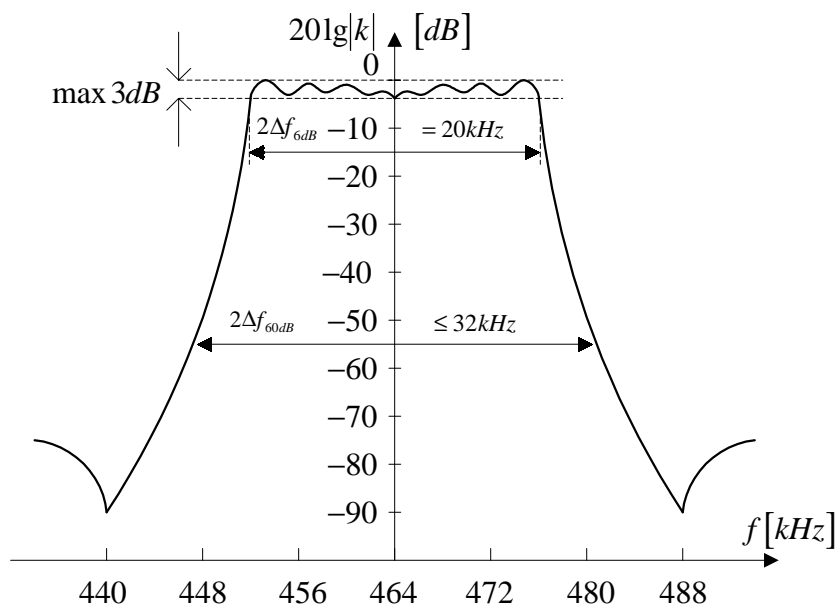
15.3.3. Filtry ceramiczne

Duża grupa ferroelektrycznych materiałów ceramicznych wykazuje właściwości piezoelektryczne. Spośród nich do realizacji rezonatorów i filtrów ceramicznych najczęściej używa się cyrkonianu ołowiu (PbZrO_3) lub tytanianu ołowiu (PbTiO_3).

Wystąpienie efektu piezoelektrycznego w polikrystalicznym materiale ceramicznym jest możliwe po wcześniejszym poddaniu go procesowi polaryzacji w silnym polu elektrycznym (w granicach 1 – 5 kV/mm). Trwale spolaryzowany ferroelektryk ceramiczny wykazuje liniową zależność zmian jego rozmiarów od wielkości pola elektrycznego.

Formy geometryczne rezonatorów ceramicznych, podobnie jak rodzaje wzbudzonych drgań, mogą być bardzo różne. Elektryczne właściwości rezonatora ceramicznego dla niewielkich odstrojeń od częstotliwości rezonansowej mogą być w przybliżeniu przedstawione za pomocą modelu zastępczego, przedstawionego na rys.15.9, tj. identycznego z modelem elektrycznym rezonatora kwarcowego.

Syntezę filtrów ceramicznych przeprowadza się w analogiczny sposób, jak filtrów kwarcowych. Przykładowo, ceramiczne rezonatory z drganiami radialnymi o współczynniku sprzężenia k_p zawartym w granicach (0,2 – 0,6) są najczęściej wykorzystywane w pasmowych filtrach drabinkowych częstotliwości pośredniej 455 kHz, 465 kHz lub 500 kHz. Charakterystykę częstotliwościową takiego filtru przedstawiono na rys.15.11.



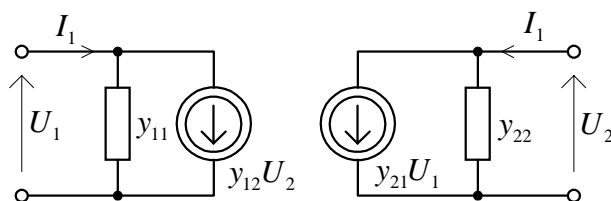
Rys.15.11. Charakterystyka częstotliwościowa filtru ceramicznego 465 kHz o paśmie $2\Delta f_{6dB} = 20\text{kHz}$

Monolityczne filtry ceramiczne z wykorzystaniem zjawiska pułapkowania energii drgań akustycznych są najczęściej stosowane w zakresie częstotliwości środkowych wynoszących 4 – 11 MHz. Przykładem mogą być bardzo popularne filtry ceramiczne o częstotliwościach środkowych 6,5 MHz i 10,7 MHz, stosowanych odpowiednio w torach częstotliwości różnicowej fonii odbiorników telewizyjnych i w torach częstotliwości pośredniej odbiorników radiowych FM. Filtry te realizowane są jako 4-obwodowe, dwuogniowe z naciętą szczeliną, ograniczającą bezpośrednio przenikanie energii pomiędzy najbliższej położonymi rezonatorami obu ogniw (co umożliwia zmniejszenie rozmiarów liniowych płytki ceramicznej).

15.4. PRZYKŁADY ANALIZY JEDNOSTOPNIOWYCH WZMACNIACZY REZONANSOWYCH LC

Analiza wzmacniaczy rezonansowych LC nie może być przeprowadzana w oparciu o schematy zastępcze zunilatoryzowane zgodnie z zasadą Millera, ponieważ aproksymacja taka wnosi zbyt duże błędy przy jej stosowaniu w analizie układów wąskopasmowych. Najczęściej stosuje się czwórnikowe schematy zastępcze tranzystorów z parametrami y (rys.15.12). W schematach tych oddziaływanie wsteczne obwodu wyjściowego tranzystora na obwód wejściowy reprezentuje źródło prądowe $y_{12}U_2$. Wszystkie elementy macierzy y

czwórnika są wielkościami zespolonymi i można je wyznaczyć zgodnie z ich definicjami ze schematu zastępczego hybryd π , lub (dla tranzystorów dyskretnych) zmierzyć za pomocą wyspecjalizowanych mierników.



Rys.15.12. Czwórnikowy schemat zastępczy tranzystora z parametrami y

Dla niewielkich odstrojeń, zgodnie z zależnością (15.12), admitancja równoległego obwodu rezonansowego dołączonego do wyjścia tranzystora składa się z części rzeczywistej i urojonej liniowo zależnej od częstotliwości. Z tego powodu admitancje y_{11} i y_{12} można uważać za równoległe połączenie konduktancji i pojemności ($y_{11} = g_{11} + j \omega C_{11}$ oraz $y_{22} = g_{22} + j \omega C_{22}$).

Przykładowo, parametry macierzy y czwórnika wyznaczono dla tranzystora unipolarnego na podstawie jego schematu zastępczego w rozdz. 5.4. (równ. 5.55), a dla tranzystora bipolarnego w rozdz. 4.4.4. (równ. 4.54 – 4.57).

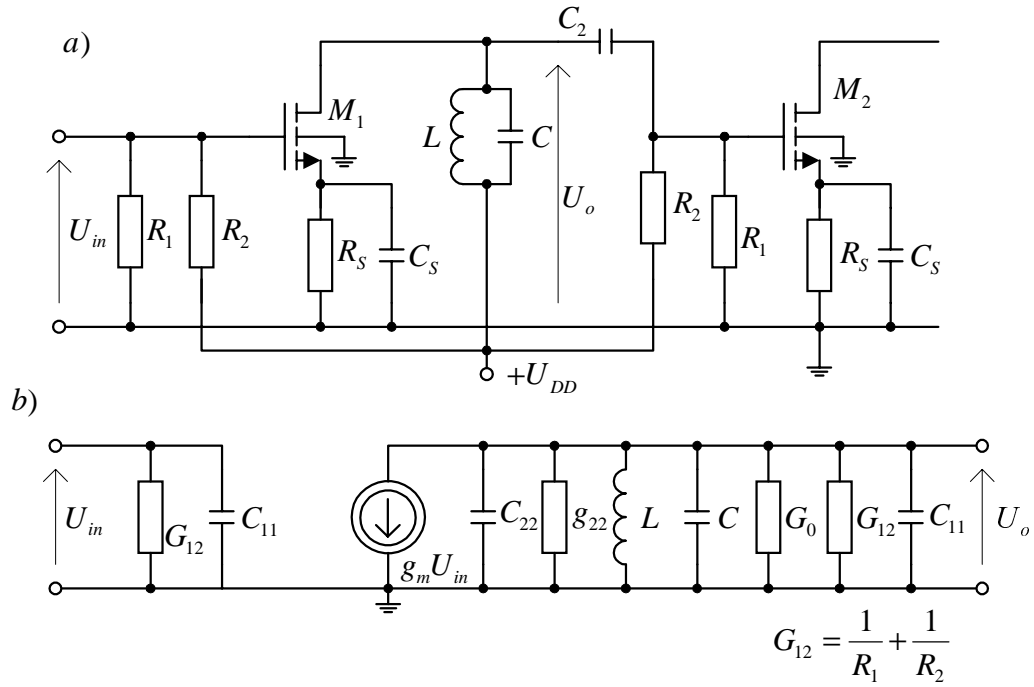
Zespolony charakter wszystkich parametrów y oraz obciążenia czynią układ potencjalnie niestabilnym. Problem ten zostanie rozpatrzony w następnym punkcie rozdziału.

Na rys.15.13 przedstawiono schemat ideowy środkowego stopnia wzmacniacza rezonansowego LC z tranzystorem MOS.

Przy założeniu, że wzmacniacz pracuje w takim zakresie częstotliwości dla którego można przyjąć $y_{12} \approx 0$, to jego małosygnałowy schemat zastępczy jest zgodny z przedstawionym na rys.15.13b, przy czym G_0 jest równoległą konduktancją reprezentującą straty obwodu rezonansowego.

Schemat ten ma identyczną postać jak na rys.15.4, przedstawiający pojedynczy obwód rezonansowy LC obciążony konduktancjami źródła i obciążenia.

W rozważanym przypadku sterowane źródło prądowe $g_m U_{in}$ wnosi konduktancyjne obciążenie obwodu rezonansowego $Y_g = g_{22} + j \omega C_{22}$, zaś następny stopień wnosi obciążenie $Y_L = g_{22} + j \omega C_{11}$ (C_{11} jest pojemnością wejściową następnego stopnia, przy czym założono, że tranzystory M_1 i M_2 są jednakowe).



Rys.15.13. Jednostopniowy wzmacniacz rezonansowy LC z tranzystorem MOSFET: a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy

Na podstawie wcześniejszej analizy, przeprowadzonej w punkcie 15.2.1, otrzymujemy wprost

- pulsacja rezonansowa, przy której występuje maksimum modułu wzmocnienia

$$\omega_r \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L(C + C_{22} + C_{11})}} \quad (15.51)$$

- dobroć obciążonego obwodu rezonansowego

$$Q = \frac{\omega_0 (C + C_{22} + C_{11})}{G_0 + g_{22} + G_{12}} \quad (15.52)$$

- moduł wzmocnienia w rezonansie

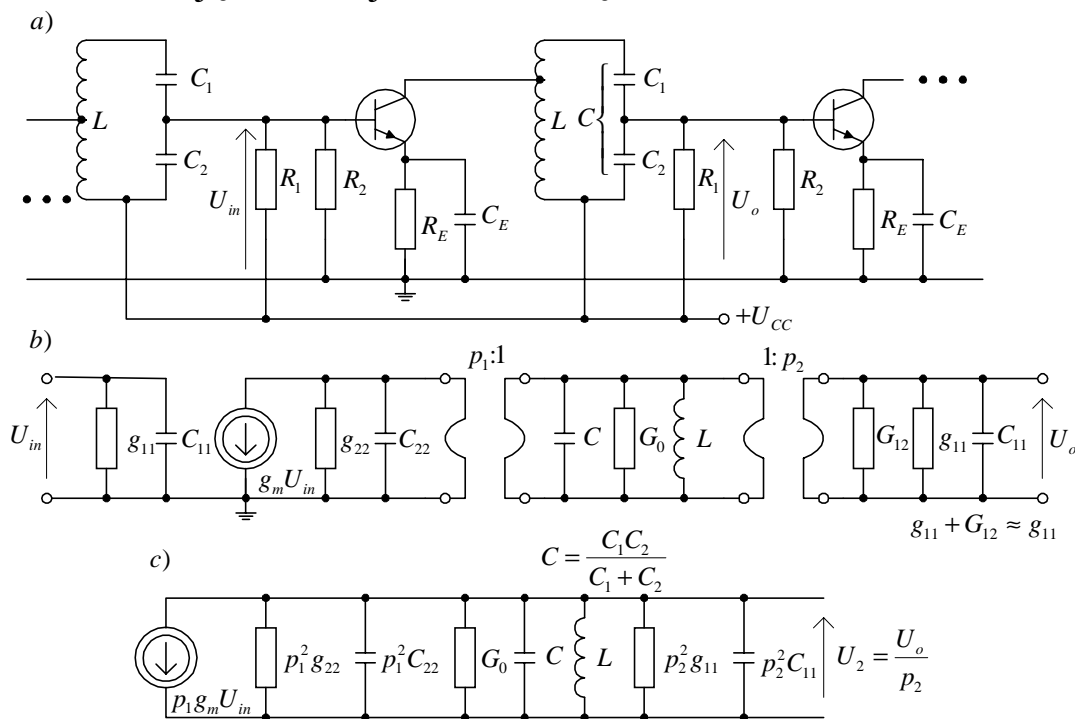
$$k_{uo} = \left. \frac{U_o}{U_{in}} \right|_{\omega=\omega_0} = \frac{g_m}{G_0 + g_{22} + G_{12}} \quad (15.53)$$

- trzydecybelowe pasmo częstotliwości

$$B_{3dB} = \frac{f_0}{Q} = \frac{G_0 + g_{22} + G_{12}}{2\pi(C + C_{22} + C_{11})} \quad (15.54)$$

W celu uzyskania wąskiego pasma i dużego wzmocnienia należy dążyć do stosowania obwodu rezonansowego o dużej dobroci Q_0 (czyli małej wartości G_0) oraz zapobiec tłumieniu (i zarazem przestrojeniu) obwodu rezonansowego przez obciążające go tranzystory i inne elementy wzmacniacza.

W podobny sposób możemy przeprowadzić analizę środkowego stopnia bipolarnego wzmacniacza rezonansowego LC złożonego z identycznych stopni, którego schemat ideowy przedstawiono na rys.15.14a. W tym przypadku, z uwagi na małą impedancję wejściową tranzystora bipolarnego, zastosowano obwód rezonansowy z transformacją admitancji źródła i obciążenia.



Rys.15.14. Środkowy stopień rezonansowego wzmacniacza LC z tranzystorami bipolarnymi: a) schemat ideowy, b), c) schematy zastępcze

Schemat zastępczy wzmacniacza, którego kolejne etapy przekształcenia przedstawiono na rys.15.14 b i c, ma identyczną postać jak w poprzednim przypadku, gdy rozważano układ z tranzystorem MOS (rys.15.13b). Zatem możemy napisać wprost

– pulsacja rezonansowa wzmacniacza

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L(C + p_1^2 C_{22} + p_2^2 C_{11})}} \quad (15.55)$$

– dobroć obciążonego obwodu rezonansowego

$$Q = \frac{\omega_0 (C + p_1^2 C_{22} + p_2^2 C_{11})}{G_0 + p_1^2 C_{22} + p_2^2 C_{11}} \quad (15.56)$$

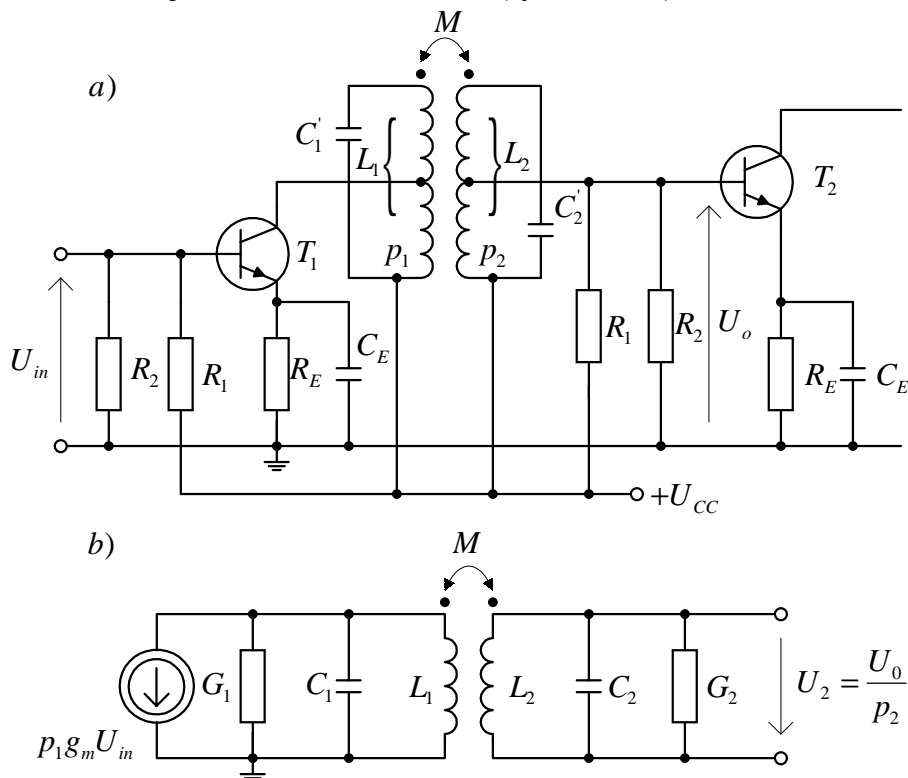
– moduł wzmocnienia w rezonansie

$$k_{u0} = \left| \frac{U_o}{U_{in}} \right|_{\omega_0} = \frac{g_m (p_1 / p_2)}{G_0 + p_1^2 g_{22} + p_2^2 g_{11}} \quad (15.57)$$

– trzydecybelowe pasmo częstotliwości

$$B_{3dB} = \frac{f_0}{Q} = \frac{G_0 + p_1^2 g_{22} + p_2^2 g_{11}}{2\pi(C + p_1^2 C_{22} + p_2^2 C_{11})} \quad (15.58)$$

Rozważmy jeszcze przykład wzmacniacza rezonansowego z parą obwodów sprzężonych, w których również zastosowano transformację konduktancji źródła i obciążenia (rys.15.15a).



Rys.15.15. Wzmacniacz rezonansowy z parą obwodów sprzężonych: a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy

W schemacie zastępczym na rys.15.15b uwzględniono przetransformowane źródło prądowe, konduktancje i pojemności tranzystorów oraz konduktancję obwodu polaryzacji tranzystora T_2 .

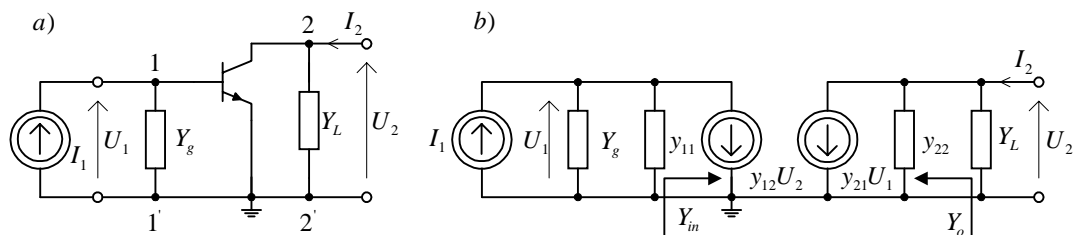
$$\begin{aligned} G_1 &= G_{01} + p_1^2 g_{22} & C_1 &= C_1' + p_1^2 C_{22} \\ G_2 &= G_{02} + p_2^2 (g_{11} + G_{12}) & C_2 &= C_2' + p_2^2 C_{11} \end{aligned} \quad (15.59)$$

Porównując schematy zastępcze na rys.15.15b i 15.6b widzimy, że poza transformacją źródła prądowego (zamiast I_g mamy $p_1 g_m U_{in}$) oraz transformacją napięcia wyjściowego (zamiast U_2 mamy U_o / p_2) układy te są identyczne. Zatem wszystkie zależności wyprowadzone w punkcie 15.2.2 są słuszne dla rozpatrywanego wzmacniacza, należy jedynie podstawić nową wartość prądu źródła: $I_g = p_1 g_m U_{in}$.

15.5. STABILNOŚĆ WZMACNIACZY REZONANSOWYCH

Na rys.15.16 przedstawiono schemat zastępczy wzmacniacza z obwodami rezonansowymi na wejściu i na wyjściu. Symbolami Y_g oraz Y_L oznaczono admitancje obwodów rezonansowych sprowadzone do zacisków 1–1' i 2–2'

$$\left. \begin{aligned} Y_g &= G_g (1 + j Q_1 v_1) \\ Y_L &= G_L (1 + j Q_2 v_2) \end{aligned} \right\} \quad (15.60)$$



Rys.15.16. Wzmacniacz z obwodami rezonansowymi na wejściu i wyjściu:
a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy

Skuteczne wzmocnienie mocy k_{ps} definiowane jest jako stosunek mocy czynnej P_2 wydzielonej w obciążeniu do mocy dysponowanej źródła P_{gd} , przy czym P_{gd} jest maksymalną mocą, jaką źródło może wydzielić w konduktancji wejściowej wzmacniacza. Występuje to w warunkach dopasowania na wejściu wzmacniacza, gdy jego admitancja (lub impedancja) wejściowa jest równa zespolonej sprzężonej admitancji (lub impedancji) źródła. Zatem

$$k_{ps} = 4 \frac{|U_2|^2}{|E_g|^2} G_L R_g = 4 |k_{us}|^2 G_L R_g = 4 |k_{is}|^2 R_L G_g \quad (15.61)$$

Wzmocnienie k_{ps} możemy wyrazić przy pomocy parametrów czwórnikowych y

$$k_{ps} = \frac{4 |y_{21}|^2 G_g G_L}{|(y_{11} + Y_g)(y_{22} + Y_L) - y_{12} y_{21}|^2} \quad (15.62)$$

Maksymalną wartość skutecznego wzmocnienia mocy k_{ps} uzyskuje się przy obustronnym dopasowaniu czwórnika, tzn. gdy [18]

$$\left. \begin{aligned} Y_{g\,dop}^* &= Y_{in} = y_{11} - \frac{y_{12} y_{21}}{y_{22} + Y_{L\,dop}} \\ Y_{L\,dop}^* &= Y_o = y_{22} - \frac{y_{12} y_{21}}{y_{11} + Y_{g\,dop}} \end{aligned} \right\} \quad (15.63)$$

Podstawiając (15.63) do (15.62) otrzymujemy maksymalną wartość mocy w warunkach dopasowania

$$k_{p\,\max} = \frac{|y_{21}|^2}{g_{11} g_{22}} \frac{1}{2 - \frac{\operatorname{Re}(y_{12} y_{21})}{g_{11} g_{22}} + 2 D} \quad (15.64)$$

gdzie:

$$D = \sqrt{\left[1 - \frac{\operatorname{Re}(y_{12} y_{21})}{2 g_{11} g_{22}}\right]^2 - \frac{|y_{12} y_{21}|^2}{4 g_{11}^2 g_{22}^2}} \quad (15.65a)$$

$$g_{11} = \operatorname{Re}(y_{11}) > 0 \quad \text{oraz} \quad g_{22} = \operatorname{Re}(y_{22}) > 0 \quad (15.65b)$$

Jeżeli części rzeczywiste parametrów y_{12} , y_{22} są dodatnie, to aby wyrażenie pod pierwiastkiem było nieujemne, musi być spełniony warunek

$$|y_{12} y_{21}| + \operatorname{Re}(y_{12} y_{21}) \leq 2 g_{11} g_{22} \quad (15.66)$$

Zależność (15.66) określa tzw. *warunek bezwzględnej stabilności czwórnika*. Jak wynika z zależności (15.66) zachowanie bezwzględnej stabilności, przy dużych wartościach $|y_{21}|$, wymaga małych wartości $|y_{12}|$. Należy również zauważyć, że gdy $y_{12} = 0$ (co oznacza brak pasożytniczego sprzężenia zwrotnego), to warunek (15.66) jest zawsze spełniony.

W przeszłości, w celu zmniejszenia parametru y_{12} , stosowano zabieg nazywany *neutralizacją*, polegający na wytwarzaniu sygnałów kompensujących pasożytnicze sprzężenie zwrotne. Współczesne tranzystory w. cz. charakteryzują się małymi wartościami parametru y_{12} . Powszechnie stosowanym zabiegiem, mającym na celu radykalne zmniejszenie wartości y_{12} , jest stosowanie *układów kaskodowych*.

Jeżeli uzasadnione jest przyjęcie $y_{12} \approx 0$, to zależność (15.64) upraszcza się do postaci

$$k_{p\,\max} = \frac{|y_{21}|^2}{4 g_{11} g_{22}} \quad (15.67)$$

W przypadku potencjalnej niestabilności czwórnika rezygnuje się

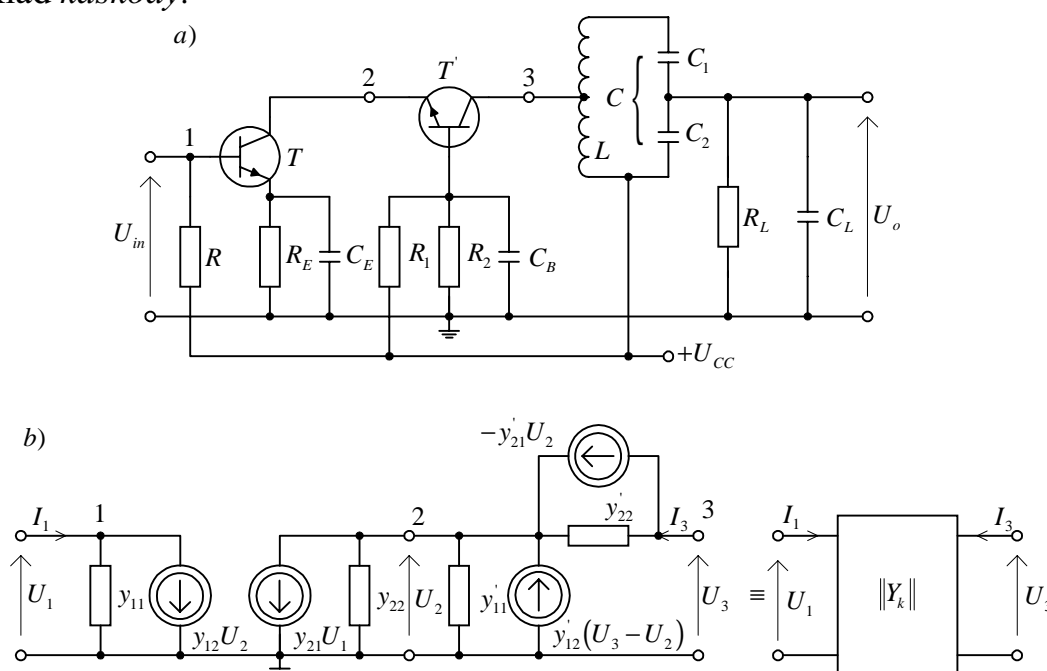
z maksymalnego wzmocnienia mocy (czyli nie zapewnia się warunków dopasowania na wejściu i na wyjściu wzmacniacza) i dobiera się takie konduktancje generatora i obciążenia, aby spełnić warunki *stabilności roboczej*

$$|y_{12} y_{21}| + \operatorname{Re}(y_{12} y_{21}) \leq 2 \left[(g_{11} + G_g)(g_{22} + G_L) \right] \quad (15.68)$$

Ten zabieg, zapewniający stabilną pracę wzmacniacza, nosi nazwę *stabilizowania przez niedopasowanie*.

15.6. WZMACNIACZE SELEKTYWNE O ULEPSZONYCH WŁAŚCIWOŚCIACH WIELKOCZĘSTOTLIWOŚCIOWYCH

Szczególnie ważną metodą zapewnienia stabilności wzmacniaczy selektywnych w.cz. jest zastępowanie w nich pojedynczych tranzystorów pewnymi ich zespołami, z których podstawowym jest układ *kaskody*.



Rys.15.17. Kaskodowy wzmacniacz rezonansowy LC: a) schemat ideowy, b) schemat zastępczy kaskodowego połączenia tranzystorów

Na rys.15.17 przedstawiono stopień kaskodowego wzmacniacza rezonansowego LC oraz schemat zastępczy z parametrami y kaskodowego połączenia tranzystorów.

Wyznamy zastępcze parametry czwórnikowe macierzy y_k kaskodowego połączenia tranzystorów $T-T'$ (kaskoda OE - OB).

Zgodnie z definicją, admitancję y_{12k} określa zależność

$$y_{12k} = \frac{I_1}{U_3} \bigg|_{U_1=0} \quad (15.69)$$

Wykorzystując prawo Kirchhoffa dla węzła 2 w układzie pokazanym na rysunku 15.17b, przy $U_1 = 0$, możemy napisać równanie

$$(y_{22} + y'_{11})U_2 = y'_{22}(U_3 - U_2) - y'_{21}U_2 + y'_{12}(U_3 - U_2) \quad (15.70)$$

Z powyższej zależności otrzymujemy

$$U_2 = \frac{y'_{22} + y'_{12}}{y_{22} + y'_{11} + y'_{12} + y'_{21}} U_3 \quad (15.71)$$

Przy napięciu $U_1 = 0$ prąd I_1 ma wartość

$$I_1 = y_{12} U_2 \quad (15.72)$$

Po podstawieniu zależności (15.70, 15.72) do (15.69) otrzymujemy

$$y_{12k} = \frac{y_{12}(y'_{22} + y'_{12})}{y_{22} + y'_{11} + y'_{12} + y'_{21}} \cong y_{12} \frac{y'_{22} + y'_{12}}{y'_{21}} \quad (15.73)$$

Ponieważ $|y_{21}| \gg |y_{12}(y'_{22} + y'_{12})|$, to

$$|y_{12k}| \ll |y_{12}| \quad (15.74)$$

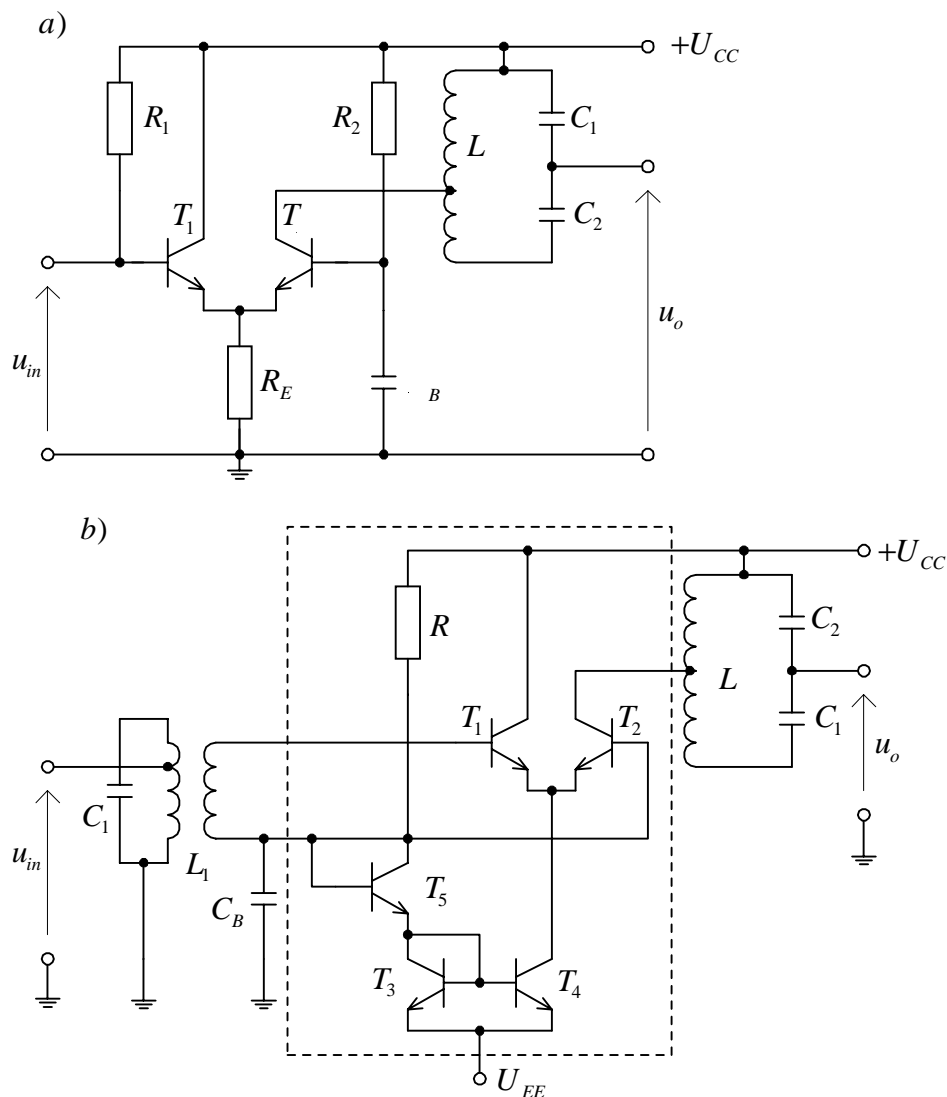
W podobny sposób mogą być wyznaczone pozostałe parametry zastępcze kaskody

$$y_{11k} \approx y_{11}; \quad y_{21k} \approx y_{21}; \quad y_{22k} \approx -y'_{12} \quad (15.75)$$

Na szczególne wyróżnienie zasługuje bardzo mała wartość admitancji zwrotnej y_{12k} , która jest o trzy rzędy wielkości mniejsza w porównaniu do parametru y_{12} pojedynczego tranzystora.

Bardzo mała wartość parametru y_{12k} pozwala na łatwe zapewnienie stabilności roboczej wzmacniacza przy dużo większych częstotliwościach, niż w przypadku wzmacniacza z pojedynczym tranzystorem w konfiguracji OE. Należy również podkreślić, że $|y_{22k}| \ll |y_{22}|$, co jest konsekwencją pracy tranzystora T' w konfiguracji OB. Mała wartość $|y_{22k}|$ zapewnia, że tranzystor T' dołączony do obwodu rezonansowego praktycznie nie powoduje tłumienia i rozstrojenia tego obwodu. Analiza i projektowanie wzmacniacza kaskodowego mogą być przeprowadzone jak dla wzmacniacza z pojedynczym tranzystorem, przyjmując parametry zastępcze y_k (uzasadnionym jest założenie $y_{12k} \approx 0$).

Innym przykładem wzmacniacza selektywnego w. cz. o znacznie polepszonych właściwościach wielkoczęstotliwościowych jest układ ze sprzężeniem emiterowym, w którym para tranzystorów pracuje w konfiguracji OC - OB (rys.15.18).



Rys.15.18. Wzmacniacz rezonansowy LC ze sprzężeniem emiterowym: a) realizacja dyskretna, b) wersja scalona

Wzmacniacz ten charakteryzuje się podobnymi właściwościami, jak rozpatrywany wcześniej stopień kaskodowy i może być uważany za układ prawie - unilateralny. Struktura pary różnicowej sprzężonej emiterowo jest podstawowym blokiem wykorzystywanym w technice monolitycznej. Stosuje się ją również powszechnie w prostych uniwersalnych układach scalonych wykorzystywanych do konstrukcji wzmacniaczy rezonansowych LC pośrednich i wielkich częstotliwości. Przykład takiej realizacji przedstawiono na rys.15.18b.

15.7. TECHNIKI REALIZACJI WZMACNIACZY SELEKTYWNYCH W. CZ.

Ogólną zasadą stosowaną w budowie współczesnych wzmacniaczy selektywnych w.cz. jest rozdzielenie funkcji wzmacniania i selektywności. Realizacja tej koncepcji polega na tym, że cała selektywność wzmacniacza jest uzyskiwana w wieloobwodowym filtrze poprzedzającym wzmacniacz szerokopasmowy, najczęściej wykonany w technice monolitycznej. W celu optymalizacji właściwości szumowych wzmacniacza, na wejściu stosuje się stopień o niewielkim wzmocnieniu, równoważący straty w filtrze, a na wyjściu stosuje się obwód selektywny w celu ograniczenia pasma i poziomu szumów. Współcześnie zastępuje się klasyczne obwody rezonansowe LC rezonatorami piezoelektrycznymi o bardzo dużej dobroci. Filtr piezoelektryczny, kwarcowy lub ceramiczny, o skupionej selektywności i charakterystyce amplitudowej o dużym współczynniku prostokątności i stałej częstotliwości środkowej, stanowi obwód wejściowy szerokopasmowego wzmacniacza wykonanego w technologii monolitycznej. Dodatkowymi zaletami takiego rozwiązania są: przystosowanie do masowej produkcji, łatwe projektowanie i uruchamianie.

Alternatywnym rozwiązaniem do opisanego wyżej jest kaskadowa struktura filtrów i wzmacniaczy. W strukturze takiej kolejne stopnie wzmacniające, najczęściej pojedyncze tranzystory, rozdzielone są obwodami rezonansowymi. Obwody rezonansowe zapewniają transformację impedancji i pracę kolejnych stopni wzmacniacza w warunkach dopasowania, umożliwiając optymalne przenoszenie mocy przez poszczególne stopnie. Ponieważ obwody rezonansowe na wejściu kolejnych stopni charakteryzują się małymi selektywnościami, dlatego ta struktura jest bardziej podatna na zakłócenie dużymi sygnałami spoza pasma roboczego. Wadą takiego rozwiązania są również trudności w projektowaniu, strojeniu i uruchamianiu, powodując, że współcześnie nie znajduje ono zastosowania w masowej produkcji.

Strukturę kaskadową prostych stopni wzmacniających i obwodów rezonansowych LC stosuje się głównie we wzmacniaczach mikrofalowych. Tranzystory w. cz. stosowane w tych wzmacniaczach posiadają małe wzmocnienie, dlatego ważne jest maksymalne wykorzystanie ich możliwości wzmacniających.