

URZĄD PATENTOWY



M03h 7/00

RZECZYPOSPOLITEJ POLSKIEJ

OPIS PATENTOWY

Nr 26385.

Kl. 21 g, 34.

International Standard Electric Corporation
(New York, N. Y., Stany Zjednoczone Ameryki).

Filtr szerokoprzepustowy.

Zgłoszono 8 czerwca 1935 r.

Udzielono 29 marca 1938 r.

Pierwszeństwo: 9 czerwca 1934 r. (Stany Zjednoczone Ameryki).

Wynalazek niniejszy dotyczy filtrów elektrycznych. Głównym celem wynalazku jest wykonanie filtru o liniowej charakterystyce fazowej, to znaczy o liniowej zależności przesunięcia fazowego wtrąconego tłumienia od częstotliwości, i to nie tylko w zakresie przepustowym pośrednim, lecz również w zakresie częstotliwości przyległym, w którym tłumienie nagle wzrasta, oraz w zakresie tłumienia. Dalszym celem wynalazku jest umożliwienie pożądanej zmiany tłumienia na brzegach pasma przepuszczanego przy jednoczesnym utrzymaniu liniowości charakterystyki fazowej w tych zakresach pośrednich między zakresami tłumienia i przepustowym.

Sposób wykonywania czwórników o po-

żądanych charakterystykach za pomocą odpowiedniego rozmieszczania gałęzi rezonansowych i antyrezonansowych jest opisany w patencie amerykańskim nr 1 828 454 H. W. Bode'a. Opisane w wymienionym patencie czwórniki posiadają liniowe charakterystyki fazowe zasadniczo w całym zakresie przepustowym.

Charakterystyki czwórników opisanych w wymienionym patencie zostały obliczone bez uwzględnienia oporności pozornych, pomiędzy które czwórnik jest włączony, a mianowicie bez uwzględnienia oporności charakterystycznej i tłumienia zespolonego. Na charakterystyki czwórnika obciążonego na obu końcach stałymi opornościami wywiera wpływ nie tylko tłumienie zespo-

lone czwórnika, lecz również zjawisko odbicia fali od oporności obciążeniowych. Zjawiska odbicia mogą być znikomo małe w większej części zakresu przepustowego, gdy oporność charakterystyczna jest opornością zasadniczo stałą, lecz w zakresach częstotliwości przyległych do granic zakresu przepustowego odbicie fali wywiera silny wpływ modyfikujący charakterystyki czwórnika.

W czwórnikach według wynalazku wpływy zjawisk odbicia i tłumienia zespolonego dla wyznaczonych z góry wartości oporności obciążeniowych są skoordynowane w taki sposób, że w rezultacie charakterystyka fazowa czwórnika obciążonego jest liniowa nie tylko w całym zakresie przepustowym, lecz także i w części zakresów tłumienia przyległych do zakresu przepustowego. Osiąga się to przez odpowiednie rozmieszczenie częstotliwości rezonansowych i antyrezonansowych w zakresie przepustowym i zakresach do niego przyległych, przy czym jedną z charakterystycznych cech czwórnika według wynalazku jest ta, że jest on wykonalny również przy braku jednoczesnego występowania częstotliwości rezonansowej i antyrezonansowej odpowiednich gałęzi czwórnika. Jednoczesność występowania tych częstotliwości dotychczas uważane było za nieodzowne dla użytkowania ciągłego pasma przepustowego.

Okazało się zresztą, że rezygnując z dokładnej jednoczesności, można osiągnąć inne znaczne korzyści, a to dzięki uzyskanej w ten sposób większej swobodzie projektowania. Zarazem też skutki niezachowania dokładnej jednoczesności nie są bardzo dotkliwe.

Według jednej z cech znamienych czwórnika według wynalazku częstotliwości krytyczne są rozmieszczone w jednostajnych odstępach nie tylko w zakresie przepustowym, lecz również i w zakresie tłumienia, jednak poza zakresem przyległym do częstotliwości granicznej. Mianowicie w

zakresach przyległych częstotliwości krytyczne są rozmieszczone z obu stron częstotliwości granicznej w odstępach od niej równych trzem czwartym odstepu dwóch sąsiednich częstotliwości krytycznych w zakresie przepustowym lub tłumienia.

Istota wynalazku jest bliżej wyjaśniona w związku z rysunkiem, którego fig. 1 przedstawia człon filtru typu, do którego należy filtr według wynalazku, fig. 2 — układ połączeń ramion jednej z postaci członu filtru według wynalazku, fig. 3 i 4 przedstawiają charakterystyki czwórnika według fig. 2, fig. 5 przedstawia charakterystykę oporności pozornych czwórnika według wynalazku, fig. 6 i 7 przedstawiają fragmenty przykładu wykonania filtru według wynalazku, a fig. 8 przedstawia charakterystyki tegoż filtru.

Fig. 1 przedstawia symetryczny człon krzyżowy filtru, złożony z oporności pozornych $\hat{Z}_a$ i $\hat{Z}_b$. Literami R oznaczone są oporności omowe przyłączone do zacisków czwórnika, literą E — źródło prądu o oporności wewnętrznej równej zero. Tłumienie wtrącone zespolone Θ czwórnika w ten sposób obciążonego spełnia zależność

$$e^{\Theta} = \frac{I_1}{I_2}, \quad (1)$$

gdzie I_1 jest prądem, któryby płynął w odbiorniku przyłączonym bezpośrednio do zacisków 1, 2, I_2 — prądem odbiornika przyłączonego do zacisków 1, 2 poprzez czwórnik, e — podstawą logarytmów naturalnych. Po wyrażeniu prądów I_1 i I_2 w zależności od napięcia E i oporności pozornych gałęzi czwórnika zależność (1) przyjmie postać

$$e^{\Theta} = \frac{\left(1 + \frac{\hat{Z}_a}{R}\right) \left(1 + \frac{\hat{Z}_b}{R}\right)}{\frac{\hat{Z}_b}{R} - \frac{\hat{Z}_a}{R}}, \quad (2)$$

po założeniu zaś, że oporności pozorne są opornościami czysto urojonymi i podstawieniu

$$\hat{Z}a = jX_1,$$

$$\hat{Z}b = jX_2$$

równanie (2) przekształcone zostanie na

$$e^{\Theta} = \frac{\left(1 + \frac{jX_1}{R}\right) \left(1 + \frac{jX_2}{R}\right)}{\frac{jX_2}{R} - \frac{jX_1}{R}} \quad (3)$$

Niech teraz X_1 i X_2 będą określone jak następuje

$$\frac{X_1}{R} = \operatorname{tg} y_1 \quad (4)$$

$$\text{wtedy } -\frac{R}{X_2} = \operatorname{tg} y_2$$

$$e^{\Theta} = \frac{\left(1 + j \operatorname{tg} y_1\right) \left(1 + \frac{1}{j \operatorname{tg} y_2}\right)}{\frac{1}{j \operatorname{tg} y_2} - j \operatorname{tg} y_1} =$$

$$= \frac{1 - \operatorname{tg} y_1 \operatorname{tg} y_2}{1 + \operatorname{tg} y_1 \operatorname{tg} y_2} + j \frac{\operatorname{tg} y_1 + \operatorname{tg} y_2}{1 + \operatorname{tg} y_1 \operatorname{tg} y_2} \quad (5)$$

Po podstawieniu $\Theta = A + jB$, gdzie A jest tłumieniem wtrąconym a B — przesunięciem fazowym wtrąconym tłumienia,

$$e^{\Theta} = e^A + jB = e^A \cos B + j e^A \sin B$$

Po podstawieniu e^{Θ} do poprzedniego równania i przyrównania wyrazów rzeczywistych i wyrazów urojonych wyniknie

$$e^A \cos B = \frac{1 - \operatorname{tg} y_1 \operatorname{tg} y_2}{1 + \operatorname{tg} y_1 \operatorname{tg} y_2}, \quad (6)$$

$$e^A \sin B = \frac{\operatorname{tg} y_1 + \operatorname{tg} y_2}{1 + \operatorname{tg} y_1 \operatorname{tg} y_2} \quad (7)$$

z czego łatwo można wywnioskować, że

$$B = y_1 + y_2 \quad (8)$$

$$\text{oraz } e^{-A} = \cos(y_1 - y_2). \quad (9)$$

Gdy y_1 i y_2 są prawie równe, to tłumienie układu jest niewielkie, a gdy ich różnica zbliża się do 90° , tłumienie rośnie nieskończenie. Należy zaznaczyć, że w powyższych rozważaniach nie zostało uwzględnione zazwyczaj przy obliczeniach przyjmowane założenie jednoczesnego występowania dla poszczególnych częstotliwości rezonansów i antyrezonansów oporności urojonych X_1 i X_2 .

Aby otrzymać liniowy przebieg charakterystyki fazowej w całym danym zakresie częstotliwości należy dobrać tak oporności urojone X_1 i X_2 , aby suma kątów $y_1 + y_2$ określonych wyżej wzrastała liniowo wraz z częstotliwością w całym tym zakresie. Jeżeli przy tym filtr ma być szerokoprzestawowy, to należy, aby w zakresie przepustowym różnica pomiędzy y_1 i y_2 była niewielka, w zakresie zaś tłumienia wynosiła w przybliżeniu 90° . Poniżej wartości $\hat{Z}a$, $\hat{Z}b$ dla filtru dolnoprzepustowego są obliczone graficznie.

Na fig. 3 krzywe 1 — 4 przedstawiają zmiany stałych czwórnika wraz z częstotliwością, przy czym odcięte są proporcjonalnie do stosunku f/f_0 , gdzie f_0 jest częstotliwością graniczną. Krzywa 3 przedstawia pożądaną charakterystykę fazową, której rzędne są równe $B/2$, krzywa zaś 4 — charakterystykę tłumienia, przy czym rzędne jej są podane w decybelach na skali z prawej strony figury. Należy zaznaczyć, że pożądana charakterystyka fazowa jest liniowa od 0 do częstotliwości $1,3 f_0$ i że tłumienie jest mniejsze od 4 decybelów przy wszelkich częstotliwościach mniejszych od f_0 , lecz wzrasta gwałtownie przy częstotliwości $1,3 f_0$.

Rzędne przedstawiające kąty y_1 i y_2 dla danej odciętej powinny być równo odległe od krzywej 3, ponieważ ich suma jest równa podwojonej rzędnej krzywej 3. Różnica pomiędzy tymi dwiema rzędnymi jest określona wzorem

$$db = 20 \log_{10} \frac{1}{\cos(y_1 - y_2)}, \quad (10)$$

gdzie db jest tłumieniem w decybelach. Dzięki powyższym zależnościom można wykreślić krzywe 1 i 2, przedstawiające zależność kątów y_1 i y_2 od stosunku $\frac{f}{f_0}$. Np.

przy częstotliwości f_0 , gdy tłumienie wynosi 4 decybele, różnica pomiędzy kątami y_1 i y_2 wynosi 51° czyli $0,284 \pi$ radianów.

Po wykreśleniu krzywych 1 i 2 następną czynnością jest określenie oporności urojonych, odpowiadających tym charakterystykom według równań (4). Z równań tych wynika, że oporność urojona X_1 staje się równa zeru przy częstotliwości zerowej i przy tych częstotliwościach, dla których rzędne krzywej 1 są parzystymi wielokrotnościami $\pi/2$ i stają się nieskończenie wielkie przy nieparzystych wielokrotnościach $\pi/2$. Co do oporności urojonej X_2 , to zachodzą stosunki odwrotne. W przypadku, przedstawionym na fig. 3, krytyczne częstotliwości oporności urojonej X_1 występują przy zerze, $0,335 f_0$, $0,68 f_0$, $0,99 f_0$ i $1,3 f_0$, natomiast krytyczne częstotliwości oporności urojonej X_2 występują przy zerze, $0,38 f_0$, $0,75 f_0$ i $1,3 f_0$. Następną częstotliwość krytyczną jest w obu przypadkach nieskończenie wielka, to znaczy, że w czwórniku nie występuje więcej rezonansów lub antyrezonansów przy częstotliwościach skończonych, a krzywe 1 i 2 dążą asymptotycznie do poziomej w miarę jak wzrasta częstotliwość. Krzywa zależności oporności urojonych od częstotliwości jest przedstawiona na fig. 4, na której krzywa 5 odpowiada oporności urojonej X_1 , a krzywa 6 — oporności urojonej X_2 .

Brak jednakowych częstotliwości krytycznych, jeśli nie brać pod uwagę częstotliwości granicznych, wyraźnie wynika z wykresu.

W wykonaniu technicznym oporność urojona o wartości X_1 stanowi układ połączeń oznaczony literą $\hat{Z}_a$, o wartości zaś X_2

— literą $\hat{Z}_b$ na fig. 2. Pierwszy z układów składa się z trzech gałęzi równoległych, z których dwie są rezonansowe, trzecia zaś L_{1a} indukcyjna. Drugi układ

$$(L_{1b}, C_{1b}) \text{ i } (L_{1c}, C_{1c})$$

składa się z połączonych w szereg kondensatora C_{2a} , cewki indukcyjnej L_{2c} i obwodu antyrezonansowego (L_{2b}, C_{2b}) .

Ponieważ dla poszczególnych częstotliwości krytycznych czwórnik według fig. 2 rezonanse i antyrezonanse nie występują jednocześnie, posiada on dwa zakresy tłumienia dla częstotliwości niższych od f_0 , w zakresach przyległych do pierwszego antyrezonansu i pierwszego rezonansu oporności urojonej X_1 , mianowicie w tych zakresach, w których oporności urojone X_1 i X_2 są tego samego znaku. Jednak tłumienie w tych zakresach jest bardzo małe, a wskutek zjawisk odbicia od oporności końcowych staje się praktycznie niedostrzegalne. Wszystkie te zjawiska uwzględniają równania 8 i 9, które wskazują, że tłumienie jest małe dopóty, dopóki różnica $y_1 - y_2$ jest mała.

Po znalezieniu częstotliwości krytycznych oporności urojonej wyżej opisaną metodą graficzną, można znaleźć wartości niektórych oporności indukcyjnych i pojemnościowych metodą opisaną w artykule R. M. Fostera pod tytułem „A Reactance Theorem” w czasopiśmie Bell System Technical Journal Vol. III nr 2, kwiecień 1924. Przed zastosowaniem jednak wzorów zawartych w tym artykule trzeba określić jeden z elementów każdej z oporności pozornych $\hat{Z}_a$,

Żb. Można to uczynić najlepiej rozważając stromości charakterystyk y_1, y_2 przy częstotliwości zerowej, które to stromości mogą być przyrównane do stromości krzywej 3, to znaczy do połowy stromości pożądanej liniowej charakterystyki fazowej.

Z równania (4) wynika, że stromości charakterystyk y_1, y_2 wynoszą

$$\frac{dy_1}{df} = \frac{1}{1 - \left(\frac{X_1}{R}\right)^2} \cdot \frac{1}{R} \cdot \frac{dX_1}{df} \quad (11)$$

oraz
$$\frac{dy_2}{df} = \frac{-R}{1 - \left(\frac{R}{X_2}\right)^2} \cdot \frac{d}{df} \left(\frac{1}{X_2} \right), \quad (12)$$

a dla częstotliwości zerowej

$$\left[\frac{dy_1}{df} \right]_{f=0} = \frac{1}{R} \left[\frac{dX_1}{df} \right]_{f=0} \quad (13)$$

oraz

$$\left[\frac{dy_2}{df} \right]_{f=0} = -R \left[\frac{d}{df} \left(\frac{1}{X_2} \right) \right]_{f=0} \quad (14)$$

Dla częstotliwości dążącej do zera można przyjąć, że oporność pozorną $\hat{Z}_a$ stanowi gałąź L_{1a} , a $\hat{Z}_b$ jest całkowicie określona przez pojemność C_{2a} . O ile literą S_0 oznaczyć pożądaną stromość liniowej charakterystyki fazowej, to równania (14 i 13) przyjmą postać

$$\frac{1}{2} S_0 = \frac{2\pi L_{1a}}{R} \quad (15)$$

oraz

$$\frac{1}{2} S_0 = 2\pi R C_{2a}, \quad (16)$$

co wystarcza do wyznaczenia L_{1a} i C_{2a} .

Należy zauważyć, że charakterystyka fazowa 3 przedstawiona na fig. 3 posiada przy częstotliwości $1,3 f_0$ skok, odpowiadający

przesunięciu fazy o π czyli odwróceniu znaku prądu. Nieciągłość tego typu występuje wtedy, gdy tłumienie przybiera wartości nieskończenie wielkie, jak przy $1,3 f_0$, ale nie wpływa to znacznie na liniowość charakterystyki, ponieważ natężenie prądu o kierunku odwrotnym jest nadzwyczaj małe. Charakterystyka fazowa jest liniowa aż do wartości częstotliwości wyższych od częstotliwości granicznej, a jeżeli pominąć wymienione wyżej odwrócenie kierunku prądu, to liniowość charakterystyki może być utrzymana w zakresie takim, w jakim to jest potrzebne przez zwiększenie liczby elementów oporności pozornych $\hat{Z}_a$ i $\hat{Z}_b$ tak, aby miały one dodatkowe częstotliwości krytyczne powyżej częstotliwości granicznej.

Niezbędne jest oczywiście, aby filtr krzyżowy był istotnie fizycznie wykonalny.

Warunek ten narzuca pewną formę funkcji częstotliwości, wynikającą z rozważań następujących. Stała wtarcenia jest zazwyczaj wyrażana w funkcji tłumienia zespolonego γ i oporności charakterystycznej Z_1 , których zależność od oporności pozornych $\hat{Z}_a$ i $\hat{Z}_b$ przedstawiają równania

$$\operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} = \sqrt{\frac{\hat{Z}_a}{\hat{Z}_b}}, \quad (17)$$

$$\hat{Z}_1 = \sqrt{\hat{Z}_a \hat{Z}_b}. \quad (18)$$

Równanie (17) wskazuje, że w zakresie przepustowym, czyli gdy γ jest wielkością

urojoną $\hat{Z}_a/\hat{Z}_b$ musi być ujemne, co zachodzi wtedy, gdy w każdym dowolnym prze-

dziale częstotliwości $\hat{Z}_a$ i $\hat{Z}_b$ są różnych znaków, to znaczy są takimi opornościami, których poszczególne częstotliwości rezonansowe i antyrezonansowe są parami so-

bie równe. Zatem według równania (17) tłumienie zachodzi w przedziałach częstotliwości, w których stosunek $\hat{Z}_a/\hat{Z}_b$ jest dodatni, gdyż wtedy γ jest rzeczywiste. W przedziale tłumienia $\hat{Z}_a$ i $\hat{Z}_b$ mają znaki zgodne, a częstotliwości rezonansowe oporności $\hat{Z}_a$ i $\hat{Z}_b$ są parami równe sobie. Również to samo zachodzi dla częstotliwości antyrezonansowych. Dla częstotliwości przecinania musi przeto istnieć tylko jedna częstotliwość krytyczna graniczna — tylko w jednym ramieniu czwórnik (fig. 5).

Wobec tego filtr krzyżowy jest wykonalny, o ile tylko częstotliwości krytyczne poszczególnych członów spełniają odpowiedni typ zależności $Z = f(f)$. Dla filtru dolnoprzepustowego, w którym $\hat{Z}_a$ i $\hat{Z}_b$ są typu, przedstawionego na fig. 6 i 7, zależności te posiadają postać

$$\hat{Z}_a = iK_a f \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_2^2}\right)}{\left(1 - \frac{f^2}{f_1^2}\right)} \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_4^2}\right)}{\left(1 - \frac{f^2}{f_3^2}\right)},$$

$$\hat{Z}_b = \frac{1}{iK_b f} \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_1^2}\right)}{\left(1 - \frac{f^2}{f_2^2}\right)} \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_c^2}\right)}{\left(1 - \frac{f^2}{f_3^2}\right)} \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_4^2}\right)}{\left(1 - \frac{f^2}{f_5^2}\right)}$$

gdzie K_a i K_b są stałymi, a f_1 i f_2 są krytycznymi częstotliwościami zakresu przepustowego, f_0 częstotliwością graniczną pośrednią pomiędzy f_2 i f_3 , a f_3 i f_4 krytycznymi częstotliwościami zakresu tłumienia. Charakterystyki oporności posiadających jedną wspólną częstotliwość rezonansową są uwidocznione na fig. 5, na której krzywa 10, wykreślona linią ciągłą, przedstawia zmianę oporności pozornej Z_a w funkcji częstotliwości, a krzywa kreskowana 11 przedstawia zmianę Z_b . Dla określonych wyżej wartości Z_a i Z_b równania (17) i (18) przybierają postać

$$\operatorname{tg} \frac{\gamma}{2} = i \sqrt{K_a K_b} f \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_2^2}\right)}{\left(1 - \frac{f^2}{f_1^2}\right) \sqrt{1 - \frac{f^2}{f_0^2}}}, \quad (17a)$$

oraz

$$\hat{Z}_I = \sqrt{\frac{K_a}{K_b}} \sqrt{1 - \frac{f^2}{f_0^2}} \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_4^2}\right)}{\left(1 - \frac{f^2}{f_3^2}\right)} \quad (18a)$$

z których widać, że γ jest urojone, a Z_1 rzeczywiste dla $f < f_0$, natomiast dla $f > f_0$, γ jest rzeczywiste, a Z_1 urojone, filtr zatem jest dolnoprzepustowy. Dla skrócenia rozważań wystarczy ograniczyć się do rozpatrzenia tego przypadku. Rozważania dotyczące filtrów górnoprzepustowych i pasmowych są analogiczne.

Związki (17a i 18a) posiadają postać, jaką musi przyjąć zależność tłumienia zespolonego i oporności charakterystycznej od częstotliwości, aby czwórnik przedstawiony na fig. 1 mógł być wykonalnym filtrem dolnoprzepustowym. Oczywiście liczba częstotliwości krytycznych w zakresie przepustowym i w zakresie tłumienia może być dowolnie zmieniona, bez wpływu na bieg powyższych rozwiązań. Współczynnik odcięcia $\sqrt{1 - \frac{f^2}{f_0^2}}$ może zjawić się bądź

w liczniku, bądź w mianowniku w wyrażeniach oporności charakterystycznej czwórnik i tłumienia zespolonego, o ile tylko wartości zerowe i nieskończone zachodzą naprzemian. Ponieważ jest rzeczą równie łatwą dobranie elementów oporności pozornych $\hat{Z}_a$, $\hat{Z}_b$ dla jakiegokolwiek liczby częstotliwości krytycznych, przeto najlepiej jest wzory 17a i 18a uogólnić. A więc jeżeli częstotliwości rządzące tłumieniem zespolonym oznaczyć indeksem a , a częstotliwości rządzące opornością charakterystyczną — indeksem b , to

$$\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} \sqrt{\frac{\hat{Z}_a}{\hat{Z}_b}} = iK_1 f \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_{a2}^2}\right) \cdots \left(1 - \frac{f^2}{f_{an}^2}\right)}{\left(1 - \frac{f^2}{f_{a1}^2}\right) \cdots \left(1 - \frac{f^2}{f_{an}^2}\right)} \sqrt{1 - \frac{f^2}{f_o^2}} \quad (17b)$$

$$\hat{Z}_I \sqrt{\frac{\hat{Z}_a}{\hat{Z}_b}} = K_2 \sqrt{1 - \frac{f^2}{f_o^2}} \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_{b2}^2}\right) \cdots \left(1 - \frac{f^2}{f_{bm-1}^2}\right)}{\left(1 - \frac{f^2}{f_{b1}^2}\right) \cdots \left(1 - \frac{f^2}{f_{bm}^2}\right)} \quad (18b)$$

Rozwiązanie równań (17b i 18b) daje zawsze fizycznie wykonalne oporności pozorne $\hat{Z}_a$ i $\hat{Z}_b$, jeżeli K_1, K_2 są dodatnie, a $f_{a1} < \dots < f_{an}$ i $f_c < f_{b1} < \dots < f_{bm}$.

Obliczenie elementów człona krzyżowego według wynalazku jest równoważne nadaniu wielkościom K_i, f_{a_i} i f_{b_i} takich wartości, aby człon obciążony stałymi oporami posiadał liniową charakterystykę fazową w dowolnym przedziale częstotliwości. Przedział ten według założenia zawiera cały zakres przepustowy i przyległą część zakresu tłumienia.

Tłumienie wtrącone zespolone spełnia związek $e^{-\Theta} = \frac{I_2}{I_1}$, który można wyrazić jako sumę tłumienia zespolonego własnego czwórnika oraz stałych odbicia i wzajemnego oddziaływania. Te ostatnie mogą być określone odpowiednio przez

$$e^{\gamma r} = \frac{\left(1 + \frac{\hat{Z}_I}{R}\right)^2}{4 \frac{\hat{Z}_I}{R}} \quad (19)$$

oraz

$$e^{\gamma i} = 1 - \frac{\left(1 - \frac{\hat{Z}_I}{R}\right)^2}{\left(1 + \frac{\hat{Z}_I}{R}\right)^2} e^{-2\gamma} \quad (20)$$

Stała oddziaływania wzajemnego, określona równaniem (20), charakteryzuje odbijanie się części fali, przebiegającej tam i z powrotem pomiędzy opornościami końcowymi nieskończoną liczbę razy. Przydatność tej postaci wyrażenia uwydatnia się, jeżeli zbadać zmianę przesunięcia fazy oddzielnie w zakresie przepustowym, zakresie tłumienia i zakresie pośrednim. Prowadzi to do znalezienia częstotliwości krytycznych f_{a_i} oraz f_{b_i} potrzebnych dla otrzymania liniowej charakterystyki fazowej.

Zakres przepustowy. Z równania (18b) widać, że $\hat{Z}_I/R$ dąży do jedności, gdy f dąży do zera, jeżeli K_2 jest równe R . Poza tym forma funkcji jest tego rodzaju, że $\hat{Z}_I$ różni się bardzo niewiele od R w tym zakresie, ponieważ nie wchodzi tu w rachubę częstotliwości z zakresu przyległego do częstotliwości granicznej. Z tego względu w zakresie przepustowym zjawiska reprezentowane współczynnikami odbicia i wzajemnego oddziaływania wpływają znikomo mało na przesunięcia fazy, a tłumienie zespolone własne czwórnika stanowi całkowite tłumienie wtrącone. Jeżeli $\Theta = \alpha + j\beta$, wtedy na podstawie wzoru (17b) otrzymuje się

$$\operatorname{tg} \frac{\beta}{2} = K_1 f \frac{\left(1 - \frac{f^2}{f_{a2}^2}\right) \cdots \left(1 - \frac{f^2}{f_{an-1}^2}\right)}{\left(1 - \frac{f^2}{f_{a1}^2}\right) \cdots \left(1 - \frac{f^2}{f_{an}^2}\right)} \sqrt{1 - \frac{f^2}{f_o^2}}, \quad (21)$$

gdy β wzrasta o π , a f zmienia się od jednej częstotliwości krytycznej do następnej. Aby nachylenie krzywej $\beta = f(f)$ było stałe w całym przedziale, trzeba, aby częstotliwości krytyczne f_{ai} były rozmieszczone równomiernie. Jeżeli odstęp sąsiednich częstotliwości krytycznych wynosi Δf , to krzywa przesunięcia fazy waha się dokoła cięciwy $\frac{\beta}{2} = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{f}{\Delta f}$, osiągając swą idealną wartość przynajmniej przy każdej częstotliwości krytycznej.

Zakres tłumienia. W tym zakresie urojona część tłumienia zespolonego wynosi bądź zero, bądź też $j\pi$ podczas gdy zjawiska oddziaływania wzajemnego są znikomo małe, dzięki współczynnikowi $e^{-2\gamma}$ w równaniu (20), gdzie γ jest rzeczywiste. Część przesunięcia fazowego zależna od częstotliwości jest wobec tego urojoną częścią stałej odbicia γ_r . Ponieważ Z_I jest w tym zakresie urojone, przeto faza mianownika w równaniu (19) wynosi $\pm \frac{\pi}{2}$, natomiast faza licznika wynosi $2 \arctg \frac{\hat{Z}_I}{iR}$. W ten sposób otrzymuje się

$$\beta_r = \mp \frac{\pi}{2} 2 \arctg \frac{\hat{Z}_I}{iR} \quad (22)$$

Z równania (18b) widać, że drugi wyraz jest dla zakresu tłumienia funkcją tego samego typu, co tłumienie zespolone dla zakresu przepustowego. O ile więc stromość charakterystyki fazowej jest stała w zakresie tłumienia, to wielkości rządzące opornością charakterystyczną powinny również dawać szereg równomiernie rozmieszczonych rezonansów i antyrezonansów. Ponieważ β_r wzrasta o π pomiędzy dwiema kolejnymi częstotliwościami krytycznymi, przeto stromość charakterystyki będzie równa stromości charakterystyki w zakresie przepustowym, jeżeli odstęp często-

tliwości krytycznych wynoszą Δf dla obydwóch zakresów.

Zakres pośredni. W przedziale tym zawierającym jedną częstotliwość krytyczną — częstotliwość graniczną i , założmy, rozciągającym się od ostatniej częstotliwości krytycznej zakresu przepustowego do pierwszej częstotliwości krytycznej zakresu tłumienia, nie mogą być pominięte ani zjawiska odbicia, ani wzajemnego oddziaływania. Przy praktykowanej metodzie rozkładania tłumienia wtrąconego zespolonego składniki jego przybierają wartości nieskończone dla częstotliwości nieskończenie bliskich częstotliwości granicznej f_0 . Jednakże czynnik oddziaływania nie posiada większego znaczenia w tym przedziale, ponieważ zanika z jednej strony dzięki temu, że Z_I dąży do R , a na drugim brzegu dzięki temu że $e^{2\gamma}$ jest bardzo małe. Wobec tego przy obliczeniu całkowitej zmiany przesunięcia fazowego w tym przedziale można współczynnik oddziaływania pominąć.

W sąsiedztwie częstotliwości granicznej po stronie przepustowej faza tłumienia zespolonego wzrasta o π . W sąsiedztwie zaś tej częstotliwości po stronie tłumienia faza współczynnika odbicia wzrasta o π . Jednakże w punkcie f_0 , w którym oporność charakterystyczna zmienia się z rzeczywistej na urojoną, współczynnik odbicia nagle zmienia fazę o $-\frac{\pi}{2}$, co wyraża równanie (22). Wobec tego zmiana fazy w zakresie przejściowym wynosi $\frac{3\pi}{2}$ radianów, a zakres pośredni powinien zawierać $3/2 \Delta f$ jeżeli średnia stromość charakterystyki ma być prawidłowa. Warunki symetrii wymagają, aby f_0 było środkiem przedziału, który w ten sposób posiada dwa obszary trzycieterciowe.

Rozważania powyższe ustaliły niezbędne warunki dla otrzymania liniowej charakterystyki fazowej w zakresach przepusto-

wym i tłumienia. Dostateczność tych warunków po ustaleniu odpowiednich wartości dla K_1 i K_2 w równaniach (17b i 18b) można sprawdzić przez bezpośrednie przełączenie. Do tego celu wzory na współczynnik odbicia i oddziaływania są nieużyteczne ze względu na nieoznaczoność ich dla częstotliwości granicznej. Trudności tej można uniknąć, wyrażając $\hat{Z}_1$ i γ w funkcji oporności pozornych $\hat{Z}_a$, $\hat{Z}_b$

$$e^{\theta} = \frac{1 + \frac{\hat{Z}_a \hat{Z}_b}{R^2} + \frac{\hat{Z}_a}{R} + \frac{\hat{Z}_b}{R}}{\frac{\hat{Z}_a}{R} - \frac{\hat{Z}_b}{R}}$$

Po podstawieniu jX_a i jX_b zamiast $\hat{Z}_a$ i $\hat{Z}_b$, tłumienie wtrącone zespolone A i przesunięcie fazowe wtrącone tłumienia B można wyznaczyć w zależności

$$e^A = \frac{\sqrt{1 + \frac{X_a^2}{R^2}} \cdot \sqrt{1 + \frac{X_b^2}{R^2}}}{\frac{X_a}{R} - \frac{X_b}{R}} \quad (23)$$

oraz

$$\operatorname{tg} B = \frac{\frac{X_a X_b}{R^2} - 1}{\frac{X_a}{R} + \frac{X_b}{R}} \quad (24)$$

Wzory te, ujmujące zjawiska odbicia i wzajemnego oddziaływania, umożliwiają obliczenie warunków przesłania. W sąsiedztwie częstotliwości granicznej od strony zakresu przepustowego przesunięcie fazowe wzrasta o π . Przy częstotliwości granicznej współczynnik odbicia wraz z $\hat{Z}_1$ u-

zyskują składowe urojone, wprowadzając przede wszystkim przesunięcie fazy o $-\frac{\pi}{2}$, które wzrasta o π radianów w przedziale trzyćwierciowym po stronie tłumienia częstotliwości granicznej. Stała oddziaływania oczywiście znosi tę nieciągłość przesunięcia fazowego przy częstotliwości granicznej. W zakresie przepustowym jej składowa urojona wynosi

$$\operatorname{arc} \left[1 - \frac{\left(1 - \frac{\hat{Z}_1}{R}\right)^2}{\left(1 + \frac{\hat{Z}_1}{R}\right)^2} \right]$$

gdzie $\hat{Z}_1$ jest rzeczywiste. Graniczna wartość tego kąta przy zbliżaniu się do częstotliwości granicznej poprzez częstotliwości zakresu przepustowego może więc być wyznaczona z funkcji oporności pozornych $\hat{Z}_1$, $\hat{Z}_2$. Dla f_0 oporności X_a albo X_b osiągają wartości zerowe lub nieskończenie wielkie. Niech X_a będzie równe zero, wtedy wartość graniczna kąta wynosi $\operatorname{arctg} \left[-\frac{R}{X_b} \right]_{f=f_0}$. Po stronie tłumienia częstotliwości granicznej urojona składowa stałej oddziaływania wynosi

$$\operatorname{arc} \left[1 - e^{-2\alpha \left(4 \operatorname{arctg} \frac{\hat{Z}_1}{iR} \right)} \right],$$

gdzie $\hat{Z}_1$ jest urojone. Graniczna wartość tego wyrażenia przy zbliżaniu się do częstotliwości granicznej poprzez częstotliwości zakresu tłumienia znaleziona w ten sam sposób wynosi $\operatorname{arctg} \left(\frac{X_b}{R} \right)_{f=f_0}$. W ten sposób nieciągłość β , wynosi $\frac{\pi}{2}$, t. j. tyle

ile jest potrzebne do usunięcia nieciągłości powodowanej przez zjawisko odbicia.

Zmiany niektórych składowych przesunięć fazowych wraz z częstotliwością przedstawiają krzywe na fig. 8 dla filtru dolno-przepustowego, którego oporności pozorne $\hat{Z}_a$ i $\hat{Z}_b$ są takie, jak na fig. 6 i 7, i posiadają krytyczne częstotliwości rozmieszczone w opisany sposób. Krzywa 12 przedstawia przesunięcie fazowe własne β czwórnika od częstotliwości zerowej do częstotliwości granicznej. Składowa ta wzrasta o π w każdym z przedziałów pomiędzy częstotliwościami krytycznymi, zawierającymi f_0 i waha się dokoła prostej linii 15, odchylając się od niej o $\pi/4$ przy częstotliwości f_0 . Na rysunku wahania tej krzywej, jak również wahania innych krzywych są nieco przesadzone w celu lepszego przedstawienia ich charakteru.

Krzywa 13 przedstawia przesunięcie fazy β , wskutek odbicia w zakresie tłumienia, przy czym składowa ta w zakresie przepustowym jest równa zeru. Dzięki odpowiedniemu rozmieszczeniu krytycznych częstotliwości średnie nachylenie tej krzywej jest takie same jak linii 15, a charakteryzuje się po pierwsze odchyleniem od prostej 15 o $-\pi/4$ przy f_0 i gwałtowną zmianą o π przy krytycznej częstotliwości f_3 . Ponieważ ta ostatnia zmiana sprowadza się po prostu do odwrócenia fazy, przeto jej efekt jest na ogół nieznaczny.

Krzywa 14 przedstawia przesunięcie fazy wskutek wzajemnego oddziaływania. Krzywa ta charakteryzuje się wahaniami dwukrotnie częstszymi od wahań innych krzywych i gwałtowną zmianą o $\pi/2$ przy f_0 .

Całkowite przesunięcie fazowe czwórnika otrzymuje się przez dodanie trzech krzywych i w tym przypadku należy zaznaczyć, że nieciągłość krzywej 14 przy f_0 znosi nieciągłość przejścia z krzywej 12 na krzywą 13. Krzywa wypadkowego przesunięcia fazowego przebiega wobec tego ła-

godnie i jest bardzo zbliżona do prostej w całym zakresie od zera do f_3 , a w zakresie wyższych częstotliwości biegnie z tym samym nachyleniem, podlegając przesunięciom przy częstotliwościach krytycznych.

Znalezione wzory dla tłumienia zespolonego i częstotliwości zapewniają jedynie krzywej fazowej przebieg zbliżony do liniowego w każdym obszarze przy stromości średniej w każdym obszarze tej samej. Aby stromość można było zbliżyć jaknajbardziej do średniej wartości w każdym punkcie pośrednim między punktami krytycznymi należy określić współczynniki K_1 i K_2 we wzorach na tłumienie zespolone i oporność charakterystyczną. K_2 , jak było dowiedzione, powinno być równe R . K_1 może być obliczone z równania (21), którego główna część dla małych f wynosi

$$\frac{\beta}{2} = K_1 f.$$

Cięciwa, z którą powinna zlewać się charakterystyka fazowa, posiada równanie

$$\frac{\beta}{2} = \frac{\pi f}{2 \Delta f}$$

skąd $K_1 = \frac{\pi}{2\Delta f}$ dla krzywej fazowej o stromości pożądanej i dla jednostajnego rozmieszczenia w odstępach Δf częstotliwości krytycznych.

Warunki powyższe wystarczają całkowicie do określenia elementów oporności pozornych, przedstawionych na fig. 5, 6 i 7. Równania (17a i 18a) przybierają po uwzględnieniu tych warunków postać

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = i \frac{\pi f}{2 \Delta f} \frac{1 - \frac{f^2}{(2\Delta f)^2}}{\left(1 - \frac{f^2}{\Delta f^2}\right) \sqrt{1 - \frac{f^2}{(2.75\Delta f)^2}}} \quad (17c)$$

oraz

$$\hat{Z}_I = R \sqrt{1 - \frac{f^2}{(2.75\Delta f)^2}} \cdot \frac{\left[1 - \frac{f^2}{(4.5\Delta f)^2}\right]}{\left[1 - \frac{f^2}{(3.5\Delta f)^2}\right]} \quad (18c)$$

gdzie Δf ma być wybrane tak, aby f_0 przybrało pożądaną wartość. Z tych wzorów dla oporności $\hat{Z}_a$, $\hat{Z}_b$ członu filtra krzyżowego wynika

$$\hat{Z}_A = i \frac{\pi f}{2 \Delta f} R \frac{\left[1 - \frac{f^2}{(2\Delta f)^2}\right]}{\left[1 - \frac{f^2}{\Delta f^2}\right]} \frac{\left[1 - \frac{f^2}{(4.5\Delta f)^2}\right]}{\left[1 - \frac{f^2}{(3.5\Delta f)^2}\right]}$$

oraz

$$\hat{Z}_B = \frac{R}{i \frac{\pi f}{2 \Delta f}} \frac{\left[1 - \frac{f^2}{\Delta f^2}\right]}{\left[1 - \frac{f^2}{(2\Delta f)^2}\right]} \frac{\left[1 - \frac{f^2}{(2.75\Delta f)^2}\right]}{\left[1 - \frac{f^2}{(3.5\Delta f)^2}\right]} \frac{\left[1 - \frac{f^2}{(4.5\Delta f)^2}\right]}{\left[1 - \frac{f^2}{(3.5\Delta f)^2}\right]}$$

Wielkości elementów tych oporności pozornych łatwo jest znaleźć w sposób podany przez R. M. Foster'a w artykule „A Reactance Theorem” w czasopiśmie Bell System Technical Journal, tom 3 nr 2, kwiecień 1924.

Przy tego rodzaju doborze elementów największe odchylenie stromości charakterystyki fazowej od stromości średniej wynosi, jak stwierdzono przez obliczenie, około 1%. Dokładność taka jest zadowalająca dla większości zagadnień praktycznych. Ponieważ wszystkie elementy czwórnika zostały określone ze względu na liniowy przebieg charakterystyki fazowej, zatem charakterystyka strat przybiera szczególny kształt. Charakterystyka strat posiada mianowicie wierzchołki odbicia przy każdej częstotliwości krytycznej. Przy tych częstotliwościach oporność charakterystyczna zmienia znak, zmienia się zatem znak stałego wyrazu równania (22). W ten sposób aczkolwiek stromość charakterystyki fazowej jest stała w całym zakresie tłumienia, to sama charakterystyka fazowa posiada nieciągłości π radianów przy każdej częstotliwości krytycznej. Taka jest interpreta-

cja stałego wyrazu równania (22). Czy zachodzi tu zwiększenie czy zmniejszenie o π radianów nie daje się to rozróżnić w czwórniku nierozprasującym. Jeżeli uwzględnić rozproszenie, to charakterystyka strat przybiera skończone maksima, a faza w sąsiedztwie wierzchołków wzrasta lub zmniejsza się o π zależnie od tego, czy $\hat{Z}_a$ czy też $\hat{Z}_b$ posiada mniejszą oporność omową przy częstotliwości krytycznej. Wzrost maksimum do nieskończoności oraz towarzysząca mu zmianę fazy można spowodować oczywiście przez wtrącenie oporności dodatkowej do oporności mniejszej. Ważne to jest ze względu na wpływ rozproszenia na przesunięcia fazowe.

Czwórnik rzeczywisty różni się od wyżej rozpatrywanego tym, że jego oporności pozorne $\hat{Z}_a$, $\hat{Z}_b$ posiadają składowe rzeczywiste, różnią się też jego charakterystyki od charakterystyk czwórnika bez rozproszenia energii. Jednakże stosunki istniejące pomiędzy rzeczywistymi i urojonymi częściami każdej funkcji np. tłumienia wtrąconego zespolonego umożliwiają łatwe obliczenie tych różnic, dopóki rozproszenie może być

uważane za równomiernie rozłożone. Rzeczywiście, jeżeli d jest średnim stosunkiem oporności omowej do urojonej każdego elementu czwórnika a ΔA i ΔB wyrażają zmiany tłumienia wtrąconego i przesunięcia fazowego wtrąconego wskutek rozproszenia, to w przybliżeniu

$$\Delta A = \omega d \frac{\partial B}{\partial \omega}, \quad (25)$$

$$\Delta B = -\omega d \frac{\partial A}{\partial \omega} \quad (26)$$

gdzie pochodne są obliczone dla czwórników z czystymi opornościami urojonymi. Otóż rozproszenie jest zazwyczaj skupione głównie w cewkach tak, iż ωd jest stałe, jeżeli oporności cewek są stałe. W ten sposób wpływ rozproszenia na charakterystykę strat w czwórniku o liniowej charakterystyce fazowej wyraża się poprostu zwiększeniem równomiernym strat.

Ponadto w zakresie przepustowym, w którym $\frac{\partial A}{\partial \omega} = 0$, nie zachodzi, praktycznie biorąc, wobec zależności (26) żadna zmiana w charakterystyce fazowej. Jednak w zakresie pośrednim, w którym dzięki zwiększeniu się rozproszenia straty wzrastają, charakterystyka fazowa odchyła się od idealnej linii prostej. Odchylenia te mogą więc być skompensowane dwoma sposobami, mianowicie przez zmianę rozproszenia i przez wprowadzenie oporności dodatkowej, odchylenia bowiem zależą od rozproszenia rozłożonego wzdłuż gałęzi czwórnika i ulegają zmianie, gdy rozkład rozproszenia zmienia się.

Wpływ rozproszenia na charakterystykę fazową w zakresie pośrednim może być skompensowany także za pomocą małych zmian idealnego rozkładu częstotliwości krytycznych. Przez nieznaczne zmniejszenie dwóch przedziałów trzykwartowych zakresu pośredniego stromość charakterystyki fazowej, nie uwzględniającej rozpro-

szenia, może być stopniowo zwiększana, tak iż zmiany wywołane rozproszeniem powodują przesunięcie się charakterystyki raczej do linii prostej, aniżeli odsunięcie się od niej. Ponieważ zwięźenie zakresu pośredniego zwiększa selektywność filtru, przeto charakterystykę tłumienia należy korygować przez zwiększenie rozproszenia oporności pozornych łącznie z kompensującą modyfikacją rozmieszczenia częstotliwości. Odpowiednie odchylenia częstotliwości krytycznych od ich wartości teoretycznych najlepiej określić drogą prób. Na charakterystykę strat można wywierać wpływ za pomocą niewielkiej zmiany idealnej wartości parametrów. Np. straty można zwiększyć kosztem pewnego upośledzenia liniowości charakterystyki fazowej przez zmianę stałych K_1 i K_2 .

Ponieważ rozmieszczenie częstotliwości krytycznych w tej części zakresu tłumienia, w której stromość charakterystyki fazowej ma być stała, musi być równomierne, przeto rozciągnięcie tego warunku na nieskończone pasmo tłumienia filtru dolnoprzepustowego powinno dać w rezultacie czwórnik o nieskończeniu wielkiej liczbie elementów. W praktyce prostoliniowa charakterystyka fazowa rzadko sięga bardzo daleko do wstęgi tłumienia, tak iż ciąg równomiernie rozłożonych częstotliwości krytycznych zazwyczaj może być wcześniej urwany. Gdy wymaganie co do prostoliniowości charakterystyki fazowej kończy się przy częstotliwości f_a , to nieskończony ciąg równomiernie rozłożonych częstotliwości krytycznych większych od f_a może być zastąpiony jedną lub kilkoma częstotliwościami krytycznymi o wielkościach takich, żeby odpowiednie wielkości charakterystyczne filtru były jak najbardziej zbliżone do takichże wielkości przed odrzuceniem nieskończonego ciągu częstotliwości. Bliskie przybliżenie otrzymuje się przy użyciu jednej lub co najwyżej dwóch zastępczych częstotliwości w odstępach nieco rozszerzonych.

Powyższe rozważania są ograniczone jedynie do filtru dolnoprzepustowego. Jednak te same uwagi dotyczą również filtrów pasmowych i górnoprzepustowych. W filtrach pasmowych ciąg równomiernie rozmieszczonych krytycznych częstotliwości określa zakres przepustowy, ograniczony z obydwóch stron częstotliwościami granicznymi. Również częstotliwości krytyczne obydwóch zakresów tłumienia są rozmieszczone równomiernie poza przedziałami trzykwartowymi zakresów pośrednich. Ponieważ dolny czynnik odcięcia może być zastosowany zamiast czynnika $\frac{\pi}{2} \cdot \frac{f}{\Delta f}$ tłumienia zespolonego we wzorze (21), przeto teoretyczny stały mnożnik K_1 jest równy jedności. Współczynnik K_2 w wyrażeniu na oporność charakterystyczną jest określony w ten sposób, aby wartość R odpowiadała charakterystycznej oporności pozornej dla średniej wartości częstotliwości granicznej.

Filtr górnoprzepustowy może być uważany za graniczny przypadek filtru pasmowego o górnej granicy zakresu przepustowego w nieskończoności. Zachowanie liniowości charakterystyki fazowej w nieskończenie rozległym pasmie wymagałoby nieskończenie wielkiej liczby elementów czwórnika, jeżeli jednak istnieje częstotliwość f_d , powyżej której przebieg charakterystyki fazowej jest obojętny, to ciąg częstotliwości krytycznych można urwać w sposób wyżej opisany.

Zastrzeżenia patentowe.

1. Filtr szerokoprzepustowy, przeznaczony do umieszczenia i działania pomiędzy dwiema równymi sobie opornościami końcowymi R i posiadający gałęzie rezonansu wielokrotnego o opornościach urojonych,

wynoszących X_1 i X_2 , znamienny tym, że gałęzie te są wymiarowane w zależności od odstepu częstotliwości rezonansu i antyrezonansu w ten sposób, iż suma kątów $(y_1 + y_2)$, określonych przez równania:

$$y_1 = \arctg \frac{X_1}{R}$$

$$y_2 = \arctg \left(-\frac{R}{X_2} \right)$$

zmienia się liniowo w zależności od częstotliwości na całej szerokości pasma częstotliwości, przepuszczanego przez filtr.

2. Filtr według zastrz. 1 z dolnym pasmem przepustowym, znamienny tym, że odstęp krytycznych częstotliwości oporności urojonej X_1 zmniejsza się stopniowo, poczynając od pewnego odstepu podstawowego, gdy jednocześnie odstęp tych częstotliwości dla oporności urojonej X_2 stopniowo wzrasta, poczynając od tego samego odstepu podstawowego, przy częstotliwościach, należących do przepuszczanego pasma i zbliżających się do częstotliwości odcięcia przepuszczania, tak iż różnica pomiędzy kątami y_1 i y_2 wzrasta stopniowo, dążąc do pewnej wartości stałej w sąsiedztwie tejże częstotliwości odcięcia.

3. Filtr według zastrz. 1, znamienny tym, że najbliższe częstotliwości krytyczne po obu stronach częstotliwości odcięcia wykazują względem tej ostatniej odstęp, wynoszący trzy ćwierci normalnego odstepu pomiędzy krytycznymi częstotliwościami przepuszczanego pasma.

International Standard
Electric Corporation.

Zastępca: K. Czempiński,
rzecznik patentowy.

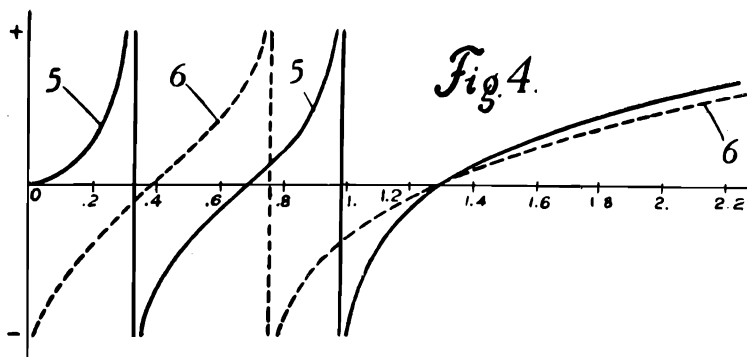
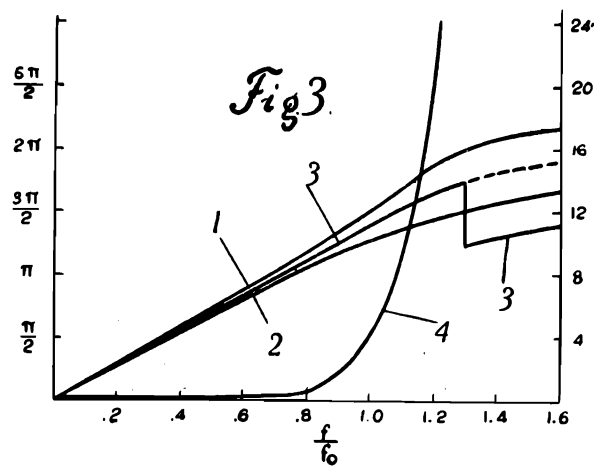
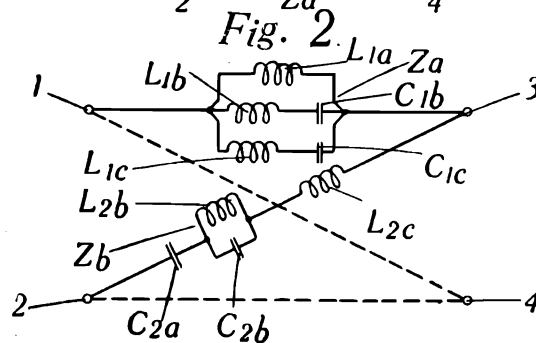
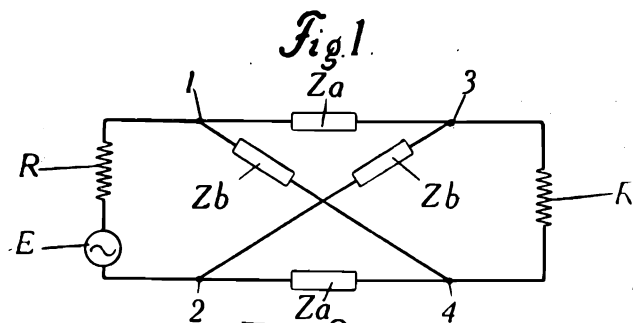


Fig.5.

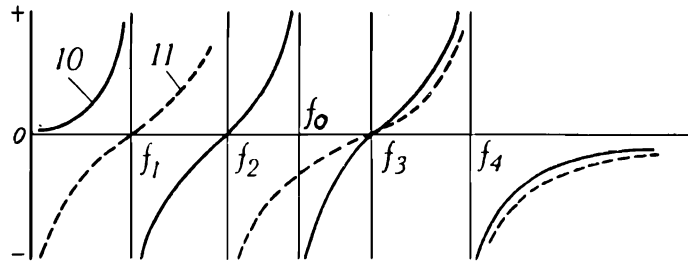


Fig.6.

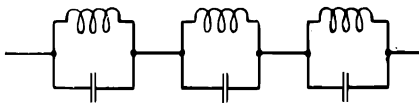


Fig.7.

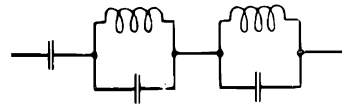


Fig.8.

