FREQUENTIE STABILISATIE VAN ULTRA KORTE GOLVEN MET BEHULP VAN LANGE LEIDINGEN

DOOR

J. L. W. C. VON WEILER

Overgedrukt uit het „Tijdschrift van het Nederlandsch Radiogenootschap" — Deel VII pag. 149—155

FREQUENTIE STABILISATIE VAN ULTRA KORTE GOLVEN MET BEHULP VAN LANGE LEIDINGEN

door

J. L. W. C. VON WEILER

Onder ultra korte golven zal hier verstaan worden golven van ongeveer 1—5 Meter.

De oorzaken van frequentie-veranderingen bij deze golven zijn dezelfde als bij lange golven, alleen is de invloed der verschillende factoren in het algemeen grooter.

Wat zijn deze oorzaken.

1°. Mechanisch niet stevige opbouw vooral van spoelen en condensatoren.

2°. Invloed van de temperatuur, vooral ook door de nabijheid van de zendlampen en op de electroden in de zendlamp.

3°. Verandering van de bedrijfsspanningen. Bijvoorbeeld anodespanningen, gloeispanning, roosterspanning.

4°. Verandering van de belasting.

Door 3 en 4 veranderen de weerstanden van de lamp en de in- en uitgangscapaciteiten. Het is vooral de verandering van de rooster gloeidraad capaciteit welke bij U. K. G. een groote rol speelt. Deze capaciteit verandert (behalve ook nog door invloed 2) doordat de ruimtelading en de looptijd der electronen een functie zijn van de verschillende bedrijfsgrootheden.

Er zal hier slechts een middel besproken worden, om deze verandering van frequentie tegen te gaan, n.l. het gebruik van een zoo zwak mogelijk gedempte trillingskring.

Hoe komt het nu, dat hiermede een betere frequentie stabiliteit te bereiken is?

Bezien wij daartoe de gewone parallel L. C. kring eens nader.

De impedantie van deze kring is van den volgenden vorm:

$$Imp = \frac{\frac{L}{C} - j\frac{r}{\omega C}}{r + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)}$$

Veronderstellen wij nu kleine demping dan kunnen wij vereenvoudigen tot:

$$Imp = \frac{\frac{L}{c}}{r + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)}$$

Bij resonantie is $\omega L = \frac{1}{\omega C}$. en wordt $imp = \frac{L}{Cr}$.

Verder zien wij dat de fasehoek door nul gaat bij resonnatie. Wanneer wij de fasehoek als functie van de frequentie uitzetten dan zien wij dat hoe zwakker een L C. kring gedempt is, hoe steiler de kromme verloopt in de buurt van $\varphi = 0$. Wanneer de kring geheel ongedempt zou zijn, zou de fasehoek van $+ 90°$ naar $- 90°$ overspringen en zou het hiermede mogelijk zijn de frequentie absoluut constant te houden, wanneer de later te noemen maatregelen genomen worden.

Noemen wij het log decr. van de kring δ, de resonnantie frequentie f_r, de afwijking hiervan $\triangle f$, de fasehoek φ., dan is gemakkelijk af te leiden, dat

$$\frac{\triangle f}{f_r} = \delta \frac{tg\,\varphi}{2\pi} = \frac{tg\,\varphi}{2Q}.$$

Tegenwoordig wordt veel in plaats van δ de kwaliteitsfactor Q van een kring gebruikt en wel is $Q = \frac{\pi}{\delta}$.

Bij een gewone L. C. kring is $Q = \frac{\omega L}{r}$.

De afleiding van deze formules zal hier niet gegeven worden daar ze in elk leerboek te vinden zijn.

Wanneer wij de steilheid van de $\varphi = f(\omega)$ kromme in het punt $\varphi = 0$ dus bij resonantie bepalen vinden wij

$$\frac{d\varphi}{\left(\frac{d\omega}{\omega}\right)} = -2Q \text{ voor een gewone L. C. Kring.}$$

Wij zien dus hoe grooter Q hoe grooter de faseverandering in de buurt van resonantie is.

Nu heeft men echter aan de beste kring niets wanneer men deze zonder meer als frequentie bepalend element bijvoorbeeld tusschen rooster en gloeidraad plaatst.

Immers de veranderlijke rooster gloeidraad capaciteit staat parallel op de afstemcapaciteit en zal dus daar zijn volle invloed doen gelden, daar de resonantie frequentie verandert, tevens zal ook $\frac{d\varphi}{\left(\frac{d\omega}{\omega}\right)}$ kleiner worden omdat de kring nu extra gedempt wordt door de rooster gloeidraadkring. Dit alles is op langere golf niet zoo ernstig daar hierbij de afstemcapaciteit groot is ten opzichte van de rooster gloeidraadcapaciteit en tevens de demping van rooster gloeidraadkring kleiner is.

Men kan hieraan tegemoet komen door de L. C. kring af te takken hetzij op de spoel, hetzij door een capacitieve spanningsdeeling, dus door een naar beneden transformeeren. Gemakkelijk is in te zien dat de invloed van de veranderlijke rooster gloeidraadcapaciteit dan verminderd wordt, terwijl tevens $\frac{d\varphi}{\omega}\omega$ een grooter waarde kan aannemen dan wanneer de heele kring tusschen rooster en gloeidraad was aangesloten, zooals later voor een lange leiding zal worden afgeleid.

Men kan met deze aftakkingsmethode zoover naar beneden gaan, tot nog voldoende impedantie overblijft om genereeren te verkrijgen. Hoe beter de kring is hoe verder naar beneden men kan aftakken en hoe stabieler de frequentie is.

Nu worden echter gewone L. C. kringen al spoedig onbruikbaar bij ultra korte golven, omdat al spoedig niet voldoende impedantie te verkrijgen is door de ongunstige L/C verhouding en de hooge weerstand door straling en skin effect.

Men is dan ook al spoedig tot andere kringen overgegaan, n.l. kringen met verdeelde capaciteit en zelfinductie.

Het prototype hiervan is de Lecherdraadleiding.

Inplaats van de gewone dubbeldraadsleiding wordt veelvuldig toegepast de concentrische buisleiding welke veel minder stralingsweerstand bezit en dus zwakker gedempt is.

Stel nu wij hebben een lange leiding aan het eene uiteinde kort gesloten aan het andere uiteinde open en takken deze af op een lengte $l_1 = pl$ van het kort gesloten uiteinde, de afstand tot het open uiteinde is dan $l_2 = (1 - p)\,l$. terwijl p loopt van 0 tot 1.

Wij vinden dan voor de impedantie gemeten op de plaats van deze aftakking:

$$Imp. = \frac{Z_0 \, tgh\, \gamma p l \; Z_0 \, tgh\, \gamma (1-p) l}{Z_0 \, tgh\, \gamma p l + Z_0 \, cotgh\, \gamma (1-p) l\,.}$$

$$\text{waarin } \gamma = j\omega \sqrt{LC} + \frac{r}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} = j\alpha + \beta\,.$$

Hierin stellen r, L en C respectievelijk voor de weerstand zelfinductie en capaciteit per c.M. buislengte.

Werkt men deze vorm uit dan komt er:

$$Imp = \frac{Z_0}{2}\,\frac{\sinh(2p-1)\beta l \cos(2p-1)\alpha l + \sinh\beta l \cos\alpha l + j(\cosh(2p-1)\beta l \sin(2p-1)\alpha l + \cosh\beta l \sin\alpha l)}{\cosh\beta l \cos\alpha l + j \sinh\beta l \sin\alpha l}$$

In nu de dempingsconstante β klein, dan kan men overal de $\cos h$ door één vervangen en tevens het eerste lid van de teller verwaarloozen.

$$Imp = \frac{Z_0}{2}\,\frac{\sin(2p-1)\alpha l + \sin\alpha l}{\sinh\beta l \sin\alpha l - j\cos\alpha l}$$

Resonantie treedt nu op wanneer $\cos\alpha l = 0$ en is de impedantie dan:

$$Imp = \frac{-\cos\pi p + 1}{2\sinh\beta l} Z_0 = \frac{\sin^2 p\frac{\pi}{2}}{\sinh\beta l} Z_0$$

Wij zien hieruit het verloop van de impedantie bij resonantie wanneer men de aftakkingsplaats verandert. Ook hier weer een naar beneden transformeeren.

Sluiten wij de aftakking aan op de roostergloeidraadklemmen dan komt er behalve een capaciteit een dempingsweerstand over de klemmen te staan. Noemen wij deze R. en beschouwen wij deze eerst eens alleen.

Wij kunnen nu beter met de admittantie rekenen dan met de impedantie.

$$Adm = \left\{ \frac{2\sinh\beta l \sin\alpha l}{(\sin(2p-1)\alpha l + \sin\alpha l) Z_0} + \frac{1}{R} \right\} - j \frac{2\cos\alpha l}{(\sin(2p-1)\alpha l + \sin\alpha l) Z_0}$$

Hieruit $tg\,\varphi = \dfrac{2R\cos\alpha l}{2R\sinh\beta l \sin\alpha l + Z_0 \sin(2p-1)\alpha l + Z_0 \sin\alpha l}$

Bepalen wij nu weer $\frac{d\varphi}{d\omega}\omega$ voor $\varphi = 0$ dan vinden wij na eenig rekenen:

$$\omega\frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{\frac{\pi}{2}R}{R\sinh\beta l + Z_0 \sin^2\frac{p\pi}{2}} = \frac{\pi}{2}\,\frac{1}{\dfrac{\beta l + Z_0 \sin^2\frac{p\pi}{2}}{R}}$$

Wij zien hier weer dat hoe langer de aftakking, dus hoe kleiner p, hoe grooter de $\omega\frac{d\varphi}{d\omega}$ wordt. Verder hoe kleiner golfweerstand Z_0 hoe beter. Wanneer R heel groot is krijgen wij:

$$\omega\frac{d\varphi}{d\omega} = \frac{\pi}{2\beta l} = \frac{2\omega L}{r}\,.$$

Immers $l\alpha = l\omega\sqrt{LC} = \frac{\pi}{2}$ · dus $l = \dfrac{\pi}{2\omega\sqrt{LC}}$ en $\beta = \frac{1}{2} r\sqrt{\frac{L}{C}}$.

Dit is dus als bij een gewone LC kring en verder blijkt dat $\omega\frac{d\varphi}{d\omega}$ afhankelijk is van de aftakking.

Brengen wij nu een capaciteit C_{fg} op de aftakking aan dan vinden wij:

$$Adm = \frac{2\sinh\beta l \sin\alpha l}{Z_0 \sin\alpha l + Z_0 \sin(2p-1)\alpha l} + j\left(\omega C_{fg} - \frac{2\cos\alpha l}{Z_0 \sin\alpha l + Z_0 \sin(2p-1)\alpha l}\right)$$

Resonantie treedt op wanneer

$$\omega C_{fg} = \frac{2\cos\alpha l}{Z_0 \sin\alpha l + Z_0 \sin(2p-1)\alpha l}$$

Voor $p = 1$ wordt dit $\omega C_{fg} = \dfrac{cotg\,\alpha l}{Z_0}$

Voor $p = 0$ wordt $\cos\alpha l = 0$ en krijgen wij dus de oude resonantie voorwaarde terug als bij $C_{fg} = 0$.

Naarmate p kleiner wordt, wordt de invloed van C_{fg} kleiner. Bij dit soort kringen neemt men liefst $\alpha l = \frac{\pi}{2}$ en niet $n \times \frac{\pi}{2}$. Dan wordt de lengte van de buisleiding $\approx \frac{\lambda}{4}$ cM. daar

$\alpha l = \frac{\pi}{2} = \omega\sqrt{LC}\, l = \frac{2\pi V}{\lambda}\frac{l}{c}$ daar bij Lecherleidingen altijd

$\sqrt{LC}$ $\frac{1}{c}$ is (c = lichtsnelheid).

Zou men de lengte grooter nemen dan wordt de demping evenredig grooter.

Een andere methode om de invloed van C_{fg} te verminderen is de volgende.

Tusschen rooster en gloeidraad brengt men een leiding aan die meerdere golflengten lang is.

Stel de leiding is aan het andere uiteinde gesloten (voor een open leiding gelden analoge beschouwingen).

De admitatie wordt dan:

$$adm = \frac{\sinh \beta l}{Z_o} + j\left(\omega C_{fg} - \frac{\operatorname{cotg} \alpha l}{Z_o}\right).$$

Resonantie dus voor $Z_o \omega C_{fg} = \operatorname{cotg} \alpha l = \operatorname{cotg} \omega \sqrt{LC}\, l$. Uit deze vergelijking volgt een ∞ aantal waarden voor l, die er aan voldoen.

Bepalen wij nu eens:

$$\frac{d C_{fg}}{d\omega} \text{ dan vinden wij } \frac{d C_{fg}}{d\omega} = -\frac{1}{Z_o}\left\{\frac{\omega l \sqrt{LC}}{\sin^2 \alpha l} + \operatorname{cotg} \alpha l\right\} =$$

$$= -\frac{1}{\omega^2 Z_o}\left\{\frac{\omega l}{c} + \frac{Z_o^2 \omega^3 C^2_{fg} l}{c} + Z_o \omega C_{fg}\right\} = \text{of}$$

$$\frac{\omega d C_{fg}}{C_{fg} d\omega} = -\frac{1}{Z_o}\left\{\frac{l}{V C_{fg}} + \frac{Z_o^2 \omega^2 l C_{fg}}{c} + Z_o\right\} =$$

$$= -\left\{1 + \frac{Z_o \omega^2 l C_{fg}}{c} + \frac{l}{c C_{fg} Z_o}\right\}.$$

Wij zien uit deze formule dat hoe grooter l is, dus hoe meer golflengten op de leiding, hoe minder invloed de verandering van C_{fg} heeft.

Er blijkt ook een ongunstigste golfweerstand Z_o te zijn. Deze ligt bij $Z_o = \frac{1}{\omega C_{fg}}$ zooals gemakkelijk is af te leiden.

Dit is physisch zoo te verklaren dat bij zeer kleine golfweerstand een kleine capaciteit geen invloed heeft op de afstemming van de lijn, dus ook veranderingen hiervan geen invloed hebben, terwijl bij zeer groote golfweerstanden, de leiding practisch

kortgesloten is door C_{fg} dus ook verandering hiervan geen invloed heeft.

Deze eenvoudige beschouwingen geven eenigszins de weg aan welke men gaan moet om grootere frequentiestabiliteit te bereiken bij ultra korte golven.

In een later artikel zal een volledige lampgenerator berekend worden met in de praktijk voorkomende concentrische buissystemen.

J. L. W. C. VON WEILER