

# RADIO-NIEUWS



ORGAAN van de  
NED. VER. voor RADIOTELEGRAFIE

NAAMLooZE VENNOOTSCHAP

# „IDZERDA-RADIO”

DEN HAAG -- BEUKSTRAAT 10 -- TELEFOON 32584

Gehoorzaal 2—6 en 8—10 uur

Standaard-Radio-Ontvangtoestellen

## Coronaphon

typen: 1.1.1. ÷ 1.1.2 ÷ 2.1.2 ÷ 2.1.3 ÷ 3.1.3.

Standaard-Microphon-Gramphon-Versterkers

## Magnaphon

typen: 2.10 ÷ 1.2.10 ÷ 4.25.

Standaard-Electro-dynamische Luidsprekers

## Magnavox

typen: M7 — R4 — R80 — R500

Standaard-Meetinstallaties

Golfmeters

Capaciteitsmeters

Zelfinductiemeters

Decrementmeters

Standaard-Radio-Onderdeelen

H.F. Smoorspoelen

H.F. Koppелеlementen

Coronaspoelen

Trekstaven

Detector potentiometers

Geijkte L.F. zelfinducties

Toonfilters

Bandfilters

Corona-Koppelspoeltjes

Raamantennes

Weston-meters

Zenith-weerstand



# Radio-Nieuws.

ORGAAN VAN DE NED. VER.

Onder Redactie van J. CORVER,  
BURNIERSTRAAT 38,  
DEN HAAG.



VOOR RADIO-TELEGRAFIE.

Uitgever: N. VEENSTRA,  
LAAN VAN MEERDERVOORT 30,  
DEN HAAG, Tel. 32112.

Abonnementsprijs voor niet-leden f 9.— per jaargang van 12 nummers. Buitenland f 10.—  
Leden der Vereeniging (contributie f 8.— per jaar) ontvangen het maandblad gratis.  
Secretaris-Penningmeester: B. Silkkerveer, Obrechtstraat 104/6, den Haag.

**INHOUD:** Electriche Filters. — Details uit de werking van electro-accoustische weergevers. — Schakeling van gloeistroomweerstand, batterijen en lampen in verband met het economisch en veilig gebruik.

## Electriche Filters.

door Ir. C. BOSMAN.

Dit artikel is het eerste van een serie aan het onderwerp gewijd. Na het geven van een definitie van een electrisch filter wordt de tweeledige oorsprong van den laddervorm aangeduid, n.l. complicatie van eenvoudige schakelingen als b.v. het afvlakfilter waarvan de filtreerende werking direct in het oog valt, dan wel afleiding uit een lange leiding via een kunstmatige leiding. Nadat het voordeel van de laatste methode in verband met de theoretische zijde is belicht en de analogie van demping naar den tijd en naar de plaats is besproken, wordt de conditie voor doorlaat (filterconditie) afgeleid, waarbij de symetrievoorwaarden en het gebruik van de karakteristieke impedantie bij eindige filters worden aangeduid. Tenslotte wordt de geldigheid van de conditie behandeld.

*Inleiding.* Een uitgebreide toepassing van deze toestellen dateert pas van de laatste jaren. Dit moet geweten worden aan het feit, dat men pas sedert enkele jaren in staat is filters te construeeren waarmede men opmerkelijke resultaten bereikt, hetgeen op zijn beurt weer het gevolg is van de ontwikkeling eener speciale doelbewuste theorie op exacte basis. Het is dan ook geen wonder wanneer wij zien, dat zelfs aan electrotechnici de tijd of de lust ontbreekt dieper in dit interessante onderwerp door te dringen, aan-

gezien het hun slechts een enkele maal van practisch nut is, en dat dientengevolge ook onder hen in het algemeen slechts een zeer oppervlakkige kennis heerscht omtrent dit speciale gebied. Hiervan is het gevolg dat vaak misverstanden en zelfs foutieve opvattingen hun weg vinden, waarvan wij er later verschillende zullen aanwijzen.

Waar nu de filters speciaal voor de radiotechniek van steeds meer belang geworden zijn, en het te betreuren is wanneer men zich onzeker voelt zoodra men ze moet toepassen, tengevolge waarvan men poovere resultaten verkrijgt zonder noodzaak, zullen wij trachten een korte schets te geven van de theorie en de berekening van filters.

Er is naar gestreefd het wiskundige deel tot het strikt noodzakelijke te beperken. Echter is de ontwikkeling van de filterstechniek te danken aan een theorie die samenhangt met die over een der moeilijkste gedeelten van de electrotechniek: de eigenschappen van lange leidingen. Een wiskundige behandeling zal dus met het oog op een juist inzicht onvermijdelijk zijn. Op aanlokkelijke zijpaden zullen wij ons wegens het bestek van deze artikelen niet kunnen begeven en van sommige afleidingen zal om de zelfde reden alleen het resultaat gegeven kunnen worden, in de hoop dat de lezer ze zelf zal willen verifiëren.

Er is verder naar gestreefd een behoorlijke Hollandsche terminologie in te voeren, welke voor zoover ik weet, nog niet bestond. Voor opmerkingen in deze houd ik mij ten zeerste aanbevolen.

## I. Algemeene theorie der ideale electriche filters.

### § 1. *Definities en oorsprong der filters.*

Wij zullen een electricch filter definiëren als een combinatie van impedanties, zoodanig geschakeld, dat het samenstel de eigenschap vertoont, stroomen waarvan de frequentie binnen bepaalde grenzen ligt, door te laten, stroomen van andere frequentie daarentegen te onderdrukken.

Onder doorlaten wordt verstaan niet of zeer weinig verzwakken, onder onderdrukken sterk verzwakken.

Deze definitie omvat niet een eenvoudige serieschakeling of parallelschakeling van een zelfinductie en een capaciteit. Onder een filter of zeef verstaat men een toestel dat — zooals b.v. in de chemie — twee ongelijksoortige substanties scheidt, in casu vloeistof en vaste stof, of voorwerpen sorteert van verschillende grootte b.v. ten behoeve van de fabricage van fruitconserven. In het laatste geval laat het filter het voorwerp plotseling niet meer door wan-

neer de afmetingen die van de gaten overschrijden, met hoe weinig dan ook. In overeenstemming hiermede willen wij de bovengenoemde schakelingen niet met onze definitie omvatten en dan ook geen filters noemen. Want weliswaar nadert de impedantie van het complex bij een bepaalde (resonnantie) frequentie gaandeweg tot nul resp. tot oneindig, bij aanwezigheid van een kleinen Ohmschen weerstand tot een kleine resp. een zeer groote waarde zoodat zij een soort filtreerende werking vertoonen in een passende schakeling, maar men kan niet spreken over onderdrukken of doorlaten van stroomen met frequenties binnen bepaalde *grenzen*. Zij vertoonen dus slechts een variabele impedantie, doch hebben niet de typische cardinale eigenschappen van echte filters: dat de ingaande en uitgaande stroom in het algemeen niet even groot zijn en dat de verhouding van deze stroomen bij een bepaalde (grens) frequentie plotseling zeer snel verandert, in het geval een ideaal (weerstandsløos) filter zelfs sprongsgewijs, discontinu.

Zooals velen misschien niet zullen weten, treffen wij deze laatste eigenschappen onder zekere voorwaarden o.a. aan bij een goede oude bekende: het afvlakfilter. Men weet dat dit bestaat uit een of meer in serie met de stroombron geschakelde zelfinducties en een of meer parallel aan de stroombron geschakelde condensatoren. Tot deze opstelling is men vermoedelijk gekomen omdat ze in verband met het verloop der impedantie dezer toestellen bij veranderlijke frequentie voor de hand lag.

Het gedrag van de schakeling in dit geval is tamelijk gemakkelijk te berekenen.

Men heeft zich echter afgevraagd of met schakelingen van deze soort, bestaande uit een in serie geschakelde en een parallel geschakelde impedantie, niet nog heel andere effecten te bereiken waren wanneer men deze impedanties gecompliceerdere samenstellingen gaf. Stelt men één dezer impedanties of beide samen uit een willekeurig aantal condensatoren en zelfinducties in een of andere schakeling en ongelijk van grootte, en vraagt men zich af wat men daarmede nu in het algemeen zou kunnen doen, dan worden de rekenmoeilijkheden bij toename van het aantal elementen al spoedig onoverkomelijk. Voor elk knooppunt toch krijgt men een vergelijking ontleend aan de wet van Kirchhoff (voor wisselstroom) en voor elken kringloop een vergelijking ontleend aan de inductiewet van Faraday.

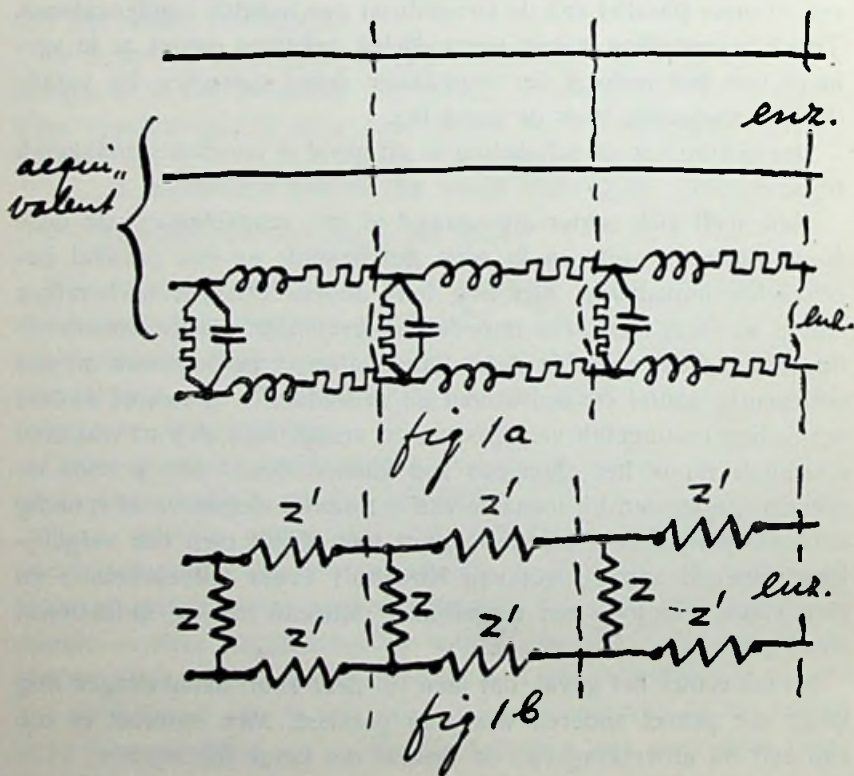
Nu wil echter het geval, dat men tot deze soort schakelingen nog langs een geheel anderen weg kan geraken. Men ontmoet ze n.l. van zelf bij uitwerking van de theorie der lange leidingen.



Reeds sinds geruimen tijd had zich een theorie ontwikkeld, die een verklaring gaf van de merkwaardige verschijnselen die zich voordoen op een met wisselstroom gevoede lange dubbelleiding (waarvan één lijn ook door de aarde gevormd kan worden). Deze theorie is gebouwd op de aanname van een bepaalden Ohmschen weerstand, een bepaalde zelfinductie, een bepaalde capaciteit en een bepaalde afleiding door isolatiefouten, alles per lengteenheid dubbelleiding. Door bepaalde secundaire aannamen en bepaalde verwaarloozingen kan men nu de verkregen vergelijkingen vereenvoudigen en de practische gevallen tot theoretische idealiseeren.

In het algemeen onderscheiden deze leidingen zich dus door over de lengte *verdeelde* zelfinductie, capaciteit, enz.; men kan echter hun eigenschappen nabootsen met behulp van z.g. kunstmatige leidingen of kabels.

Hiertoe verdeelt men de betreffende leiding of den kabel in een aantal denkbeeldige stukken, neemt aan, dat men zich de over deze korte stukken verdeelde zelfinductie enz. in één punt geconcentreerd mag denken en brengt ter plaatse een smoorspoel, een condensator enz. aan ten bedrage van de zelfinductie capaciteit enz. van het stuk dubbelleiding.



Men construeert dus een vervangingsschema. De leiding zelf geeft men nu geringe afmetingen zoodat de zelfinductie, capaciteit en weerstand ervan kan worden verwaarloosd; zij is verworden tot een tweetal verbindingsdraden waaraan de impedanties zijn verbonden. Maakt men het aantal stukken groot genoeg, dan heeft men den oorspronkelijken kabel (of leiding) electricisch gecopieerd binnen een beperkte ruimte. (fig. 1).

Men kan nu de theorie der lange leidingen uit den aard der zaak ook op deze copieën toepassen. Niets belet ons echter om nu ook voor de dwarsimpedantie eens een zelfinductie, voor de langsimpedantie daarentegen een condensator te nemen of zelfs allerlei ingewikkelde complexen. Uit den aard der zaak kan men zich deze niet meer uit een leiding ontstaan denken en heeft men zich dus geheel van het idee „kunstmatige leiding” losgemaakt. De vergelijkingen echter zijn van gelijksoortige gedaante en men kan er overeenkomstige conclusies uit trekken.

Met het oog op de hier genoemde mogelijkheid gaat men er bij deze soort schakelingen toe over te rekenen met langs- en dwarsimpedanties, zonder aanvankelijk hun samenstelling te specificeren (fig. 1b).

Wat is er echter geworden van den lengtecoördinaat der leiding, die in de vergelijkingen voorkwam dank zij de aannamen per lengte-eenheid?

Neeft men de denkbeeldige stukken aan, dan duikt ze in de vergelijkingen op als een aantal, n.l. het aantal stukken, waarvan de lengte nu constant geworden is. Daar dit aantal stukken vervolgens wordt tot het aantal onderling gelijke deelen waaruit het resulterend netwerk is opgebouwd, blijft ze in dezen vorm bestaan. Met inachtnaam van een straks te bespreken voorwaarde voor de symetrie zullen wij deze deelen „cellen” noemen.

Zoo komen wij ook langs dezen weg op schakelingen van den zelfden vorm, met langs- en dwarsimpedanties. Zij blijken een filterwerking te vertoonen zooals ook lange leidingen dit onder zekere voorwaarden doen, en heeten naar den vorm „Kettenleiter” of „Filtres en échelle”. (Engelsch „wave filters”).

Wij zullen ons nu eens niet klakkeloos bij de Duitsche terminologie aansluiten. Van een ketting grijpen de schakels *door* elkaar, wij vinden dat de schakeling meer op een ladder lijkt en zullen dus van „*ladderfilters*” spreken.

De laatstelijk besproken manier om tot de schakelingen te geraken heeft ons den weg gewezen wat betreft de theorie; het blijkt

zeer profijtelijk onze uitgangspunten en werkwijze analoog aan die der theorie over lange leidingen te kiezen.

Voordat wij hieraan beginnen, lijkt het gewenscht even enkele eigenschappen van de hyperbolische functies te releveeren, daar wij deze straks noodig zullen hebben. Voor een uitvoerige verklaring raadplege men een werk over wiskunde.

Wij zullen gebruik maken van de volgende formules:

Zij  $\varepsilon$  het grondtal van het Neperiaansche logaritmen-stelsel, dan is:

$$\sinus\ hyperbolicus\ \varphi, \text{ afgekort } \sinh\ \varphi = \frac{1}{2} (\varepsilon^\varphi - \varepsilon^{-\varphi})$$

$$\cosh\ \varphi = \frac{1}{2} (\varepsilon^\varphi + \varepsilon^{-\varphi})$$

$$\operatorname{tgh}\ \varphi = \frac{\sinh\ \varphi}{\cosh\ \varphi}$$

$$\operatorname{cotgh}\ \varphi = \frac{1}{\operatorname{tgh}\ \varphi} = \frac{\cosh\ \varphi}{\sinh\ \varphi}$$

$$\cosh\ \varphi + \sinh\ \varphi = \varepsilon^\varphi$$

$$\cosh\ \varphi - \sinh\ \varphi = \varepsilon^{-\varphi}$$

$$\cosh^2\ \varphi - \sinh^2\ \varphi = 1$$

$$\sinh(-\varphi) = -\sinh\ \varphi$$

$$\cosh(-\varphi) = \cosh\ \varphi$$

$$\operatorname{tgh}(-\varphi) = -\operatorname{tgh}\ \varphi$$

$$\operatorname{cotgh}(-\varphi) = -\operatorname{cotgh}\ \varphi$$

$$\sin jx = j \sinh x$$

$$\cos jx = \cosh x$$

$$\operatorname{tg} jx = j \operatorname{tgh} x$$

$$\operatorname{cotg} jx = -j \operatorname{cotgh} x$$

waarin  $j$  de imaginaire eenheid voorstelt.

§ 2. Afleiding van de filterconditie.

Wij zullen een ladderfilter beschouwen in den meest algemeenen vorm. In fig. 2 is een deel van dit filter afgebeeld. De voeding is gedacht vanaf de linkerzijde. De langs- en dwarsimpedanties zijn resp.  $Z_1$  en  $Z_2$ .

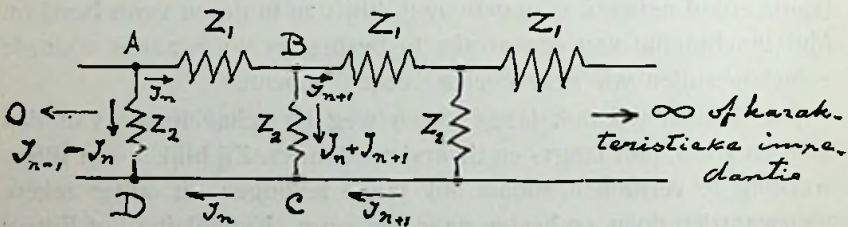


Fig. 2

Op het oogenblik zullen wij ons niet bezighouden met de inschakelverschijnselen. Wij nemen dus aan dat de tijd gedurende welken deze zich doen gevoelen voorbij is, dat er een evenwichtstoestand is ingetreden en hiermede normale bedrijfstoestand.

Wanneer wij nu bovendien nog aannemen dat stroom en spanning sinusvormig veranderlijk zijn met den tijd (hetgeen altijd



mag met het oog op de ontwikkeling van een willekeurige periodieke eenwaardige functie volgens Fourier), dan behoeven wij geen differentiaalvergelijkingen op te schrijven, doch kunnen wij direct een vergelijking met complexe grootheden opstellen.

Volgens de Wet van Kirchhoff zijn de stroomen als in de figuur. Zij hebben de zelfde frequentie, doch behoeven niet in faze te zijn.

Wij passen op het circuit ABCD de inductiewet van Faraday toe:

$$\begin{aligned} \bar{z}_1 \bar{I}_n + \bar{z}_2 (\bar{I}_n - \bar{I}_{n+1}) - \bar{z}_2 (\bar{I}_{n-1} - \bar{I}_n) &= 0 \\ \text{of: } \bar{I}_n (\bar{z}_1 + 2 \bar{z}_2) - \bar{z}_2 (\bar{I}_{n-1} + \bar{I}_{n+1}) &= 0 \quad \dots (1) \end{aligned}$$

Deze vergelijking bevat drie onbekende stroomen, waarvan er één afhankelijk is van de beide anderen. Ons doel is een oplossing te vinden die het verband tusschen de beide stroomen  $\bar{I}_n$  en  $\bar{I}_{n+1}$  uitdrukt. Dit kan op verschillende manieren geschieden<sup>1)</sup>. Om tot deze oplossing te geraken zonder van goochelen te worden beschuldigd, zij ons een kleine uitwijding vergund.

Bij lange leidingen is de stroom op een bepaalde plaats in het algemeen ongelijk aan en niet in faze met de stroom op een andere plaats. Afgezien van het feit dat demping naar den tijd optreedt wanneer er geen evenwicht is, dus b.v. bij in- of uitschakelen, treedt er bovendien demping naar de plaats op. Zooals bekend, uit de eerste zich mathematisch in een complexe cirkelfrequentie van den stroom. In de uitdrukking voor den stroom op een bepaalde plaats als functie van den tijd, zijnde de oplossing van een lineaire differentiaal-vergelijking, komt deze cirkelfrequentie  $\omega$  vermenigvuldigd met den tijd voor in den exponent van  $\varepsilon$  functies. Is er wel evenwicht en wordt de stroom dus onafhankelijk van den tijd, dan bevat de uitdrukking voor den stroom als functie van de plaats,  $\varepsilon$  functies met in den exponent het product van den lengtecoördinaat en een grootheid die betrekking heeft op de demping naar de plaats.

De analogie valt direct op en zij strekt zich nog verder uit. Deze voor de demping naar de plaats beslissende grootheid n.l. is in het algemeen ook complex evenals zoeven de  $\omega$ , hetgeen aanduidt dat er behalve reële demping ook imaginaire d.w.z. fazeverschuiving is (zie verderop).

Om nu onze vergelijking op te lossen, moeten wij evenals bij een lineaire differentiaalvergelijking, een oplossing aannemen. Na het voorgaande zal het duidelijk zijn dat wij door beschouwing van analoge gevallen reeds van te voren weten dat deze oplossing den volgende vorm heeft:

<sup>1)</sup> Zie ook: P. David „Les Filtres Electriques”. Wanneer deze schrijver wordt geciteerd is in het vervolg dit boekje bedoeld.

$$\bar{I}_n = C_1 \varepsilon^n \Gamma + C_2 \varepsilon^{-n} \Gamma \dots \dots \dots (2)$$

waarin  $\Gamma$  een complexe grootheid voorstelt verband houdend met de demping en  $n$  de plaatsbepaling beheerscht.

Schrijven wij de analoge betrekking op voor de beide andere stroomden, aannemende dat de vóór- en achterliggende cellen zich in precies de zelfde conditie bevinden als de beschouwde (zie verderop), substitueeren een en ander in (1) en brengen de vergelijking met behulp van de hyperbolische functies in een handiger gedaante, dan komt er:

$$(C_1 \varepsilon^n \Gamma + C_2 \varepsilon^{-n} \Gamma) (\bar{Z}_1 + 2 \bar{Z}_2 - 2 \bar{Z}_2 \cosh \Gamma) = 0.$$

Daar het eerste deel niet nul kan zijn, is onze aangenomen oplossing goed mits het tweede deel nul is, of:

$$\cosh \Gamma = \frac{\bar{Z}_1}{2 \bar{Z}_2} + 1 \quad (3)$$

Wij vestigen er de aandacht op, dat het onverschillig is of wij de impedantie  $z_1$  (fig. 2) over de beide hoofdleidingen verdeelen, zoodat het filter symetrisch is ten opzichte van een vlak in de lengterichting, of — zooals geteekend — niet. Wij zijn uitgegaan van de inductiewet van Faraday en de gevonden uitdrukking is in beide gevallen gelijk.

Bezien wij thans vergelijking (2) nader. Er komen twee  $\varepsilon$  functies in voor van de vroeger beschreven gedaante. De exponenten hebben het tegengestelde teeken. Wij treffen dit steeds aan in soortgelijke gevallen;  $\Gamma$  kiezen wij nu zoodanig dat de term met den positieven exponent afneemt naarmate wij verderop in het filter komen. Zij is kennelijk het gevolg van demping van den generatorstroom. De term met den negatieven exponent daarentegen neemt nu juist toe verderop in het filter. Hij ontstaat door het verschijnsel van *terugkaatsing* van de stroomgolf aan het uiteinde.

Nu weten wij uit de theorie der lange leidingen, dat deze term onder sommige omstandigheden nul wordt. In de eerste plaats is dit het geval als de leiding oneindig lang is en — indien niet homogeen — te verdeelen in stukken die onderling gelijk zijn en symetrisch ten opzichte van vlakken loodrecht op de lengterichting van de leiding (symetrisch heterogene leiding). Een oneindig lang filter, bestaande uit cellen die deze symetrie vertoonen en onderling gelijk zijn, voldoet geheel aan deze voorwaarden en hiervoor geldt dus het zelfde. Dit is ook zooals men gemakkelijk zal inzien de eenige mogelijkheid om aan den vroeger gestelden eisch te voldoen, dat de verschillende cellen zich in de zelfde conditie bevinden.



Een oneindig lange leiding of een oneindig lang filter is echter praktisch niet te realiseren.

Gelukkig is er nog een middel om dezen toestand na te bootsen.

Er is in de theorie der lange leidingen een grootheid genaamd de *karacteristiek* of *golfweerstand* van de leiding, welke de dimensie heeft van een impedantie. Men kan nu aantoonen, dat de gereflecteerde golf ook wegvalt en de deelen zich in de zelfde conditie bevinden wanneer wij een eindige leiding nemen doch deze afsluiten met een impedantie waarvan de waarde gelijk is aan deze karakteristiek. Voor een eindig filter, dat de besproken symetrie vertoont, geldt nu dus wederom het zelfde.

Om verwarring met de later te bespreken frequentiekarakteristiek te voorkomen, zullen wij deze grootheid hier liever de *karacteristieke impedantie* noemen. Wij zullen haar later nader bespreken.

Thans nemen wij aan dat wij te doen hebben met een dergelijk filter. De verdeling in stukken en cellen volgens fig. 1 blijkt niet goed te zijn. Later zullen wij zien dat wij door 2 manieren van verdeling symmetrische cellen kunnen krijgen. Op onze afleiding met behulp van fig. 2 heeft dit geen invloed.

In de vergelijking (2) valt thans de term met den negatieven exponent weg en er komt:

$$\begin{aligned} \bar{I}_n &= C_1 \varepsilon^{n l} \\ \text{dus: } \bar{I}_{n+1} &= C_1 \varepsilon^{(n+1) l} \text{ enz.} \\ \text{Nu is: } \frac{\bar{I}_n}{\bar{I}_{n+1}} &= \varepsilon^{-l} \end{aligned}$$

De complexe  $\Gamma$  stellen wij:

$$\Gamma = A + j B^2)$$

Blijkbaar stelt zij het *logarithmisch decrement* van een filtercel voor. Voeren wij de effectieve waarden van de stroomen in onder aanname van een phaseverschil  $\varphi$ , dan komt er:

$$\begin{aligned} \frac{I_n}{I_{n+1}} \varepsilon^{l \varphi} &= \varepsilon^A \varepsilon^{l B} \text{ of:} \\ \frac{I_n}{I_{n+1}} &= \varepsilon^A \text{ en } \varphi = B. \end{aligned}$$

Hier blijkt een feit waarop wij reeds vroeger zinspeelden: het com-

2) In deze notatie heerscht geen eenheid. Men treft zoowel de hier gebruikte aan als  $\Gamma = \beta + j \alpha$ . Blijkens een verslag van de werkzaamheden van het „Comité Consultatif International des Communications Téléphoniques à grande distance”, in de Ingenieur 8 Juni 1929 heeft dit comité de laatste notatie als de internationale aangenomen. Met het oog op de beschikbare figuren kon evenwel de notatie  $A + j B$  niet meer gewijzigd worden.

plexe decrement bevat een reëel deel A dat de verhouding der stroomsterkteen bepaalt en een imaginair deel j B waarin B de onderlinge fazeverschuiving der stroomen aanduidt.

Zooals men weet heet  $\varepsilon A$  de modulus, B het argument van de complexe dempingsverhouding  $\varepsilon \Gamma$ .

Blijkbaar is de modulus steeds gelijk aan of grooter dan de eenheid wegens de wet op het behoud van arbeidsvermogen.

Er zijn nu twee gevallen van belang voor ons:

a.  $\Gamma$  is werkelijk complex, dus A en B zijn ongelijk aan nul, de modulus is ongelijk aan 1, dus grooter dan 1.

$I_n$  is grooter dan  $I_{n+1}$  m.a.w. *wij zijn in het frequentiegebied waar onderdrukking plaats vindt.*

b.  $\Gamma$  is zuiver imaginair,  $A = 0$ , B is ongelijk aan nul, de modulus is gelijk aan 1.

$I_n = I_{n+1}$ , *wij zijn in het frequentiegebied waar doorlaat plaats heeft, vergezeld van fazeverschuiving.*

Het derde geval  $\Gamma$  zuiver reëel, onderdrukking doch geen fazeverschuiving is voor ons van geen belang aangezien het zich voor doet bij schakelingen die uitsluitend Ohmsche weerstanden bevatten.

Voor geval b) kunnen wij stellen:

$$\Gamma = j \theta, \text{ waarin } \theta \text{ reëel is.}$$

Vergelijking (3) wordt nu:

$$\cos \theta = \frac{\bar{Z}_1}{2\bar{Z}_2} + 1 \quad (4)$$

Voor  $\theta$  reëel ligt  $\cos \theta$  tusschen + 1 en - 1 of:

$$-1 < \frac{\bar{Z}_1}{4\bar{Z}_2} < 0 \quad (5)$$

De conditie voor doorlaat is dus:

$$\frac{\bar{Z}_1}{4\bar{Z}_2} \text{ ligt tusschen } 0 \text{ en } -1.$$

### § 3. Geldigheid van de filterconditie.

Wij hebben verondersteld  $\Gamma$  zuiver imaginair, m.a.w.  $\theta$  zuiver reëel of wel  $\frac{\bar{Z}_1}{4\bar{Z}_2}$  zuiver reëel.

Wanneer doet zich dit voor?

a) Zijn  $z_1$  en  $z_2$  beide Ohmsche weerstanden dan is het quotient ook reëel. Echter moet het ook liggen tusschen 0 en - 1, een der



weerstand moet negatief zijn. Dit is wel fysisch te realiseren doch op het oogenblik van geen belang voor ons.

b) Het geval dat voor ons van het meeste belang is betreft de tweede mogelijkheid:  $z_1$  en  $z_2$  zijn zuiver imaginair, het zijn dus zuivere reactanties.

c) De derde mogelijkheid is dat  $z_1$  en  $z_2$  complex zijn, dus weerstand en reactantie bevatten, doch hun quotient niettemin zuiver reëel is.

$$\text{Nu is } \bar{Z}_1 = r_1 + jx_1 \quad \text{en } \bar{Z}_2 = r_2 + jx_2$$

$$\frac{\bar{Z}_1}{4Z_2} = \frac{r_1 + jx_1}{4(r_2 + jx_2)} = \frac{(r_1 + jx_1)(r_2 - jx_2)}{4(r_2^2 + x_2^2)}$$

waaruit:

$$r_1 x_2 = r_2 x_1 \quad (6)$$

Aangezien de reactanties  $x_1$  en  $x_2$  van de frequentie afhangen zal dit geval zich slechts voordoen voor enkele geïsoleerde waarden van deze. Wij krijgen dan het merkwaardige geval dat er ondanks de Ohmsche weerstand geen demping optreedt. Later zullen wij dit nog tegenkomen.

Wanneer de filterelementen een niet te verwaarloozen Ohmschen weerstand hebben, wordt in het algemeen niet voldaan aan conditie (6) en zal dus op enkele uitzonderingen na steeds demping aanwezig zijn. Dit spreekt ook van zelf aangezien de weerstand energie omzet.

Waar wij echter in (5) zoo'n bijzonder handelbare vergelijking hebben om de filters te bespreken en de reactanties blijkbaar de filtereigenschappen te voorschijn roepen, zullen wij voorloopig den Ohmschen weerstand verwaarloozen en later correcties aanbrengen voor zijn aanwezigheid. Wij zien hier trouwens reeds direct dat de weerstand klein gehouden zal moeten worden om den typischen toestand van ongehinderden doorlaat te benaderen.

In de praktijk brengt dit vooral voor lage frequenties vaak hoge kosten en groote moeilijkheden mede.

\* \* \*

Wij resumeeren dat wij de ladderfilters gaan behandelen met aannane van de volgende beperkingen:

- 1) Sinusvormige spanning en stroom.
- 2) Randvoorwaarden zoodanig dat een filtercel zich gedraagt als was ze als  $n^{\text{de}}$  cel, geschakeld in een oneindig lang of hiermede gelijk te stellen filter, opgebouwd uit cellen die symetrisch zijn

ten opzichte van een vlak loodrecht op de lengterichting van het filter.

3) Ohmsche weerstand te verwaarloozen.

4) Afwezigheid van andere dan de behandelde galvanische koppeling van de elementen. Het gebruik van electromagnetische koppeling zal later worden besproken.

## Details uit de werking van electro-accoustische weergevers.

Door Ir. H. MAK.

(Slot.)

In het voorgaande kwamen we tot beschouwingen omtrent het maximum, waarmede een weergever is te belasten en we vonden, dat dit begrensd kan zijn door verschillende oorzaken, welke elk hun eigen bovengrens trekken, zoodat we, door na te gaan welke van die verschillende oorzaken de laagste grens stelt, de maximale belasting kunnen bepalen. We behandelden reeds de verwarming en vonden dat de hierdoor gestelde grenzen bijzonder hoog liggen voor ons gevoel. Hierbij mogen we echter niet vergeten, dat hier in de rekening werd genomen een veiligheidsfactor boven het gemiddelde van 10. Deze is zeer zeker uit de praktijk als noodzakelijk voortgekomen en het streven naar dergelijke ruime *encadreering* van de geluidsstroomen bleek ook duidelijk uit de demonstratieversterkers van den 3en Radio-Salon. Ondanks dit zijn de verkregen grenzen voor ons gevoel wel hoog.

De tweede grens, de *optredende krachten* en de sterkte van den conus, zou nu in onderzoek worden genomen.

Beschouwen we de doorsnede van den conus, waar de cylindervormige spoel aan den conus is bevestigd.

Indien de spoel een druk uitoefent op den conus, en daarmede aan de massa van conus en gekoppelde lucht een versnelling geeft, treden verschillende vervormende invloeden in werking. Werkt er een druk op den conus, van den kant der spoel, dan zal de conus in de eerste plaats neiging hebben om over te gaan tot het platte vlak, waarin het materiaal zich vóór de constructie bevond. Men ziet dit gemakkelijk in, als men denkt dat b.v. de naad nog niet gelijmd zou zijn. De conus gaat dan onder druk open.

Doordat echter de naad is geplakt, kan dit niet zonder meer



plaats vinden en resulteert een rondgaande trekspanning (tangentele trek).

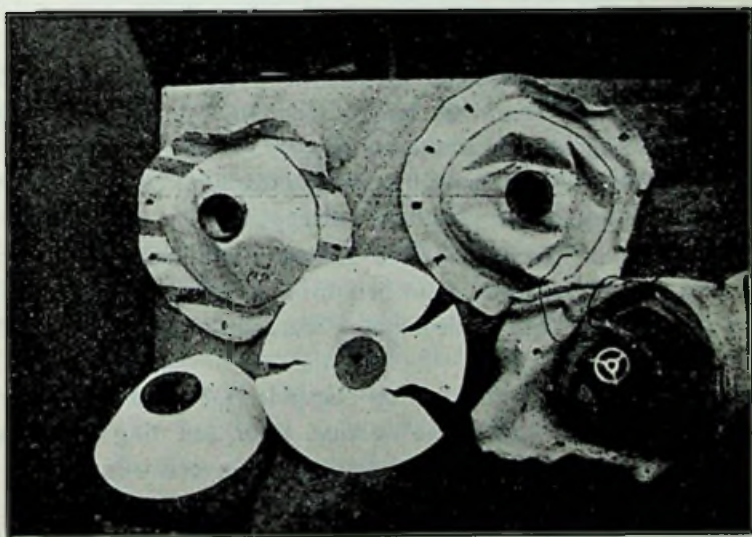
Tevens wordt de druk overgebracht op verder gelegen cirkels, zoodat we een drukkracht aantreffen in die richting.

Deze druk kan, indien het maximum wordt overschreden, tot een *knik*-verschijnsel aanleiding geven. Dat dit, zooals verder blijkt, speciaal voor dunnere wanden geldt, voelen we gemakkelijk aan, als we ons indenken een conus van zeer dun vloeï, zooals b.v. doorslagpapier.

Nu is dit knikken een verschijnsel, waarbij we het geheel vol deuken zien komen.

Keeren in de volgende halve periode de krachten om, dan worden de beschrijvende lijnen op trek belast, de cirkels op druk.

Op de knikgrens zullen dus de deuken, van druk afkomstig, telkens er weder uitgaan en plaats maken voor die, welke door de knikking der cirkels ontstaan. De knikgrenzen voor cirkel en beschrijvende lijn liggen wel niet gelijk, doch de laagste leidt het verschijnsel in, gevolgd door optreden van het tweede. We behoeven niet verwonderd te zijn, dat slechts een geringe overbelasting in dezen zin, heel leelijke weergave oplevert, wat soms verklaard wordt als een merkwaardig sterke weergave in de hoogere tonen.



Alle minder juist uitgevoerde koppelpunten in de conusconstructie kunnen tot kleine losse stukjes leiden, welke in hooge tonen resonneeren en het bekende knisteren opleveren. Ook deze weer-

gave der hooge tonen is „plus royaliste que le roi” doch komt gemakkelijk voor.

Het is nu gebleken met proeven op een aantal conussen, voor dit doel vervaardigd, (zie foto's), dat er een grens is voor het optreden van *knik*.

Deze ontstaat, doordat de knik bij zeer dunne wanden optreedt, vóórdát scheuring begint. De sterkte tegen scheuring is echter met de eerste macht, die tegen knik met derde macht van de dikte evenredig. Hieruit volgt, dat er een dikte zijn moet, waar knik en scheuring gelijktijdig intreden.

Deze nu wordt weer door de constructie beïnvloed.

In het geval van drukkracht komt de ring, waarop de spoel is gewikkeld, in een toestand van homogenen uitwendigen druk, zooals een vlampijp, is dan ook in spanningstoestand hiermede te vergelijken en staat aan een knikkans bloot. De indrukking zal een afplatting, een driekant of veelhoek kunnen zijn.

Wordt de knik van dezen ring ingeleid, ook b.v. door *onnauwkeurigen vorm*, dan wordt hiermede de belastingsgrens van den conus omlaaggebracht.

Deze ring moet dus een sterkte bezitten, welke ruim over die van den conus overweegt. Op de foto's is een conus te zien, welke niet is geknikt, doch radiaal op een aantal plaatsen ingescheurd. Deze was in den hals versterkt op afdoende wijze. Een gelijke conus knikte bij 1 kG druk, de versterkte scheurde bij 5 kG.

Bij trekbelasting hebben de cirkels neiging om in een labielen toestand te komen, vooral de buitenrand. Door dezen zeer gelijkmatig te bevestigen, wordt dit voorkomen. Is de bevestiging onvoldoende gelijkmatig, dan ontstaat plaatselijk een deuk, welke weer terugspringt in de volgende halve periode.

Een *vrije* conus geeft dus *méér* aanleiding tot vervorming door knik, dan een, waarvan de rand beoorlijk gelijkmatig is gesteund.

Op grond van deze bedenkingen werden nu eenige modellen gemaakt.

Bij druk werden de modellen op een plat vlak gesteund, bij trek werden ze, ingeval van „vrije” conus, door een ring getrokken, ingeval van gesteund, gewoon gemonteerd in een ring, alsof ze moesten werken in een luirspreker.

Modellen van doorslagpapier waren op druk en trek zóó onstabiel, dat practisch geen belasting mogelijk was (zooals we kunnen verwachten!).

Gewoon schrijfpapier, 0,1 mm dik was in alle omstandigheden

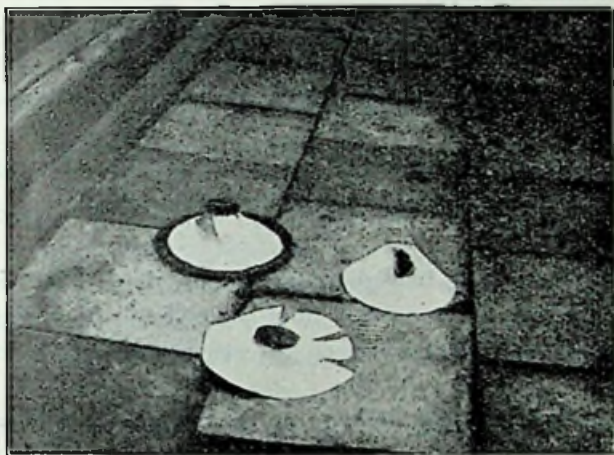


labiel en knikte dus steeds. In de gunstigste omstandigheden was de belasting 1 kG druk.

Het geval, dat theoretisch is te voorzien, waarbij de randen bij de spelbevestiging gestuikt worden, trad niet op.

Bij drukking ontstond dan radiale scheuring, terwijl bij trek ook scheuring in min of meer tangentieelen zin voorkwam.

De scheuringen traden op met papierdikten boven 0,15 mm, wat blijkbaar de dikte ongeveer is, waar knik en scheuring samen optreden.



Boven deze dikte is de sterkte tegen knik zoodanig toegenomen, dat deze niet meer intreedt en steeds door scheuring wordt voorafgegaan.

Het is daarom van belang de papaierdikte steeds boven 0,2 mm te nemen, daar dan het ontstaan van onaangename knisterende geluiden, als gevolg van beginnenden knik wordt voorkomen.

Verdere proeven met ander materiaal dan teekenpapier bewezen, dat de grens niet veel is te verschuiven. Met een gladder en stijver papiersoort, zooals voor visite-kaartjes in gebruik, opaline, blijkt de knik wel op gelijke hoogte, te liggen en worden de beste resultaten ook bereikt met dikten van 0,2 à 0,25 mm. Met celluloid komen we voor het geval te staan, dat de elasticiteit zeer groot is, de knik daardoor zeer gauw intreedt, waardoor in dit materiaal vrij groote deuken komen, welke bij hun ontstaan en verdwijnen veel energie verloren doen gaan. Hieruit is het verklaarbaar dat dit materiaal zoo ongeschikt is voor de weergave van hooge tonen. Naarmate de frequentie hooger is, zijn de verliezen door vervormingsarbeid grooter.

De besproken dikten zijn beproefd met modellen met een top-hoek van 90 gr.

Tevens is hier steeds met een hals van c.a. 4 cm gewerkt, terwijl men bij kleiner bevestigingsplaats moet rekenen met verhoogden specifieke trek of druk (stuik komt wèl bij el. magn. typen met puntkoppeling voor!).

Men moet dan aan den top de wanddikte verhoogen tot het 2 à 4 voud van de algemeene dikte voorbij de cirkels van c.a. 4 cm.

Ook kan men, zooals sommige constructeurs doen, het midden uit metaal laten bestaan.

Het blijkt dan, dat de maximale belasting van een conus uit papier van 0,2 mm ongeveer 5 kG bedraagt, dat de vernietiging dan spontaan intreedt en door geen merkbaar verschijnsel wordt voorafgegaan.

Wat deze kracht nu beteekent als grens voor de afmetingen van den eindversterker, moeten we trachten af te leiden.

\* \* \*

Daar in principe de beweging is bepaald door massa-karakter, zullen de krachten die optreden, hoofdzakelijk bij de beweging een kwart periode verschoven zijn en tot een schijnenergie aanleiding geven.

Deze krachten zijn als functie van de schijnenergie te schrijven.

Deze schijnenergie  $W$  noemend, vinden we als Wattlooze spanning op  $X_m$ :

$$Es = I \cdot X_m \text{ zodat } W = I \cdot m \cdot Es = I^2 m X_m$$

We weten dat:  $K = I \cdot B \cdot l$  waarbij de maximale waarde van  $I$  met die van  $K$  correspondeert, waardoor, indien we met de maximale waarde van  $K$  en met de middelbare van  $I$  willen werken, geldt:

$$K = B \cdot l \cdot I \cdot \sqrt{2}$$

We kunnen nu schrijven:

$$W = I^2 m \frac{B^2 l^2}{M \omega}$$

wat na herleiding oplevert:

$$W = \frac{K^2}{2 M \omega}$$

We moeten er wel op rekenen, dat deze  $M$  niet de geheele massa voorstelt, doch slechts het deel, door den conus en de gekoppelde lucht gegeven.

Noemen we ter onderscheiding deze partieele massa:  $M_p$ , de totale  $M_t$ , dan is de totale schijnenergie



$$W_t = \frac{K^2}{2 M_t \omega}$$

Noemen we den factor  $M_p/M_t = q$ , dan is  $K = q \cdot K_t$  doordat geheel de zelfde versnellingen op de totale massa werken.

$$\text{We vinden dan } W = \frac{K^2 \cdot q^2}{2 M_t p \omega} = q \cdot W_t$$

Nu is het bedrag van de schijnenergie, doordat de stroom in de keten beheerscht is door weerstand, met de cirkelfrequentie omgekeerd evenredig, zoodat, als we  $K$  volgens de laatste formule in de andere grootheden uitdrukken, we een onafhankelijkheid van  $F$  vinden.

Hieruit volgt, dat de kleinste energie-grens optreedt bij de hoogste tonen, zoodat we met de reeds gestelde bovengrens van b.v.  $F = 20000$  rekenen.

De cirkelfrequentie is dan op 120000 aan te nemen.

Namen we als benedengrens van werking aan  $F = 100$ , dan zal nu, bij de 200 maal hoogere frequentie, de weerstand een  $200 \times$  grooter spanning opnemen.

Daar de bovengrens bestaat uit het punt van numerieke gelijkheid van  $R_s$  en  $X_m$ , zal de totaalstroom  $1,4 \times$  die in  $X_m$  zijn, waardoor de totale energie c.a. 280 maal zoo groot wordt als die, welke aan de massa besteed is.

Aan de massa van papier en lucht wordt dan  $\frac{q}{280}$  maal de totaal-energie van de plaatketen besteed, d.i.  $0,0036q$ .

Deze totaal-energie is alles, wat de eindlamp aan wisselstroom-energie kan leveren, bij de meest hevige vervorming. Nu introducereen we ernstige vervorming opzettelijk bij zenders en frequentie-omvorming en bereiken dan rendementen omstreeks 80 %. Door, bij de veel kleiner roostervoorspanning, het rendement op 33 % te stellen, bij sterke vervorming (atmospherische storing, afstem-onhandigheid e.d.) zal de dissipatie-energie de helft van de wisselstroomenergie bedragen, zoodat, als we de dissipatie  $W_d$  noemen:

$$W = 0.0072 q \cdot W_d \text{ of}$$

$$W_d = 140 \frac{W}{q} \text{ of } W_d = 70 \frac{K^2}{q \cdot M_p \omega}$$

Waar we reeds voor de cirkelfrequentie een aanname maakten wordt:

$$W_d = 0,00058 \frac{K^2}{q M_p}$$

Drukken we de kracht uit in grammen en ronden 1 Gram = 1000 dynes af, dan krijgen we de dissipatie in Watt:

$$Wd = 0,00006 \frac{K^2}{q M_p} = 6 \cdot \frac{K^2}{M_p \cdot q} 10^{-5}$$

Nu zien we uit de formules, dat er eenerzijds een strekking aanwezig is tot grooter toelaatbare dissipatie, bij grooter toelaatbare kracht, dat echter, indien dit wordt verkregen door verzwaring van het conusmateriaal,  $q$  en  $M_p$  toenemen, waardoor de winst, welke we aan energie hoopten te bereiken, nog tegenvalt. Hier komt nog bij een verlies aan rendement, bij vergrooing van massa, zoodat tenslotte de ondergrens van papierdikte wel als wenschelijkste maat naar voren komt.

We vonden b.v. voor papier van 0,2 mm. een scheurgrens van 5 kG. Nemen we nu een veiligheidsfactor 5 aan om het verschil tusschen wisselspanningen en gelijkspanningen te vereffenen en tevens afwijkingen van homogeniteit te dekken, dan komen we tot toelaatbare krachten van 1 kG voor papierconussen met 0,2 mm wanddikte en 1,5 kG bij 0,3 mm.

Uit de genomen proeven volgt dan hetgeen in de tabel hieronder is vereenigd:

Toelaatb. K	1000 G	Mt	15 G	Mp	6	$q = 0,4$	$Wd = 25$ ong.
	1500 G	Mt	19 G	Mp	10	$q = 0,47$	$Wd = 28$ ong.

Hoewel deze cijfers sterk beïnvloed worden door persoonlijke appreciatie van de veiligheidsfactoren en de te verwachten vervormingen, is hier m.i. een basis gelegd om de dissipatie der eindlamp in verband te brengen met de sterkte van het materiaal.

Ook blijkt wel, dat de sterkte de nauwste grens voorschrijft, zoodat we wel algemeen kunnen aannemen, dat één conus niet zwaarder dan b.v. met de afgegeven energie van een 20 à 30 Watt-lamp moet worden belast.

Bij minder uiterste vervorming, wat slechts het accepteren van grooter risico is, kan men tot 50 Watt gaan.

Is grooter volume noodig, dan moet tot het aanbrengen van meer dan één luidspreker worden overgegaan; tot aan deze grenzen kan men met één luidspreker toekomen.

De gewenschte verstijving welke de hals moet vrijwaren van platgedrukt worden, is zéér doelmatig aan te brengen door een ring van  $2 \times 2$  mm doorsnede, b.v. celluloid, vast te plakken rondom den hals. De randverstijving ontstaat door gelijkmatige bevestiging en door het vastplakken van het bevestigingsmateriaal en behoeft dan geen verdere voorzorgen.



Met nakoming van deze voorzorgen zal men niet die „overdreven goede weergave van hooge tonen” krijgen, welke bij onvoldoende sterkte vaak optreedt.

Het is van belang, te bedenken, dat de conus, welke met 25 Watt kan belast worden, door minder soliede constructie van hals, waardoor de max. druk op 1 kG zakt, *en dan knikverschijnselen vertoont*, slechts met een lamp met 1 (één) watt dissipatie mag worden belast.

De hiermede gebouwde luidspreker zal „zeer gevoelig zijn voor vervorming, en de minste fout in het ontvangtoestel aanwijzen.”

Hierbij wijst hij echter tevens zijn eigen fout aan. Een vervorming geeft n.l. tot abnormale spanningen en stroomen aanleiding en hierop reageert de conus met bukkelen (knik).

Het verdient nog wel de aandacht, dat bovenstaande niet speciaal voor electro-dynamische luidsprekers geldt; het heeft met het principe niets te maken en is van toepassing voor alle constructies waar men van een conus van kleine afmetingen in een klankscherm gebruik maakt. Er is echter verondersteld, dat de elektrische keten voornamelijk door weerstand, de mechanische door massa is gekenmerkt. Het gebruik van de translatie-formules voor de e.d. constructie geschiedde slechts, omdat we deze reeds eerder tegenkwamen; ze zijn voor deze afleiding niet principieel en kunnen door den algemeenen vorm, welke Schottky bezigt, worden vervangen.

\* \* \*

Na deze behandeling van verschillende details is het mogelijk nog van interesse een doelmatigen opzet van veld-berekening onder de oogen te zien, hoewel de lust tot het bouwen van electro-dynamische luidsprekers wel zal verminderen nu er meer goed gebalanceerde systemen op de markt komen.

Zoo werd ot mijn voldoening de kwalitatieve gelijkheid met het e.d. systeem op den zoo juist afgelopen 3en Rado-Salon met het nieuwe Farrand-type bewezen.

Van deze veldberekeningen zullen we slechts het ontwerpen van de spoel beschouwen, daar op het gebied van de wet van Hopkinson geen bepaalde uitbreiding is te geven aan hetgeen daarover reeds in de verschillende artikelen is verschenen.

Wanneer we de gemiddelde lengte van één winding kennen en gebonden zijn aan een bepaalde spanning, is er, tot het verkrijgen van een bepaald aantal „ampère-windingen  $aw$ ” slechts het bepalen van de draaddikte noodzakelijk. Het verdient wèl de aandacht, dat de lengte draad, of het totaal *aantal* windingen er *niets* toe doet.

Veronderstellen we gebonden te zijn aan een bepaalde spanning  $E$ , zooals dit bij accu-bekrachtiging veel zal voorkomen.

Bij een weerstand  $R$  van de spoel en  $w$  windingen, zal, als  $R_w$  de weerstand per winding is:  $R = R_w \cdot w$ .

De stroom zal zijn:  $I = E/R = E/R_w \cdot w$ .

Daar nu het aantal  $aw = I \cdot w$ , is eveneens  $aw = E/R_w$  of, met den weerstand per winding als uitkomst:  $R_w = E/aw$  (I)

Bij een windingslengte  $lw$  is de weerstand per wdg:

$$R_w = \frac{4 lw}{\pi d^2 k}$$

zoodat we, bij gegeven  $aw$  en  $E$  vinden voor de draaddikte  $d$ :

$$d = 2 \sqrt{\frac{lw aw}{\pi \cdot k \cdot M}} \quad (\text{Ia})$$

Hiermede is het draad bepaald, dat de gewenschte uitkomst moet geven. Bij incurante afmetingen ronden we naar boven naar de eerstvolgende af. Het is voor de *sterkte van het veld* van geen belang, of er *veel of weinig windingen* worden aangebracht. Ja, zelfs zal het veld bij veel windingen doordat dan practisch  $lw$  moet toenemen, zwakker worden. Dit valt echter buiten het geldigheidsgebied der formules, omdat we  $lw$  een bepaalde waarde toekenden.

Nemen we de afmetingen der spoel in rekening, dan is er nog een tweede groep grootheden, in onderling verband.

Bij een bewikkelde breedte  $b$ , een inwendigen straal  $r_1$  en een uitwendigen straal  $r_2$  krijgen we voor cilinderspoulen een wikkelhoogte  $h = r_2 - r_1$ .

Zij de verhouding van ingenomen ruimte tot werkelijk koper, de z.g. kopervulfactor,  $fv$ , dan is het kopervolume der spoel  $V_{cu} = (fv \cdot h \cdot b) lw$ .

Het aantal windingen, in deze ruimte ondergebracht is:

$$w = \frac{4 fv \cdot b \cdot h}{\pi d^2}$$

De weerstand van de geheele spoel is

$$\frac{1}{\pi/4 d^2 k}$$

wat na het voorgaande is te herleiden tot:

$$R = 1,6 \frac{V_{cu}}{d^4 k} \quad (\text{II})$$

(hierbij is  $\pi^2 = 10$  gesteld).

Hiermede kunnen we dus  $R$  berekenen, indien de spoelafmetingen en  $d$  bekend zijn. Van den anderen kant kunnen we eveneens  $d$  bepalen, als we zekere eischen aan  $R$  en  $V_{cu}$  hebben te vervullen.



Dit komt in een goeden technischen opzet sporadisch voor. Meer, wanneer men op losse gronden vooraf  $R$  heeft vastgesteld. We krijgen dan:

$$d = 2 \sqrt[4]{\frac{V_{cu}}{10 R \cdot k}} \quad (IIa)$$

In volgende berekeningen heeft dit echter practisch nut.

Tenslotte kunnen we de derde variant afzonderen en vinden dan het spoelvolume bepaald door  $d$  en  $R$ , wat wanneer we ons niet te zeer in het rekenen verdiepen, doch nuchter blijven, niet veel verwondering geeft.

$$V_{cu} = 0,62 R \cdot d^4 k.$$

$d$  en  $R$  zijn echter niet zelfstandig en zoo komen we er toe, het effect van de spoel in  $aw$  uit te drukken in het verbruikt vermogen en de afmetingen. Het is n.l. een bekend en belangrijk feit, dat een zekere veldsterkte geen arbeidsvermogen is, doch slechts een afgemeten hoeveelheid arbeid.

Een veld vertegenwoordigt wel een aantal kilo-watt-uren, doch geen kilo-watts. Alle energie, aan een spoel op den duur geleverd, nadat het veld is ontstaan, wordt in warmte omgezet en is verlies. Om echter zeer groote waarden voor  $aw$  te krijgen met kleine spanning, moet  $lw$  zeer klein zijn, dus is dan dik draad vereischt. Om met zeer geringen stroom een effect te bereiken, moet het aantal wdg groot zijn. Beide dingen spannen samen tot het eischen van een groote spoel, indien men zuinig wil zijn op de verloren energie.

Stellen we de vormen Ia en IIa gelijk dan is:

$$2 \sqrt[4]{\frac{lw \cdot aw}{\pi k \cdot E}} = 2 \sqrt[4]{\frac{V_{cu}}{10 R k}}$$

met eenige vereenvoudiging geeft dit:

$$\frac{lw^2 \cdot aw^2}{E^2} = \frac{V_{cu}}{R}$$

Daar nu de energie is voor te stellen door  $W = \frac{E^2}{R}$  vinden we:

$$W = \frac{lw \cdot aw^2}{fv \cdot b \cdot h k} \quad (III)$$

Nu is door elken spoelvorm een maximum aan wattverlies bepaald, omdat anders de temperatuur boven redelijke grenzen gaat.

Noemen we deze maximale energie  $W_m$ , dan is het aantal ampère-windingen begrensd door:

$$a_{w_{\max}} = \sqrt{W_m \frac{fv \cdot b \cdot h \cdot k}{lw}} \quad (\text{IIIa})$$

$W_m$  is door het koelend oppervlak bepaald, volgens prof. E. Arnold met 1 watt per 15 cm<sup>2</sup> (tenzij de stroombron de grens stelt).

Bij een cilinderspoeel is dit oppervlak (eventueel van een „pot” voor e.d. luidspreker)

de beide eindvlakken.  $2 \pi r_2^2$

het cilindervlak:  $b (2 \pi r_2)^2$

zoodat het geheele koelend oppervlak

$$Fk = 2 \pi r_2 (r_2 + b)$$

Zoodat, met gebruikmaking van (IIIa):

$$(\text{in cm}^2) W_m = 0,06 Fk \text{ d.w.z.}$$

$$W_m = 6 \cdot 2 \pi r_2 (r_2 + b) \cdot 10^{-4}. \quad (\text{IV})$$

$$a_{w_{\max}} = 10^{-2} \sqrt{\frac{\{38 r_2 (r_2 + b)\} fv \cdot b \cdot (r_2 - r_1) k}{\pi (r_1 + r_2)}} \quad (\text{in m.m.}). \quad (\text{IVa})$$

Voor bepaalde spoelafmetingen vinden we dus hier direct, zonder ons in spanning, weerstand, draadsoort enz. te verdiepen, het maximaal bereikbaar aantal ampérewindingen.

Zouden we een zekere waarde van  $a_w$  vooropstellen, dan moet één der andere varianten afhankelijk gesteld worden, b.v.  $b$ , of  $r_2$ .

Met begrensde beschikbare energie doet men het best, van IIIa uit te gaan en later te verifiëren, of de belasting niet te groot wordt door invoering van IV.

Wenscht men b.v. 1500 amp. wdg. als bekrachtiging voor lichtspleet en ijzer, bij een kuprox-inrichting, welke max. 10 V bij 1,3 amp. geven kan, dan vangt men aan, de afmetingen voor de spoel te ontwerpen aan de hand van III.

De gevonden  $lw$ ,  $b$ ,  $h$  brengen we in IV en onderzoeken of de verwarming toelaatbaar is.

Na zoonoodig te corrigeeren, liggen de afmetingen vast en doordat we nu zoowel de afmetingen als de spanning hebben, kunnen we aan de eischen voldoen, door volgens I of II de draaddikte  $d$  te berekenen, waarna de spoel volgewikkeld, juist is, wat we wenschen.

Eventueel berekenen we langs beide wegen, ter onderlinge controle.

Om verwarring in de keuze der eenheden te voorkomen, neme men alle maten in mm, waarbij dan het geleidingsvermogen moet genomen worden van een geleider van 1 mm<sup>2</sup> doorsnede bij een lengte van 1 mm.

Als voorbeeld nemen we een geval, waarbij de voeding, zooals



reeds verondersteld, door een kuprox-cel zal geschieden. Er is beschikbaar maximaal 10 V. bij 1,25 amp. zoodat  $W = 12,5$ . Verder zij vereischt  $aw = 1400$ ; terwijl we om redenen, uit het voorgaande bekend, reeds  $r_1 = 24$  aannamen.

We bezitten nog vrijheid in de keuze van enkele grootheden.

Nemen we  $r_2 = 50$  dan volgt daaruit  $lw = 2\pi (\frac{1}{2}r_1 + \frac{1}{2}r_2) = 232$  en  $h = r_2 - r_1$  d.i.  $h = 26$ .

Rekenen we verder op emalldraad, dan zal bij een zorgvuldige bewikkeling ongeveer elke draad een ruimte innemen, overeenkomende met het omschreven vierkant, zoodat, met de isolatie mede, we kunnen rekenen op  $fv = 0,7$ .

Verder is in het algemeen voor koper  $k = 57$ , bij lengten in meters, zoodat in ons geval  $k = 5,7 \cdot 10^4$ .

We voeren nu form. III in en krijgen:

$$12,5 = \frac{232 \cdot 1400^2}{0,7 \cdot b \cdot 26 \cdot 5,7 \cdot 10^4}$$

zoodat:

$$b = \frac{232 \cdot 196}{0,7 \cdot 12,5 \cdot 26 \cdot 5,7}$$

waaruit volgt:  $b = 35$ .

In de gebruikte formule vinden we  $aw$  in de tweede macht. Dit beteekent, dat bij overigens constante gegevens, de bewikkelde breedte  $b$ , met het kwadraat van  $aw$  zal toenemen. Het is dus niet onmogelijk, met bepaalde energie een willekeurig sterk veld te verkrijgen, doch de afmetingen en bouwkosten nemen onevenredig toe.

Vergelijkende met form. IV, vinden we, dat het koelend oppervlak c.a. 16 watt toelaat, zoodat er een kleine reserve aanwezig is. Deze is niet zóó groot, dat van „onvoordeelig” sprake is, wat b.v. bij 100 % het geval is.

Het materiaal is behoorlijk benut.

Wikkelen we nu deze ruimte vol, met een bepaald draad, dan zullen 1400 amp. wdg. te verkrijgen zijn met 12,5 watt, *onverschillig welk draad* we gebruiken.

Er zijn echter nog meer eischen, n.l. die, welke de spanning en den stroom noemen. Met alleen de spanning  $E = 10$  te noemen is reeds de draaddikte  $d$  bepaald volgens I, verder is, daar  $E$  en de stroom gegeven zijn, ook het quotient  $R$  bekend en is  $R = 8$  Ohm. Hiermede geeft (II) ons eveneens  $d$ .

Passen we beide vormen in onderlinge contrôle toe, dan vinden we voor de dikte  $d = 0,82$  resp.  $d = 0,83$  mm.

Wij kunnen nu het dichtst bij zijnde handelsdraad nemen, d.i.

0,8 mm, waarbij we met wat hooger spanning en wat kleiner stroom hetzelfde bereiken. Dit is de weg, indien E niet geheel en al begrensd is.

Bij accumulatoren, moeten we de volgende maat kiezen, dus 0,9, waarbij dan wat grooter stroom zal worden gebruikt.

Is geen enkele reserve in de voeding aanwezig, dan moeten we door combinatie van te dun en te dik draad, het juiste bereiken, b.v. door een hoeveelheid 0,8 met een hoeveelheid 0,9 te combineren.

Hiertoe berekenen we eerst het kopervolume en draadgewicht. Vrij eenvoudig gaat dit voor handelsmaten met de hulp van een tabel.

Voor de berekende maat nemen we  $V_{cu}$ , vermenigvuldigd met het soortgelijk gewicht. In ons voorbeeld:  $V_{cu} = h. b. fv. lw = 120000 \text{ cub mm}$ ) zoodat bij een s.g.  $= 8,9$  het gewicht wordt 1,07 kG.

Dit geeft, geheel uit 0,8 genomen een weerstand van 8,3 Ohm, volgens de tabel I-C hoofdst. II bl. 50 in het boekje der N.V.V.R. „Beknopte gegevens uit de Radio-Techniek”.

Voor 0,9 vinden we per kG. een weerstand van  $0,028 \times 177 = 4,96 \text{ Ohm}$ . Voor 0,8 is dit: 7,84 Ohm.

Combineeren we p kG. 0,9 met de rest, in de wikkelruimte onder te brengen van 0,8, dan is de totale weerstand:

$R = p. 4,96 + (1,07 - p) 7,84$  en daar we stelden  $R = 8$  is p hier als eenige onbekende zonder bezwaar op te lossen. We vinden ongeveer:  $p = 0,13 \text{ kG.}$ , zoodat de gewenschte toestand het meest wordt benaderd, door een combinatie van 0,13 kG. 0,9 draad met 0,94 kG draad van  $d = 0,8$ .

Hierbij is de onnauwkeurigheid begaan, steeds voor beide draadsoorten lw op hetzelfde bedrag te houden. Dit zou alleen bij wikkelerschijven mogelijk zijn. De fout is echter niet zóó groot, dat correctie practisch noodig is, temeer daar door draadkwaliteit en temperatuur de weerstanden meer uiteen loopen, dan de grootte van deze fout bedraagt.

In de hoop een grooter vastheid te hebben gebracht in het ontwerp van luidsprekers door onze zelfbouwende leden, sluit ik hiermede deze beschouwingen.



## Schakeling van gloeistroomweerstand, batterijen en lampen in verband met het economisch en veilig gebruik.

Door W. BROERTJES.

Reeds meermalen bleek mij, o.a. bij het doceeren, hoe licht over bovenstaande onderwerpen wanbegrippen ontstaan en dat slechts een grondige behandeling van aan *de praktijk* ontleende vraagstukken hier uitweg kan bieden. Door te spreken van een *grondige behandeling*, geef ik reeds aan, dat ik een goed begrip van de electro-dynamica aanwezig onderstel en wel meer in het bijzonder *kennis van de Wet van Ohm*.

Laat ons beginnen met batterijen.

De inwendige weerstand  $R_i$  van  $Z$  parallelle takken van  $N$  in serie geschakelde elementen is:

$$1). \quad R_i = \frac{n r_i}{Z}$$

$r_i$  is de inw. weerstand van één cel.

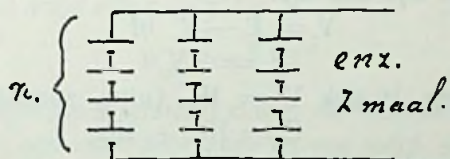


Fig. 1

Hieruit volgt:

$$Z R_i = n r_i \text{ en voor } Z = n$$

is:

$$R_i = r_i \text{ zooals te verwachten was.}$$

De vraag: „Hoe gebruiken wij onze batterij op de meest economische manier”, kunnen wij stellen door te zeggen:

„Wanneer is het rendement het grootst?” De *Wet van Joule* leert ons, dat in elken weerstand een energie verloren gaat van:

$$3). \quad P = I^2 R \text{ Watts}$$

d.i. per sec.  $I^2 R$  Joules.

(Door het product  $I^2 R$  te vermenigvuldigen met 0,24 t (t in sec) wordt het verlies uitgedrukt in calorieën, hetgeen voor onze beschouwingen van minder belang is).

Voor den inwendigen weerstand wordt dit dus:

$$P = I^2 R_i.$$

Het rendement  $\eta$  nu is:

4).  $\eta = \frac{\text{geleverde vermogen a/d buitenkring}}{\text{totaal aanw. vermogen}}$

$$= \frac{V \times I}{E \times I} = \frac{\text{klemsp.} \times \text{stroom}}{E M K \times \text{stroom}}$$

5).  $= \frac{V}{E} = \frac{\text{klemspanning}}{E.M.K.}$

De klemsp.  $V = E - I R_i$

6).  $V = E M K - \text{Inw. spann. verlies.}$

Hieruit I oplossende, vinden we:

6).  $I = \frac{E - V}{R_i}$

en dus:

$$V \times I = \frac{V \times (E - V)^1}{R_i}$$

In een gegeven geval zijn E en  $R_i$  constant. De teller van deze breuk bevat het product van twee getallen waarvan de som constant is. Immers

$$V + (E - V) = E \text{ is constant.}$$

Een dergelijk product heeft zijn grootste waarde als de factoren aan elkaar gelijk zijn dus als:

$$V = E - V \text{ of}$$

7).  $E = 2V$

8). De klemsp. is ook  $V = I R_u$  (uitw. spanningsval)

9). en  $E = I R_i + I R_u.$

$I R_i$  is inw. spanningsval.

In verband met (7) volgt nu, dat in het behandelde geval

$$I R_i = I R_u \text{ moet zijn}$$

en dus  $R_i = R_u$

Tot hetzelfde resultaat voert ons ook de volgende berekening.

Gegeven:	Uitwendige weerst.	= $R_u$
	Inw. weerst. per cel	= $R_i$
	E M K per cel	= E
	Aantal cellen	= n
	Aantal in serie gesch. cellen	= k

Wij hebben dan dus  $\frac{n}{k}$  parallelle takken en de totale E.M.K. is  $k \times E.$

De weerstand van de batterij is:

10).  $R_{(batt.)} = \frac{k \times R_i}{\frac{n}{k}} = \frac{k^2 R_i}{n}$

<sup>1)</sup> Zie handl. Hoogere P.T.T. school.



De stroom

$$11). \quad I = \frac{k \times E}{R_u + \frac{k^2 R_i}{n}} = \frac{E}{\frac{R_u}{k} + \frac{k R_i}{n}}$$

E is constant en wij behoeven ons dus slechts af te vragen: „wanneer is de noemer een minimum?” Alzoo

$$12). \quad f(k) = \frac{R_u}{k} + \frac{k R_i}{n}$$

differentieerende voor k veranderlijk, vinden wij:

$$13). \quad f'(k) = -R_u k^{-2} + \frac{R_i}{n}$$

opdat dit 0 zij:

$$R_u k^{-2} = \frac{R_i}{n}$$

$$14) \quad R_u = \frac{k^2 R_i}{n}$$

Voor  $R_u$  komt dus dezelfde waarde te voorschijn als wij voor  $R_{(u_{act.})}$  vonden.

Nu is een dergelijk geval (n.l.  $R_u = R_i$ ) praktisch niet uitvoerbaar. Dit te beweren is goed, het aan te toonen is beter.

De weerstand voor elken geleider is

$$R_{(sel)} = \frac{\rho \times l}{d}$$

$\rho$  is de soortgelijke weerstand d.w.z. de weerstand van 1 meter van die stof, bij een  $\text{mm}^2$  doorsnede en een temp. van  $15^\circ \text{C}$ .

l is de lengte in meters.

d is de doorsnede in  $\text{mm}^2$ .

( $\rho$  kan dus praktisch bepaald worden door voor l en d de eenheid in te voeren, immers dan is  $R = \rho$ ).

Voor een cel nu is

l de afstand tusschen de platen.

d de oppervl. van het ondergedompelde deel hiervan.

$\rho$  de soortelijke weerst. van het electrolyt.

Voorbeeld:

Ondergedompeld plaatoppervl.  $1 \text{ dm}^2$  } een kleine cel dus.

Afstand tusschen de platen  $1 \text{ cm}$  } }

$\rho$  van het verdunde zwavelzuur hangt van de dichtheid af (*verandert dus met den ladingstoestand*).

Voor een 10 % opl. is  $\rho_{(u_{act.})} = 2600 \Omega$ .

$$R_i = \frac{2600 \times 0,01}{10000} = 0,0026 \Omega.$$

Wij zien dus, dat  $R_i$  heel klein is. Wij namen voor onze be-

rekening als voorbeeld een kleine cel. Hoe grooter de cel, hoe kleiner  $R_i$ . Het oppervl. toch, neemt immers kwadratisch toe en „ $i$ ” slechts met de 1ste macht, terwijl bovendien „ $i$ ” voor een  $2 \times$  zoo groote cel niet noodzakelijk ook  $2 \times$  zoo groot behoeft te worden.

Zouden wij nu door een batterij stroom laten leveren aan een keten waarvan  $R_u = R_i$  dan:

*Zou met aan zekerheid grenzende waarschijnlijkheid de toelaatbare stroomsterkte verre overschreden worden en dwingt dus de praktijk ons tot*

*$R_u$  groot t.o.v.  $R_i$ .*

Het voorgaande is belangrijk uit een oogpunt van *veiligheid*, terwijl bovendien de z.g. primaire elementen zooals die thans algemeen in gebruik zijn, *niet in staat zijn* tot het leveren van constant blijvende stroomen, van de grootte-orde zooals hierbij het geval zou zijn.

En nu iets over de *economische zijde* van het vraagstuk.

Eén cel met een e.m.k. van  $e$  volt, doet door een weerstand van  $r$  ohm een stroom van  $i$  amp. vloeien. (Zie fig. 2).

Om denzelfden stroom  $i$  te drijven door een weerstand  $R = n.r$ . is een  $E = n.e$  noodig. De schakeling wordt dan zooals is aangegeven in fig. 2a.

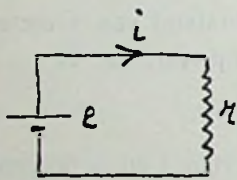


Fig. 2

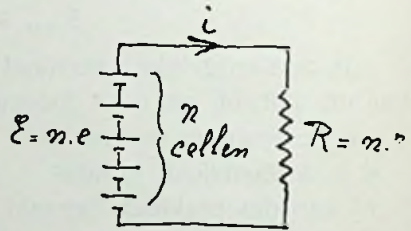


Fig. 2a

Nu is echter de *echter de capaciteit* van de *geheele* batterij, gelijk aan die van *één* cel.

Men zegt wel: „De stroom „ $i$ ” gaat door *elke* cel”. Het komt volgens mij aan de duidelijkheid onbetwistbaar ten goede, als wij als volgt redeneeren: (Zie fig. 3).

Om den stroom  $i$  door den weerstand  $R = n.r$ . te drijven, is een

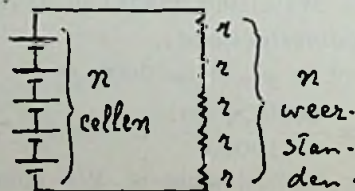


Fig. 3



spanning (spanningsverschil!)  $E = n \cdot e$ . noodig d.w.z. voor elk weerstandje „ $r$ ” een spanning „ $e$ ” waarmede wij het voor fig. 2 besproken geval terug hebben.

De verliezen door den inw. weerstand zijn nu echter  $n \cdot r_1 \cdot i^2$  ( $r_1$  is inw. weerst. van 1 element). Om dezen weer gelijk te maken aan dien van één cel bij een stroomsterkte  $i$ , moeten wij  $n$  takken parallel schakelen.

Wij krijgen dan

$$15). \quad \frac{n \cdot r_1 \cdot i^2}{n} = r_1 \cdot i^2 \text{ w. verl.}$$

Wij kunnen ook zóó redeneeren:

De stroom door elken tak is nu  $\frac{i}{n}$ , het energieverlies per cel dus  $\frac{i^2}{n^2} \times r_1$ , dit wordt per tak:

$$16). \quad n \times \frac{i^2}{n^2} \times r_1 = \frac{i^2}{n} \times r_1$$

en dus voor  $n$ . takken:

$$n \times \frac{i^2}{n} \times r_1 = i^2 r_1.$$

Uit beide redeneeringen volgt dus ondubbelzinnig, dat wij uit een oogpunt van economie:

*zooveel mogelijk „takken” parallel moeten schakelen.*

Echter er is nog een derde reden, die voor deze wijze van schakelen nog méér pleit, voor zoover het batterijen als krachtbronnen betreft. De vorige beschouwingen betroffen de  $I^2 R$  verliezen en gelden daarom voor *alle* krachtbronnen.

Wat in elementen (primaire zoowel als secundaire) geschiedt, is omzetting

*van chemische- in elektrische energie.*

Hoe langzamer dit gebeurt, hoe meer volkomen de reacties zich voltrekken.

Een stroom van  $i$  ampères, zegt niets meer of minder, dan:

*$i$  eenheden van hoeveelheid per eenheid van tijd*, hetgeen wij kortweg kunnen noemen:

*de snelheid waarmede elektrische energie geleverd wordt.*

Voor een bedrijfsstroom  $I$  kan, bij  $Z$  parallel geschakelde takken (van één of meer cellen in serie), deze snelheid dus voorgesteld worden door:

$$16). \quad \frac{I}{Z}$$

Ook hieruit volgt in verband met hetgeen hierboven werd aangevoerd.

„Neem  $Z$  zoo groot mogelijk”.

De capaciteit van accumulatoren wordt meestal opgegeven in Ampère-Uren (A.U.) Wat is een A.U. ?

Eén van de definities voor de Ampère (eenheid van stroomsterkte) is :

„Wanneer in de *eenheid van tijd* (sec.) door een doorsnede van een geleider, en wel door den invloed van een E.M.K., de *eenheid van hoeveelheid* (Coulomb) vloeit, noemen wij de stroomsterkte *één Ampère*”.

Voor Ampère kunnen wij dus schrijven :

Coulomb/secunde.

Vloeit gedurende één uur dus een stroom van één ampère, dan verplaatst zich dus (1 uur = 3600 sec)

3600 Coulomb.

1 A.U. is een *eenh. van hoeveelheid*.

Ik wil nog even terugkomen op het feit waarom ik in de definitie voor de Ampère de uitdrukking opnam :

„door den invloed van een E.M.K.”.

In een geleider zijn de z.g. mobiele electronen steeds in meer of minder sterke mate (afhankelijk van de temp. o.a.) in beweging. Het is echter niet *deze* electronenbeweging, die wij met den naam stroom aanduiden.

Nu de vraag:

„Wat zegt het ons: De capaciteit van een bepaalde accu is b.v. 40 Amp. Uur ?”.

Het antwoord kan zijn :

„Bijna niets”.

Voorbeeld:

40 A.U. is:

40 Uren	1 Ampère	=	40 A.U.
20	„ 2	„	= 40 A.U.
10	„ 4	„	= 40 A.U.
8	„ 5	„	= 40 A.U.
1	„ 40	„	= 40 A.U.

Maar voor een accu, wordt *meer* chemische- in elektrische energie omgezet *naarmate de stroom kleiner is*. Dit kan b.v. worden:

1 Uren	40 Ampère	=	40 A.U.
8	„ 6	„	= 48 A.U.
10	„ 5	„	= 50 A.U.
20	„ 3	„	= 60 A.U.
40	„ 1,8	„	= 72 A.U.

De gekozen cijfers zijn geheel willekeurig; zij zijn niet bedoeld als reclame voor een of ander fabrikaat. *Alleen* is gezorgd voor zoover de cijfer-verhoudingen betreft, te *blijven binnen* het raam



der praktijk-gevallen. Ik laat hier onmiddellijk op volgen, dat voor iedere accu is voorgeschreven (door den fabrikant) een *maximaal toelaatbare laad- en ontladstroomsterkte*. Van twee accu's van hetzelfde fabrikaat en hetzelfde aantal Amp.-Uren, heeft die accu de grootste capaciteit die bij het opgegeven aantal A.U. de grootste ontladstroomsterkte toelaat.

Het doel van dit artikel (men lette op het opschrift) is niet, een verhandeling over primaire of secundaire elementen. Wij zullen dus thans onze conclusies kort samenvatten.

Alvorens dit echter te doen wil ik nog enkele opmerkingen maken betreffende het rendement.

Dit op te geven in A.U. is betrekkelijk misleidend. Het rendement in A.U. kan (bij onmiddellijk op de lading volgende ontlading) gemakkelijk 93 à 94 % worden. Het energierendement zal in een dergelijk geval echter meestal  $\pm 70$  % zijn.

Bij het laden n.l. is de klemspanning

$$17). \quad V = E + IR_1$$

terwijl deze bij de ontlading is

$$18). \quad V = E - IR_1.$$

Het verschil is dus  $2 IR_1$ .

Hieruit volgt dat het energie (spann.  $\times$  stroom) rendement kleiner moet zijn. Verder gaat ook bij het z.g. gassen energie verloren, waarvoor wij niets terug krijgen.

Ook geven isolatiefouten en gebreken bij de constructie aanleiding tot „zelfontladingsverschijnselen”, hetgeen het rendement natuurlijk in nadeeligen zin beïnvloedt. Dit laatste is vooral van belang indien de ontlading plaats heeft, langen tijd na de lading. Wellicht ten overvloede, zij er nog op gewezen dat ook de *levensduur* van groot belang is, waarbij men bedenke: dat deze, behalve van het fabrikaat, vooral afhangt van *een goede behandeling*.

#### Conclusies:

a. Houdt U vooral aan het behandelingsvoorschrift, hetwelk door den fabrikant bij iedere cel behoort te worden verstrekt.

b. Gebruik steeds bijvulzuur van de juiste (de opgegeven) dichtheid. (Meestal 30° Beaumé). Bijvullen met zwavelzuur is overigens slechts zelden noodig.

c. De platen mogen nooit droog staan. Voor bijvullen gebruikte men vooral gedistilleerd water. Vooral geen leidingwater.

d. Gedurende de lading controleere men en de spanning en de zuurdichtheid. (De eerste lading van een accu is de belangrijkste).

e. Gebruik goede meetinstrumenten.

f. Zorg ervoor, dat er geen onreinheden in de cellen komen.

g. Probeer *nooit* door het beruchte z.g. „*vonkjes-trekken*” of de accu nog geladen is.

h. Houdt den accumulator zooveel mogelijk in geladen toestand. (D.w.z. na het gebruik onmiddellijk weer laden).

i. Let vooral op goede aansluiting bij het laden (+ met + en — met —).

j. Waakt tegen kortsluiting.

(Wordt vervolgd).

## Het NEDERLANDSCH OCTROOI-BUREAU

H. W. DAENDELS, ROLF VAN HASSELT & W. v. d. VLIET  
INGENIEURS EN OCTROOIBEZORGERS

OPGERICHT IN 1888

HOOFDKANTOOR:

BIJKANTOOR:

DEN HAAG, Laan Copes v. Cattenburch 24 AMSTERDAM, Keizersgracht 224

BELAST ZICH MET HET AANVRAGEN VAN

### OCTROOIEN (PATENTEN)

voor **Uitvindingen** op **Radio-** en elk ander gebied in alle landen der wereld, en het deponeren van **Handels-** en **Fabrieksmerken**.

VERBETERT UWE ONTVANGST DOOR GEBRUIK VAN

## ASTRA SPOELEN

GROOTSTE GELUIDSTERKTE — UITERSTE SELECTIVITEIT

### Astra Basketspoelen

Geheel vrij gewikkeld van dubbel zijde-omsponnen draad, waardoor volkomen verliefvrij

Prijs per stel van 11 stuks No: 10-300 . . . . .

(Prospectus met golfengte-tabellen gratis op aanvraag)

f 10.00

### Astra afgetakte Basketspoelen

Hiermede wordt op zeer eenvoudige en goedkope wijze de hoogst denkbare selectiviteit verkregen

Prijs per compleet stel van 4 afgetakte basketspoelen voor het geheele golfbereik. . . . .

(Prospectus met beschrijving, foto's en schema's gratis op aanvraag)

- 5.50

### Astra Solenoïd Spoelen

Voor ultra kortegolf ontvangst; gewikkeld van blank verzilverd koperdraad.

**DE** ultra kortegolfspeel bij uitnemendheid

Prijs per stel van 6 stuks (voor golfbereik 5-75 M.), . . . . .

(Prospectus met golfengte-tabel gratis op aanvraag)

- 10.00

### Astra Inbouw Spoelen W O 3

Deze spoelen, toegerust met speciale spoelvoet-schakelaars, vormen het **ideale spoelenstel** voor inbouw in elken ontvanger met H.F. versterking

Prijs geheel compleet met schakelaars etc. . . . .

(Uitvoerig prospectus met beschrijving, schema's en foto's gratis op aanvraag)

- 20.00

N.V. ALG. RADIO IMPORT MIJ. „ARIM”  
Nassau Ouwkerkerkstraat 3 - DEN HAAG

# VARTA

**GLOEI- EN PLAATSTROOM-ACCU'S**

DE BETROUWBARE, ONGEËVENAARDE  
STROOMBRON VOOR

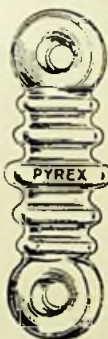
**RADIO**

## Fa. Ch. VELTHUISEN

Vert. der Pyrex isolatoren voor Nederland en Koloniën.

Oude Molstraat 15a-18 - DEN HAAG.

TEL. 12412 -- GIRO 28376.



**PYREX**

Antenne isolatoren No. 1 (88 mM)

f 0.65

Antenne isolatoren No. 2 (184 mM)

f 1.65

Antenne Isolatoren No. 3 (318 mM)

f 5.20

Invoer isolatoren f 5.60



## RADIO

— TOESTELLEN

— LUIDSPREKERS

— LAMPEN

De oudste ervaring — De modernste constructie

**TELEFUNKEN**

vert. door Siemens & Halske A.G.

**DEN HAAG**

Huygenspark 38-39



# AMATEURS!

Ongeacht de groote vorderingen der laatste jaren, staan wij nog midden in de ontwikkeling der radio-techniek. Wanneer later eenmaal haar geschiedenis geschreven wordt, dan zal daarbij aan het licht komen, hoeveel de amateurs er toe bijgedragen hebben, dat de Radio een cultuurfactor van de allereerste grootte geworden is.

Iuist de omstandigheid, dat de zendende amateur gedwongen is met eenvoudige hulpmiddelen te werken, geeft het kortegolf-experiment zijn bijzondere bekoring. De zendende amateur is een moderne Columbus van den aether; hij is een pionier, wiens trols het is met geringe middelen iets werkelijk grootsch te bereiken.

Nu binnenkort zendvergunningen zullen worden uitgereikt, zal het ook voor meer Nederlandsche amateurs mogelijk zijn, deel te nemen aan het internationale amateur-kortegolf-verkeer.

De door hen te behalen resultaten zullen echter voor een groot deel afhangen van de gebruikte zendlampen!

PHILIPS zendlampen genieten een wereldreputatie. Een geheele serie lampen werd ontworpen speciaal voor het gebruik in amateur-zenders.

Op aanvraag worden  
gaarne alle gewenschte  
inlichtingen verstrekt.



# PHILIPS RADIO