DTU Bibliotek

Denne fil er downloadet fra

Danmarks Tekniske Kulturarv

www.tekniskkulturarv.dk

Danmarks Tekniske Kulturarv drives af DTU Bibliotek og indeholder scannede bøger og fotografier fra bibliotekets historiske samling.

Rettigheder

Du kan læse mere om, hvordan du må bruge filen, på *www.tekniskkulturarv.dk/about*

Er du i tvivl om brug af værker, bøger, fotografier og tekster fra siden, er du velkommen til at sende en mail til *tekniskkulturarv@dtu.dk*

HNDB. AFB. II.

TEKNISK BIBLIOTEK
PAA DEN POLYT. LÆREANSTALT.

Regler for Udlaan.

1. Ved Laanets Modtagelse kvitteres og nøjagtig Adresse opgives.
2. Forandret Adresse maa straks meddeles Biblioteket.
3. Ingen har Ret til at laane Bøger for længere Tid ad Gangen end 1 Maaned. Dog regnes Juli og August tilsammen for 1 Maaned.
4. Efter 1 Maaneds Forløb kan Laanet fornyes, saafremt Bogen forevises og ikke er søgt tillaans af andre.
5. Der kan ikke laanes mere end 4 Bind ad Gangen uden Tilladelse fra Direktøren for den polytekniske Læreanstalt.
6. Laaneren er pligtig at godtgøre Biblioteket de Udgifter der voldes ved Vanrøgt eller Bortkastelse af Bøger samt ved Indkaldelse af Laan, som ikke rettidig ordnes. Mangler som findes ved Modtagelsen kan noteres paa Kvitteringen.
7. Uden Hensyn til Tiden for Kvitteringens Underskrift skal Bøgerne skraks afleveres, naar de hjemkaldes paa Grund af Revision eller deslige.
8. Disse Regler gælde ogsaa for Udlaan af Tegninger.

TEKNISK BIBLIOTEK

TEKNISK BIBLIOTEK

P. O. Pedersen.

Optegnelser til Forelæsninger over

Telegrafi og Telefoni.

(Kun bestemt for Tilhørerne).

Hefte 2.

(Radiotelegrafi).

København. 14/9 – 31/11 1909.

TEKNISK BIBLIOTEK

Forord.

I Fortsættelse af den i Foraarshalvaaret paabegyndte Forelæsningsrække over Telegrafi og Telefoni har jeg i Efteraarshalvaaret 1909 holdt en Række Forelæsninger (i alt 13) over Radiotelegrafi. Det var oprindelig min Hensigt at have talt over Telefoni, men ifølge Tilhørernes Ønske blev det forandret til Radiotelegrafi.

Jeg har ved disse Forelæsninger i særlig Grad lagt Vægt paa det principielle, paa selve det fysiske Grundlag for saa vidt dette ved de foreliggende Undersøgelser er nogenlunde klarlagt. Paa den anden Side har jeg kun medtaget meget faa Detailler og særlige Konstruktioner. Jeg har ligeledes fortrinsvis medtaget saadanne Spørgsmaal, hvis Forstaaelse uden Vejledning i mange Tilfælde vil støde paa Vanskeligheder, fremfor saadanne Ting, som det er let at sætte sig ind i.

Jeg haaber paa denne Maade at have opnaaet, at en Del af det meddelte ikke i Løbet af ganske kort Tid vil blive forældet, men i nogen Tid vil kunne tjene til Vejledning ved Forstaaelsen af nye Ting, der maatte komme frem paa dette Omraade.

Forøvrigt henvises til Forordet til Hefte 1. Ogsaa det foreliggende Hefte er ifølge Anlæg og Karakter udelukkende bestemt til Brug for Tilhørerne.

København, Januar 1910.

Trykfejl.

Side 2. Linie 21 f. o. B rettes til $\frac{dB}{dt}$.

" 2. Formel (5) rettes til $-\int_0^t (i_1^2 R_1 + i_2^2 R_2 + 2 i_1 i_2 R_{12})\,dt$.

" 3. Under (8) tilføjes:

$$s^2 = \frac{L_{12}^2}{L_1 L_2} \; ; \; \tau^2 = \frac{C_1 C_2}{C_{12}} \; ; \; \delta^2 = \frac{R_{12}^2}{R_1 R_2} \; ; \; k^2 = \frac{R_1 R_2}{4 L_1 L_2}$$

" 3. Linie 7 f. n. tilføjes: Koblingskoefficienterne s, τ og δ er positive Tal mindre end 1.

" 12. Sidste Led i Formel (2') skal være: $+\Omega(1-\tau^2) h_1^2 h_2^2$;
og sidste Led i den efterfølgende Formel rettes til $+(1-\tau^2) h_1^2 h_2^2$.

" 14. Paa Figuren rettes Ordinatbetegnelsen til: n, h, α.

" 27. I Formel (37'') tilføjes som Overskrift II og III.

" 27. Efter Formel (44) tilføjes: Svarende til Værdi nul I fås:

$$W_{2(2)} = \tfrac{1}{2} \frac{\mathfrak{E}_0^2}{R_1 (y + \frac{1}{y})^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (44').$$

der for meget smaa Værdier af y bliver til:

$$W_{2(2)} = \tfrac{1}{2} \frac{\mathfrak{E}_0^2 y^2}{R_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (44'').$$

" 31. Afvigelsen ε er paa Fig. 13 angivet 10 Gange for stor.

" 69. I Fig. 7 skal staa: $\varepsilon \sim 10^{-15}$.

" 70. Nederste Formel skal være: $I \sin(\omega t + \Theta - \frac{\pi d}{\lambda} \cos\varphi)$.

Forfatteren vil være taknemlig for Meddelelser om yderligere Trykfejl og Fejltagelser.

Indholdsfortegnelse.

Side.

IX. Radiotelegrafi.

§1. Svingninger af et elektrisk System bestaaende af to med hinanden koblede, enkelte Systemer . . . . 1.
Opstilling af Differentialligningerne for Systemets Svingninger . . . . . 1.
Koblingskoefficienter og forkortede Betegnelser . . . . 3.
"2. Bemerkninger angaaende Konstanterne R, L og C . . . . 4.
Karakteristik . . . . . 5.
Gnistlængde . . . . . 6.
Eksempler paa dynamiske Karakteristikker . . . . . 7.
Dielektrisk Hysterese . . . . . 8.
"3. Integration af de opstillede Ligninger . . . . . 12.
A. Udæmpede, koblede Systemer . . . . . 12.
a. Frie Svingninger . . . . . 12.
Resonans ($k_1 = k_2$) . . . . . 17.
Grenstilfælde . . . . . 18.
Grafisk Fremstilling for $k_1 = k_2$ . . . . . 19.
b. Inducerede Svingninger (se nedenfor).
B. Inducerede Svingninger i to koblede Kreds 22.
Formelsamling 23
Udæmpede Systemer . . . . . 24.
Maksimum af Sekundærsystemets Amplitude . . . 27.
Det koblede Systems Dekrementer . . . . . 29.
Eksempler . . . . . 30.
Systemets heldigste Indstilling . . . . . 31.
Frie Svingninger i Systemer med Dæmpning . . . 32.
"4. Frembringelse af elektromagnetiske Bølger . . . . 33.
Intermitterende og kontinuerlige Bølger . . . . 33.
A. Gnistgeneratorer . . . . . 34.
Resonanstransformatorer . . . . . 39.
Marconi-Generator . . . . . 41.
B. Buegeneratorer. Duddell . . . . . 43.
Poulsen-Generatoren . . . . . 44.
Teori for Poulsen-Generatorens Virkemaade . . . 45.
Sammenligning mellem A og B . . . . . 49.

Side

C. Mekaniske Höj.frekvens-Generatorer . . . . . 50.

§5. Aabne Svingningskredse (Oscillatorer). Antenner . . . . . 51.

Bölgelængde . . . . . 52.

Den „virksomme" Modstand, Selvinduktion og Kapacitet . . 54.

Forskellige Former af Oscillatorer . . . . . 54.

Det elektromagnetiske Felts Intensitet . . . . . 56.

Dekrementet . . . . . 57.

Antenneformer . . . . . 58.

Forskellige Antenners Fjernvirkning . . . . . 60.

Antennens Forbindelse med Jorden . . . . . 61.

Antennens Kobling til Generator og Telegrafering smaader . . 62.

„ 6. De elektromagnetiske Bölgers Bevægelse fra Afsiender til Modtageren. Retningstelegrafi . . . . . 66.

Det Rum, hvori Bölgebevægelsen finder Sted . . . . . 66.

Plane Bölgers Bevægelse langs en plan Overflade . . 67.

Indvirkning af Luftens Ledningsevne . . . . . 70.

Retningstelegrafi . . . . . 71.

„ 7. Indikatorer for elektromagnetiske Bölger . . . . . 76.

Termiske Indikatorer. Bolometer, Termoelement . . 76.

Magnetisk Detektor . . . . . 76.

Ufuldkomne Kontakter. Koherer . . . . . 78.

Elektrolytisk Detektor . . . . . 80.

Straale-Detektor. (Vacuumrör-Detektor) . . . . . 81.

Alm. Bemærkninger angaaende Bölgedetektorer. . . 82.

Tikker" . . . . . 85.

„ 8. Modtageapparater . . . . . 87.

Anvendelse af elektrolytisk Detektor og Telefon . . . 87.

Anvendelse af Koherer og Morseskriver . . . . . 88.

Strenggalvanometer med fotografisk Registrering . . 90.

Multipleks Modtagning . . . . . 90.

Atmosfæriske Forstyrrelser . . . . . 91.

Radiotelefoni . . . . . 95.

Tillæg 1. Gensidig Potentialkoefficient . . . . . 2 Sider.

—"— 2. Gensidig Modstand . . . . . 9 —"—.

—"— 3. Tynde Metalpladers Modstand overfor hurtige Vekselströmme. Hvirvelströmme . . . 4 —"—.

—"— 4. Ligningen $L\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{Q}{C} + \frac{S}{191}q = 0$ . . . . . 2 —"—.

IX. Radiotelegrafi.

a). Svingninger af et elektrisk (eller mekanisk) System bestaaende af to med hinanden koblede enkelte Systemer.

§1. Opstilling af Differentialligningerne for Systemets Svingninger.

Det ene System er karakteriseret ved Konstanterne

$$k_1 = \frac{b_1}{2k_1} = \frac{R_1}{2L_1} \quad \text{og} \quad h_1^2 = \frac{p_1}{k_1} = \frac{1}{L_1 C_1} \; ; \; (\text{se H. 1. p. 3}).$$

saaledes at dette Systems frie Svingninger bestemmes ved følgende Differentialligning:

$$\frac{d^2 y_1}{dt^2} + 2k_1 \frac{dy_1}{dt} + h_1^2 y_1 = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1_1).$$

For det andet System er paa tilsvarende Maade de frie Svingninger bestemt ved:

$$\frac{d^2 y_2}{dt^2} + 2k_2 \frac{dy_2}{dt} + h_2^2 y_2 = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1_2).$$

Disse Ligninger gælde dog kun, naar de to Systemer er fuldstændig uafhængige af hinanden. Indvirker de derimod paa hinanden, blive Forholdene meget mere komplicerede. Man siger i dette Tilfælde, at de to Systemer er „koblede" med hinanden. „Koblingen" kan tilvejebringes paa flere Maader, i det følgende betragtes Forholdene for to koblede, elektriske Svingningskredse noget nærmere.

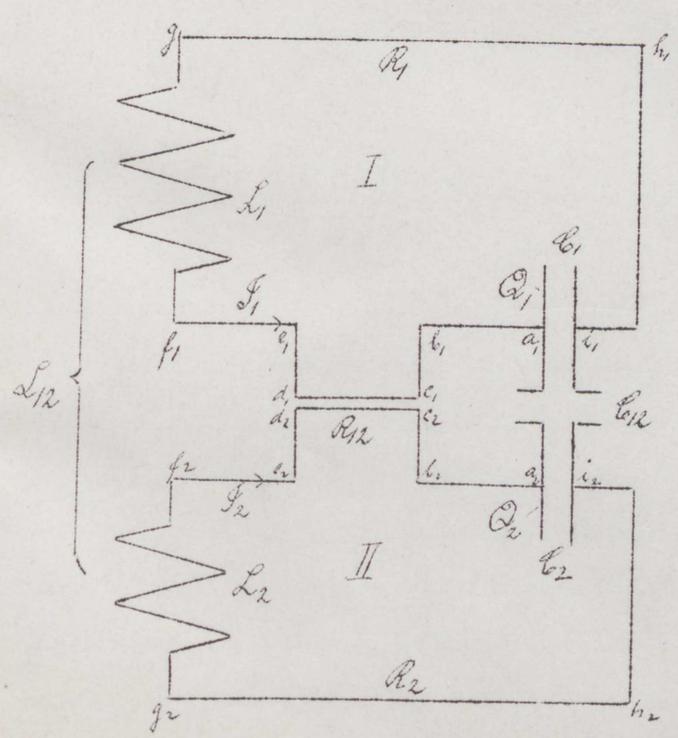


Fig. 1.

I Fig. 1 fremstiller a, b_1, c, d_1, e_1, f_1 g_1 h_1 i_1 den ene Svingningskreds med Selvinduktionen L_1, Kapaciteten C_1 og Modstanden R_1. Strømstyrken betegnes J_1, Kondensatorens Ladning Q_1, Kreds I.

For Kreds II benyttes de tilsvarende Betegnelser med Indeks 2.

Koblingen tilvejebringes

gennem: den „gensidige Induktionskoefficient" L_{12}, den „gensidige Potential koefficient" $1/C_{12}$ og den „gensidige Modstand" R_{12}.

Den gensidige Potentialkoefficient kan defineres saaledes: Ladningen Q_2 paa Kondensatoren C_2 fremkalder Spændingsforskellen $U_2 = \frac{Q_2}{C_2}$ i denne, men samtidig fremkalder den Spændingsforskellen $\frac{Q_2}{C_{12}}$ i Kondensatoren C_1. Man ser, at jo større C_{12} er, desto mindre bliver den gensidige, elektrostatiske Indflydelse. (Se iøvrigt Tillæg 1).

Den gensidige Modstand, R_{12}, forestiller man sig simplest som en for begge Krese fælles Modstand, der opstaar ved, at man lader Ledningsstykkerne $c_1 d_1$ og $c_2 d_2$ falde sammen. (Se nærmere Tillæg 2). Paa denne Maade faar man dog dannet en helt Del ny Svingningskreds, f. Eks. $a_1 b_1 c_1 c_2 b_2 a_2 C_2 C_{12} C_1 a_1$, $i_1 h_1 g_1 f_1 e_1 d_1 d_2 f_2 L_2 g_2 h_2 i_2 C_2 C_{12} C_1 i_1$ o. s. v., hvorved Forholdene komplicereres i høj Grad. Ved Beregningen af det øjeblikkelige Energitab nedenfor, er der gaaet frem som om de to Svingningskredse har et Ledningsstykke fælles, men iøvrigt er der gaaet ud fra, at de to Krese er fuldstændig adskilte.

Ligesom ved Behandlingen af den enkelte Svingningskreds vil vi her bestemme Udtrykkene for den kinetiske Energi K, den statiske S og det øjeblikkelige Energitab B. (K. 1. p 2).

Vi har:

$$K = \int_0^t \Big(\underbrace{I_1 \cdot L_1 \frac{dI_1}{dt}}_{\text{Kreds I.}} + I_1 L_{12} \frac{dI_2}{dt} + \underbrace{I_2 \cdot L_2 \frac{dI_2}{dt}}_{\text{Kreds II.}} + I_2 L_{12} \frac{dI_1}{dt} \Big) dt = \tfrac{1}{2} L_1 I_1^2 + \tfrac{1}{2} L_2 I_2^2 + L_{12} I_1 I_2 \quad \ldots (3).$$

$$S = \int_0^t \Big(\underbrace{\frac{Q_1}{C_1} \cdot \frac{dQ_1}{dt}}_{\text{Kreds I.}} + \frac{Q_2}{C_{12}} \cdot \frac{dQ_1}{dt} + \underbrace{\frac{Q_2}{C_2} \cdot \frac{dQ_2}{dt}}_{\text{Kreds II.}} + \frac{Q_1}{C_{12}} \cdot \frac{dQ_2}{dt} \Big) dt = \tfrac{1}{2} \cdot \frac{Q_1^2}{C_1} + \tfrac{1}{2} \cdot \frac{Q_2^2}{C_2} + \frac{Q_1 Q_2}{C_{12}} \quad \ldots (4).$$

hvor $I_1 = \frac{dQ_1}{dt}$ og $I_2 = \frac{dQ_2}{dt}$.

$$B = \int_0^t \Big\{ \underbrace{I_1 \cdot I_1 (R_1 - R_{12})}_{\text{Kreds I.}} + I_1 \cdot (I_1 + I_2) \cdot R_{12} + \underbrace{I_2 \cdot I_2 \cdot (R_2 - R_{12})}_{\text{Kreds II.}} + I_2 (I_1 + I_2) R_{12} \Big\} dt$$

$$= \int_0^t \big(I_1^2 R_1 + I_2^2 R_2 + 2 I_1 I_2 R_{12} \big) dt \quad \ldots (5).$$

Disse Udtryk have selvfølgelig kun Gyldighed for det af os betragtede, ideelle Tilfælde, hvor hele den elektrokinetiske Energi hidrører fra kapacitetsfri Spoler og hele den elektrostatiske Energi fra selvinduktionsfri Kondensatorer medens hele Energitabet hidrører fra en ohmsk Modstand. – Dette finder aldrig fuldstændig Sted i Virkeligheden, men den opnaaede Tilnærmelse er tilstrækkelig i mange Tilfælde, og en fuldstændig Behandling uden disse (eller lignende) idealiserende Forudsætninger, er umulig eller i hvert Fald meget besværlig.

Betegnes de til K, S og B svarende Størrelser for Kreds I med K_1, S_1, B_1 og for Kreds II med K_2, S_2, B_2, saa har man ifølge (3)–(5):

$$\frac{dK_1}{dt} = S_1\left(L_1\frac{dJ_1}{dt} + L_{12}\frac{dJ_2}{dt}\right) \;;\; \frac{dK_2}{dt} = S_2\left(L_2\frac{dJ_2}{dt} + L_{12}\frac{dJ_1}{dt}\right) \cdots\cdots (3').$$

$$\frac{dS_1}{dt} = \frac{dC_1}{dt}\left(\frac{Q_1}{C_1} + \frac{Q_2}{C_{12}}\right) \;;\; \frac{dS_2}{dt} = \frac{dC_2}{dt}\left(\frac{Q_2}{C_2} + \frac{Q_1}{C_{12}}\right) \cdots\cdots (4').$$

$$\frac{dB_1}{dt} = S_1\left(R_1 J_1 + R_{12} J_2\right) \;;\; \frac{dB_2}{dt} = S_2\left(R_2 J_2 + R_{12} J_1\right) \cdots\cdots (5').$$

Man har selvfølgelig:

$$\frac{d(K+S+B)}{dt} = 0; \quad \frac{d(K_1+S_1+B_1)}{dt} = 0; \quad \frac{d(K_2+S_2+B_2)}{dt} = 0 \cdots (6').$$

De to sidste af disse Ligninger giver:

$$L_1\frac{d^2Q_1}{dt^2} + L_{12}\frac{d^2Q_2}{dt^2} + R_1\frac{dQ_1}{dt} + R_{12}\frac{dQ_2}{dt} + \frac{Q_1}{C_1} + \frac{Q_2}{C_{12}} = 0 \cdots\cdots (7_1).$$

og

$$L_2\frac{d^2Q_2}{dt^2} + L_{12}\frac{d^2Q_1}{dt^2} + R_2\frac{dQ_2}{dt} + R_{12}\frac{dQ_1}{dt} + \frac{Q_2}{C_2} + \frac{Q_1}{C_{12}} = 0 \cdots\cdots (7_2).$$

Benyttes følgende Betegnelser:

$$\left.\begin{aligned} &2K_1 = \frac{R_1}{L_1} \;;\; 2K_2 = \frac{R_2}{L_2} \;;\; h_1^2 = \frac{1}{L_1 C_1} \;;\; h_2^2 = \frac{1}{L_2 C_2} \\ &s_1 = \frac{L_{12}}{L_1} \;;\; s_2 = \frac{L_{12}}{L_2} \;;\; \sigma_1 = \frac{R_{12}}{R_1} \;;\; \sigma_2 = \frac{R_{12}}{R_2} \;;\; \tau_1 = \frac{C_1}{C_{12}} \;;\; \tau_2 = \frac{C_2}{C_{12}} \end{aligned}\right\} (8).$$

saa er: $\frac{R_{12}}{L_1} = 2K_1\sigma_1$; $\frac{R_{12}}{L_2} = 2K_2\sigma_2$; $\frac{1}{L_1 C_{12}} = \tau_1 h_1^2$; $\frac{1}{L_2 C_{12}} = \tau_2 h_2^2$

og (7_1) og (7_2) kan skrives:

$$\frac{d^2Q_1}{dt^2} + 2K_1\frac{dQ_1}{dt} + h_1^2 Q_1 + s_1\frac{d^2Q_2}{dt^2} + 2K_1\sigma_1\frac{dQ_2}{dt} + \tau_1 h_1^2 Q_2 = 0 \cdots (7_1').$$

$$\frac{d^2Q_2}{dt^2} + 2K_2\frac{dQ_2}{dt} + h_2^2 Q_2 + s_2\frac{d^2Q_1}{dt^2} + 2K_2\sigma_2\frac{dQ_1}{dt} + \tau_2 h_2^2 Q_1 = 0 \cdots (7_2').$$

„<u>Koblingskoefficienterne</u>" s, σ og τ er rene Tal, der give et Maal for den „Fasthed", hvormed de to Svingningskredse er indbyrdes forbundne. Man kalder s den magnetiske (elektromagnetiske), σ den galvaniske og τ den elektriske (elektrostatiske) Koblingskoefficient.

Det ses af (8), at $|\sigma_1|$, $|\sigma_2|$, $|\tau_1|$, $|\tau_2|$ er alle mindre end 1 og endvidere er $s_1 \cdot s_2 < 1$.

Sættes i $(7_1')$ $Q_2 = A\cdot\sin\nu t$, saa bliver denne Ligning:

$$\left(\frac{d^2Q_1}{dt^2} + 2K_1\frac{dQ_1}{dt} + h_1^2 Q_1\right) + A\left((\tau_1 h_1^2 - s_1\nu^2)\sin\nu t + 2K_1\sigma_1\nu\cos\nu t\right) = 0.$$

Vælges Størrelserne saaledes, at $\tau_1 h_1^2 = s_1\nu^2$, saa ophæver den elektromagnetiske og den elektrostatiske Kobling gensidig hinanden. Det fra den galvaniske Kobling hidrørende Led forsvinder derimod kun, naar $\sigma = 0$.

De to simultane Differentialligninger (7) og (7') føre til en linear Differentialligning af 4de Orden. Til denne Ligning kræves som bekendt Løsningen af en Ligning af 4de Grad. Dennes Rødder har Formen

$$-\delta_1 \pm j\nu_1 \quad \text{og} \quad -\delta_2 \pm j\nu_2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9).$$

Løsningerne er da:

$$\left.\begin{aligned} Q_1 &= A_1 e^{-\delta_1 t} \cdot \sin \nu_1 t + B_1 e^{-\delta_2 t} \cdot \sin(\nu_2 t + \varphi) \\ \text{og} \quad Q_2 &= A_2 e^{-\delta_1 t} \cdot \sin \nu_1 t + B_2 e^{-\delta_2 t} \cdot \sin(\nu_1 t + \varphi) \end{aligned}\right\} \ldots\ldots (10).$$

Man ser heraf, at der i Almindelighed i begge Kredse opstaar 2 Svingninger med Svingningstallene $\frac{\nu_1}{2\pi}$ og $\frac{\nu_2}{2\pi}$ og Dæmpningsfaktorerne δ_1 og δ_2. En almindelig Behandling af Problemet er dog ret besværlig, og vi vil derfor i det følgende kun betragte visse særlige Tilfælde. Før dette sker, vil det dog være hensigtsmæssig at betragte de i Ligningerne indgaaende Konstanter lidt nærmere.

§2. Bemærkninger angaaende Konstanterne R L og C.

Det svingende System lider under Bevægelsen et Energitab; dette kan skyldes forskjellige Ting:

1) Varmeudvikling i selve Lederen. (Joules Varme.)
2) Varmeudvikling paa Grund af Hvirvelstrømme,
3) Varmeudvikling i Gnistbaner eller andre Belastningsrum,
4) Varmeudvikling i Kondensatorens Dielektrica
5) „Elektricitetstab" gennem ioniserede Gasarter,
6) Radiation af elektromagnetisk Energi.

I det følgende er der i Hovedsagen kun taget Hensyn til periodiske Strømme.

1) Den jouleske Varmeudvikling W_1 er bestemt ved et Udtryk af Formen $W_1 = R_1 J^2$. Som set i Hefte 1. pp. 124-125 vokser Værdien af Modstanden R_1 med Svingningstallet og R_1 er derfor ikke nogen egentlig Konstant. Ledningernes Tykkelse kan dog vælges saa ringe, at Værdien af R_1 for de Svingningstal, hvormed man opererer i Radiotelegrafien, kan regnes lig med Modstanden for Jævnstrøm. (Se Tabellen p 127 H. 1).

2) Intensiteten af de Hvirvelstrømme, der opstaar paa tværs i selve Lederen eller i nærliggende Metalmasser, vil alt øvrigt lige være proportional med J og med Svingningstallet $\frac{\nu}{2\pi}$; Energitabet vil altsaa have Formen $W_2 = R_2 (\nu J)^2$. Her er R_2

for smaa Værdier af V omtrent uafhængig af denne Størrelse. R_t aftager i Almindelighed for voksende Værdier af V. (Se iøvrigt Sid. beg 3, der angiver den Maade, hvorpaa en Vekselstrøm fordeler sig over en pladeformet Leders Tværsnit tilligemed de under disse Betingelser i en saadan Leder optraadende Hvirvelstrømme).

Det er en Selvfølge, at man i Praksis søger at reducere dette Energitab saa meget som muligt, dels ved at indskrænke Dimensionerne af de anvendte Metaldele, dels ved en formaalstjenlig Placering af de enkelte Dele i Forhold til hverandre, saaledes at større Metaldele og sluttede Kredsløb ikke anbringes i stærke, hurtig vekslende magnetiske Felter.

3) Angaaende det i Gnist- eller andre Afladningsstrøm stedfindende Energitab, hersker der en Del Uklarhed. Da Spørgsmaalet i flere Retninger er af vel stor Betydning for Radiotelegrafien, skal der her gøres lidt nærmere Rede for Sagen.

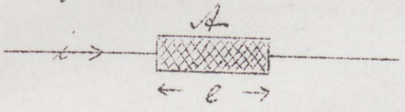


Fig. 1.

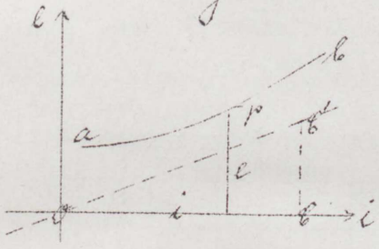


Fig. 2.

Lad A (Fig. 1) være en vilkaarlig Leder, der passeres af Strømmen i Amp og saaledes har en Klemspænding paa e Volt. Afsætter man sammenhørende Værdier af i og e (Fig. 2), saa kaldes det geometriske Sted for de saaledes bestemte Punkter p, altsaa Kurven a b, for Lederen A's Karakteristik. Er A en metallisk Leder, bliver Karakteristikken en gennem Begyndelsespunktet gaaende ret Linie Ob, idet $R = \frac{bb'}{Ob'}$, hvor R er Lederen A's Modstand.

Det er naturlig ved Fremstillingen af Energi- og Modstandsforholdene ved Buer, Gnister og andre elektriske Afladninger, at Karakteristikkerne gør Nytte. — Vi vil foreløbig kun beskæftige os med det Forhold, at A er et Gnistrum i atmosfærisk Luft.

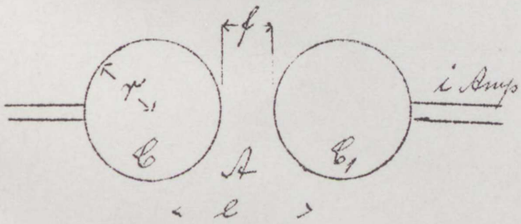


Fig. 3.

Elektroderne C, C_1 bestaa af Metal, deres Afstand, Gnistlængden, kaldes f (se Fig. 3). Lad til at begynde med i være lig med Nul og det antages, at i har været Nul i saa lang Tid, at den af Strømmen frembragte Ionisering har tabt sig; d: A er i den normale, strømløse Tilstand. Lader man nu e vokse, saa er til at begynde med stadig i = 0, og først naar e naar en vis Værdi, e_g, slaar en Gnist over gennem A og Strømmen i faar en endelig Værdi. e_g kaldes Gnistspændingen. Dens

Störrelse er i Hovedsagen afhængig af Elektrodernes geometriske Anordning. Fig. 4 og 5 viser for kugleformede Elektroder Sammenhængen mellem e_g og f for almindelig (ikke ioniseret) atmosferisk Luft ved sædvanlig Tryk og Temperatur. Foröges Lufttrykket med 8 mm eller formindskes Temperaturen 3°, saa vokser e_g ca 1%. (For Brint er e_g en hel Del lavere; $e_{g\,Brint}$ = ca 0,57. e_g at L)

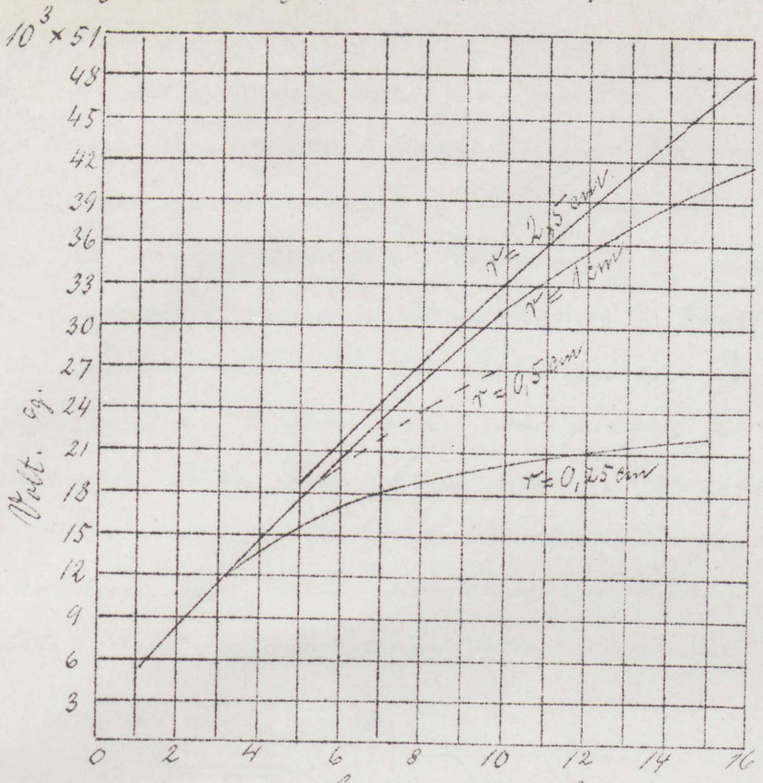


Fig. 4.

Saa snart i har naaet en endelig Værdi, falder e meget hurtigt ned til langt lavere Værdier og naar snart en Grænseværdi e_0, saaledes som antydet i Fig 6, saa at Spændingen indenfor vide Grænser er uafhængig af Strömstyrken. Kaldes Gnistrummets „Modstand" R_A, saa er $R_A = \infty$ for $i = 0$, medens man for store Værdier af i med Tilnærmelse har, $i \cdot R_A = e_0$ = Konstant. En Sammenligning mellem Fig. 2 og 6 viser et Eksempel paa hvilken overordentlig stor Forskel, der kan være paa forskellige Lederes Karakteristikker.

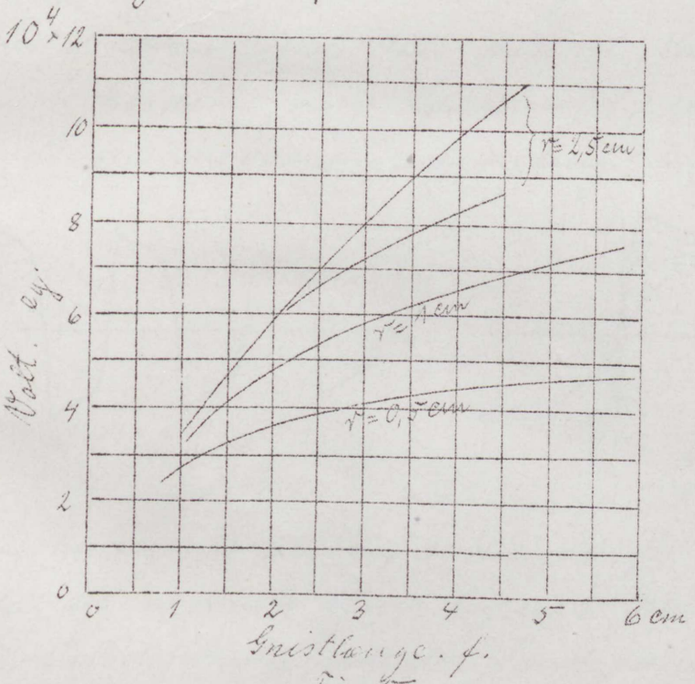


Fig. 5.

Vi har hidtil kun betragtet den „statiske" Karakteristik, der fremstiller sammenhörende Værdier af i og e for stationære Tilstande, hvor altsaa Karakteristikken bliver den samme, hvad enten den gennemlöbes i den ene eller den anden Retning.

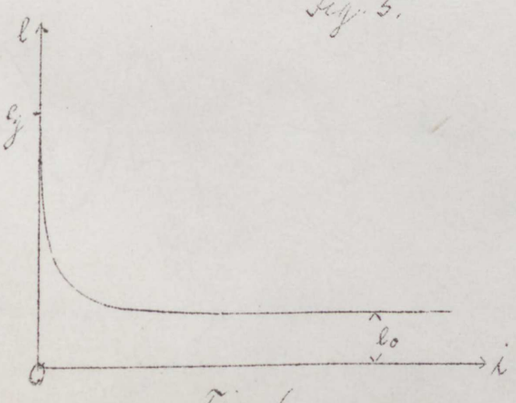


Fig. 6

Er Tilstanden ikke stationær, men hvert imod hurtig vekslende, saa bestemmer samsvarende Værdier af i og e den saakaldte „dynamiske" Karakteristik. Af særlig Interesse for Radiotelegrafien er Forholdene over for hurtige Vekselstrømme. For saadanne bliver Karakteristikken en lukket Kurve. Gnistrummets Ledningsevne afhænger i høj Grad af Elektrodernes Temperatur paa de Steder, hvor fra Udladningen udgaar. En høj Temperatur forøger nemlig Ionisationen i Gnistrummet; ogsaa dettes egen Temperatur er af Betydning. Da en Forandring i Varmetilstanden kræver Tid, saa følger heraf, at Udladningsfænomenet „ikke kan følge med" Strømstyrken, men udviser en vis „Træghed" i Forhold til denne. Jo daarligere Afkølingsforholdene er, desto større er Træghedeu. En Buelampe med Kulelektroder holdes derfor let brændende med Vekselstrøm med f. Eks. 50 Perioder pr. Sekund, idet Ledningsevnen her holder sig tilstrækkelig længe til at Buen, efter at Strømstyrken har passeret Nul, tænder sig igen ved en forholdsvis ringe Spænding (f. Eks. 100 Volt). Den til Gentændingen nødvendige Spænding kaldes Tændspændingen.

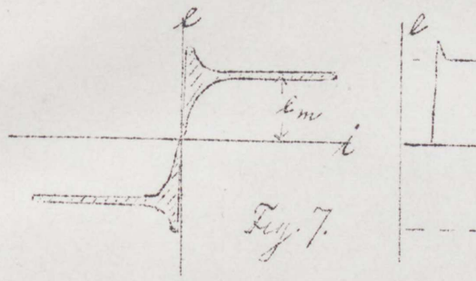


Fig. 7.

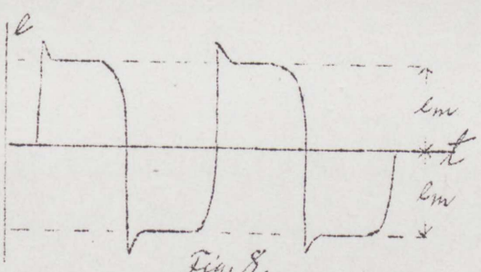


Fig. 8.

For en Bue eller Gnist imellem Metalelektroder stiller Sagen sig helt anderledes. Her er Afkølingen saa hurtig, at Tændspændingen for en saa langsom Periode paa det nærmeste bliver lig med Gnistspændingen. Ved hurtige Vekselstrømme reduceres Tændspændingen derimod meget for Metalelektroder. Fig. 7 viser Karakteristikken for et Gnistrum med Zinkelektroder, medens Fig. 8 viser Spændingen som Funktion af Tiden. Figurerne gælde for Svingningstal, der er lavere end 150 000 p. S. Middelspændingen e_m, hvis Værdi er ca 35 Volt, er her in-

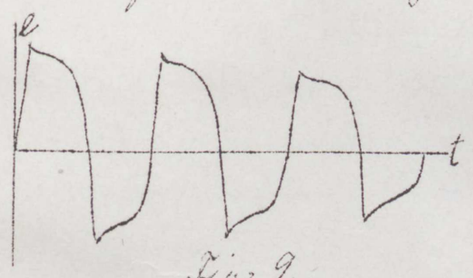


Fig. 9.

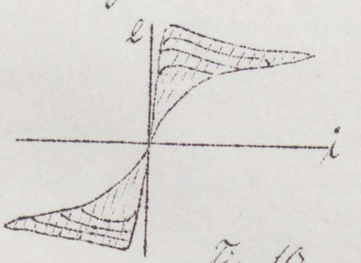


Fig. 10.

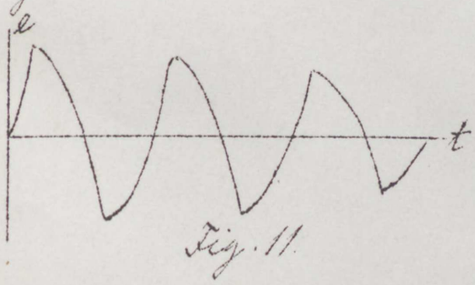


Fig. 11.

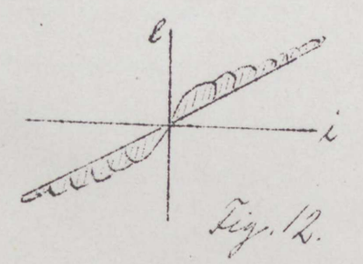


Fig. 12.

derfor vide Grænser uafhængig af Strømstyrke, Gnistlængde og Svingningstal. For Svingningstal mellem 10^5 og 10^6 antager (e-t) Kurven det i Fig. 9 viste Udseende, medens Karakteristikken bliver, som vist i Fig. 10. For Frekvenser i Nærheden af $3 \cdot 10^6$ er de tilsvarende Kurver vist i Fig. 11 og 12. I sidste Tilfælde nærmer Karakteristikken sig til en ret Linie gennem Begyndelsespunktet, og man er derfor i dette Tilfælde i Stand til med Tilnærmelse at tillægge Gnistrummet en bestemt konstant Modstand. Under de i Fig. 7 og 8 viste Forhold, er dette derimod paa ingen Maade Tilfældet.

Ser bort fra Kredsens ohmske Modstand og antager det, at Spændingen er uafhængig af Strømmens Styrke, altså kun afhængig af dennes Fortegn, saa aftager Grundtonens Amplitude proportionalt med Tiden. Amplitudekurven er altså en ret Linie. For en Kreds med ohmsk Modstand alene, er som bekendt Amplitudekurven bestemt ved Ligningen $y = ae^{-kt}$. Findes der foruden ohmske Modstand og et Gnistrum med konstant Spænding, saa vil Amplitudekurven faa en Form, der ligger imellem de to Grænsetilfælde. (Se nærmere Tillæg 4).

For elektriske Svingningskredse, der indeholde Gnistrum, vil en stor Del af Energitabet som Regel skyldes dette. Man har ofte søgt at bestemme „Gnistmodstanden"; men de Resultater, hvortil man er kommen, afviger i højeste Grad fra hverandre. Dette ligger simpelthen i, at der som Regel slet ikke eksisterer nogen „Gnistmodstand", taget i dette Ords almindelige Betydning.

I Tillæg 4 vises endvidere, at det „ideelle" Gnistrum bevirker, at Kredsen foruden Grundsvingningen tillige udfører en Række Overtoningninger.

For alle Kredse, der indeholder Gnistrum, Buer o. lign., skal man derfor være forsigtig med at anvende Ligningerne §1 (7') og (7$_2$'), idet ikke alle de Kredsekredser, man kan drage af disse Ligninger, vil passe paa saadanne Svingningskredse, ja end ikke give en første Tilnærmelse til de virkelige Forhold.

4) Varmeudviklingen i en Kondensators Dielektrikum afhænger i høj Grad af dettes Natur og skyldes visse, ret ukendte Fænomener i dets Indre. Man plejer at sammenfatte disse Forhold under Begrebet „dielektrisk Hysterese".

Energitabet pr. Periode er i mange Tilfælde med Tilnærmelse uafhængig af Frekvensen og proportionalt med Kondensatorens Maksimalenergi. I saa Fald kan det gennemsnitlige Energitab pr. Tidsenhed skrives:

$$\frac{dB_c}{dt} = \gamma \cdot \frac{\nu}{2\pi} \cdot \frac{Q_0^2}{C}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

hvor $\frac{\nu}{2\pi}$ er Frekvensen, Q_0 Maksimalladningen og γ den dielektriske Tabsfaktor.

Er Dæmpningen saa ringe, at man uden kendelig Fejl kan sætte $LC\nu^2 = 1$, saa kan Energitabet ogsaa udtrykkes saaledes:

$$\frac{dB_c}{dt} = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot \frac{J_0^2}{\nu C}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1').$$

hvor J_0 er den maksimale Strømstyrke inden for den betragtede Periode.

Indbefatter Kredsen tillige den ohmske Modstand R, saa kan hele Energitabet i Tiden dt skrives:

$$dB = dB_R + dB_C = J^2 \left(R + \frac{\gamma}{\pi\nu C}\right) dt \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2).$$

Det logaritmiske Dekrement δ er altsaa bestemt ved: (se K1 p. 6 (15)).

$$\delta = \frac{2\pi \cdot \frac{R + \frac{\gamma}{\pi\nu C}}{2L}}{\nu} = \delta_R + \gamma \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3).$$

hvor δ_R er det fra den ohmske Modstand hidrørende Dekrement.

Det af den dielektriske Hysterese forårsagede Energitab, vil altsaa i Kredsagen betyde en Forøgelse af det logaritmiske Dekrement, der er lig med Tabsfaktoren γ, defineret paa den ved Ligning (1) bestemte Maade. Forøgelsen af det log. Dekrement er under dette Forhold alene afhængig af det dielektriske Mediums Beskaffenhed, uafhængig af Frekvensen, af Kondensatorens Form og Størrelse og af Paavirkningens Intensitet.

Det er her forudsat, at den betragtede Kondensator er den eneste i Kredsen indskudte. Er der parallelt med C indskudt en Kondensator C_0 med Tabsfaktor γ_0, saa bliver det samlede Dekrement

$$\delta = \delta_R + \frac{\gamma C + \gamma_0 C_0}{C + C_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3').$$

I mange Tilfælde voksen dog Værdien af γ med Paavirkningens Intensitet, men Forholdene er for lidt undersøgte til at give en udførligere Fremstilling.

For Luft er $\gamma = 0$.

I efterfølgende Tabel er angivet nogle omtrentlige Værdier af γ for forskellige Materialier.

Paraffinolie	$\gamma = 0{,}005 - 0{,}01$.
Glimmer	$\gamma = 0{,}02 - 0{,}10$.
Gummi	$\gamma = 0{,}01 - 0{,}10$.
Flintglas (engelsk)	$\gamma = 0{,}01 - 0{,}015$.
Alm. Rudeglas	$\gamma = 0{,}02 - 0{,}05$.
Imprægneret Papir	$\gamma = 0{,}02 - 0{,}10$.
Ebonit	$\gamma = 0{,}2$ 1).

De anførte Tal afgive et Bevis for den Usikkerhed, der endnu hersker paa dette Omraade. De laveste Tal er som Regel fundne ved en Broopstilling med Vekselstrøm, medens de höje skyldes direkte Dæmpningsmaalinger for Svingningskresse. Det kunde derfor se ud, som om kun de sidste havde Interesse i det foreliggende Tilfælde. Sagen stiller sig dog vist noget anderledes, idet en Del af Dæmpningen i sidste Fald skyldes

5) det Energitab, der opstaar som en Følge af den ved de höje Spændinger frembragte Ionisation og deraf følgende Elektricitetstab. Dette Tab begünstiges i höj Grad ved Tilstedeværelsen af Spidser, skarpe Kanter o. lign., lige som det vokser meget stærkt med Spændingen. Det her nævnte Tab kan blive meget stort, man kan ogsaa ved omhyggelig Konstruktion af de anvendte Apparater (i al Fald for Spændinger op til nogle Tusinde Volt), bringes ned til en meget ringe Værdi.

Det foregaaende viser, at man i höj Grad savner pualitetslige og omfattende Maalinger vedrörende de under 4) og 5) nævnte Energitab.

6) Ogsaa ved Udstraaling "tabes" en Del af den elektromagnetiske Energi for Svingningskresen. Dette Tab er, som vi senere skal se, proportionalt med 2den Potens af den maximale Strømstyrke og bevirker derfor en Dæmpning, der er analog med den, der frembringes af den ohmske Modstand. Störrelsen af dette Tab angives som Regel ogsaa ved den tilsvarende Förögelse af det logaritmiske Dekrement, δ_u. For lukkede Svingningskresse er δ_u paa det nærmeste lig med Nul, medens den for meget aabne Kresse ofte er meget større, end det til alle andre Tab svarende Dekrement. (Se senere under Udstraaling af elektromagnetisk Energi).

De i Radiotelegrafien anvendte Svingningskredses Selvinduktion er som Regel tilvejebragt uden Anvendelse af **Jern eller lignende.** Værdien af L er derfor uafhængig af Strømstyrken. Derimod aftager L med voksende Svingningstal. For retlinede Ledere er Forholdet fremstillet i Hefte I. p. 127. For Traadruller gør det samme Forhold sig gældende og i endnu højere Grad, idet Strømmen her ikke alene drives ud mod Lederens Overflade, men endog i Hovedsagen drages sammen paa dennes Inderside (se Fig. 13). Derved formindskes Selvinduktionen noget. Samtidig forøges Traadens Modstand over for de hurtige Vekselstrømme og kan blive 1,5 à 2 Gange saa stor som Modstanden af en tilsvarende, retlinet Traad over for Strømme med samme Svingningstal.

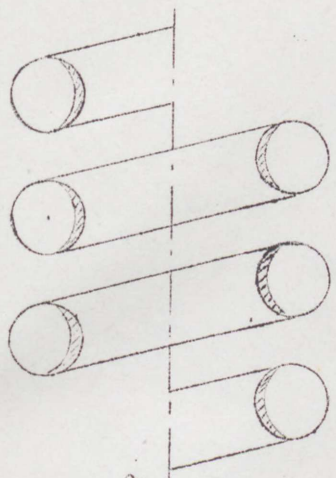


Fig. 13.

De her nævnte Forandringer i Selvinduktionens Værdi er dog som Regel ikke ret store, saaledes at man, i al Fald som en første Tilnærmelse, kan betragte L som konstant.

Værdien af de anvendte Luftkondensatorers Kapacitet er for de i Radiotelegrafien anvendte Svingningstal paa det allernærmeste konstant. For Kondensatorer med andre dielektriske Medier, kan Kapaciteten variere en Del med Svingningstallet, men dette Forhold er endnu ikke tilstrækkelig undersøgt.

Som en almindelig Regel gælder: <u>Man bør altid, saa vidt muligt, maale R, L og C netop for de Svingningstal (og under de Forhold), for hvilke man har Brug for Værdierne.</u>

I det foregaaende er der kun taget Hensyn til lukkede Svingningskredse. For aabne Svingningskredse, Oscillatorer, kan man ikke uden videre tale om Modstand, Selvinduktion og Kapacitet. Under visse Forudsætninger kan man dog repræsentere Oscillatoren ved tre tilsvarende Parametre: den „virksomme" Modstand, den „virksomme" Selvinduktion og den „virksomme" Kapacitet. Vi vil senere komme ind paa disse Størrelsers Bestemmelse og Definition.

§3. Integration af Ligningerne §1 (7') og (7'') i nogle særlige Tilfælde.

A. Udæmpede, koblede Systemer. ($R_1=0$, $R_2=0$, $R_{12}=0$, $K_1=0$, $K_2=0$).

a. Frie Svingninger. For udæmpede Systemer bliver Ligningerne §1 (7')-(7'') til:

$$\frac{d^2Q_1}{dt^2} + h_1^2 Q_1 + \sigma_1 \frac{d^2Q_2}{dt^2} + \tau_1 h_1^2 Q_2 = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1_1)$$

$$\frac{d^2Q_2}{dt^2} + h_2^2 Q_2 + \sigma_2 \frac{d^2Q_1}{dt^2} + \tau_2 h_2^2 Q_1 = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1_2)$$

Differentieres disse to Ligninger to Gange med Hensyn til t og eliminieres Q_2 eller Q_1, faaes en Ligning af Formen:

$$\frac{d^4Q}{dt^4}(1-\sigma_1\sigma_2) + \frac{d^2Q}{dt^2}(h_1^2+h_2^2-\sigma_2\tau_1 h_1^2-\sigma_1\tau_2 h_2^2) + Q(1-\tau_1\tau_2)h_1^2h_2^2 = 0 \ldots (2).$$

Denne Ligning tilfredsstilles altsaa baade af Q_1 og Q_2.

Man har $\sigma_2\tau_1 h_1^2 = \sigma_1\tau_2 h_2^2 = \frac{1}{k_{12}} \cdot \frac{k_{12}}{\sigma_1\tau_2}$; indfører man Betegnelsen

$$\sigma^2 = \sigma_1\sigma_2 \text{ og } \tau^2 = \tau_1\tau_2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (3)$$

hvor σ og τ er positive Konstanter mindre end 1, kan Ligning (2) skrives:

$$\frac{d^4Q}{dt^4}(1-\sigma^2) + \frac{d^2Q}{dt^2}(h_1^2+h_2^2-2\sigma\tau\cdot h_1h_2) + Q(1-\tau^2)h_1h_2 = 0 \ldots (2').$$

Sættes $Q = A\cdot e^{\nu t}$, saa faaes til Bestemmelse af ν følgende Ligning:

$$\nu^4(1-\sigma^2) + \nu^2(h_1^2+h_2^2-2\sigma\tau h_1h_2) + \nu(1-\tau^2)h_1h_2 = 0,$$

hvoraf: $$\nu^2 = \frac{-(h_1^2+h_2^2-2\sigma\tau h_1h_2) \pm \sqrt{(h_1^2+h_2^2-2\sigma\tau h_1h_2)^2 - 4(1-\sigma^2)(1-\tau^2)h_1^2h_2^2}}{2(1-\sigma^2)} \ldots (4).$$

Da baade σ og τ er mindre end 1, ses det umiddelbart, at

$$h_1^2+h_2^2-2\sigma\tau h_1h_2 > 0.$$

Man lærer let, at Størrelsen under Kvadratrodstegnet er Minimum for $\sigma = \tau\frac{h_1^2+h_2^2}{2h_1h_2}$. Indsættes denne Værdi af σ reduceres Størrelsen under Kvadratrodstegnet til $(1-\tau^2)(h_1^2-h_2^2)^2$, der altid er positiv. Heraf følger, at ν^2 altid er reel og negativ. Sættes $\nu^2 = -(\gamma n)^2$, saa er n følgelig reel.

Ligning (4) kan ogsaa skrives paa Formen:

$$\nu^2 = -(\gamma n)^2 = \frac{-(h_1^2+h_2^2-2\sigma\tau h_1h_2) \pm \sqrt{(h_1^2-h_2^2)^2 - 4\sigma\tau h_1h_2(h_1^2+h_2^2) + 4(\sigma^2+\tau^2)h_1^2h_2^2}}{2(1-\sigma^2)} \quad (4')$$

$$= -a \pm \sqrt{b}$$

12.

hvor $a = \frac{b_1^2+b_2^2-2\varrho\tau b_1 b_2}{2(1-\varrho^2)}$ og $\beta = \frac{(b_1^2-b_2^2)^2-4\varrho^2\tau^2 b_1^2 b_2^2+4(\varrho^2+\tau^2)b_1^2 b_2^2}{4(1-\varrho^2)^2}$. (4).

Sætter man:

$$\left.\begin{aligned} Q_1 &= A_1 \sin(t\cdot\sqrt{a-\sqrt{\beta}}+\varphi_1) + B_1 \sin(t\cdot\sqrt{a+\sqrt{\beta}}+\varphi_2) \\ Q_2 &= A_2 \sin(t\cdot\sqrt{a-\sqrt{\beta}}+\varphi_1) + B_2 \sin(t\cdot\sqrt{a+\sqrt{\beta}}-\varphi_2) \end{aligned}\right\} \ldots\ldots (5).$$

hvor $A_1, B_1, A_2, B_2, \varphi_1$ og φ_2 er vilkaarlige Konstanter, saa vil baade Q_1 og Q_2 tilfredsstille Ligning (2). Indsætter disse Værdier for Q_1 og Q_2 i Ligningerne (1,1) og (1,2) ses let, at disse Ligninger er tilfredsstillede, naar: $A_2 = \frac{a-b_1^2-\sqrt{\beta}}{\tau_1 b_1^2-\varrho_1(a-\sqrt{\beta})}\cdot A_1$ og $B_2 = \frac{a-b_1^2+\sqrt{\beta}}{\tau_1 b_1^2-\varrho_1(a+\sqrt{\beta})}\cdot B_1$ ..... (6).

Af Ligning (5) faaes for $t=0$:

$$\left.\begin{aligned} Q_1 &= A_1\sin\varphi_1 + B_1\sin\varphi_2 \\ Q_2 &= A_2\sin\varphi_1 + B_2\sin\varphi_2 \end{aligned}\right| \left.\begin{aligned} J_1 &= \frac{dQ_1}{dt} = A_1\sqrt{a-\sqrt{\beta}}\cdot\cos\varphi_1 + B_1\sqrt{a+\sqrt{\beta}}\cdot\cos\varphi_2 \\ J_2 &= \frac{dQ_2}{dt} = A_2\sqrt{a-\sqrt{\beta}}\cdot\cos\varphi_1 + B_2\sqrt{a+\sqrt{\beta}}\cdot\cos\varphi_2 \end{aligned}\right\} \ldots (7).$$

Til opgivne Værdier af Q_1, Q_2, J_1 og J_2 for $t=0$, kan man af (7) bestemme de tilsvarende Værdier af A_1, B_1, φ_1 og φ_2, idet A_2 og B_2 elimineres ved Hjælp af (6).

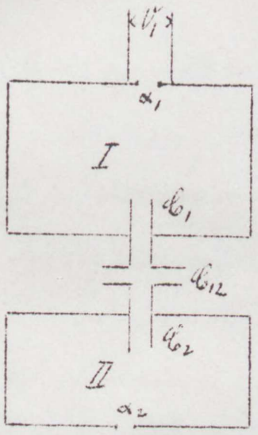


Fig. 1.

Begyndelsestilstanden, d: Værdierne af Q_1, Q_2, J_1 og J_2 for $t=0$, kan valges ganske vilkaarligt, og den i det foregaaende givne Løsning vil dog være rigtig, idet Ligningerne (5) angiver Systemets Tilstand til Tiden t, naar Begyndelsestilstanden var som forudsat.

Noget andet er, at man naturligvis maa undersøge, om den forudsatte Begyndelsestilstand virkelig kan tilvejebringes.

Vi vil betragte et Par Eksempler, hvor Energien til at begynde med er ren elektrostatisk.

Lad Kreds I være afbrudt ved α_1 og forbunden med en Spændingskilde paa V_1 Volt. Denne vil da lade Kondensatoren til Spændingen V_1 og altsaa give den Ladningen $Q_1 = V_1 c_1$. Lad endvidere Kredsen II være afbrudt ved α_2, saaledes at c_2 ingen Ladning har. Den elektrostatiske Energi er $W_e = \frac{1}{2}\frac{Q_1^2}{c_1}$. Kortsluttes baade α_1 og α_2 til Tiden $t=0$, saa faar man de ved (5), (6), (7) og Begyndelsestilstanden: ($Q_1 = V_1 c_1$; $Q_2 = 0$; $J_1 = 0$; $J_2 = 0$), bestemte Størrelser.

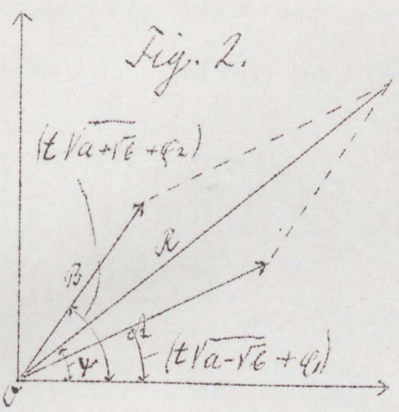
Er derimod til at begynde med α_2 kortsluttet og fastsættes som før $J_1 = 0$, $J_2 = 0$, saa vil Kondensatoren c_2 lades, idet Ladningen Q_1 paa c_1 bevirker Ladningen $Q_2 = -\frac{Q_1}{c_{12}}\cdot c_2 = -\frac{V_1 c_1 c_2}{c_{12}}$ paa Kondensatoren c_2. (c_{12} taget pos.). Energien er i dette Tilfælde

$$W_e = \frac{1}{2}\frac{Q_1^2}{c_1} + \frac{1}{2}\frac{Q_2^2}{c_2} + \frac{Q_1 Q_2}{c_{12}} = \frac{1}{2}\frac{Q_1^2}{c_1} + \frac{1}{2}\frac{Q_1^2 c_2}{c_{12}^2} - \frac{Q_1^2 c_2}{c_{12}^2} = \frac{1}{2}\frac{Q_1^2}{c_1} - \frac{1}{2}\frac{Q_1^2 c_2}{c_{12}^2}.$$

Kortsluttes nu α_1 til Tiden $t=0$, saa faaes de ved Ligningerne (5), (6), (7) og Begyndelsestilstanden: ($Q_1 = V_1 C_1$; $Q_2 = -\frac{V_1 C_1 C_2}{C_{12}}$; $J_1 = 0$; $J_2 = 0$) bestemte Svingninger.

Ligning (5) viser, at der i begge Krese i Almindelighed opstaar to Svingninger med Svingningstallene $\frac{\sqrt{a-\sqrt{b}}}{2\pi}$ og $\frac{\sqrt{a+\sqrt{b}}}{2\pi}$. Forholdet A_2/A_1 eller B_2/B_1 mellem disse Svingningers Amplitude i de to Krese, er i følge (6) konstant. Svingningerne har samme (eller modsat) Fase i de to Krese. Mangler den ene Svingning i den ene Kres, saa findes den heller ikke i den anden.

Fig. 2.



Ved Hjælp af Fig. 2 ses let, at man kan skrive Udtrykkene for Q paa følgende Maade:

$$Q = R.\sin\psi$$

hvor $R = \sqrt{A^2+B^2+2AB.\cos[t(\sqrt{a+\sqrt{b}}-\sqrt{a-\sqrt{b}})+\varphi_2-\varphi_1]}$

og $$tg\,\psi = \frac{A.\sin(t\sqrt{a-\sqrt{b}}+\varphi_1)+B\sin(t\sqrt{a+\sqrt{b}}+\varphi_2)}{A.\cos(t\sqrt{a-\sqrt{b}}+\varphi_1)+B\cos(t\sqrt{a+\sqrt{b}}+\varphi_2)}. \quad (8)$$

Sættes i (8) $A=A_1$ og $B=B_1$, faaes $Q=Q_1$, og med $A=A_2$, $B=B_2$ faaes $Q=Q_2$.

Ligning (8) viser, at Amplitudekurverne for Q_1^2 og Q_2^2 bestaar af Sinuskurver, hvis Frekvens er lig med Differensen mellem de to Svingningstal.

Er $A=B$, saa forsvinder R hver Gang $t(\sqrt{a+\sqrt{b}}-\sqrt{a-\sqrt{b}})+\varphi_2-\varphi_1=(2N+1)\pi$; er derimod $A+B=0$, saa er $R=0$, naar $t(\sqrt{a+\sqrt{b}}-\sqrt{a-\sqrt{b}})+\varphi_2-\varphi_1=2N\pi$. (Nel helt Tal).

Har man for $t=0$: $Q_1=Q_{10}$; $Q_2=Q_{20}$; $J_1=0$; $J_2=0$, saa giver (7): $\varphi_1=\varphi_2=\frac{\pi}{2}$, $Q_{10}=A_1+B_1$, $Q_{20}=A_2+B_2$. Ligning (5) bliver da:

$$\left.\begin{aligned} Q_1 &= A_1\cos.t\sqrt{a-\sqrt{b}} + B_1\cos.t\sqrt{a+\sqrt{b}} \\ Q_2 &= A_2\cos.t\sqrt{a-\sqrt{b}} + B_2\cos.t\sqrt{a+\sqrt{b}} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots (5')$$

og af (8) faaes:

$$\left.\begin{aligned} R_1^2 &= Q_{10}^2 - 2A_1B_1(1-\cos\alpha t) \\ R_2^2 &= Q_{20}^2 - 2A_2B_2(1-\cos\alpha t) \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots (9).$$

hvor

$$\alpha = \sqrt{a+\sqrt{b}} - \sqrt{a-\sqrt{b}} = \sqrt{2(a-\sqrt{a^2-b}} \quad \ldots\ldots (9').$$

Af Ligning (6) faaes i Almindelighed:

$$A_2B_2 = \frac{-(\rho h_1-\tau h_2)^2 A_1B_1}{h_1^2[\tau_1^2(1-\rho^2)-\tau_1\rho_1]+h_2^2[\rho_1^2(1-\tau^2)-\tau_1\rho_1]+2h_1h_2\rho\rho_1\tau\tau_1} \quad \ldots (10)$$

for $\rho=0$ bliver (10): $$A_2B_2 = -\frac{\tau_2 h_2^2}{\tau_1 h_1^2}A_1B_1 = -\frac{L_1}{L_2}A_1B_1 \quad \ldots\ldots (10').$$

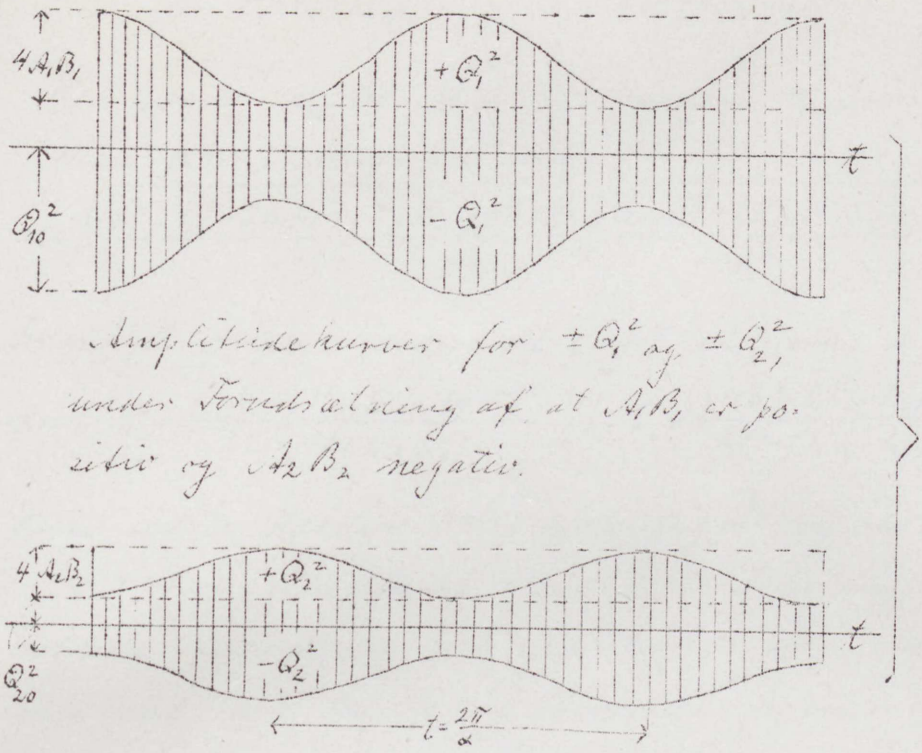
og for $\tau=0$ faaes:

$$A_2B_2 = -\frac{\rho_2 h_1^2}{\rho_1 h_2^2}A_1B_1 = -\frac{C_2}{C_1}A_1B_1 \quad \ldots\ldots (10'').$$

Det fremgaar af Ligningerne (8), (9) og (10), at en Del af Energien „vandrer" frem og tilbage mellem de to Kredse. Ligning (9) viser, at for $Q_{20} = 0$, gaar Amplituden i Kreds II periodisk helt ned til Nul.

Et Eksempel paa Amplitudekurver er givet i Fig. 3, hvor baade Q_{10} og Q_{20} er forskellig fra Nul.

Medens der i Almindelighed findes to Svingninger i begge Kredse, kan man dog paa den anden Side vælge Begyndelsestilstanden saaledes, at den



Amplitudekurver for $\pm Q_1^2$ og $\pm Q_2^2$ under Forudsætning af at A_1B_1 er positiv og A_2B_2 negativ.

Fig. 3.

ene Svingning forsvinder i begge Kredse. Vælges nemlig:

$$\frac{Q_{20}}{Q_{10}} = \frac{a - h_1^2 - \sqrt{b}}{\tau h_1^2 - \varsigma(a - \sqrt{b})}, \qquad (11_1).$$

saa er $B_1 = 0$ og $B_2 = 0$. Vælges derimod:

$$\frac{Q_{20}}{Q_{10}} = \frac{a - h_1^2 + \sqrt{b}}{\tau h_1^2 - \varsigma(a + \sqrt{b})}, \qquad (11_2).$$

saa er $A_1 = 0$ og $A_2 = 0$.

Vi vil nu gøre forskellige Forudsætninger vedrørende de i (4') indgaaende Konstanter og diskutere de i de enkelte Tilfælde erholdte Resultater.

1). $\underline{(h_1^2 - h_2^2)^2}$ stor i Sammenligning med $\underline{+4\varsigma\tau h_1 h_2 (h_1^2 + h_2^2) + 4(\varsigma^2 + \tau^2) h_1^2 h_2^2}$. $\underline{(h_1 > h_2)}$. Dette finder altid Sted, naar Koblingskoefficienterne er meget smaa, (naar Koblingen er meget „løs"), og de to Systemers naturlige Svingningstal ligge langt fra hinanden.

Af (4') faaes i dette Tilfælde:

$$\left.\begin{aligned} n_1^2 &= \frac{h_1^2}{1 - \varsigma^2}\left(1 + h_2 \frac{h_2(\varsigma^2 + \tau^2) - 2h_1\varsigma\tau}{h_1^2 - h_2^2}\right) = h_1^2(1 + \Delta_1)^2 \\ n_2^2 &= \frac{h_2^2}{1 - \varsigma^2}\left(1 - h_1 \frac{h_1(\varsigma^2 + \tau^2) - 2h_2\varsigma\tau}{h_1^2 - h_2^2}\right) = h_2^2(1 - \Delta_2)^2 \end{aligned}\right\} \qquad (12).$$

Til Beregning af Δ_1 og Δ_2 tjener følgende Udtryk:

$\varrho>0;\ \tau>0.$	$\tau=0$	$\varrho=0$	
$\Delta_1=\frac{\varrho^2h_1^2+\tau^2h_2^2-2h_1h_2\varrho\tau}{2(1-\varrho^2)(h_1^2-h_2^2)}$	$\frac{\varrho^2h_1^2}{2(1-\varrho^2)(h_1^2-h_2^2)}$	$\frac{\tau^2h_2^2}{2(h_1^2-h_2^2)}$	(12)
$\Delta_2=\frac{\tau^2h_1^2+\varrho^2h_2^2-2h_1h_2\varrho\tau}{2(1-\varrho^2)(h_1^2-h_2^2)}$	$\frac{\varrho^2h_2^2}{2(1-\varrho^2)(h_1^2-h_2^2)}$	$\frac{\tau^2h_1^2}{2(h_1^2-h_2^2)}$	

Her svarer n_2 til A_1 og A_2, medens n_1 svarer til B_1 og B_2 i (5)–(7).

Man har i Almindelighed: (se (9'))

$$\alpha=\sqrt{\frac{h_1^2+h_2^2-2h_1h_2(\varrho\tau+\sqrt{(1-\varrho^2)(1-\tau^2)})}{1-\varrho^2}} \quad \left|\ \sqrt{\frac{(h_1-h_2)^2+2h_1h_2(1-\sqrt{1-\varrho^2})}{1-\varrho^2}}\ \right| \quad \sqrt{(h_1-h_2)^2+2h_1h_2(1-\sqrt{1-\tau^2}} \qquad \ldots (13)$$

For meget smaa Værdier af ϱ og τ reduceres disse Udtryk til:

$$\alpha=h_1-h_2+\frac{\varrho^2(h_1-h_2)^2+h_1h_2(\varrho-\tau)^2}{2(1-\varrho^2)(h_1-h_2)} \quad \left|\ h_1-h_2+\frac{\varrho^2(h_1^2-h_1h_2+h_2^2)}{2(1-\varrho^2)(h_1-h_2)}\ \right| \quad h_1-h_2+\frac{\tau^2h_1h_2}{2(h_1-h_2)} \qquad \ldots (13_1)$$

Disse sidste Værdier kan naturligvis ogsaa udledes af (12$_1$).

Det fremgaar heraf, at af de to Svingningstal, der opstaa i det koblede System, er det ene højere end den højeste, det andet lavere end det laveste af Kredsenes Egensvingningstal. Differensen mellem det koblede Systems Svingningstal er altsaa større end Differensen mellem de to Kreses Svingningstal før Koblingen, og Forskellen er desto større, jo nærmere disse Svingningstal i Forvejen ligge ved hinanden. (Det maa erindres, at Forudsætningen er, at h_1 er meget forskellig fra h_2)

Er $\varrho=0$ og τ lille, faaes følgende Udtryk for Konstanterne A og B i (7), svarende til Begyndelsestilstanden: $t=0$, $Q_1=Q_{10}$, $Q_2=0$; $I_1=0$; $I_2=0$.

$$A_1=\frac{\tau^2h_1^2h_2^2}{(h_1^2-h_2^2)^2+\tau^2h_1^2h_2^2}\cdot Q_{10} \quad ; \quad B_1=\frac{(h_1^2-h_2^2)^2}{(h_1^2-h_2^2)^2+\tau^2h_1h_2^2}\cdot Q_{10}$$
$$A_2=-B_2=\frac{-\tau_2h_2^2(h_1^2-h_2^2)}{(h_1^2-h_2^2)^2+\tau^2h_1^2h_2^2}\cdot Q_{10} \qquad \ldots\ldots (14)$$

Under de gjorte Forudsætninger er B_1 omtrent lig med Q_{10}, medens A_2 og B_2 er meget mindre end B_1, og A_1 igen meget mindre end A_2 og B_2. Forholdet er altsaa dette: Næsten hele Energien forbliver i Kreds I og frembringer der den Svingning, hvis Periode ligger nærmest ved Kredsens naturlige Periode. Denne Svingning inducerer den meget svagere Svingning B_2 i Kreds II, og samtidig med B_2 opstaar A_2 med samme Amplitude som B_2 (med modsat Fortegn). Svingning A_2 inducerer endelig den endnu meget svagere Svingning A_1 i Kreds I.

Endelig interferere de to Sæt Svingninger med forskellig Svingningstal og frembringe derved den tidligere omtalte, frem- og tilbage gaaende Energivandring mellem de to Kredse. Størrelsen af denne Energivandring er proportional med τ^2. (Se (14) og (9$_1$).

2). $h_1 = h_2 = h$. „Resonans." I dette Tilfælde er:

	$\varsigma > 0;\ \tau > 0.$	$\varsigma = 0$	$\tau = 0$	
$n_1^2 =$	$h^2 \frac{1-\tau}{1-\varsigma} = h^2(1+\Delta_1)^2$	$h^2(1-\tau)$	$\frac{h^2}{1-\varsigma}$	} ... (15).
$n_2^2 =$	$h^2 \frac{1+\tau}{1+\varsigma} = h^2(1-\Delta_2)^2$	$h^2(1+\tau)$	$\frac{h^2}{1+\varsigma}$	
$\Delta_1 =$	$\sqrt{\frac{1-\tau}{1-\varsigma}} - 1$	$\sqrt{1-\tau} - 1$	$\sqrt{\frac{1}{1-\varsigma}} - 1$	
$\Delta_2 =$	$1 - \sqrt{\frac{1+\tau}{1+\varsigma}}$	$1 - \sqrt{1+\tau}$	$1 - \sqrt{\frac{1}{1+\varsigma}}$	
$\alpha =$	$h\sqrt{\frac{2(1-\varsigma\tau-\sqrt{(1-\varsigma^2)(1-\tau^2)})}{1-\varsigma^2}}$	$h\sqrt{2(1-\sqrt{1-\tau^2}}$	$h\sqrt{\frac{2(1-\sqrt{1-\varsigma^2}}{1-\varsigma^2}}$	.... (16)

Fastsatter Begyndelsestilstanden saaledes: $t=0$; $Q_1 = Q_{10}$; $Q_2 = 0$; $\dot{q}_1 = 0$; $\dot{q}_2 = 0$, saa er endvidere:

$A_1 = \frac{Q_{10}}{2} \cdot \frac{\tau_1(1-\varsigma) - \varsigma_1(1-\tau)}{\tau_1 - \varsigma_1}$	$\frac{Q_{10}}{2}$	$\frac{Q_{10}}{2}$	} ... (17).
$B_1 = \frac{Q_{10}}{2} \cdot \frac{\tau_1(1+\varsigma) - \varsigma_1(1+\tau)}{\tau_1 - \varsigma_1}$	$\frac{Q_{10}}{2}$	$\frac{Q_{10}}{2}$	
$A_2 = \div \frac{Q_{10}}{2} \cdot \frac{\tau - \varsigma}{\tau_1 - \varsigma_1}$	$\div \frac{Q_{10}}{2} \cdot \frac{\tau}{\tau_1}$	$\div \frac{Q_{10}}{2} \cdot \frac{\varsigma}{\varsigma_1}$	} ... (18).
$B_2 = \frac{Q_{10}}{2} \cdot \frac{\tau - \varsigma}{\tau_1 - \varsigma_1}$	$\frac{Q_{10}}{2} \frac{\tau}{\tau_1}$	$\frac{Q_{10}}{2} \cdot \frac{\varsigma}{\varsigma_1}$	

I (18) er $\frac{\tau}{\tau_1} = \pm\sqrt{\frac{C_2}{C_1}}$ efter som τ_1 er $\begin{cases}\text{pos.}\\ \text{neg.}\end{cases}$, medens $\frac{\varsigma}{\varsigma_1} = \pm\sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$, naar ς_1 er $\begin{cases}\text{pos.}\\ \text{neg.}\end{cases}$

I ovenstaaende Formler hører n_1 sammen med A_1, A_2 og n_2 med B_1, B_2.

Formlerne (15) og (16) viser, at der ogsaa i dette Tilfælde findes to Svingningstal, det ene højere det andet lavere end de ukoblede Kreses naturlige Svingningstal. Svingningerne „skyr" Resonanspunktet. Kun i to Tilfælde er $n_1 = n_2 = h$, nemlig: 1) naar baade $\varsigma = 0$ og $\tau = 0$, 2) naar $\varsigma = \tau$. Men i begge disse Tilfælde er, som (18) viser, de to Krese uafhængige af hinanden. Altsaa: i alle Tilfælde, hvor Kresene virkelig er koblede, fremkommer der to Svingninger, den ene med lavere den anden med højere Frekvens end Kresenes naturlige. (Ved passende Valg af Begyndelsestilstanden kan naturligvis den ene af Svingningerne undertrykkes, se Formlerne (11).)

Ligningerne (17) og (18) viser, at naar en af Koblingskoefficienterne er Nul, saa er de to Svingningers Amplituder lige store i samme Kres. For Kres II bliver Amplituden desto større, jo større C_2 eller jo mindre L_2 er.

Er $\underline{\varepsilon = 0}$, saa har man:

$$Q_1 = \frac{Q_{10}}{2}\left(\cos.h\sqrt{1-\tau}\,t + \cos.h\sqrt{1+\tau}.t\right) \qquad \tau = 1. \quad \frac{Q_{10}}{2}\left(1+\cos.ht\sqrt{2}\right)$$

$$Q_2 = \frac{Q_{10}}{2}\left(-\cos.h\sqrt{1-\tau}\,t + \cos.h\sqrt{1+\tau}\,t\right)\cdot\frac{\tau}{\eta} \qquad \frac{Q_{10}}{2}\left(-1+\cos.ht\sqrt{2}\right) \qquad \} \ldots (19).$$

Grænseværdierne for Svingningstallene faaes for $\tau = 1$, og er bestemt ved: $n_1 = 0$ og $n_2 = h\sqrt{2}$. Af Forudsætningerne følger der:

$$C_1 = C_2 = C_{12} = C\,;\quad L_1 = L_2 = L\,;\quad L_{12} = 0.$$

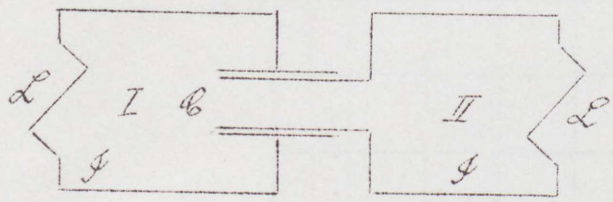


Fig. 4.

Den samlede kinetiske Energi er bestemt ved: (se Fig. 4),

$$K = \tfrac{1}{2}J^2L + \tfrac{1}{2}J^2L = \tfrac{1}{2}(2J)^2\frac{L}{2}$$

og den statiske Energi er: $S_1 + S_2$, hvor

$$S_1 = \frac{1}{2}\frac{Q_{10}^2}{4C} + \frac{1}{2}\frac{Q_{10}^2}{4C} + \frac{Q_{10}^2}{4C} = \frac{1}{2}\frac{Q_{10}^2}{C}$$

og

$$S_2 = \frac{1}{2}\frac{Q_{10}^2}{4C} + \frac{1}{2}\frac{Q_{10}^2}{4C} - \frac{Q_{10}^2}{4C} = 0.$$

Her svarer S_1 til de fra Svingningerne $\frac{Q_{10}}{2}\cos ht\sqrt{2}$ hidrørende Ladninger, medens S_2 hidrører fra Ladningerne $\pm\frac{Q_{10}}{2}$, henholdsvis paa Kondensatorerne C_1 og C_2. Ved at sammenholde disse Udtryk for K og S, faaes ligesom ovenfor, at $n_1 = 0$ og $n_2 = h\sqrt{2}$.

Er $\underline{\tau = 0}$, saa har man:

$$Q_1 = \frac{Q_{10}}{2}\left(\cos.\frac{ht}{\sqrt{1-\varepsilon}} + \cos.\frac{ht}{\sqrt{1+\varepsilon}}\right)$$

$$Q_2 = \frac{Q_{10}}{2}\cdot\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1}\left(-\cos\frac{ht}{\sqrt{1-\varepsilon}} + \cos\frac{ht}{\sqrt{1+\varepsilon}}\right) \qquad \} \ldots\ldots\ldots\ldots (20).$$

Nærmer ε sig Værdien 1, saa bliver $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} = 1$ og $n_2 = \sqrt{\tfrac{1}{2}}\cdot h$, medens n_1 nærmer sig Værdien ∞. Ligning (20) bliver da:

$$Q_1 = \frac{Q_{10}}{2}\left(\cos.\infty t + \cos\frac{ht}{\sqrt{2}}\right)$$

$$Q_2 = \frac{Q_{10}}{2}\left(-\cos.\infty t + \cos\frac{ht}{\sqrt{2}}\right) \qquad \} \ldots\ldots\ldots\ldots (20_1).$$

De to Svingninger har i dette Tilfælde lige store Amplituder i begge Kreds, og kaldes Strømstyrken for den til $n_1\,(=\infty)$ svarende Svingning for $J_{(1)}$ og tilsvarende $J_{(2)}$ for Svingning n_2, saa er $J_{(1)}$ og $J_{(2)}$ numerisk lige store, og deres positive Retninger er angivet paa Fig. 5. Den kinetiske Energi $K_{(1)}$ og $K_{(2)}$ for de to Svingninger er da bestemt ved:

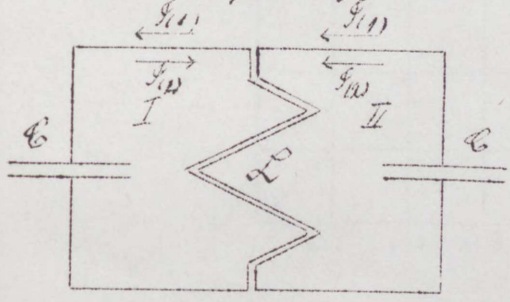


Fig. 5.

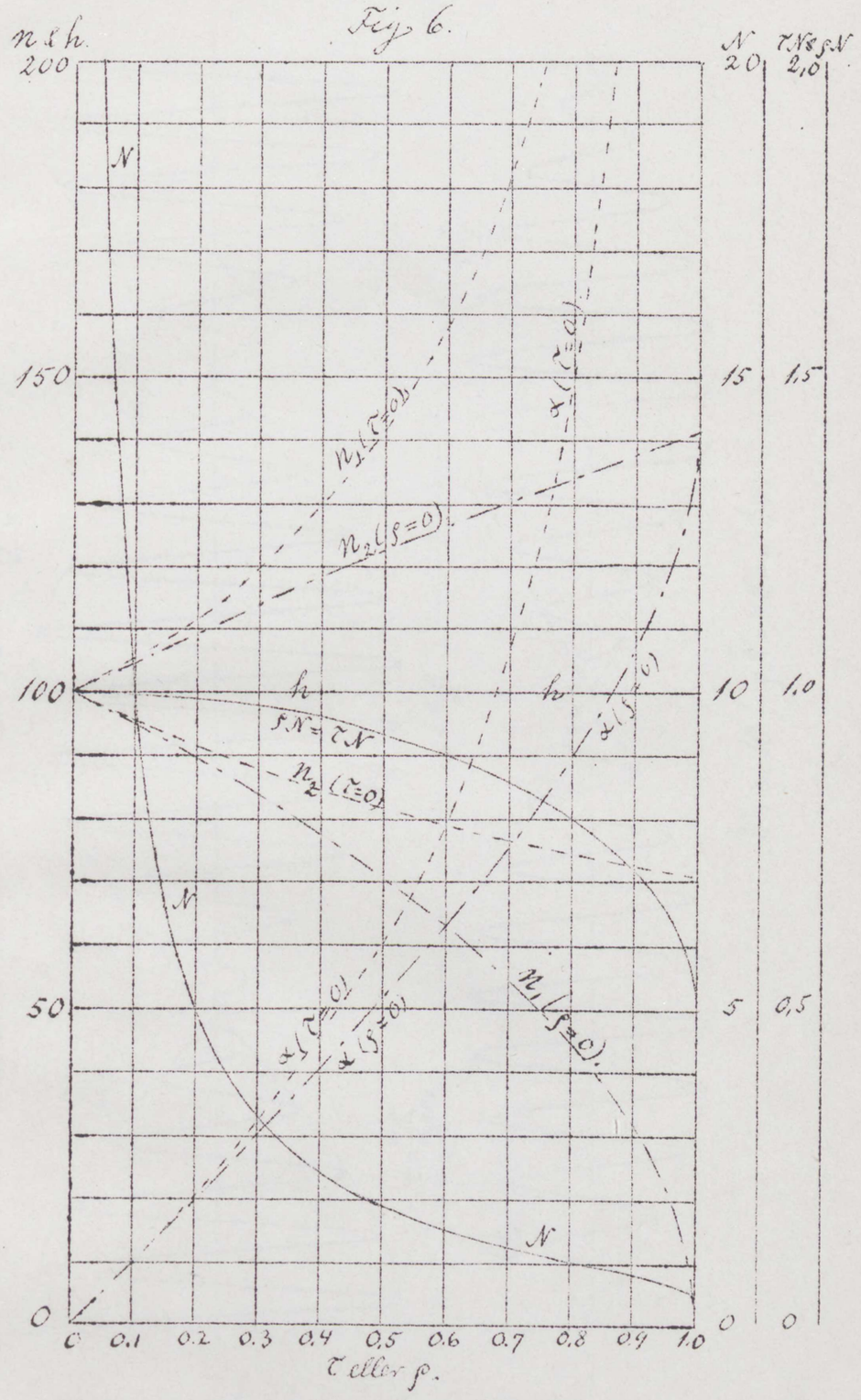
$$K_{(1)} = J_{(1)}^2\left(\tfrac{1}{2}L + \tfrac{1}{2}L - L\right) = 0\,;\quad K_{(2)} = J_{(2)}^2\left(\tfrac{1}{2}L + \tfrac{1}{2}L + L\right) = \tfrac{1}{2}(2J_{(2)})^2L.$$

Den statiske Energi er i begge Tilfælde: $S_1 = S_2 = \frac{1}{2}\frac{Q_{10}^2}{C}$. Man ser altsaa ogsaa let paa denne Maade, at man faar de ovenfor bestemte

Naturligvis er dette Tilfælde et Grænsetilfælde, der aldrig kan naaes, der er saaledes intet Hensyn taget til Energitab, og L, C o s. v. er betragtede som uforanderlige Konstanter, hvad vi jo har set, de ikke er.

Er en af Koblingskoefficienterne Nul, saa faaes af Formlerne (8) og (4):

Fig. 6.

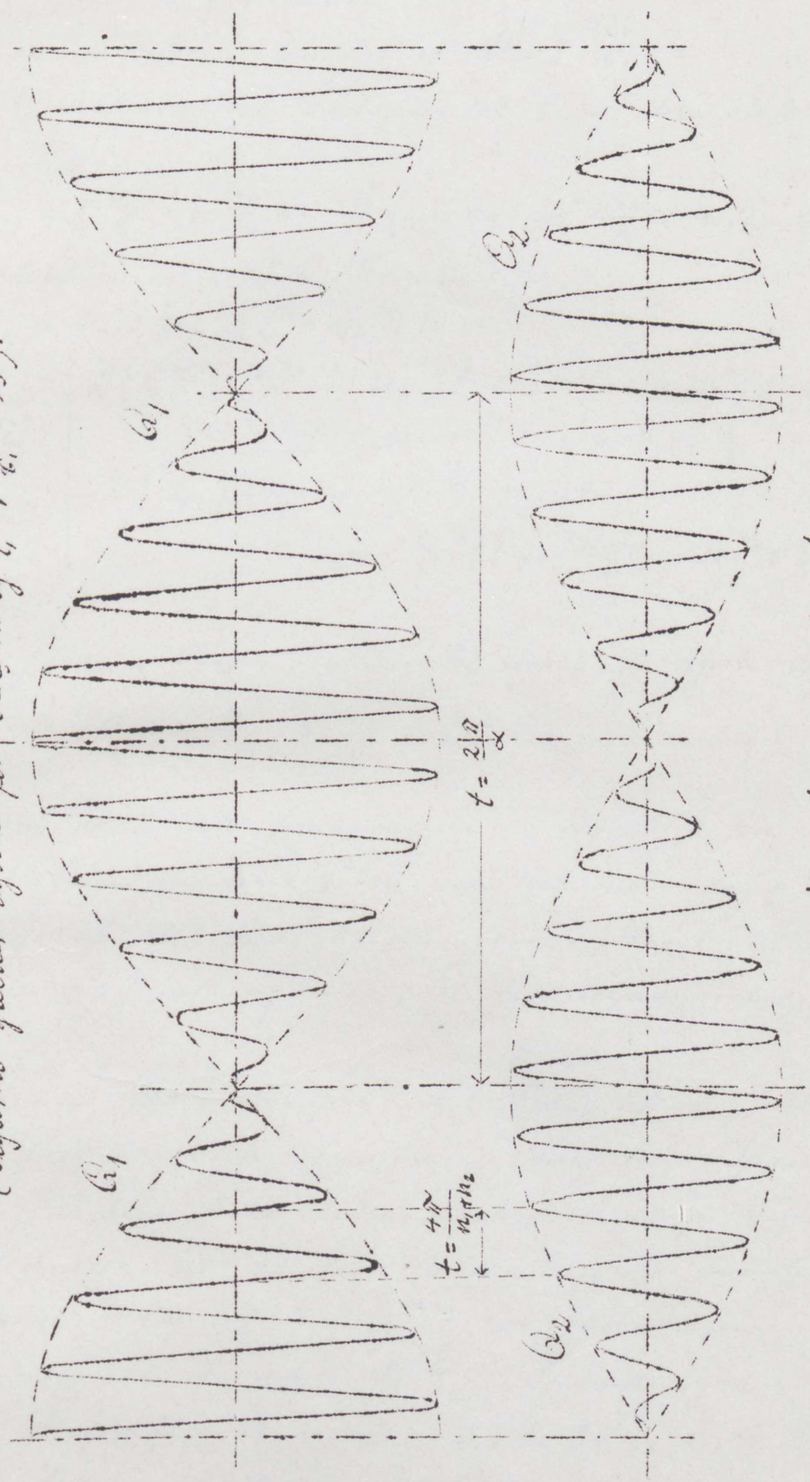


$$\left.\begin{aligned} Q_1 &= Q_{10}\cdot\cos\tfrac{\alpha}{2}t\cdot\cos\tfrac{n_1+n_2}{2}t \quad \ldots \\ Q_2 &= Q_{10}\cdot\frac{\zeta}{\zeta_1}\cdot\sin\tfrac{\alpha}{2}t\cdot\sin\tfrac{n_1+n_2}{2}t \;\Big|\; Q_{10}\cdot\frac{\tau}{\tau_1}\sin\tfrac{\alpha}{2}t\cdot\sin\tfrac{n_1+n_2}{2}t \\ &\qquad (\tau=0) \qquad\qquad\qquad (\zeta=0) \end{aligned}\right\} \ldots (21).$$

idet ζ_1 og τ_1 er forudsat at være positive.

Q_1 (Q_2) fremstilles altsaa ved Cosinus- (Sinus-) Kurver med Frekvens $\frac{n_1+n_2}{4\pi}$ og hvis Amplitude er proportional med $\cos\frac{\alpha}{2}t$ ($\sin\frac{\alpha}{2}t$).

Fig. 7 viser Svingningerne af Q_1 og Q_2 for et bestemt Tilfælde, medens Fig. 6 viser Værdierne af n_1, n_2 og α under Forudsætning af, at den ene Koblingskoefficient er Nul, medens den anden varierer fra 0 til 1.



Svingninger i to udænpede, koblede Systemer i Tilfælde af Resonans. Koblingskoefficienten er $\rho = \text{ca } 0{,}1$ og $\frac{\rho}{\rho_1} = \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} = 2/3$. (Figuren gælder ogsaa for $\tau = \text{ca } 0{,}1$ og $\frac{\tau}{\tau_1} = \sqrt{\frac{\tau_2}{\tau_1}} = 2/3$).

$N = \text{ca } 10$; $\rho N = \tau N = \text{ca } 1{,}0$.

Fig. 7.

Formlerne (17) og (18) viser, at Energien vandrer fuldstændig fra den ene Kres til den anden. Den Tid der medgaar til, at Energien gaar fra den ene Kres over i den anden og tilbage til den første igen, er $\frac{2\pi}{\alpha} = \frac{2\pi}{n_1-n_2}$. Kaldes det Antal Svingninger, hver enkelt af Kresene udfører i den Tid, for N, saa

er $N = \frac{n_2+n_1}{2(n_1-n_2)} = \frac{n_2+n_1}{2\alpha}$. N har samme Værdi for elektromagnetisk og elektrostatisk Kobling. N findes opført i Fig. 6, der tillige viser Værdien af ςN (eller τN). Dette Produkt er for smaa Koblingskoefficienter meget nær lig med 1, den mindste Værdi, 0,5, faar det for $\varsigma = 1$ (eller $\tau = 1$).

Som Kontrol vil vi beregne Energien paa Grundlag af Formlerne (21'), idet vi forudsætte $\tau = 0$.

Den oprindelige Energi er $W = \frac{1}{2}\frac{Q_{10}^2}{C_1}$.

Til det vilkaarlige Tidspunkt t er den elektrostatiske Energi bestemt ved:

$$W_{(e,t)} = \frac{1}{2}\frac{Q_1^2}{C_1} + \frac{1}{2}\frac{Q_2^2}{C_2} = \frac{Q_{10}^2}{2}\left(\cos^2\frac{\alpha}{2}t\cdot\cos^2\frac{n_1+n_2}{2}t + \sin^2\frac{\alpha}{2}t\cdot\sin^2\frac{n_1+n_2}{2}t\right)$$

Den elektromagnetiske Energi er:

$$W_{(m,t)} = \frac{1}{2}L_1 I_1^2 + \frac{1}{2}L_2 I_2^2 + L_{12} I_1 I_2 =$$

$$= \frac{Q_{10}^2}{2}\cdot\left\{\begin{array}{l} L_1\left\{\left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 + \left(\frac{n_1+n_2}{2}\right)^2\right\}\cdot\left(\sin^2\frac{\alpha}{2}t\cdot\cos^2\frac{n_1+n_2}{2}t + \cos^2\frac{\alpha}{2}t\cdot\sin^2\frac{n_1+n_2}{2}t\right) \\ \qquad + \frac{\alpha(n_1+n_2)}{4}\sin\alpha t\cdot\sin(n_1+n_2)t\Big\} \\ -2\varsigma\sqrt{L_1 L_2}\left\{\frac{1}{4}\left(\left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 + \left(\frac{n_1+n_2}{2}\right)^2\right)\cdot\sin\alpha t\cdot\sin(n_1+n_2)t\right. \\ \qquad \left. + \frac{\alpha(n_1-n_2)}{4}\left(\cos^2\frac{\alpha}{2}t\cdot\sin^2\frac{n_1-n_2}{2}t + \sin^2\frac{\alpha}{2}t\cdot\cos^2\frac{n_1-n_2}{2}t\right)\right\} \end{array}\right\}$$

Herved faaes i Overensstemmelse med de gjorte Forudsætninger:

$$W_{(e,t)} + W_{(m,t)} = \frac{Q_{10}^2}{2C_1} = W.$$

Selv om der, det foregaaende er set bort fra de med Bevægelsen forbundne Energitab, saa vil man dog i mange Tilfælde ved Hjælp af det udviklede være i Stand til at behandle foreliggende Opgaver og naa til en tilnærmelsesvis rigtig Løsning.

Vil man, for Eksempel, ved Hjælp af en Gnistudladning i en Kres, Primærkresen, frembringe saa høje Spændinger som muligt i en anden Kres, Sekundærkresen, saa giver Formlerne (21) en Vejledning til Bestemmelsen af de bedste Konstanter for de to Kredse. Af (21') fremgaar, at Ladningen i Sekundærkresen er proportional med $C_1\varsigma_{f_1} = Q\sqrt{\frac{L_1}{L_2}}$; Spændingen i denne Kres er følgelig proportional med $\frac{L_1}{C_2}\sqrt{\frac{C_2}{L_2}} = \sqrt{\frac{L_1}{C_2}}$ (da $C_2L_1 = C_2L_2$). Spændingen i Sekundærkresen er altsaa proportional med Kvadratroden af Primærkresens Kapacitet og omvendt proportionalt med Kvadratroden af Sekundærkresens Kapacitet. Ifølge (21') er den maximale Spænding uafhængig af Koblingens Fastked eller rettere sagt af L_{12}; dette gælder dog kun for udæmpede Systemer. For Systemer med Dæmpning, ser man let, at det

Energitab der sker, førend man har naaet Maksimalamplituden i Sekundærsystemet, er desto større, jo løsere Koblingen er. Man søger derfor at reducere Dæmpningen til det mindst mulige, saalig naar Koblingen af konstruktive Grunde maa være vel løs. (Tesla-Apparater).

c. Inducerede Svingninger. Dette Afsnit vil blive behandlet nedenfor.

B. Inducerede Svingninger i to koblede Svingningskredse.

Opgaven gaar ud paa at bestemme de Svingninger, der opstaar i det koblede System, naar dette ene Kreds, Primærkredsen, paavirkes af en periodisk Kraft:

$$E_t = E_0 \cdot \cos nt .$$

Ved Udregning af Formlerne sættes $E_t = E_0 \cdot e^{jnt}$, idet man paa kendt Maade senere kan adskille den reelle og imaginære Del af Løsningen.

Ligning $(7_1')$ i §1 bliver i dette Tilfælde:

$$\frac{d^2Q_1}{dt^2} + 2k_1\frac{dQ_1}{dt} + h_1^2 Q_1 + f_1\frac{d^2Q_2}{dt^2} + 2k_1\delta_1\frac{dQ_2}{dt} + \tau_1 h_1^2 Q_2 = \frac{E_0}{L_1}\cdot e^{jnt} = C_0 \cdot e^{jnt} \quad \ldots (22_1)$$

medens Ligning $(7_2')$ bliver uforandret, nemlig:

$$\frac{d^2Q_2}{dt^2} + 2k_2\frac{dQ_2}{dt} + h_2^2 Q_2 + f_2\frac{d^2Q_1}{dt^2} + 2k_2\delta_2\frac{dQ_1}{dt} + \tau_2 h_2^2 Q_1 = 0 \quad \ldots\ldots\ldots (22_2)$$

Sættes i disse Ligninger $Q_1 = \alpha_1 e^{jnt}$ og $Q_2 = \alpha_2 \cdot e^{jnt}$, saa faar man til Bestemmelse af α_1 og α_2:

$$\alpha_2 = + \frac{-f_2 n^2 + \tau_2 h_2^2 + 2k_2\delta_2 n \cdot j}{-n^2 + h_2^2 + 2k_2 n \cdot j}\cdot \alpha_1 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (22_3).$$

$$\alpha_1 = \frac{(h_2^2 - n^2 + j\cdot 2k_2 n)\, C_0}{(h_1^2 - n^2 + j\cdot 2k_1 n)(h_2^2 - n^2 + j\cdot 2k_2 n) - (-f_1 n^2 + \tau_1 h_1^2 + j\cdot 2k_1\delta_1 n)(-f_2 n^2 + \tau_2 h_2^2 + j\cdot 2k_2\delta_2 n)}$$

Man har: $\frac{c + jd}{a + jb}\cdot e^{x} = \sqrt{\frac{c^2+d^2}{a^2+b^2}}\cdot e^{x + j(\beta - \alpha)} \quad \ldots\ldots\ldots (23)$

hvor $tg\alpha = \frac{b}{a}$ og $tg\beta = \frac{d}{c}$.

Følgelig er Amplituden a_1 af den til α_1 hørende Svingning bestemt ved:

$$a_1 = \frac{C_0 \cdot \sqrt{(h_2^2 - n^2)^2 + 4k_2^2 n^2}}{\sqrt{\left[n^4(1-f^2) - n^2(h_1^2 + h_2^2 - 2f\tau h_1 h_2 + 4k^2(1-\delta^2)) + h_1^2 h_2^2(1-\tau^2)\right]^2 + 4n^2\left[n^2(k_1 + k_2 - 2kf\delta) - (h_1^2 k_2 + h_2^2 k_1 - 2h_1 h_2 k\tau\delta)\right]^2}} \quad \ldots (24_1)$$

Paa samme Maade faaes at Sekundærkredsens Amplitude a_2 er bestemt ved:

$$a_2 = \frac{-c_0\sqrt{(\tau_2 h_2^2 - \zeta_2 n^2)^2 + 4\kappa_2^2\delta_2^2 n^2}}{\sqrt{\left[n^4(1-\zeta^2) - n^2(h_1^2+h_2^2-2\tau h_1 h_2 + 4\kappa^2(1-\delta^2)) + h_1^2 h_2^2(1-\tau^2)\right]^2 + 4n^2\left[n^2(\kappa_1+\kappa_2-2\kappa\zeta\delta) - (h_1^2\kappa_2 + h_2^2\kappa_1 - 2h_1h_2\kappa\tau\delta)\right]^2}} \quad \ldots\ldots (24_2)$$

For $\underline{\delta = 0 \text{ og } \zeta = 0}$ bliver (24_1) og (24_2):

$$a_1 = \frac{c_0\sqrt{(h_2^2-n^2)^2 + 4\kappa_2^2 n^2}}{\sqrt{\left[(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - 4\kappa^2 n^2 - \tau^2 h_1^2 h_2^2\right]^2 + 4n^2\left[\kappa_1(h_2^2-n^2) + \kappa_2(h_1^2-n^2)\right]^2}} = \frac{c_0}{\sqrt{\left[h_1^2 - n^2 - \frac{\tau^2 h_1^2 h_2^2 (h_2^2-n^2)}{(h_2^2-n^2)^2 + 4\kappa_2^2 n^2}\right]^2 + 4n^2\left[\kappa_1 + \frac{\kappa_2 \tau^2 h_1^2 h_2^2}{(h_2^2-n^2)^2 + 4\kappa_2^2 n^2}\right]^2}} \quad \ldots\ldots (24_1')$$

$$a_2 = \frac{-c_0 \cdot \tau_2 h_2^2}{\sqrt{\left[(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - 4\kappa^2 n^2 - \tau^2 h_1^2 h_2^2\right]^2 + 4n^2\left[\kappa_1(h_2^2-n^2) + \kappa_2(h_1^2-n^2)\right]^2}} \quad \ldots\ldots (24_2')$$

For $\underline{\delta = 0 \text{ og } \tau = 0}$ bliver (24_1) og (24_2):

$$a_1 = \frac{c_0\sqrt{(h_2^2-n^2)^2 + 4\kappa_2^2 n^2}}{\sqrt{\left[(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - 4\kappa^2 n^2 - \zeta^2 n^4\right]^2 + 4n^2\left[\kappa_1(h_2^2-n^2) + \kappa_2(h_1^2-n^2)\right]^2}} = \frac{c_0}{\sqrt{\left[h_1^2 - n^2 - \frac{\zeta^2 n^4 (h_2^2-n^2)}{(h_2^2-n^2)^2 + 4\kappa^2 n^2}\right]^2 + 4n^2\left[\kappa_1 + \frac{\zeta^2 \kappa_2 n^4}{(h_2^2-n^2)^2 + 4\kappa^2 n^2}\right]^2}} \quad \ldots\ldots (24_1'')$$

$$a_2 = \frac{c_0 \cdot \zeta_2 n^2}{\sqrt{\left[(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - 4\kappa^2 n^2 - \zeta^2 n^4\right]^2 + 4n^2\left[\kappa_1(h_2^2-n^2) + \kappa_2(h_1^2-n^2)\right]^2}} \quad \ldots\ldots (24_2'')$$

For $\underline{\zeta = 0 \text{ og } \tau = 0}$ bliver (24_1) og (24_2):

$$a_1 = \frac{c_0\sqrt{(h_2^2-n^2)^2 + 4\kappa_2^2 n^2}}{\sqrt{\left[(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - 4\kappa^2 n^2(1-\delta^2)\right]^2 + 4n^2\left[\kappa_1(h_2^2-n^2) + \kappa_2(h_1^2-n^2)\right]^2}} \quad \ldots\ldots (24_1''')$$

$$a_2 = \frac{-c_0 \cdot 2\kappa_2 \delta_2 n}{\sqrt{\left[(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - 4\kappa^2 n^2(1-\delta^2)\right]^2 + 4n^2\left[\kappa_1(h_2^2-n^2) + \kappa_2(h_1^2-n^2)\right]^2}} \quad \ldots\ldots (24_2''')$$

For $\underline{\zeta = 0,\ \tau = 0 \text{ og } \delta = 0}$ bliver (24_1) og (24_2):

$$a_1 = \frac{c_0}{\sqrt{(h_1^2-n^2)^2 + 4\kappa_1^2 n^2}} \quad \text{og} \quad a_2 = 0.$$

der er i Overensstemmelse med de i Hefte I. p. 8-9 fundne Resultater.

Er Dæmpningen Nul, altså $\underline{\kappa_1 = \kappa_2 = \kappa = 0}$, bliver Formlerne (24_1)-$(24_2'')$:

$$a_1 = \frac{c_0(h_2^2-n^2)}{(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - (\zeta n^2 - \tau h_1 h_2)^2}; \quad a_2 = \frac{c_0(\zeta_2 n^2 - \tau_2 h_2^2)}{(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - (\zeta n^2 - \tau h_1 h_2)^2} \quad \boxed{\kappa=0} \quad (25)$$

$$a_1 = \frac{c_0(h_2^2-n^2)}{(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - \tau^2 h_1^2 h_2^2}; \quad a_2 = \frac{-c_0 \cdot \tau_2 h_2^2}{(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - \tau^2 h_1^2 h_2^2} \quad \boxed{\kappa=0 \\ \zeta=0} \quad (25')$$

$$a_1 = \frac{c_0(h_2^2-n^2)}{(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - \zeta^2 n^4}; \quad a_2 = \frac{c_0 \cdot \zeta_2 n^2}{(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2) - \zeta^2 n^4} \quad \boxed{\kappa=0 \\ \tau=0} \quad (25'')$$

Vi vil betragte Forholdene for det udompedede System noget nøjere. Af (25) fremgaar, at a_1 og a_2 blive uendelige for de ved

$$n^4(1-\varepsilon^2) - n^2(h_1^2+h_2^2-2\varepsilon^2 h_1 h_2) + h_1^2 h_2^2 (1-\varepsilon^2) = 0 \quad \ldots\ldots\ldots (26)$$

bestemte Værdier af n. Men Ligning (26) giver nøjagtig samme Værdier for n som Ligning (4); følgelig bliver Amplituderne uendelig, naar Frekvensen af den ydre Paavirkning er lig med Frekvensen af en af det koblede Systems naturlige Svingninger. Disse Frekvenser er for nogle specielle Tilfælde bestemt ved Formlerne (12) og (15).

Formlerne (25)-(25'') vise, at a_1 er Nul for $n = h_2$, medens a_2 er Nul for $\varepsilon_2 n^2 = \tau_2 h_2^2$. Er den ene af Koblingskoefficienterne Nul, saa er a_2 altid forskellig fra Nul; den mindste Værdi a_2 i disse Tilfælde kan antage, faaes for:

$$n^2 = \frac{h_1^2+h_2^2}{2} \qquad \begin{matrix}\varepsilon=0\\ \tau\neq 0\end{matrix} \qquad\qquad n^4 = \frac{h_1^2 h_2^2}{1-\varepsilon^2} \qquad \begin{matrix}\tau=0\\ \varepsilon\neq 0\end{matrix} \qquad (27)$$

De tilsvarende Værdier af a_2 er:

$$a_2 = \frac{c_0 \cdot \tau_2 h_2^2}{\left(\frac{h_1^2-h_2^2}{2}\right)^2 + \tau^2 h_1^2 h_2^2} \qquad\qquad a_2 = \frac{c_0 \cdot \varepsilon_2}{2 h_1 h_2 \sqrt{1-\varepsilon^2} - (h_1^2+h_2^2)} \qquad (28)$$

Som Illustration vil vi bestemme hvorledes a_1 og a_2 afhænge af ε under følgende Forudsætninger:

$h_1 = h_2 = h$; $\tau = 0$; $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon = 0{,}1$. $c_0 = 1$. $h = 100$.

a_1 og a_2 er da uendelige for $n_1 = \sqrt{\frac{h^2}{1-\varepsilon^2}} = \sqrt{\frac{10^4}{0{,}99}} = 105{,}41$ og $n_2 = \sqrt{\frac{h^2}{1+\varepsilon^2}} = 95{,}34$. a_1 er Nul for $n = h = 100$, medens a_2 er Minimum for $n = \frac{h}{\sqrt{1-\varepsilon^2}} = 100{,}25$.

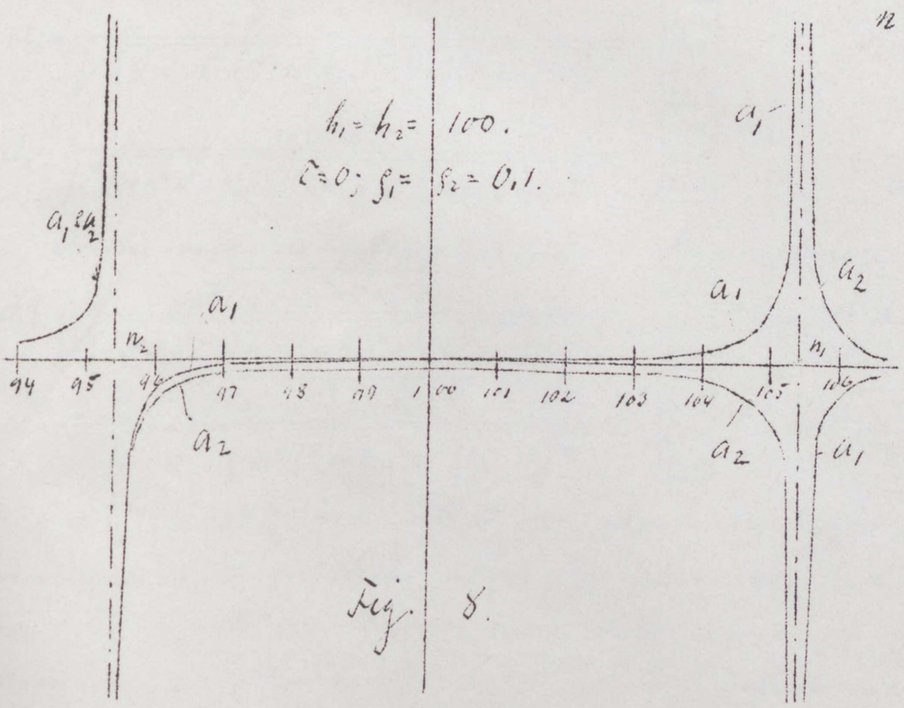


Fig. 8.

Fig. 8 viser Forløbet af a_1 og a_2. Ifølge Ligning (22$_0$) er i dette Tilfælde $\frac{a_2}{a_1} = \frac{\varepsilon_2 n^2}{h^2 - n^2}$, der viser, at Forholdet $\frac{a_2}{a_1}$ skifter Fortegn for $n = h$. For at vise Fortegnsforholdet, er Kurverne for a_1 og a_2, der jo i Virkeligheden er Amplitudekurver, kun tegnet paa den ene

Side af Abscisseaksen.

I det foregaaende have vi undersøgt Forholdene under den Forudsætning, at n varierede, medens Systemets Konstanter bleve uforandrede. Vi skal nu ganske kort betragte nogle specielle Tilfælde, hvor man holder n konstant, medens man varierer h_1 og h_2. Vi forudsætte, at h_1 og h_2 variere ved at forandre C_1 og C_2, medens L_1 og L_2 holdes konstante.

Sættes i Formel (25) $\underline{h_2 = n \text{ og } h_1 = yn}$, saa faaes:

$$a_1 = 0 = \text{konstant}; \quad a_2 = \div \frac{c_0(\beta_2 - \gamma_2)}{n^2(\beta - \gamma\tau)} = -\frac{c_0\sqrt{\frac{L_2}{C_2}}}{n^2\left(\frac{k_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}} - \frac{c_2}{c_{12}}\sqrt{\frac{L_2}{L_1}}\right)} \quad \ldots\ldots (29).$$

For $\underline{h_1 = n \text{ og } h_2 = xn}$ giver (25):

$$a_1 = \frac{c_0(1-x^2)}{n^2(\beta - x\tau)^2}; \quad a_2 = -\frac{c_0(\beta_2 - x^2\gamma_2)}{n^2(\beta - x\tau)^2} = -\frac{c_0\sqrt{\frac{L_2}{L_1}}}{n^2\left(\frac{k_{12}}{\sqrt{L_1 L_2}} - \frac{c_1}{c_{12}}\sqrt{\frac{L_2}{L_1}}\right)} = \text{konst (uafh af } c_2) \quad (30).$$

Heraf fremgaar, at naar Koblingskoefficienterne holdes uforandrede, og den ydre Paavirknings Frekvens er lig med det ene Systems naturlige Frekvens, saa vil Amplituden (d: den maksimale Kondensatorladning, og som Følge deraf ogsaa den effektive Strømstyrke) i det andet System være uafhængig af dettes Indstilling.

Det maa erindres, at disse Resultater ere udledede under den Forudsætning, at der intet Energitab finder Sted. Vi vil derfor heller ikke nærmere paa dette Sted diskutere Formlerne (29) og (30), men derimod gaa over til at betragte de inducerede Svingninger i koblede Systemer med Dæmpning.

Sættes $h_1 = n$ i Formlerne $(24_1')$ og $(24_1'')$ faaes henholdsvis:

$$a_2 = \frac{-c_0\tau_2 h_2^2}{\sqrt{[4\kappa^2 n^2 + \tau^2 n^2 h_2^2]^2 + 4n^2[\kappa_1(h_2^2 - n^2)]^2}} \quad \begin{matrix} h_1 = n \\ \delta = 0 \\ \beta = 0 \end{matrix} \quad = \frac{-c_0}{\tau_1 n^2} \quad \begin{matrix} h_1 = n;\ \kappa_1 = 0 \\ \delta = 0;\ \beta = 0 \end{matrix} \quad \ldots (31).$$

$$a_2 = \frac{c_0\beta_2 n^2}{\sqrt{[4\kappa^2 n^2 + \beta^2 n^4]^2 + 4n^2[\kappa_1(h_2^2 - n^2)]^2}} \quad \begin{matrix} h_1 = n \\ \delta = 0 \\ \tau = 0 \end{matrix} \quad = \frac{c_0}{\beta_1 n^2} \quad \begin{matrix} h_1 = n;\ \kappa_1 = 0 \\ \delta = 0;\ \tau = 0 \end{matrix} \quad \ldots (32).$$

De tilsvarende Amplituder i Primærkredsen er:

$$a_1 = \frac{c_0\sqrt{(h_2^2 - n^2)^2 + 4\kappa_2^2 n^2}}{\sqrt{[4\kappa^2 n^2 + \tau^2 n^2 h_2^2]^2 + 4n^2\kappa_1^2(h_2^2 - n^2)^2}} \quad \begin{matrix} h_1 = n \\ \delta = 0 \\ \beta = 0 \end{matrix} \quad = \frac{c_0\sqrt{(h_2^2 - n^2)^2 + 4\kappa_2^2 n^2}}{\tau^2 h_2^2 n^2} \quad \begin{matrix} h_1 = n;\ \kappa_1 = 0 \\ \delta = 0;\ \beta = 0 \end{matrix} \quad \ldots (33).$$

$$a_1 = \frac{c_0\sqrt{(h_2^2 - n^2)^2 + 4\kappa_2^2 n^2}}{\sqrt{[4\kappa^2 n^2 + \beta^2 n^4]^2 + 4n^2\kappa_1^2(h_2^2 - n^2)^2}} \quad \begin{matrix} h_1 = n \\ \delta = 0 \\ \tau = 0 \end{matrix} \quad = \frac{c_0\sqrt{(h_2^2 - n^2)^2 + 4\kappa_2^2 n^2}}{\beta^2 n^4} \quad \begin{matrix} h_1 = n;\ \kappa_1 = 0 \\ \delta = 0;\ \tau = 0 \end{matrix} \quad \ldots (34).$$

Formlerne (34) vise, at a_1 er Minimum for $h_2 = n$; denne Minimumsværdi er desto større, jo større Sekundærkredsens Dæmpning er. For $h_2 = \infty$ er $a_1 = \infty$, men dette svarer jo ogsaa til, at Sekundærkredsen er borte. Er $h_2 = 0$ (d: Sekundærkredsens Kondensator kortsluttet), saa er $a_1 = \frac{c_0\sqrt{1 + \frac{4\kappa_1^2}{n^2}}}{\beta^2 n^2}$ . . . . . (35).

Ogsaa i dette Tilfælde vokser a_1 med κ_2.

Som Regel er det Sekundærsystemets Amplitude, der har den største Interesse, idet man gerne vil have denne Amplitude saa stor som mulig for en given Paavirkning. Dette er saaledes tilfældet med radiotelegrafiske Modtagere.

Vi vil her foreløbig betragte Forholdene for $b=0$ og $\tau=0$, altsaa søge de Værdier af h_1 og h_2, for hvilke a_2 bestemt af Formel ($24_2''$) bliver Maksimum. Opgaven er altsaa den samme som at søge Minimum af Udtrykket

$$y(h_1,h_2)=[(h_1^2-n^2)(h_2^2-n^2)-4k^2n^2-f^2n^4]^2+4n^2[k_1(h_2^2-n^2)+k_2(h_1^2-n^2)]^2$$

Er h_2 konstant, bliver y Minimum for:

$$h_1^2-n^2=\frac{f^2n^4(h_2^2-n^2)}{(h_2^2-n^2)^2+4k_2^2n^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (36_1).$$

Holdes derimod h_1 konstant, saa bliver y Minimum for:

$$h_2^2-n^2=\frac{f^2n^4(h_1^2-n^2)}{(h_1^2-n^2)^2+4k_1^2n^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (36_2).$$

Løses (36_1) og (36_2) m. H. t. h_1 og h_2 faas følgende Værdisæt:

I	II	III
$h_1^2-n^2=0$	$h_1^2-n^2=+k_1n\sqrt{\left(\frac{f^2}{k^2}n^2-4\right)}$	$h_1^2-n^2=-k_1n\sqrt{\left(\frac{f^2}{k^2}n^2-4\right)}$
$h_2^2-n^2=0$	$h_2^2-n^2=+k_2n\sqrt{\left(\frac{f^2}{k^2}n^2-4\right)}$	$h_2^2-n^2=-k_2n\sqrt{\left(\frac{f^2}{k^2}n^2-4\right)}$

} (37)

Kaldes de tilsvarende Værdier af a_2 for $a_{2\,I}$, $a_{2\,II}$ og $a_{2\,III}$, saa ser man let, at $a_{2\,II}=a_{2\,III}$, og man har:

$$a_{2\,I}=\frac{e_0f_2}{4k^2+f^2n^2}=\frac{e_0\mathfrak{L}_1\mathfrak{L}_{12}}{n^2\mathfrak{L}_{12}^2+R_1R_2}=\frac{\mathfrak{E}_0\cdot\mathfrak{L}_{12}}{n^2\mathfrak{L}_{12}^2+R_1R_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (38)$$

$$a_{2\,II}=a_{2\,III}=\frac{e_0f_2}{4fkn}=\frac{e_0\sqrt{f_2}}{4k\sqrt{f_1}\cdot n}=\frac{\mathfrak{E}_0}{2n\sqrt{R_1R_2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (39).$$

Søges den Værdi af $\mathfrak{L}_{12}$, der gør $a_{2\,I}$ til Maksimum, saa finder man:

$$\mathfrak{L}_{12}=\frac{1}{n}\sqrt{R_1R_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (40)$$

og den tilsvarende Maksimumsværdi af $a_{2\,I}$ er

$$a_{2\,I}=\frac{\mathfrak{E}_0}{2n\sqrt{R_1R_2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (38').$$

altsaa lige saa stor som $a_{2\,II}$ og $a_{2\,III}$.

Elimination af h_1 og h_2 mellem (36_1) og (36_2) gav

I	II – III
$h_1^2-n^2=0$	$(h_1^2-n^2)^2=k_1^2n^2\left(\frac{f^2}{k^2}n^2-4\right)=4k_1^2n^2\frac{n^2\mathfrak{L}_{12}^2-R_1R_2}{R_1R_2}=4k_1^2n^2(y^2-1)$
$h_2^2-n^2=0$	$(h_2^2-n^2)^2=k_2^2n^2\left(\frac{f^2}{k^2}n^2-4\right)=4k_2^2n^2\frac{n^2\mathfrak{L}_{12}^2-R_1R_2}{R_1R_2}=4k_2^2n^2(y^2-1)$

} (37')

hvor $$y = \frac{n\,L_{12}}{\sqrt{R_1 R_2}} \qquad (43_1)$$

kaldes den ved (40) bestemte Værdi af L_{12} for L_{12}^0, saa er altsaa:

$$L_{12} = y \cdot L_{12}^0 \qquad (43_2).$$

Ligningerne (37') vise, at man kun kan bruge de ved (37 II & III) bestemte Værdier for h_1 og h_2, naar $y > 1$, altsaa naar $L_{12} > L_{12}^0$. Under denne Forudsætning kan (37) skrives:

$$\left.\begin{array}{c|c|c} \overset{I}{h_1^2 - n^2 = 0} & h_1^2 - n^2 = 2k_1 n\sqrt{y^2-1} & h_1^2 - n^2 = -2k_1 n\sqrt{y^2-1} \\ h_2^2 - n^2 = 0 & h_2^2 - n^2 = 2k_2 n\sqrt{y^2-1} & h_2^2 - n^2 = -2k_2 n\sqrt{y^2-1} \end{array}\right\} \quad (37'')$$

For $L_{12} > L_{12}^0$, er altsaa $a_{2\,II} = a_{2\,III} = \frac{\varepsilon_0}{2n\sqrt{R_1 R_2}} = a_2^0$ Maksimumsværdien af a_2, medens $a_{2\,I} = a_2^0 \frac{2y}{y^2+1}$ er en Minimumsværdi.

For $L_{12} = L_{12}^0$, er $a_{2\,I} = a_{2\,II} = a_{2\,III} = a_2^0$.

For $L_{12} < L_{12}^0$, er $a_{2\,I} = a_2^0 \frac{2y}{y^2+1}$ den eneste Maksimumsværdi, idet $a_{2\,II}$ og $a_{2\,III}$ ikke eksistere.

Maksimalamplitudens Afhængighed af y er vist i Fig. 9.

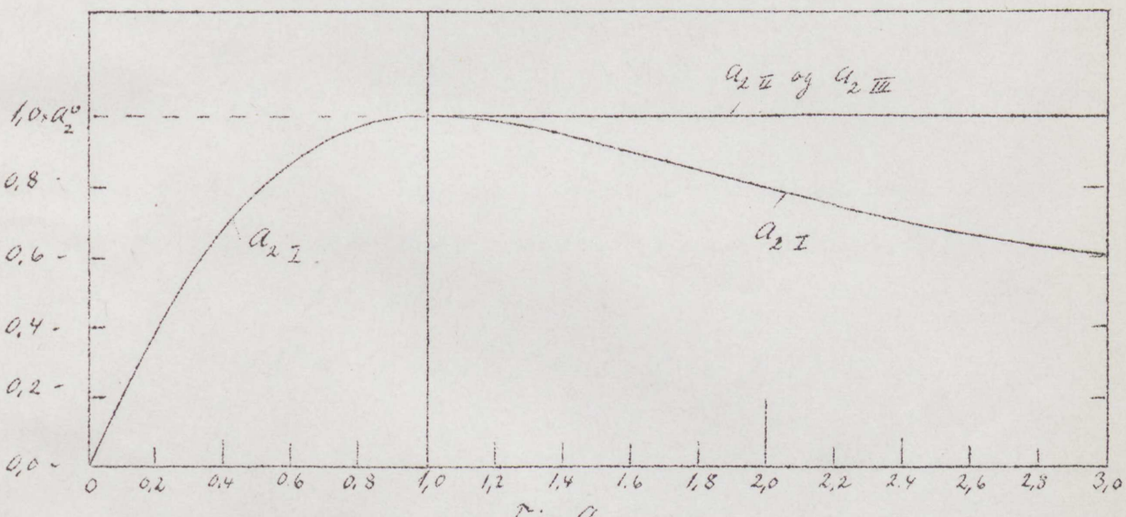


Fig. 9.

Naar $a_2 = a_2^0$, tilføres der gennemsnitlig Sekundærkredsen pr Sekund en Energi W_2^0, bestemt ved:

$$\underline{\underline{W_2^0 = \tfrac{1}{2} n^2 a_2^{0\,2} \cdot R_2 = \frac{\varepsilon_0^2}{8R_1}}} \qquad (44)$$

Denne maksimale Energi kan opnaas ved to forskellige Indstillinger, naar $L_{12} > L_{12}^0$; er $L_{12} = L_{12}^0$, kan den kun opnaas paa en Maade, og er endelig $L_{12} < L_{12}^0$, saa kan man slet ikke opnaa en saa høj Værdi.

Formlen (44) er meget brugbar simpel og derfor af stor Betydning.

Er $h_1 = h_2 = n$ og $L_{12} = \frac{1}{n}\sqrt{R_1 R_2} = L_{12}^0$, saa er a_1 ifølge (24") bestemt ved:

$$a_1 = \frac{\varepsilon_0 \cdot 2K_2 n}{n^2(4K^2 + \varsigma^2 n^2)} = \frac{\varepsilon_0 \cdot R_2}{n(R_1 R_2 + n^2 L_{12}^2)} = \frac{\varepsilon_0}{2nR_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (45).$$

Den i Primærkredsen forbrugte Energi er:

$$\underline{\underline{W_1^0 = \tfrac{1}{2} n^2 a_1^2 R_1 = \frac{\varepsilon_0^2}{8K_1} = W_2^0}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (46).$$

Man faar den samme Værdi for W_1^0, naar man vælger h_1 og h_2 i Overensstemmelse med de andre Værdisæt i (37), forudsat, at $L_{12} > \frac{1}{n}\sqrt{R_1 R_2}$.

Er Sekundærsystemets Amplitude Maksimum, saa er det gennemsnitlige Energiforbrug lige stort i Primær- og Sekundærkredsen og kun afhængig af den EMK, der paavirker Primærkredsen samt dennes Mærstand.

For $\varsigma = 0$ eller $h_2 = \infty$, (svarende til at Sekundærkredsen er helt bort), er a_1 Maksimum for $h_1 = n$, og man har:

$$a_{1\,maks} = \frac{\varepsilon_0}{nR_1} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (45').$$

og

$$W_{1\,maks} = \frac{\varepsilon_0^2}{2R_1} = 4W_1^0 = 4W_2^0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (46').$$

Indføres den effektive Værdi af EMK, faas (44), (46') og (46').

$$W_1^0 = W_2^0 = \frac{\varepsilon_{0\,eff}^2}{4R_1} \;;\; W_{1\,maks} = \frac{\varepsilon_{0\,eff}^2}{R_1} \quad \ldots\ldots (44), (46'), (46').$$

Kaldes hele den Energi, der per Tidsenhed tilføres Primærkredsen, for W_0, saa har man, naar Sekundærkredsens Amplitude er Maksimum:

$$W_0 = W_1^0 + W_2^0 = 2W_1^0 = 2W_2^0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (47).$$

Vi vil paa Grundlag af (24") undersøge Resonanskurvens Form i Nærheden af Resonanspunktet, idet vi forudsætte, at $L_{12} \leq \frac{1}{n}\sqrt{R_1 R_2}$.

I. Vi forudsætte først: $\underline{n = \text{konstant}}$, $\underline{h_1 = n = \text{konstant}}$; $\underline{h_2 = n(1+s)}$, hvor s er en meget lille Størrelse, saaledes at man med tilstrækkelig Tilnærmelse har: $h_2^2 - n^2 = 2sn^2$. Man har da:

$$a_2 = \frac{\varepsilon_0 \varsigma_2}{\sqrt{[4K^2 + \varsigma^2 n^2]^2 + 16 s^2 K^2 n^2}}$$

og

$$a_{2\,maks} = \frac{\varepsilon_0 \varsigma_2}{4K^2 + \varsigma^2 n^2}$$

Resonanskurvens Ordinater z bestemmes da ved: (se Kap. I. p. 11)

$$Z = \frac{a_2}{a_{2\,maks}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{16\,s^2 K_1^2 n^2}{(4K^2+s^2n^2)^2}+1}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{s^2}{\frac{K_2^2}{n^2}+\frac{s^2}{16K_1^2}(8K^2+s^2n^2)}+1}} \quad \ldots (48).$$

Bestemt paa Grundlag af Resonanskurven (48) er Sekundærkredsens logaritmiske Dekrement δ_2 (ifølge K.1. p.10):

$$\delta_2^2 = \frac{4\pi^2 K_2^2}{n^2} + \frac{\pi^2 s^2}{4K_1^2}(8K^2+s^2n^2) = \delta_{02}^2 + \frac{\pi^2 s^2}{4K_1^2}(8K^2+s^2n^2), \quad \ldots (49).$$

hvor δ_{02} er Sekundærkredsens logaritmiske Dekrement før Koblingen. I (49) vil vi indføre følgende Betegnelse:

$$\mathfrak{L}_{12} = y\,\mathfrak{L}_{12}^0 = y_1\sqrt{R_1 R_2}$$

og faar da:

$$\delta_2^2 = \delta_{02}^2 + \frac{\pi^2 s^2}{4K_1^2}(2+y^2)\frac{R_1 K_2}{\mathfrak{L}_{12}} = \delta_{02}^2 + \frac{4\pi^2 K_2^2}{n^2}\,y^2(2+y^2) = \frac{4\pi^2 K_2^2}{n^2}(1+y^2)^2 = \delta_{02}^2(1+y^2)^2.$$

Eller $\underline{\delta_2 = \delta_{02}\cdot(1+y^2)}$ $\ldots\ldots\ldots (y \geq 1) \ldots\ldots\ldots (50).$

Resonanskurven bliver altsaa desto fladere, jo større y er.

II. Af mindst lige saa stor Betydning er den Resonanskurve, man faar, naar k_1 og k_2 holdes konstante, medens n varierer. Da dette fører til ret vidtløftige Regninger, vil vi her betragte den Resonanskurve, der fremkommer ~~fort~~: $\underline{n = konstant;}$ $\underline{k_1 = k_2 = n(1+s)}$

Man faar i dette Tilfælde:

$$a_2 = \frac{e_0 s_2}{\sqrt{[4s^2n^2 - 4K^2 - s^2n^2]^2 + 16\,s^2n^2(K_1+K_2)^2}}$$

medens:

$$a_{2\,maks} = \frac{e_0 s_2}{4K^2+s^2n^2}$$

Resonanskurvens Ordinater Z' bestemmes altsaa ved:

$$Z' = \frac{a_2}{a_{2\,maks}} = \frac{1}{\sqrt{\frac{16\,s^2n^2[K_1^2+K_2^2+n^2(s-\frac{1}{2}s^2)]}{(4K^2+s^2n^2)^2}+1}} \quad \ldots\ldots (51)$$

Kaldes det tilsyneladende logaritmiske Dekrement i dette Tilfælde δ_2', faas ved Sammenligning med (48) og (50):

$$\delta_2'^2 = \frac{\delta_{02}^2(1+y^2)^2}{1-2y\alpha+\alpha^2+\alpha\frac{n^2}{K^2}s^2}, \quad \ldots\ldots\ldots (52)$$

hvor $\alpha = \frac{K_2}{K_1}$.

For $s = \frac{K^2}{n^2}(2y-\alpha) = s_0$ er $\delta_2' = \delta_2$; for $s \leqq s_0$ er $\delta_2' \geqq \delta_2$.

$\underline{Eksempel:}$ $n = 3\times10^6$; $\mathfrak{L}_1 = 10^{-4}$ Henry; $\mathfrak{L}_2 = 5\times10^{-5}$ Henry; $R_1 = 9$ Ohm; $R_2 = 1$ Ohm; altsaa: $K_1 = 4{,}5\times10^4$; $K_2 = 10^4$; $K^2 = 4{,}5\times10^8$. $\mathfrak{L}_{12}^0 = \frac{\sqrt{9}}{3\cdot10^6} = 10^{-6}$ Henry. (Se Figurer og Tekst næste Side).

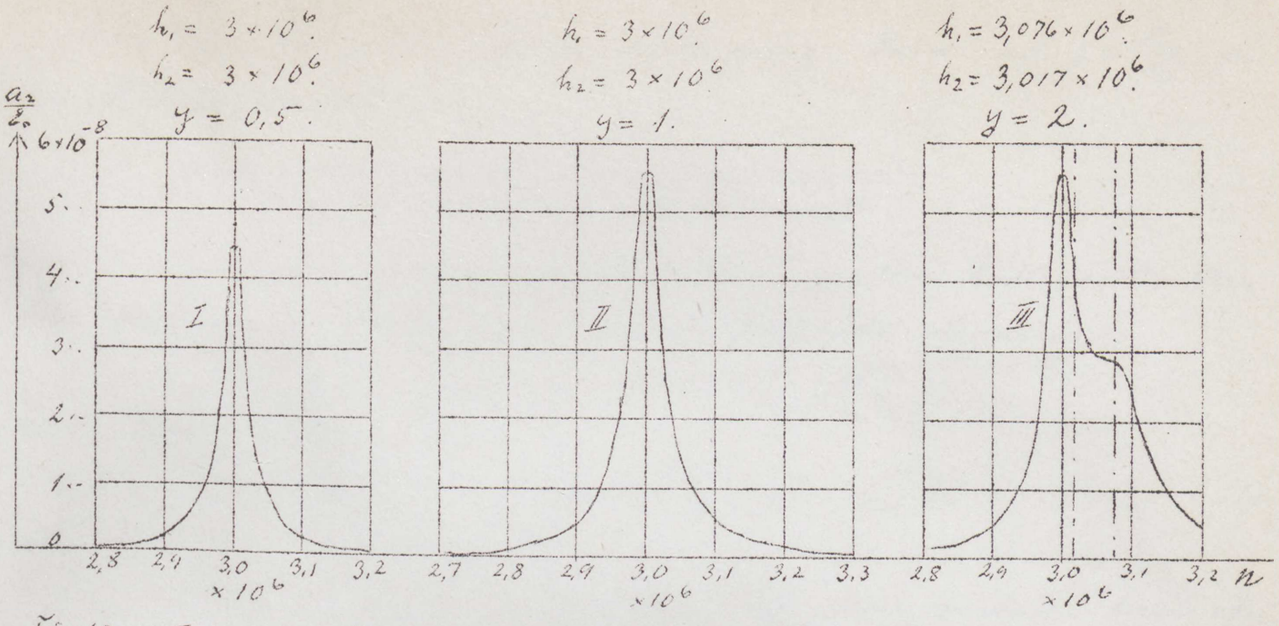


Fig. 10 I-III viser, hvorledes a_2 afhænger af den ydre Paavirkningsfrekvens, naar Systemet er saaledes indstillet, at a_2 er Maks. for $n = 3\times10^6$.

Fig. 11 viser Resonanskurverne i de 3 Tilfælde, idet Systemets Konstanter er som angivet i Fig. 10.

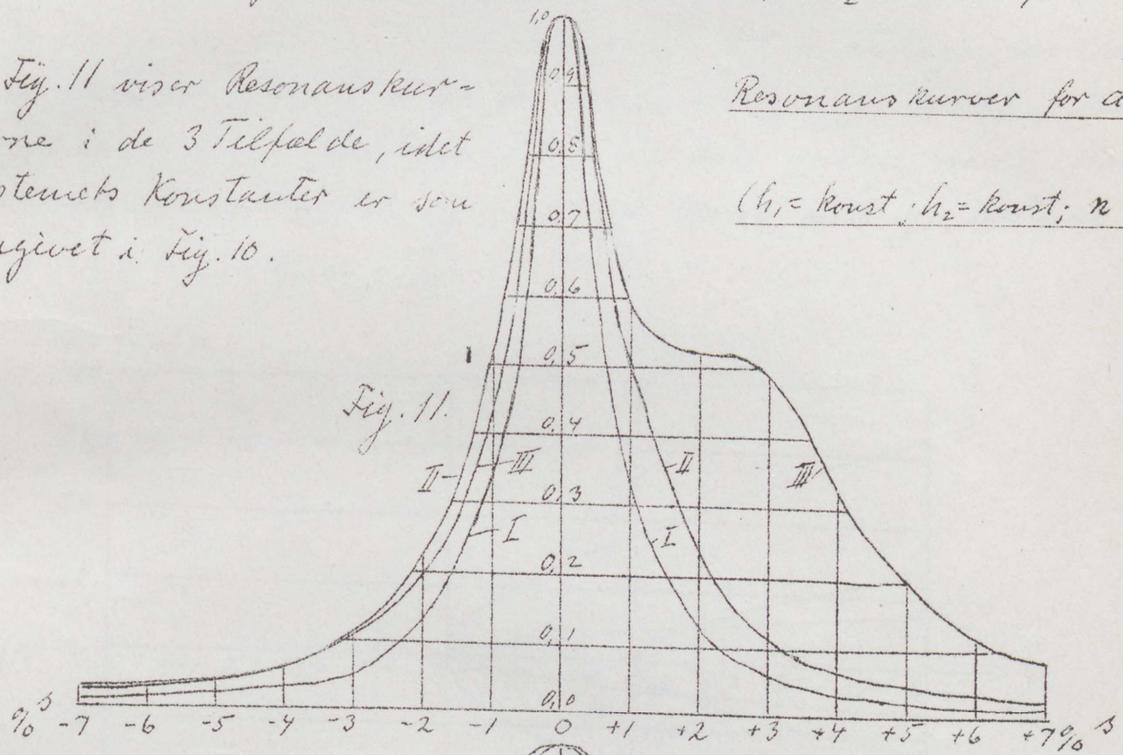


Fig. 11.

Resonanskurver for a_2.

(h_1 = konst. h_2 = konst., n varieb.)

I Fig. 12 viser A den til 48° varende Resonanskurve, B den der svarer til (51), begge for $y = 1$.

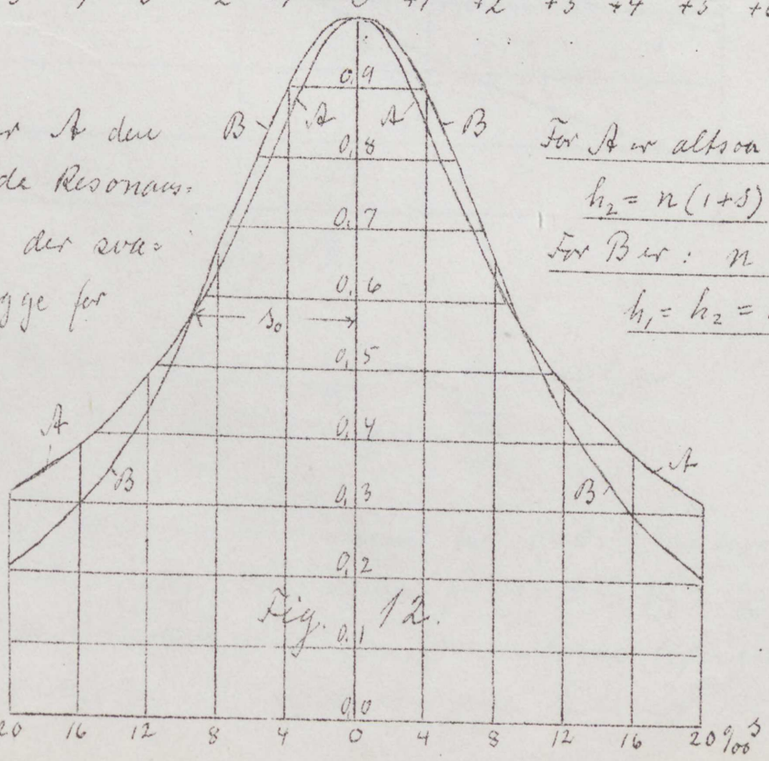


Fig. 12.

For A er altså: $n = h_1 = konst.$, $h_2 = n(1+\delta)$.

For B er: n konstant, $h_1 = h_2 = n(1+\delta)$,

(Fortsættelse fra p. 29). For en vilkaarlig Værdi af $y = \frac{e_{12}}{f_{12}}$ fin-des Maksimum af:

$$a_2 = \frac{k_0 f_2}{\sqrt{[4 s^2 n^2 - 4K^2 - f^2 n^2]^2 + 16 s^2 n^2 (K_1+K_2)^2}}$$

ved at søge Maksimum af Størrelsen under Rodtegnet. Man faar derved til Bestemmelse af s følgende Ligning:

$$s[4 s^2 n^2 - 4K^2 - f^2 n^2] + 2s(K_1+K_2)^2 = 0;$$

heraf faaes: dels: $s = 0$;

dels: $s^2 = \frac{1}{n^2}\left((y^2+1)K^2 - \frac{(K_1+K_2)^2}{2}\right) = \frac{K^2}{n^2}\left(y^2 - \frac{1+\alpha^2}{2\alpha}\right)$; . . . . . (53)

idet $\alpha = K_2/K_1$.

Den første Løsning er omtalt p. 29, den sidste kan skri-ves:

$$s = \pm \frac{K}{n}\sqrt{y^2 - \frac{1+\alpha^2}{2\alpha}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (53')$$

Den mindste Værdi, Størrelsen $\frac{1+\alpha^2}{2\alpha}$ kan antage, er Værdien 1, og denne Værdi faaes for $\alpha = 1$, altsaa for $K_1 = K_2$. Naar Værdien af α er fastlagt, kan s kun antage reelle Værdier for saadanne Værdier y, der er større end y_0, bestemt ved:

$$y_0 = \sqrt{\frac{1+\alpha^2}{2\alpha}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (54).$$

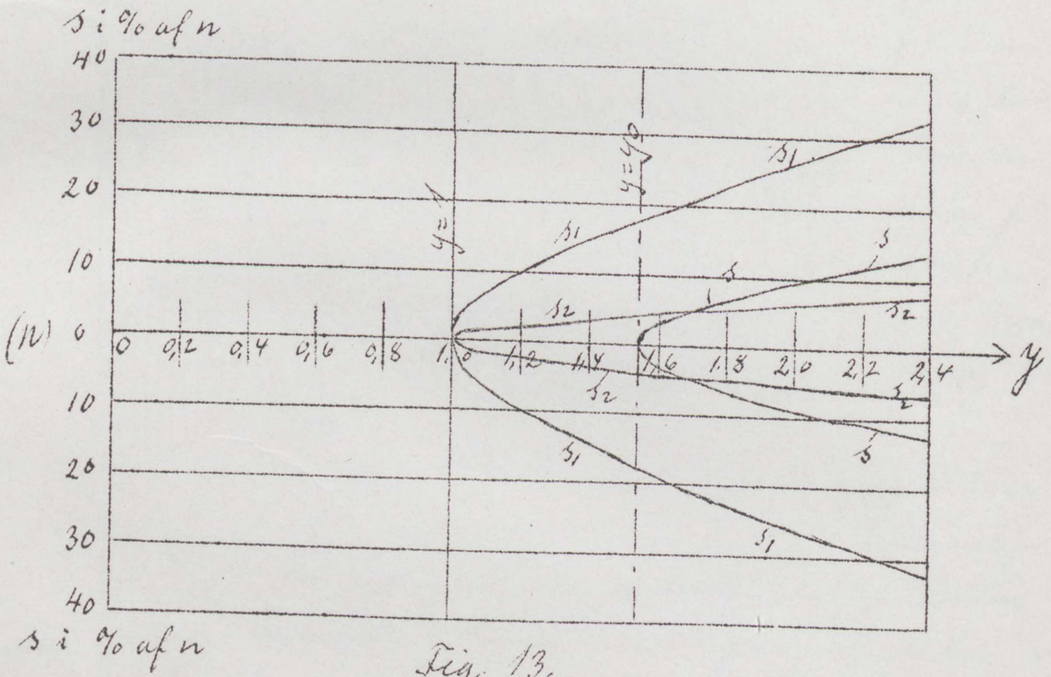


Fig. 13.

Altsaa: for $h_1 = h_2 = n(1+s)$ og n = konstant er:

$y \leqq \sqrt{\frac{1+\alpha^2}{2\alpha}}$	$y > \sqrt{\frac{1+\alpha^2}{2\alpha}}$
a_2 Maksimum for $s = 0$. $(h_1 = h_2 = n)$	a_2 Minimum for $s = 0$. $(h_1 = h_2 = n)$ a_2 Maksimum for $s = \pm \frac{K}{n}\sqrt{y^2 - \frac{1+\alpha^2}{2\alpha}}$

I Fig. 13 fremstiller Kurven s-s den procentvise Afvigelse mellem $h_1 = h_2$ og n for Eksemplet nederst paa Side 29.

H2.

Indføres Betegnelserne $h_1 - n = n s_1$, $h_2 - n = n s_2$ og benyttes den sædvanlige Tilnærmelse: $h_1^2 - n^2 = 2 s_1 n^2$, $h_2^2 - n^2 = 2 s_2 n^2$, saa kan Formlerne (37 II, 3 III) skrives:

$$s_1 = \pm \frac{k}{n} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{g^2 - 1} \quad ; \quad s_2 = \pm \frac{k}{n} \sqrt{2} \sqrt{g^2 - 1} .$$

De saaledes bestemte Værdier af s_1 og s_2 (for hvilke, som før vist, a_2 bliver Maksimum) findes afsat i Fig. 13.

Vi maa le endnu at omtale de fri Svingninger i et koblet System med Dæmpning, og de inducerede Svingninger, der opstaar i et koblet System (med eller uden Dæmpning), naar dettes ene Kres paavirkes af en $\mathfrak{E}$.M.K. af Formen $\mathfrak{E}_t = \mathfrak{E}_0 \cdot e^{-\alpha t} \sin \omega t$. Tiden tillader dog ikke at komme ind paa de dermed forbundne, ret besværlige Regninger. Man kan ogsaa paa Grundlag af det foregaaende danne sig et ret godt Begreb om, hvad der vil ske under de forskellige Forhold. Nedenstaaende Figurer illustrerer nogle specielle Tilfælde.

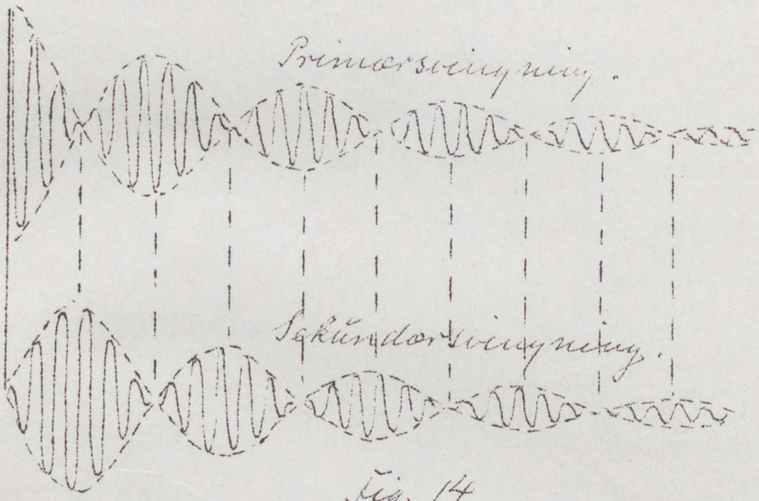


Fig. 14.

Fig. 14 viser de fri Svingninger af et koblet System med Dæmpning, for:
$h_1 = h_2$;
$\delta_1 = \delta_2 = 0{,}08$.
(= log. Dekrement).

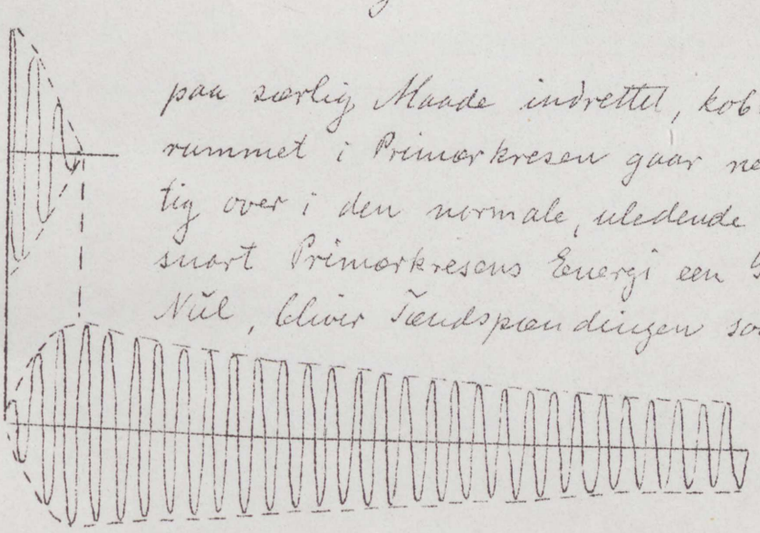


Fig. 15.

Fig. 15 viser de fri Svingninger af et paa særlig Maade indrettet, koblet System. Gnistrummet i Primærkresen gaar nemlig her saa hurtig over i den normale, ledende Tilstand, at samtidigt Primærkresens Energi en Gang har passeret Nul, bliver Tændspændingen saa høj, at Gnisten slukkes. Primærkresen bliver saaledes, naar den een Gang har afgivet sin Energi, strømløs under Svingningens videre Forløb. Forholdene blive, som om Primærkresen var aaben.

§4. Frembringelse af elektromagnetiske Bölger.

Generatorerne for höjfrekvente Vekselströmme kan i Hovedsagen deles i 3 Slags:

A. Gnist-Generatorer.

B. Bue-Generatorer.

C. Mekaniske Höjfrekvens-Generatorer.

Den förste Slags adskiller sig principielt fra de to andre derved, at den bengttede Energi med visse Mellemrum stödvis omdannes til Svingningsenergi, hvorpaa Energitilförslen pludselig ophörer, saaledes at den frembragte Svingning faar aftaldende Amplitüde, idet Energien efterhaanden dels omdannes til Varme i selve det svingende System, dels gaar bort fra dette i Form af elektromagnetiske Bölger der stroaler üd fra Systemet. Ved de ünder B og C nævnte Arter af Generatorer er den ünder hver enkelt Svingning (Grundsvingning) tilförte elektromagnetiske Energi i Almindelighed lig med den af Systemet afgivne, saaledes at Svingningsamplitüden bliver uforandret. Frembringer man (f. Eks. ved Tegningsmaaden) Forandringer i Systemets elektromagnetiske Energi, saa vil dog i de to sidste Tilfælde Energivariationen foregaa ret langsomt og ikke indenfor en Brökdel af en Periode, saaledes som ved Gnist-Generatorerne.

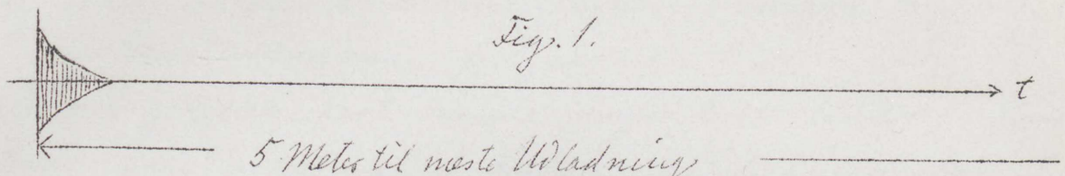
De Bölger, der frembringes i de to Tilfælde, har derfor en noget forskellig Karakter. Gnist-Generatorens Bölger maa med Nödvendighed være <u>intermitterende</u>, medens de fra B og C hidrörende blive <u>kontinuerlige</u> (vedvarende). De to Slags Bölger kendetegnes ofte, men fejlagtigt, som „dæmpede" og „üdæmpede" Bölger. Begge Slags er selvfølgelig üdsat for Dæmpning paa Grund af Joules Varme, Udstraaling o.s.v. Forskellen er blot, at i det förste Tilfælde erstattes dette Energitab stödvis, i sidste Tilfælde derimod lidt efter lidt, fordelt paa alle de enkelte Svingninger.

Som Regel er Intermittensen saa langsom i Forhold til Svingningstallet, at Svingningerne praktisk talt dö hen i en meget kort Tid, sammenlignet med den Tid, der hengaar mellem to paa hinanden følgende Ud-

ladninger.

Eksempel. Svingningstal $0{,}5 \times 10^6$; Intermittens 50; log. Dekrement 0,1. Svingningen vil da praktisk talt dø hen i Løbet af 20 Perioder. Mellem to paa hinanden følgende Udladninger vil der da hengaa en en Tid, der er ca. 500 Gange saa lang, som den Udladningen varer. (Se Fig. 1).

Fig. 1.



De kontinuerlige Svingninger behøve naturligvis paa ingen Maade at være harmoniske. Er Grundtonens Frekvens $\frac{\nu}{2\pi}$, saa er den kontinuerlige Svingning en periodisk Funktion af Tiden med Perioden $\frac{2\pi}{\nu}$. Kaldes Svingningens Amplitude $f(t)$, saa er altsaa $f(t+\frac{2\pi}{\nu}) = f(t)$. Fouriers Rækkeudvikling giver derfor:

$$f(t) = a_0 + a_1 \cos(\nu t + \alpha_1) + a_2 \cos(2\nu t + \alpha_2) + a_3 \cos(3\nu t + \alpha_3) + \ldots \quad (1).$$

Heraf ses, at man foruden Grundtonen som Regel vil finde de højere Partialtoner repræsenterede. – Man vil i Almindelighed søge at reducere Partialtonernes Amplitude saa meget som muligt. (Partialtonerne kan gøre Nytte i et enkelt Tilfælde, nemlig ved Justering af Bølgelængdemaalere. De forskellige Partialtoners Svingningstal forholder sig nemlig til hverandre og til Grundtonens som hele Tal.)

A. Gnist-Generatorer. Princippet for alle disse kan fremstilles paa følgende Maade:

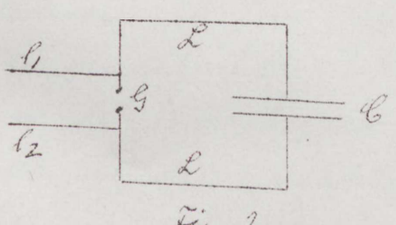


Fig. 2.

En Svingningskreds, der bestaar af Kondensatoren C, Selvinduktionen L og Gnistrummet G, er ved Ledningerne l_1 og l_2 forbunden med en Højspændingskilde. Gennem l_1 og l_2 ladedes C; naar G's Gnistspænding, e_g, er naaet, slaar en Gnist over gennem G, der derved bliver ledende, og den beholder Ledningsevnen, saalænge Svingningen vedvarer. (Se nærmere Side 5 o. flg. Endvidere: D. Kosetran-

sky: Zur Kenntnis des Funkenwiderstandes. Jahrb. d. drahtl. Tel. Bd. 3. p 21-56. Okt. 1909). – Der opstaar derved Svingninger i Kredsen, idet den elektrostatiske Energi forvandles til elektromagnetisk, der atter gaar over til elektrostatiske o.s.v. Da der ingen Energitilførsel sker, saalænge Gnisten ledende, saa vil, som tidligere omtalt, Svingningsenergien efterhaanden gaa tabt. Samtidig taber ogsaa G Ledningsevnen, hvorpaa C atter lades og en ny Gnistudladning foregaar o.s.v.

Vi vil ganske kort omtale nogle Enkeltheder. Kondensatoren bestaar som oftest af et Batteri af Leidnerflasker. Jo af for sig vide pladeformede Kondensatorer tage mindre Plads op, men det er forbunden med Vanskelighed at skaffe det (paa Grund af ringe dielektrisk Hysterese) bedst egnede Flintglas i Form af Plader. Ved store Stationer, der mest anvender store Bølgelængder (lave Svingningstal), kræves meget store Kondensatorer. (I „Telefunkens" Forsøgsstation ved Nauen anvendes saaledes 360 store Leidnerflasker (ordnet i 3 Grupper paa 120 indbyrdes parallele Flasker, de 3 Grupper derefter i Serie); den resulterende Kapacitet er 0,44 Mfd; Ladespænding ca 60 000 Volt; Bølgelængde ca 2000 m).

Luftkondensatorer er naturligvis det bedste, men de blive meget store og meget dyre. Til trods herfor benyttes de dog af Marconi ved hans store transatlantiske Stationer ved Clifden og Glace Bay. (Den benyttede Bølgelængde er ca 4000 m, Kapaciteten 1,6 Mfd, Ladespænding ca 80 000 Volt).

Selvinduktionen, der som oftest bestaar af en enkelt eller nogle faa Vikninger, danner jo den Leder, der (gennem Gnistrummet) forbinder de to Kondensatorbelægninger med hinanden. Da de Strømme, der opstaar ved Kondensatorens Udladning, er meget store, saa maa man give Lederen et saa stort Tværsnitsareal, at dens Modstand bliver meget lille. (Kobberbør, Vægetraad). For at give et Begreb om de Strømstyrker, det her drejer sig om, skal ligenævnes, at den maksimale Strømstyrke paa den ovenfor omtalte Nauen-Station er ca 25 000 Amp. medens den for Clifden-Stationen endog gaar op til ca 60 000 Amp.

Bølgelængden for en saadan Svingningskreds varieres dels ved at forandre Antallet af Leidnerflasker, dels ved at variere Selvinduktionens Størrelse.

Gnistrummets Elektroder bestaar som oftest af store Zinkskiver eller Ringe, hvis indbyrdes Afstand, Gnistlængden (f i Fig. 3), naturligvis retter sig efter den Spænding, til hvilken Kondensatoren skal oplades. (f ligger ofte mellem 1 og 3 cm). Ofte ventileres Gnistrummet, idet man ved en Blæser sender en kraftig Luftström igennem det, bl. andet for derved at hindre Buedannelse.

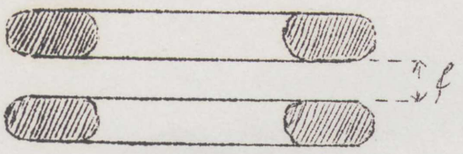


Fig. 3.

Som Höjspændingskilde bruges ved mindre Stationer mest en Gnistinduktor, der fødes med afbrudt Jævnström. Det kommer her ikke saa meget an paa, at Gnistinduktoren kan give den størst mulige Spænding, men mere, at den er i Stand til at levere de ret betydelige Elektricitetsmængder, der er nødvendige til Kondensatorens Ladning.

Fig. 4 viser Strömdiagrammet for et saadant simpelt Anlæg.

B betegner Batteriet.
N Telegrafnøgle.
P Induktorens Primærvikling.
S —"— Sekundærvikl.
A er en Hammerafbryder, der en shuntet med Kondensatoren C.

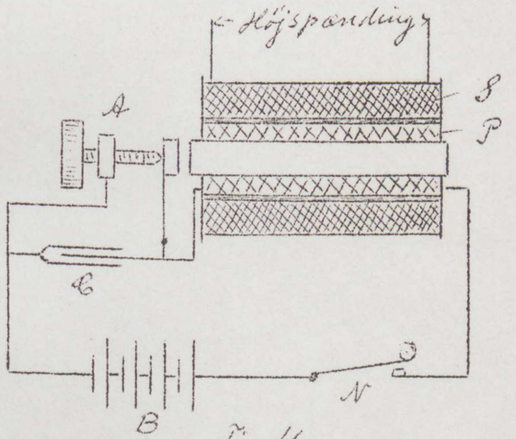


Fig. 4.

Afbryderens Konstruktion har stor Betydning. For smaa Stationer kan en Hammerafbryder gøre god Fyldest, den er simpel og billig og forbruger kun ringe Energi. Ved noget større Anlæg bruges ofte Kviksølvafbrydere, der forefindes i en Mængde forskellige Konstruktioner. Princippet er (se Fig. 5), at et Rør R roterer om en Akse, A, og er fyldt med Kviksølv, der ved Centrifugalkraften slynges ud af Røret i Form af en Straale s. Koncentrisk omkring Aksen er en Metalring B, der er forsynet med Udskæringer, b.

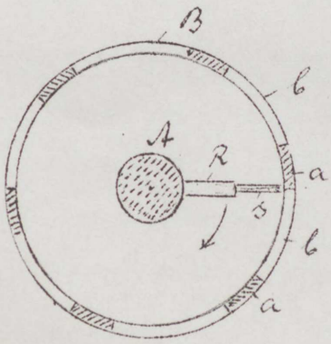


Fig. 5.

A og B danner Afbryderens to Poler og Virkemaaden forstaas uden videre. Det bengttede Kviksölv føres som Regel automatisk tilbage til Akslen A.

Ved store Stationer bliver det dog meget vanskeligt eller umuligt ved Bengttelse af afbrudt Jevnstrøm at opnaa tilstrækkelig store Elektricitetsmængder med tilstrækkelig høj Spænding. Det ligger da nær at bengtte Vekselstrøm til at føde Højspændingskredsen og at lade denne være en almindelig teknisk Transformator. Der har dog vist sig forskellige Vanskeligheder ved et saadant Arrangement. Gnistantallet bliver saaledes mindst det dobbelte af Vekselstrømmens Frekvens, som Regel endda betydelig højere, idet der sker flere Udladninger for hver halve Periode. Det store Gnistantal medfører, at Gnistrummet meget vanskeligt kan blive „afioniseret" (bragt tilbage til den normale, ikke ledende Tilstand) imellem to paa hinanden følgende Gnister. Sker dette ikke gaar Gnistspændingen ned, og Energien aftager. — I Forbindelse hermed staar en udpræget Tendens til „Buedannelse". I Fig. 6 fremstilles

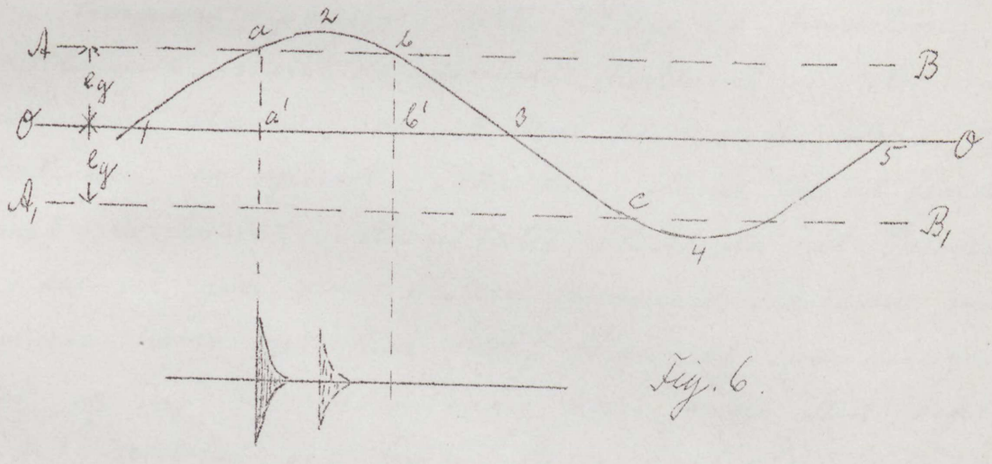


Fig. 6.

1 2 3 4 5 den i Transformatorens Sekundærkreds frembragte Vekselspænding, medens AB og A1B1 er Linier, der er parallele med OO i Afstanden eg fra denne, hvor eg er Gnistspændingen, naar Gnistrummet er i den normale Tilstand. Linierne AB og A1B1 maa nødvendigvis skære Spændingskurven; det er ikke tilstrækkeligt, at de røre den henholdsvis i Punkterne 2 og 4. I saa Fald vilde jo nemlig en ubetydelig Spændingsforminskelse medføre, at Udladningerne holdt helt op. Af Hensyn til Driftssikkerheden maa man altsaa indrette det saaledes, at ab (se Figuren)

bliver en betydelig Del af Perioden. Vi vil nu betragte, hvad der sker i det til ab svarende Tilstrøm: Naar Spændingen har nået Værdien e_g i Punktet a, slaar en Gnist over og derved frembringes den i den nederste Del af Fig. 6 viste, oscillerende Udladning, der praktisk talt dør hen i en Brøkdel af Tiden a b. Er Sekundærløbets Modstand lille, saa vil Spændingen gennem hele Tiden a b være større end e_g, og Gnistrummet vil derfor foruden af den viste Oscillation tillige passeres af en Jævnstrøm, der kan få en forholdsvis ret betydelig Styrke, da Transformatorens Sekundærløb, efter at der er slaaet en Gnist over, kan betragtes som kortsluttet. Disse Jævnstrømme kan være farlige for Sekundærviklingen, og den medfølgende Brændaanelse i Gnistrummet medfører i hvert Tilfælde en stærk Opvarmning af Elektroderne, der kan bevirke, at Gnistrummet slet ikke kommer tilbage til Normaltilstanden, inden Punktet c naaes, saaledes at Udladningen slet ikke bliver effektiv. Er Modstanden stor i Sekundærløbet, kan Forløbet blive noget anderledes: Udladningen begynder som før, og medens Gnistrummet holdes ledende af de stærke Oscillationsstrømme passeres dette tillige af Jævnstrøm fra Sekundærviklingen, men da dennes Modstand er stor, saa falder Spændingen stærkt, saa at den tilsvarende Strøm, efter at Oscillationen er ophørt, ikke er i Stand til at holde Gnistrummet ioniseret. Resultatet bliver da, at Gnistrummet begynder at gaa over i den normale Tilstand, medens Jævnstrømmen hører op. Men heraf følger, at Spændingen atter vokser, og en ny Udladning kan finde Sted, saaledes som antydet nederst paa Fig 6. Disse Partialudladninger foregaar dog som Regel ved en Spænding, der er en hel Del lavere end e_g, som ogsaa berørt ovenfor.

En Del af disse Ulemper formindskes meget ved at ind-

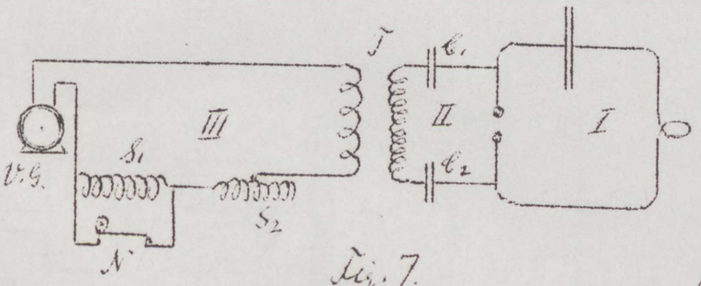


Fig. 7.

I er Højfrekvenskreds.
T Transformatoren.
II Transform. Sekundærløb.
III —·— Primærløb.
V.G. Vekselstrøms dynamo.
N Telegrafnøgle, der kortslutter S_1.
S_2 Spole med stor Selvinduktion, der tjener til at formindske de

Stød, der opstaar i Primærlöbet, ved at der springer en Gnist i Sekundærlöbet.

skyde Kondensatorer i Transformatorens Sekundærlöb, saaledes som det f. Eks. oprindelig er anvendt af Marconi paa Poldhu-Stationen. Fig. 7 viser skematisk det tilhörende Strømdiagram.

De omtalte Ulemper ved Anvendelsen af Vekselstrøm, undgaar man bedst ved Benyttelsen af en „Resonanstransformator", der ikke er andet end en Transformator, hvis Primærvikling gennemlöbes af en Vekselstrøm med konstant Frekvens, medens Sekundærlöbet danner en dermed afstemt Svingningskreds. Med de i § 1 og 3 benyttede Betegnelser bliver Sekundærkredsens Amplitude i dette Tilfælde bestemt ved: (se § 3. 24), hvor $h_1 = 0$)

$$a_2 = \frac{\varepsilon_0 \mathfrak{L}_{12} n^2}{\sqrt{\left[h_2^2 - n^2 + 4K_2^2 + \varsigma^2 n^2\right]^2 \cdot n^4 + 4n^2\left[K_1(h_2^2 - n^2) - K_2 n^2\right]^2}} \quad \ldots\ldots (2).$$

a_2 bliver Maksimum for

$$h_2 = n\left(1 - \frac{n^2}{n^2 + 4K_1^2}\cdot\varsigma^2\right) \quad \Big| \quad h_2 = n(1-\varsigma^2) \text{ for } K_1 = 0 \quad \ldots (3).$$

og Maksimumsværdien bliver:

$$a_{2\,maks} = \frac{\varepsilon_0 \mathfrak{L}_{12}\sqrt{n^2+4K_1^2}}{\mathfrak{L}_1 R_2\left(n^2 + 4(1+\varsigma^2)K_1^2\right)} \quad \Big| \quad a_{2\,maks} = \frac{\varepsilon_0 \mathfrak{L}_{12}}{n \mathfrak{L}_1 R_2} \text{ for } K_1 = 0 \quad \ldots (4)$$

Den maksimale Spænding i Sekundærkredsen er altsaa:

$$\frac{a_{2\,maks}}{\varepsilon_2} = \frac{\varepsilon_0 \mathfrak{L}_{12}\sqrt{n^2+4K_1^2}}{\mathfrak{L}_1 \varepsilon_2 R_2\left(n^2 + 4(1+\varsigma^2)K_1^2\right)} \quad \Big| \quad \frac{a_{2\,maks}}{\varepsilon_2} = \frac{\varepsilon_0 \mathfrak{L}_{12}}{n \mathfrak{L}_1 \varepsilon_2 R_2} \text{ for } K_1 = 0 \quad (4').$$

Man ser af (3) at den bedste Indstilling af Sekundærkredsen afhænger af Værdien for Koblingskoefficienten $\varsigma^2 = \mathfrak{L}_{12}^2 / \mathfrak{L}_1 \mathfrak{L}_2$; man benytter ofte dette Forhold til at frembringe Resonans, idet $\mathfrak{L}_1$ gøres variabel, som antydet i Fig. 8, der skematisk fremstiller en saadan Resonanstransformator.

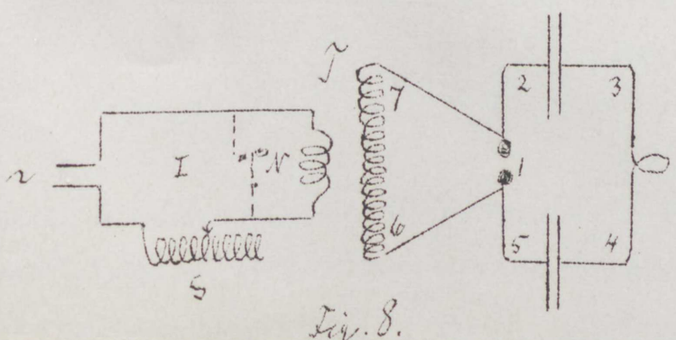


Fig. 8.

I er Transformatorens Primærlöb med den variable Selvind. S. 123451 er den egentlige Höjfrekvenskreds. 2345672 er Resonanstransformatorens Sekundærlöb.

Naar Gnistspændingen er naaet, slaar en Gnist over ved 1, og der opstaar kraftige Svingninger i Højfrekvenskredsen, idet hele Sekundærkredsens Energi for største Delen omdannes til Svingningsenergi i denne Kreds. Vekselstrømsamplituden i Sekundærkredsen falder derfor pludselig ned til en ringe Værdi, og da Afstemningen i høj Grad er forstyrret, saalænge Gnistrummet er ledende, overføres der i denne Tid kun en meget ringe Energimængde til Sekundærløbet, Gnistrummet faar derfor Lov til hurtig igen at gaa tilbage til den normale Tilstand. Naar dette er sket, er der atter Resonans, og der overføres atter Energi til Sekundærløbet, saaledes at dettes Maksimalspænding efter kort Tids Forløb atter naar op til Gnistspændingen, hvorpaa en ny Udladning finder Sted, o. s. v. Fig. 9 giver et Billede af Forløbet af Vekselstrømmen i Sekundærløbet. Man opnaar paa denne Maade et ringe Energitab og en meget højere Spænding i Sekundærløbet end den, der svarer til Transformatorens Omsætningsforhold.

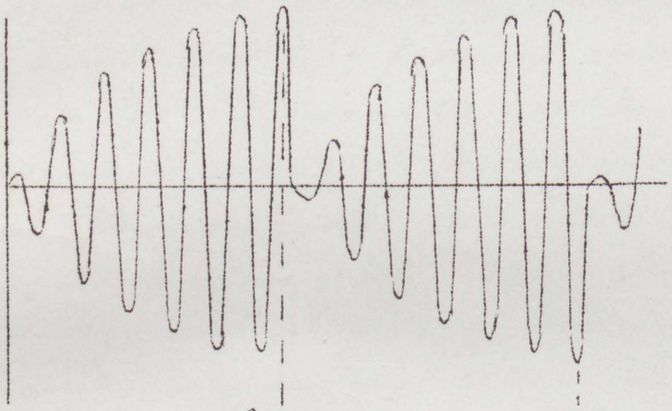


Fig. 9.

Telegrafering sker som Regel ved at man afbryder eller slutter Fødestrømmen, f. Eks. som antydet i Fig. 7 og 8. Det volder ofte store Vanskeligheder at faa Nøgler, der er tilstrækkelig lette at betjene og samtidig kan tåle at afbryde store og højspændte Strømme, hvorom det her drejer sig. Ved mindre Anlæg kan man bruge den i Fig. 10 viste Nøgle. Naar Nøglen er nedtrykket, passerer Strømmen fra 1 gennem Fjedren F, Platinkontakterne a_1, a_2 og gennem Elektromagneten E til 2. Slippes Haandtaget, saa gaar dette og Vægtstangen B op i Hvilestillingen, medens derimod Fjedren F holdes nede, idet Ankeret A fastholdes af Elektromagneten E, der først slipper A i det Øjeblik, Strømmen passerer Nul. Ved store Stationer benyttes ofte

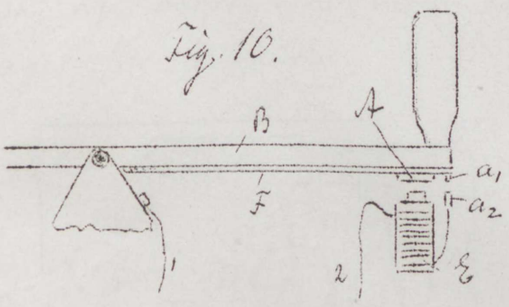


Fig. 10.

ret komplicerede Nøglerelaisser, hvor de Strømimpulser, der frembringes ved Hjælp af en sædvanlig Haandnøgle, kun tjene til at styre den egentlige Afbryder.

Omtrent saaledes laa Forholdene, da V. Poulsen 1903-06 frem-kom med en Generator for kontinuerlige, højfrekvente Strømme, en Generator, der er i Stand til at yde store Energimængder og saaledes udmærket egnet for Anvendelse i den traadløse Telegrafi. Dette Forhold tilvirkede, at de eksisterende Radiotelegrafselskaber af yderste Evne søgte at forbedre de af dem benyttede Gnist-Generatorer, og der er i den forløbne Tid sket betydelige Fremskridt paa dette Omraade. Et Par af de saaledes fremkomne Konstruktioner af Generatorer skal ganske kort omtales i det følgende.

Et fælles Træk for disse ny Konstruktioner er, at Gnistantallet er sat meget stærkt op, f. Eks. til omkring 500 pr Sekund. Derved opnaaes for Høremodtagelse (der bruges overvejende mest i den nyere Tid, se senere), at Morsetegnapparaterne tilsyneladende blive mere følsomme, idet Øret er følsomt for Toner med et Svingningstal i Nærheden af 5:600 end for Toner (eller Støj) med et ganske lavt Svingningstal. Endvidere er de Tegn, man modtager, (altsaa den Lyd, man hører), mere karakteristisk og saaledes lettere at adskille fra uvedkommende Lyd, hidrørende fra atmosfæriske Uladninger eller andre Radiotelegrafstationer.

For at kunne benytte dette høje Gnistantal, har det været nødvendigt fuldstændig at omkonstruere de ældre Gnist-Generatorer, nemlig selve Gnistrummet. Det fælles Middel har været det allerede ved Poulsen-Generatoren anvendte: Afkøling af Gnistrum og Elektroder, men de forskellige Konstruktioner afviger dog meget fra hverandre.

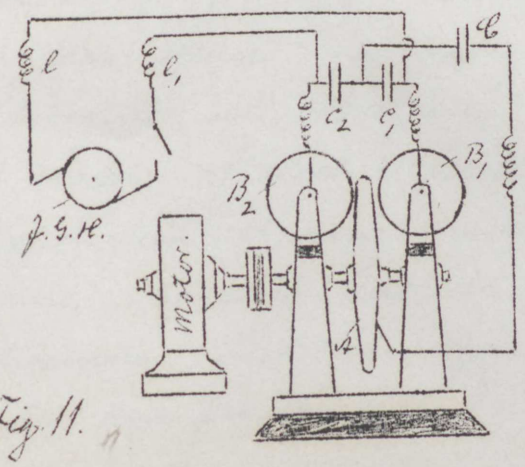


Fig. 11.

Marconi benytter (eller har benyttet) det i Fig 11 viste Arrangement. J.G.M. er en Jærnstrøms Generator for høj Spænding; L og L_1 store Selvinduktioner; C, C_1 og C_2 Kondensatorer. A, B_1 og B_2 er hurtig roterende Metalskiver, der er isoleret saa vel fra hverandre indbyrdes som fra Jord. Af-

H 2.

standen mellem Randene af B_1 og B_2 og den mellerste Skive A er ganske ringe. (For smaa Energimængder angiver Marconi, at B_1 og B_2 kan erstattes af faste Metalstykker). Virkningen foregaar vist nok paa følgende Maade (se Fig. 12 og 13): Vi tænke os, at der slaar en Gnist over mellem B_1 og A. Kondensatoren C vil da pludselig lades, idet Strømforløbet bliver som antydet i Fig. 12, derved vil Spændingsforskellen mellem B_2 og A aftage, saaledes at der ingen Tilbøjelighed er til, at der slaar en Gnist over mellem disse to Skiver. Naar Ladestrømmen er ophørt, slukkes Gnisten mellem B_1 og A og sidstnævnte faar et positivt Potentialmedens B_2 samtidig er kommen ned til sit normale, negative Potential, maaske endda lidt lavere. Der vil derfor slaa en Gnist over mellem A og B_2, og Kondensatoren C udlades, idet Strømforløbet bliver som antydet i Fig. 13. Naar Strømmen nærmer sig Værdien Nul, slukkes Gnisten mellem A og B_2, hvorpaa der dannes en Gnist mellem B_1 og A o.s.v., saalænge den forrådne Ladestrømsenergi staar til Raadighed. Højfrekvenskredsen bestaar altsaa for hver anden Halvbølge afvekslende af: 1) a C_1 B, A C a og 2) a C_2 B_2 A C a.

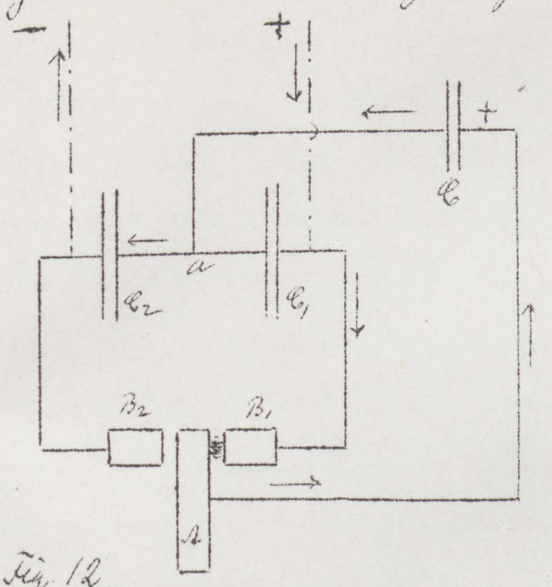


Fig. 12.

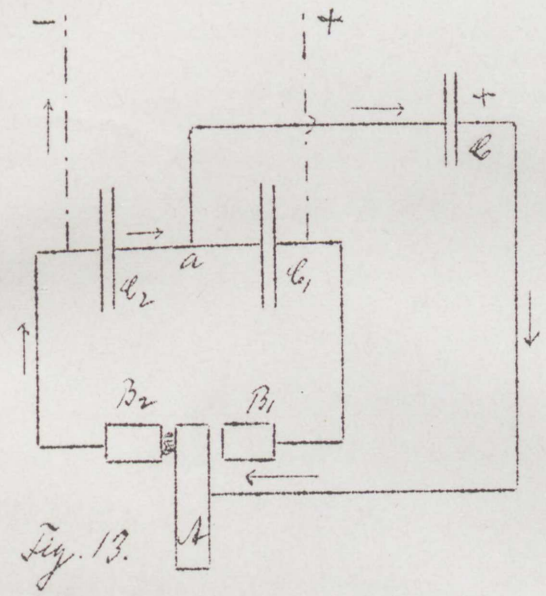


Fig. 13.

En Betingelse for, at Virkningen skal foregaa paa den angivne Maade, er at Ionisationen af de benyttede Gnistrum foregaar overordentlig hurtigt. Dette opnaaes ved, at Skiverne B og B_2 og særlig A roterer med meget stor Periferihastighed. Marconi angiver, at naar A's Periferihastighed er 100 m/sek. kan han opnaa et Svingningstal paa 200 000 pr Sek. Han kendetegner selv Bølgerne saaledes: "continuous or closely adjacent trains of electric oscillations". Det er vistnok fortrinsvis med Vanskelighed, at opnaa virkelig kontinuerlige Bølger paa denne Maade. Marconi har da ogsaa selv gjort Bølgetogene intermitterende, idet han forsyner Skiven A med Knaster, saaledes at der kun findes Udladning Sted, naar disse Knaster passere

42.

B_1 og B_2. Det hovedsagelige Formaal med disse Knaster er vi-
meligvis at gøre Virkningen mere regelmæssig. (Se iøvrigt nær-
mere under Modtagere for kontinuerlige Bølger).

Det tyske Selskab Telefunken benytter en af M. Wien angi-
ven Metode til at frøge Gnistantallet. Metoden bestaar i
Hovedtrækkene i, at der i Stedet for en enkelt, lang Gnist an-
vendes en hel Række korte Gnister i Serie, mellem
der til Elektroder anvendes de bedst ledende Metaller (som
Regel Kobber). Derved opnaas, at Ionisationen foregaar i saa
kort Tid, at, naar Energien en Gang gennem Koblingen
er overført til en sekundær Kreds, saa forbliver den der,
idet Modstanden i Primærkredsens Gnistrum er saa stor,
at den fra Sekundærkredsen inducerede Spænding ikke
er tilstrækkelig til at slaa igennem. Primærkredsens Am-
plitude forbliver derfor lig med Nul. (se iøvrigt p. 32)
Herved opnaas tillige i Modsætning til andre Gnist-Meto-
der, at man kun frembringer en enkelt Svingning. Her-
ved opnaas, at man dels sparer Energi, dels opnaar
større Selektivitet, saaledes at denne i dette Tilfælde
bliver en hel Del større end for almindelige Gnist-Me-
toder og kan nærme sig til den, der er opnaaelig ved
kontinuerlige Bølger.

B. Bue-Generatorer. Ved nogle Undersøgelser vedrø-
rende den elektriske Buelampe i Aaret 1899 konstaterede
W. Duddell, at der under visse Forhold opstaar Vekselstrøm-
me i en parallelt med Buen anbragt Svingningskreds,
selv naar Buen fødes med Jævnstrøm. Fig. 14 viser Dud-
dells Opstilling. E er en Elektri-
citetskilde med konstant Spæn-
ding, og i Fødeledningerne er
der indskudt Modstande R_1 og R_2
med stor Selvinduktion, saaledes
at Fødestrømmen paa det nær-
meste holdes konstant. Buen B
dannes mellem to Kulelektro-
der og brænder i atmosfærisk
Luft. L er en Selvinduktion og C en Kondensator.

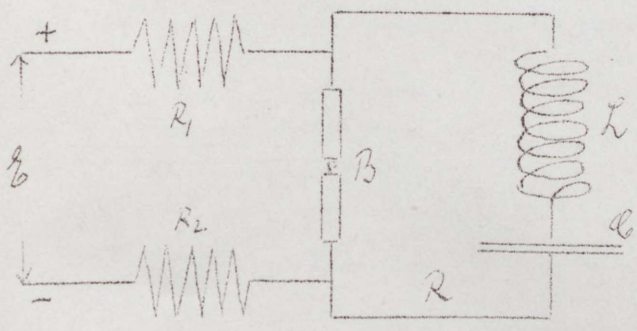


Fig. 14.

Det lykkedes paa denne Maade Duddell at frembringe

Vekselströmme med en Frekvens af op til 40000, men for saa höje Svingningstal var Energien meget ringe. Man mærede straks nogen Haab om, at Duddells Generator kunde anvendes i den traadlöse Telegrafi og Telefoni. Det lykkedes dog ikke og i September 1903 meddelte Duddell, at han tivolede paa, at det paa denne Maade er muligt at opnaa over 100000 Svingninger pr Sekund. (Electrician. LI. p. 902. 1903). I Mellemtiden var det allerede lykkedes V. Poulsen at finde Midler, der forvandlede Duddells, fysisk set interessante Opstilling, til en teknisk brugbar Generator for höjfrekvente Strömme. Midlerne bestod simpelthen i

1) at lade Buen brænde i en brintholdig Atmosfære, f. Eks. i ren Brint, alm. Belysningsgas, Spiritusdamp, Ætherdamp, Vanddamp o. s. v.
2) at bengtte afkölede Elektroder
3) at lade Buen befinde sig i et kraftigt Magnetfelt.

Brintens heldige Virkning beror formentlig paa denne Luftarts store Varmeledningsevne, der bevirker en hurtig Afköling af Buen, saaledes at dennes Træghed bliver ringe. (Den af H. Simon indförte Begtegnelse „Lysbuehysterese" er uheldig. Buen viser jo kun „Hysterese" over for hurtige Forandringer og ikke, som Jærnets magnetiske Forhold selv over for uendelig langsomt forlöbende Variationer).

I samme Retning virker Afköling af Elektroderne. Som Regel anvender Poulsen (ved ikke helt smaa Generatorer) en vandafkölet Kobberanode og en Kulkatode, der ved store Generatorer (over 10 KW Primærenergi) ogsaa afköles ved Hjælp af en Kappe, der lige som Anoden gennemströmmes af Vand. Fig. 15 viser skematisk Elektrodeanordningen for en mellemstor Poulsen-Generator.

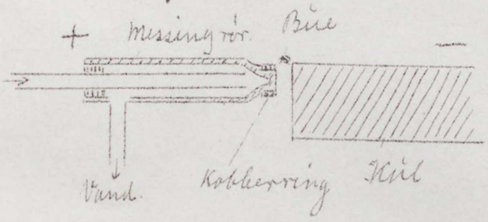


Fig. 15.

Der anvendes som Regel et transversalt Magnetfelt (s: Kraftlinierne ⊥ Buens Længderetning) Magnetfeltet virker vistnok ogsaa paa den Maade, at det formindsker Buen Træghed. Det har desuden den Fordel, at det rent elektrodynamisk bevirker, at Buen indtager en be-

stemt Plads i Rummet. Det magnetiske Felt frembringes af en Elektromagnet, der ofte er anbragt i Serie med Buen, saaledes at Fødestrømmen passerer begge; se Fig. 16.

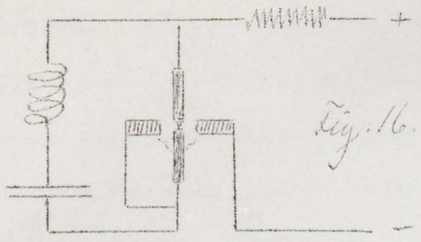


Fig. 16.

Kulkatoden kan fortæres eller der kan ske Afsætning af Kulstof paa den; hvad der i saa Henseende sker, afhænger af den anvendte Luftarts kemiske Sammensætning og da navnlig dens Kulstofindhold. Svingningstallet har ogsaa nogen Indflydelse.

For at holde Forholdene konstante gennem længere Tid lader man Kulelektroden rotere ganske langsomt. Naar Kobberelektroden holdes vel afkølet, er Skiftet paa denne ogsaa ringe.

Det synes som om den kemiske Sammensætning af den anvendte Luftart forandres under Buens Paavirkning, Luftblandingen bliver „tør". Tætheden synes mærkelig nok ikke saa meget at afhænge af den frembragte Vekselstrøms Amplitude som af den Energi, den fører. Disse Forhold er dog endnu ikke opklarede.

En fuldstændig Teori for Bue-Generatoren Virkemaade eksisterer endnu ikke, men de senere Aars Undersøgelser har dog bidraget meget til Opklaring af de herhen hørende Forhold. Disse Undersøgelser er dog af en ret kompliceret Natur, saa jeg bliver nødsaget til at forbigaa dem her og kun meddele nogle af de simpleste Betragtninger, der kan bidrage til Forstaaelsen af disse Spørgsmaal.

Vi vil først undersøge et meget simpelt Tilfælde, idet vi bestemmer den Strømstyrke, hvormed en Bue, B, brænder, naar der er indskudt en Forlags-Modstand, R_0, og det hele paavirkes af den konstante Stød, E. (se Fig. 17).

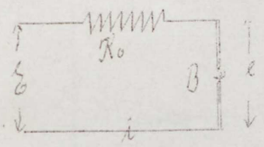


Fig. 17.

I Fig. 18 fremstiller Kurven abc Buens Karakteristik (se Side 6) medens AB er den saakaldte Modstandslinie, hvis Ligning er $e = E - i R_0$. Heraf ses, at Buen kun kan brænde under de Forhold, der svarer til Skæringspunkterne P_0 og P_1 mellem denne Linie og Karakteristikken. Af disse repræsenterer dog P_1 en

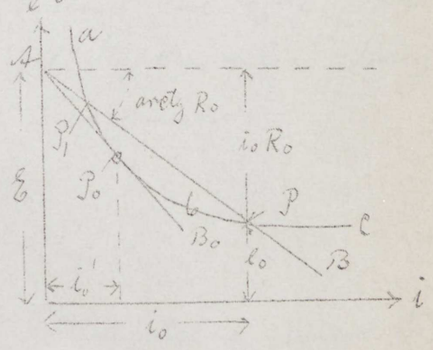


Fig. 18.

labil Ligevægtsstilling. Forøges nemlig, af en eller anden Grund, Strømstyrken en lille Smule, saa fremgaar det af Figuren, at den EMK, der kommer til at paavirke Buen, bliver større end den, der svarer til Karakteristikken; Strømstyrken vil altsaa stige yderligere. Paa analog Maade ses, at Punktet P repræsenterer stabile Ligevægtsforhold. Er P_0 det Punkt, hvori en Tangent gennem A rører abc, saa følger af det foregaaende, at Buen med den angivne Forlesspænding E, aldrig kan brænde med en Strømstyrke, der er mindre end den til P_0 svarende i_0. Ligeledes bestemmer Retningen af AP_0 Værdien af den største Forlagsmodstand, der kan anvendes, naar E er givet.

Vi vil nu undersøge Forholdene i Nærheden af det stabile Ligevægtspunkt P, og kan begrænse saa smaa Forandringer, at Karakteristikken kan erstattes af dennes Tangent i Punktet P. (se Fig. 19). Med de i Figuren benyttede Betegnelser har man da for alle Punkter af ab

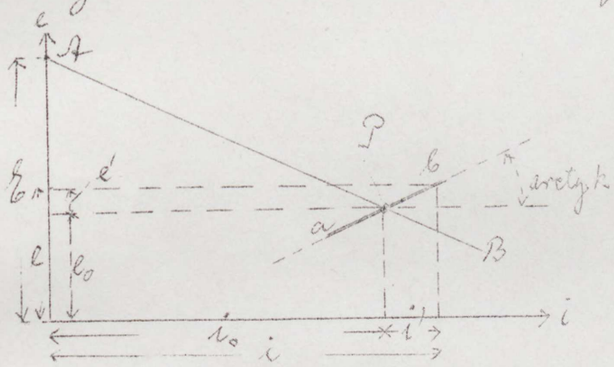


Fig. 19.

$$e = e_0 + k\,i' \quad \ldots \quad (5)$$

hvor $k = \left(\frac{de}{di}\right)_{i_0}$ (e og i Karakteristikkens Koordinater).

Anbringes nu, som vist i Fig. 20 en Svingningskreds parallelt med Buen, saa er Kredsen strømløs, saalænge Buen forbliver i den ved Punktet P karakteriserede Ligevægtstilstand. For Simpelheds Skyld vil vi tænke os, at Forlagsmodstanden $R_0 L_0$ er saa stor, at Strømstyrken i_0 under alle Forhold praktisk talt er konstant. Forøges Strømmen gennem Buen af en eller anden Grund til $i_0 + i'$, saa opstaar der en Strøm af Styrke $-i'$ i Svingningskredsen. Følgelig har man:

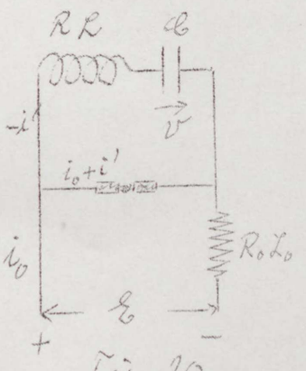


Fig. 20.

$$e = -i' \cdot R - L\frac{di'}{dt} + v$$

og

$$C\frac{dv}{dt} = -i'.$$

Af disse Ligninger i Forbindelse med (5) faaes:

$$\frac{d^2 i'}{dt^2} + \left(\frac{R-k}{L}\right)\cdot\frac{di'}{dt} + \frac{1}{LC}\,i' = 0 \quad \ldots \quad (6).$$

Hk.

Heraf følger som bekendt:

$$i' = i_0' \cdot e^{-K't} \cdot \sin(\nu' t + \varphi) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (7).$$

hvor

$$K' = \frac{R+k}{2L} \quad \text{og} \quad \nu' = \sqrt{\frac{1}{LC} - K'^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8).$$

Ligning (7) viser, at for $\underline{R+k>0}$, vil en tilfældig Forstyrrelse af Ligevægtstillingen efterhaanden dø bort og Buen atter gaa tilbage til den stabile Ligevægtstilling P.

Er derimod $\underline{R+k=0}$, saa vil en Forstyrrelse give Anledning til en Svingning med konstant Amplitude, og hvis Frekvens kun er afhængig af L og C, men ikke af R.

Er endelig $\underline{R+k<0}$, saa vil der opstaa en Svingning med voksende Amplitude. Det foregaaende giver os ingen Oplysning om, hvor længe Amplituden vil blive ved med at vokse, idet vi jo kun have betragtet saa smaa Afvigelser fra Ligevægtstillingen, at Karakteristikken kan betragtes som retlinet.

Det foregaaende viser, at der kun kan opstaa Svingninger for

$$R+k \geqq 0 \text{ altsaa } k \geqq -R \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9).$$

Karakteristikken maa altsaa i alle Tilfælde være faldende i det betragtede Punkt og Faldet maa være lig med eller større end arc tg R. Det er dette Forhold, man her udtrykker ved at sige, at Buen maa have en negativ Modstand numerisk større end R.

Vi vil behandle Energiforholdene fra et noget almindeligere Standpunkt og sætte derfor Buens Spænding

$$e = e_0 + e' = e_0 + \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} e_\nu' \cdot \sin(\nu n + \varphi_\nu) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10).$$

og Strømstyrke

$$i' = i_0 + i' = i_0 + \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} i_\nu' \cdot \sin(\nu n + \psi_\nu) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (11).$$

Man har:

$$-i' e \cdot dt = -i'(e_0 + e')dt = (i'^2 R + L i' \frac{di'}{dt} - i' V)dt \quad \ldots\ldots (12).$$

Integreres denne Ligning fra $t=0$ til $t=\frac{2\pi}{n}$, fæs:

$$-\int_0^{\frac{2\pi}{n}} e' \cdot i' dt = \int_0^{\frac{2\pi}{n}} i'^2 R \cdot dt \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (13).$$

Her er Integralet paa højre Side af Lighedstegnet altid positivt, Integralet paa venstre Side maa følgelig være

negativt; men herfil kræves, at e' og i' „overvejende" har modsat Fortegn. Karakteristikken maa gennemsnitlig være faldende. Dette gælder i Almindelighed uafhængig af Vekselstrømmens Form og Amplitude.

Indføres Fouriers Rækkeudvikling i (13) bliver denne Ligning:

$$\sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} i'_\nu e'_\nu + \sum_{\nu=1}^{\nu=\infty} R\, i'^2_\nu = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (134)$$

(Man er dog ikke herved berettiget til at slutte, at $i'_\nu e'_\nu + R i'^2_\nu = 0$, saaledes som nogle synes at gøre. Se Wagner E.T.Z., 603. 1909)

Af (13) ses, at den af Svingningskredsen forbrugte Energi leveres af Buen, eller rettere af den Buen fra Fødeledningerne tilførte Energi. (Den af Buen til Svingningskredsen afgivne Energi kan ikke hidrøre fra en simpel Afkøling af Buen og Elektroderne, men man skyldes den elektriske Energi, der paa anden Maade tilføres Buen. Det modsatte vilde stride mod Varmeteoriens anden Hovedsætning).

Medens Ligning (13) gælder ganske i Almindelighed, har Ligningerne (5)–(9) kun en meget indskrænket Gyldighed idet de forudsatte en retlinet, statisk Karakteristik. I Almindelighed er Karakteristikken krum og det, der har Interesse, er ikke den statiske, men den dynamiske Karakteristik, der ofte afviger meget fra den statiske. I Fig. 21 er skematisk antydet nogle dynamiske Karakteristikker svarende til forskellige Amplituder af de om Jævnstrømspunktet (i_0, e_0) udførte Svingninger.

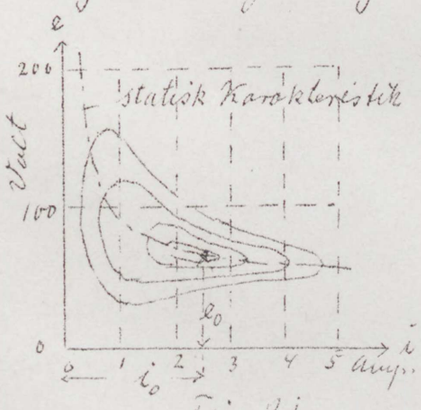


Fig. 21.

Det viser sig, at den dynamiske Karakteristik bliver mindre og mindre faldende, efterhaanden som Svingningernes Amplitude vokser. Man forstaar derfor, at de ved Ligning (7) bestemte Svingninger ikke vokser over alle Grænser, selv for $R+k<0$, men kun til det Punkt, ved hvilket Ligning (13) er tilfredsstillet.

Man skelner ofte imellem tre forskellige Slags Svingninger:

1). $i'<i_0$ gældende for hele Perioden. I dette Tilfælde gaar der altid en positiv Strøm gennem Buen. (Svingninger af 1ste Slags).

2) $i'>i_0$ gældende for en Del af Perioden, medens man for

den Del af Perioden, i hvilken i' og i_0 har modsat Fortegn, har: $i = i' + i_0 \geqq 0$. Ogsaa i dette Tilfælde kan Strömmen gennem Buen aldrig blive negativ, men den antager Værdien Nul under en Del af Perioden. (Svingninger af 2den Art).

3). $i' > i_0$ gældende for en Del af Perioden; tillige har man for en Del af den Tid, i hvilken i' og i_0 har modsat Fortegn, at $i = i' + i_0 < 0$. I dette Tilfælde gennemlöbes Buen af Strömme i begge Retninger. (Svingninger af 3die Art).

Det foregaaende tager nærmest Sigte paa Svingninger af 1ste Art, medens man i Praksis hovedsagelig arbejder med Svingninger af 2den og 3die Art. Teorien for disse Svingninger er dog endnu ikke saa afklaret, at den lader sig behandle i Korthed. (Af her hen hörende Literatur kan nævnes: W. Duddell: Electrician. Vol 46. p. 269 ff. 1900; Journ. of the Inst. of Elec. Eng. Vol 30 p. 236 1901; Phil. Trans. Vol 203 A. p. 305. 1904. V. Poulsen: Trans. of the int. elec. Congres St. Louis 1904. Vol 2. p. 463. 1905; E.T.Z. Hefte 45. 1906. H. Barkhausen: Das Problem der Schwingungserzeugung. 1907. A.O. Liljeström: Ljusbågen som källa för elektriska Svängningar. Upsala 1908. Iövrigt henvises til: Jahrb. d. drahtl. Tel; der dels indeholder en Mængde Undersögelser vedrörende dette Spörgsmaal, dels righoldige Literaturfortegnelser).

Medens man ved den til en Gnist-Generator hörende Höjfrekvenskres for at faa svagt dæmpede Bölger med tilstrækkelig Energi er nödsaget til at anvende en stor Kapacitet, saa kan man ved kontinuerlige Bölger anvende ret smaa Kondensatorer, hvorved Anlæget bliver billigere. Nedenfor findes en Samstilling over de anvendte Kondensatorer ved 3 store Radiostationer.

St. Navn	St. arbejder med:	Kapacitet	Bem.
Nauen	Intermitterende Bölger	0.4 Mfd.	Leidnerflasker.
Clifden	Marconi (se pag. 41-43)	1,6 "	Luftkondensator.
Knockroe	Poulsen. Kont. Bölger	0,03 "	—"—

Konstruktör	Drivkraft	Omdr. pr. Min	Periferihast. m/sek	Vekselströmmens Frekvens	Vekselströmmens Energi Watt
Elihu Thomson	Remtræk	5000	50	4165	1000
N. Tesla.	—"—	?	?	15 000	?
M. Wien.	Elektromotor	2040	60	8 500	4
Ewing.	Dampturb.	12 000	200	14 000	500
W. Duddell	Remtræk	30 000	100	15000	5,5
—"—	—"—	35 400	120	120 000	0,2
R. A. Fessenden	Dampturb.	15000 (?)	130 (?)	75 000	2500

C. Mekaniske Höjfrekvens-Generatorer. Angaaende Konstruktionen af disse Maskiner henvises til Starkströmsteknikken. Der er i nedenstaaende Tabel givet en Oversigt over nogle af de opnaaede Resultater.

§5. Aabne Svingningskreds. (Oscillatorer). Antennen og dens Kobling med Generatoren.

Ved de hidtil betragtede, lukkede Svingningskreds, har den elektriske Strøm i hvert enkelt Øjeblik samme Styrke i alle Punkter af Lederen. Følgelig er det elektriske Felt i Hovedsagen indskrænket til Mellemrummet mellem Kondensatorbelægningerne, saaledes at det elektriske og det magnetiske Felt kun i meget ringe Grad gribe ind i hinanden. Man kalder et saadant Felt for „halvstationært." Som vi senere skal se udsender en saadan Kres kun en meget ringe Energimængde i Form af elektromagnetiske Bølger. De Svingningskreds, der tjene til at udsende (eller absorbere) de elektromagnetiske Bølger kan derfor ikke være lukkede, men maa være „aabne", det vil sige saadanne, for hvilke det elektriske og det magnetiske Felt i udpræget Grad gribe ind i hinanden. Aabne Svingningskreds kaldes ofte Oscillatorer. Den simpleste Form for en Oscillator er en retlinet, cylindrisk Metaltraad eller -stang. Det er forbunden med ret store matematiske Vanskeligheder, at bestemme de Svingninger, en saadan Oscillator udfører, men naar Lederens Længde er meget stor i Sammenligning med dens Tykkelse, faar man paa følgende Maade en nogenlunde rigtig Forestilling om Forholdene.

Det er i Hefte I p. 116 vist, at naar (med de der brugte Betegnelser) R er lille i Sammenligning med $n L$ og R lille i Forhold til $n C$, saa vil en elektrisk Vekselstrøm eller Bølge bevæge sig fremad langs Ledningen med en Hastighed v bestemt ved

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

hvor L og C er Ledningens Selvinduktion og Kapacitet pr Længdeenhed. For en ret cirkulær Leder med Diameter d og i stor Afstand fra alle andre Ledere, har man (i atmosfærisk Luft):

Kapacitet pr l cm: $C = \frac{l}{9 \cdot 10^{20} \cdot 2 \cdot \lg n \frac{2l}{d}}$ (E.M. Enheder)

Selvinduktion pr l cm: $L = 2l\left(\lg n \cdot \frac{4l}{d} - 1\right)$ (E.M. E.)

$= 2l\left(\lg n \cdot \frac{2l}{d} - 0{,}307\right)$

$= 2l \lg n \frac{2l}{d}$ (for $\frac{l}{d}$ meget stor).

Under den sidste Forudsætning er:

$$v = 3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sek} = 300\,000 \text{ km/sek}.$$

altså lig med Lysets Hastighed i det tomme Rum og uafhængig af Frekvensen.

Til en Frekvens N svarer altså en Bølgelængde, λ, bestemt ved $\lambda = \frac{3 \cdot 10^{10}}{N}$ cm ..... (2).

Bevæger to Bølger med samme Frekvens og samme Amplitude sig samtidig hen ad Ledningen, men i modsatte Retninger, saa dannes der som bekendt stående Bølger. Dette sees ogsaa let saaledes:

Kaldes Afstanden fra et bestemt Punkt O af Lederen til et vilkaarligt Punkt for x (se Fig. 1), saa kan Ligningen for en Bølge, der bevæger sig i den positive Retning, skrives:

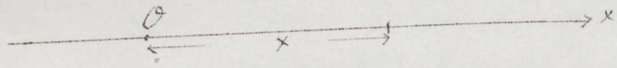


Fig 1.

$$J_1 = \frac{a}{2} \sin 2\pi\left(Nt - \frac{x}{\lambda}\right) \ldots\ldots\ldots\ldots (3).$$

Medens en tilsvarende Bølge, der bevæger sig i den negative Retning, er bestemt ved:

$$J_2 = \frac{a}{2} \sin 2\pi\left(Nt + \frac{x}{\lambda}\right) \ldots\ldots\ldots\ldots (4).$$

Resultanten af disse to fremadskridende Bølger er en stående Bølge bestemt ved Ligningen:

$$J = J_1 + J_2 = a \cdot \cos 2\pi \cdot \frac{x}{\lambda} \cdot \sin 2\pi Nt \ldots\ldots (5).$$

De stående Bølger har altså ogsaa Bølgelængden λ.

Den til (5) svarende Spændingsfordeling vil være:

$$E = b \cdot \sin 2\pi \frac{x}{\lambda} \cdot \cos 2\pi Nt \ldots\ldots (6)$$

K2.

idet Spændingen paa analog Maade maa danne staaende Bölger, hvis Amplitude er Maximum for $\sin 2\pi \frac{t}{T} = 0$, medens Strömfordelingens Knudepunkter falder sammen med Spændingsfordelingens Maximumspunkter.

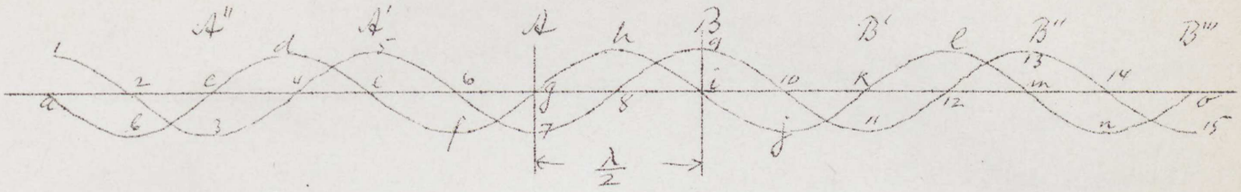


Fig. 2.

I Fig. 2 fremstiller abc . . o den maximale Strömkurve. For denne Strömfordeling er Spændingen Nul overalt paa Ledningen. Kurven 1 2 3 . . 15 giver den maximale Spændingsfordeling, der indtræffer $\frac{1}{4}$ Periode senere, den tilsvarende Strömstyrke er overalt Nul. Man ser af Figuren, at ialt stadig er de samme Elektricitetsmængder, der deltager i Svingningen indenfor et Ledningsstykke som AB, idet Strömstyrken altid er Nul, baade i A og B. Man kan altsaa skære Ledningen over i alle Punkterne A og B, uden at dette foraarsager nogen Forstyrrelse paa Svingningerne. Dette vil ogsaa gælde for alle Svingninger, hvis Frekvenser er Multipla af N og hvis Knudepunkter for I falder sammen med Grundsvingningens. – Vi forudsætte nu, og det er den mindst vidtgaaende af de gjorte Forudsætninger, at Svingningerne i Stykket AB foregaar paa samme Maade som hidtil, selv om vi fjerne hele Resten af Ledningen, saaledes at kun Stykket AB bliver tilbage. Under disse Forudsætninger vil den lineære Leder AB (Fig. 3), hvis Længde er l, have en Grundsvingning med Bölgelængde $\lambda = 2l$ og Frekvens

$$N = \frac{v}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^{10} \text{ cm/sek}}{2l \text{ cm}}; \quad \ldots (6).$$

medens alle Oversvingninger har Frekvenser, der er Multipla af N.

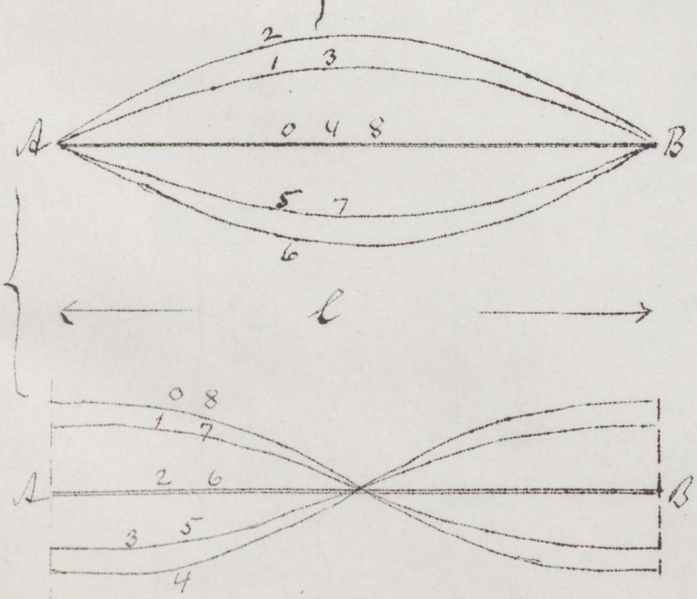


Fig. 3.

I Fig. 3 er vist baade Strøm- og Spændingskurver til forskellige Tidspunkter, og sam-

menhørende Kurver er mærket med samme Tal.

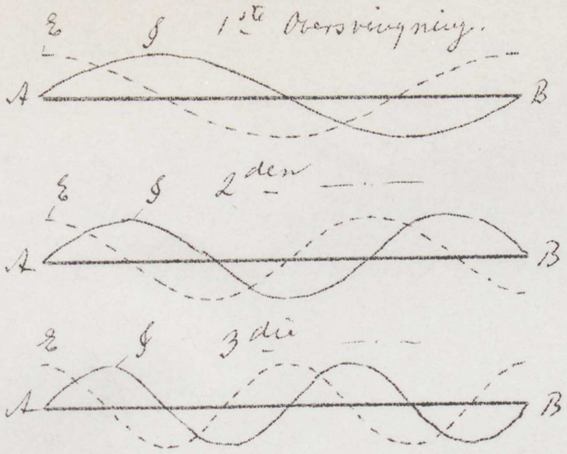


Fig. 4.

Fig. 4 viser Strøm- og Spændingsfordeling for nogle Overtoninger i Lederen A B.

Man ser let, at Begreberne: Selvinduktion, Kapacitet, Modstand og log. Dekrement ikke lade sig bestemme og måle paa Maade for Oscillatorer og for lukkede Svingningskreds. Det er dog ofte bekvemt at benytte analoge Betegnelser ogsaa for Oscillatorer, og man sætter da:

$$2\pi N = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (7)$$

og

$$\delta = \frac{R}{2N L}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (8).$$

hvor man betegner R, L og C som den „virksomme" Modstand, Selvinduktion og Kapacitet, medens δ er det virksomme Jouleske Dekrement.

Her er $R|\mathfrak{F}^2|$ den Energi, der pr Sekund omsættes til Varme, medens $L|\mathfrak{F}^2|$ er den maksimale Værdi af den magnetiske Svingningsenergi, idet $\sqrt{|\mathfrak{F}^2|}$ betegner den højeste Værdi, den effektive Strømstyrke antager i noget Punkt af Oscillatoren.

Det ses let, at R, L og C faar ganske forskellige Værdier for Grundsvingningen og Overtoningerne.

Den lineære Oscillator egner sig kun i faa Tilfælde til Benyttelse i den trraadløse Telegrafi; man anvender med Fordel mere komplicerede Former. Beregningen af Strøm- og Spændingsfordelingen ved disse, støder dog paa saa store Vanskeligheder, at vi her slet ikke kan gaa nærmere ind paa dette Spørgsmaal.

I Fig 5–10 er derimod skema-

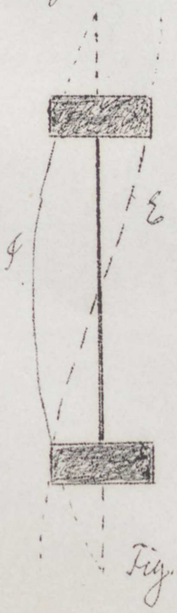


Fig. 5.



Fig. 6.

tisk vist den omtrentlige Strøm- og Spændingsfordeling i nogle særlige Tilfælde.

Figurerne forstaas gennemgaaende uden videre, dog vil det maaske være rigtigst at bemærke følgende: Sætter man, som vist i Fig. 7, en Oscillator i Forbindelse med en meget stor, plan Masse M med stor Ledningsevne, saa vil der fremkomme et Spændingsknudepunkt i Oscillatorens Fodpunkt A, og

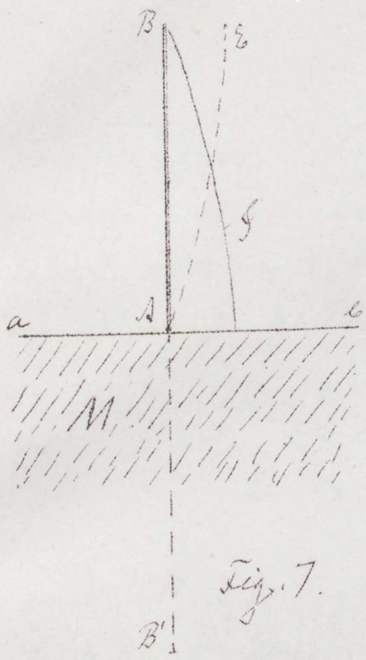


Fig. 7.



Fig. 8.

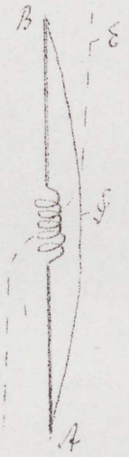


Fig. 9.

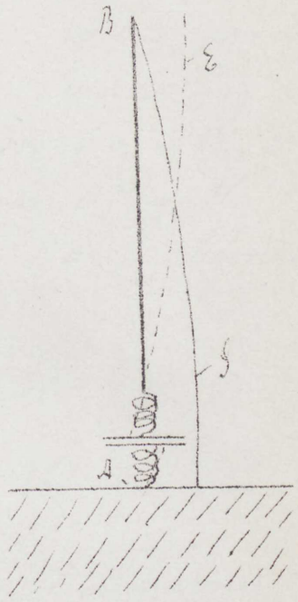


Fig. 10.

Oscillatoren vil svinge ganske som om den havde den dobbelte Længde BB'. Bølgelængden bliver altsaa i dette Tilfælde $\lambda = 4l$. Det elektromagnetiske Felt over Planen ab, er ogsaa ganske som om det var frembragt af en fri Oscillator BB'. I For godt ledende Jordbund gælder noget lignende for Jorden, som for Metalmassen M; se senere).

Indskydes en Kondensator i Oscillatoren (Fig. 8) forøges dens Frekvens og formindskes dens Bølgelængde, desto mere jo mindre Kondensatoren er og jo nærmere, den er anbragt ved Spændingsknudepunktet. Indskydes derimod en Spole med Selvinduktion (Fig. 9), saa formindskes Frekvensen og forøges Bølgelængden, desto mere jo større Selvinduktionen er og jo nærmere, den er anbragt ved det maksimale Strømpunkt. Indskydes baade en Kondensator og en Spole (Fig 10), saa afhænger det af det indbyrdes Størrelsesforhold, hvor vidt Frekvensen forøges eller formindskes eller eventuelt forbliver uforandret.

For at faa et Begreb om paa hvilken Maade Størrelse og Retning af det elektromagnetiske Felt i fjerne Punkter afhænger af Oscillatorens Form og Størrelse, af Strømstyrke o.s.v., vil vi først betragte Virkningen af et enkelt Strømelement AB, der gennemløbes af Strømmen $J_0 \cdot \sin 2\pi Nt$. (se Fig. 11.) Det tilsvarende magnetiske Felt, M, i Punktet P maa altid være $\perp$ paa det ved AB og P bestemte Plan. Ligger Punktet P langt borte fra AB, saa er den elektriske Kraft, $\mathfrak{E}$, i P $\perp$ paa baade OP og M. $\mathfrak{E}$ ligger altsaa i det ved AB og P bestemte Plan. Størrelsen af M og $\mathfrak{E}$ bestemmes ved:

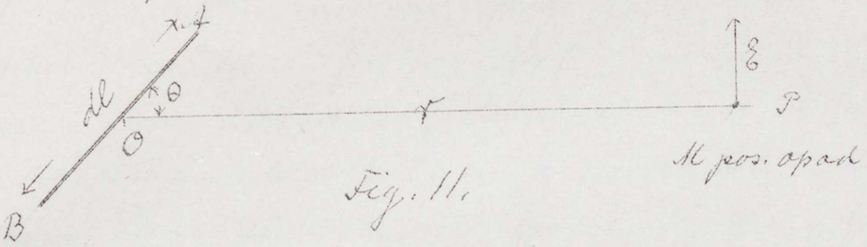


Fig. 11.

$$M = c_1 \cdot 2\pi N \cdot dl \sin\theta \cdot \frac{J_0}{r} \cdot \sin 2\pi\left(Nt - \frac{r}{\lambda}\right) \cdots\cdots (7)$$

og

$$\mathfrak{E} = c_2 \cdot 2\pi N \cdot dl \sin\theta \cdot \frac{J_0}{r} \cdot \sin 2\pi\left(Nt - \frac{r}{\lambda}\right) \cdots\cdots (8).$$

naar M og $\mathfrak{E}$ regnes positive paa den i Fig. 11 angivne Maade. c_1 og c_2 er Konstanter, hvis Værdier afhænger af de benyttede Enheder.

Det fremgaar af (7) og (8), at Forholdet mellem $\mathfrak{E}$ og M er konstant.

Medens det elektriske Felt i Nærheden af Oscillatoren omtrent forholder sig som $\frac{1}{r^3}$, det magnetiske omtrent som $\frac{1}{r^2}$, saa viser (7) og (8), at begge Feltintensiteter i stor Afstand er proportionale med $\frac{1}{r}$.

Naar man kender Strømfordelingskurven for Oscillatoren, volder det ingen Vanskelighed at bestemme Feltintensiteten i et vilkaarligt, fjernt Punkt. Er saaledes Oscillatoren retliniet, saa angiver Π et Maal for Feltets Styrke i fjerne Punkter, hvor

$$\Pi = \sin\int_{-\frac{c}{2}}^{+\frac{c}{2}} J\,dx, \cdots\cdots (9)$$

hvor J er den maksimale Strømstyrke i Afstanden x fra Oscillatorens Midtpunkt.

Er Oscillatoren en krum, plan Kurve, saa faar man for alle Punkter i Kurvens Plan:

$$\Pi' = \int_{-\frac{l}{2}}^{+\frac{l}{2}} F \sin\theta \, dx \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (9).$$

For en lukket Svingningskreds bliver $\Pi' = 0$; selv om det betragtede Feltpunkt ikke ligger i Oscillatorens Plan, saa vil dog den tilsvarende Værdi af Π' være meget lille for en lukket Kreds. Man forstaar derfor ogsaa, at lukkede Svingningskredse kun udstraale forholdsvis smaa Energimængder.

Det ses umiddelbart, at jo større den elektriske og den magnetiske Feltintensitet er i fjerne Punkter, desto større er, alt øvrigt lige, den elektromagnetiske Straaling, der udgaar fra Oscillatoren.

Af det foregaaende følger, at man ved (som i Fig. 9 og 10) at indskyde Spoler i Oscillatoren, formindsker dennes Udstraalingsevne, ikke alene fordi Frekvensen aftager, men ogsaa fordi Værdien af Π formindskes. Selv om man vælger Størrelsen af den i Fig. 10 viste Kondensator saaledes, at Frekvensen bliver lig med Oscillatorens oprindelige, saa er dog Udstraalingsevnen gaaet ned.

Spolerne fremkalde den virksomme Selvinduktion, og da samtidig Energitabet ved Straaling formindskes, saa forstaa man, at Oscillatorer med Spoler har et meget mindre Straalingsdekrement, δ_S, end Oscillatorer uden Spoler, idet δ_S er bestemt ved

$$\delta_S = \frac{R_S}{2N\underline{L}}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (10).$$

hvor $\underline{R_S}\,|\mathfrak{J}^2|$ er Energitabet pr Sekund paa Grund af Straaling, og $\underline{L}$ og $|\mathfrak{J}^2|$ har samme Betydning som før.

Ifølge Beregninger af Abraham, hvor man for lineære Oscillatorer

$$\delta_S = \frac{2{,}47}{\lg\nu\frac{2l}{d}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (11).$$

hvor som sædvanlig l er Oscillatorens Længde, d dens Diameter.

Sættes $l = 100$ m og $d =$ 0,5 1 2 5 mm

faaes tilsvarende $\delta_S =$ 0,18 0,20 0,21 0,23.

For de i den trandløse Telegrafi benyttede Oscillatorer, er i Almindelighed δ_S meget større end $\underline{\delta}$. — Forholdet $\delta_S/\delta_S + \underline{\delta}$ giver et Maal for Oscillatorens Virkningsgrad. —

Antennen. Den lineære Oscillator bruges meget lidt som Antenne, da den kun kan omsætte smaa Energimængder. Den finder dog stadig Anvendelse ved bevægelige Stationer, særlig hvor man anvender Drager til at bære Antennen.

I Fig. 12–19 er vist forskellige Antenneformer.

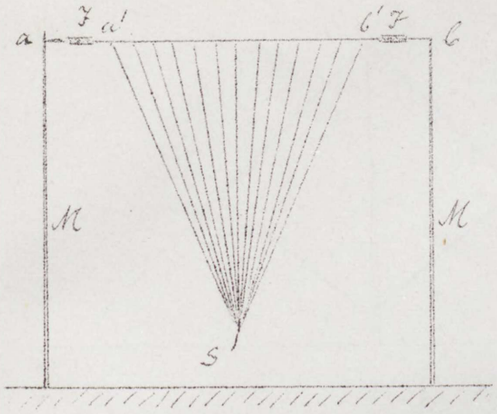


Fig. 12.

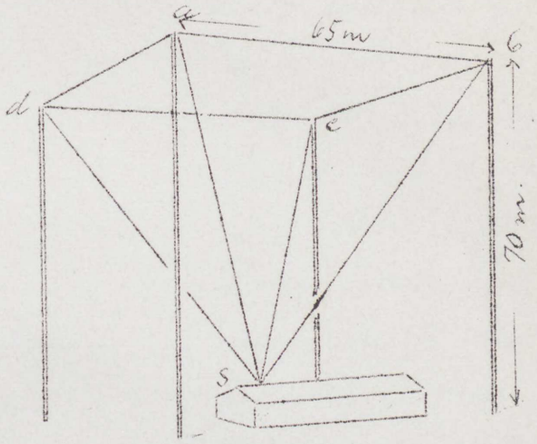


Fig. 13.

Fig. 12 viser en vifteformet Antenne, dannet bares af en Traad ab, der er udspændt mellem Masterne M. Den nederste Del a'b' af ab er isoleret fra Masterne gennem Isolatorerne J. Disse adskille sig ikke væsentlig fra de ved Stærkstrøms-Højspændingsanlæg benyttede. (Isolationen frembyder dog ofte nogle Vanskeligheder i den traadløse Telegrafi, fordi de anvendte Spændinger er meget høje, og fordi den mekaniske Styrke, der kræves af Isolatoren ved store Antenner, tillige er forholdsvis meget stor. Anvendelsen af kontinuerlige Bølger frembyder her en Fordel, idet man ved disse ikke arbejder med nær saa høje Spændinger i Antennen som ved intermitterende Bølger.)

Fra ab udgaar en Række Traade, der alle samles ved Indføringen S til Stationen. Naar man ikke nøjes alene med Traadene a'S og b'S, saa ligger dette i, at man ved Anvendelsen af flere Traade dels opnaar en større Kapacitet af Antennen, dels formindsker dens virksomme Modstand R. Der vil dog som Regel ikke vindes noget ved at anbringe Traadene med mindre indbyrdes Afstand end ca. 1 m, ofte, særlig ved store Antenner, kan man tage Afstanden meget større. —

Alle disse Bemærkninger gælde ogsaa i Hovedsagen for de efterfølgende Antenneformer, men vil ikke blive nærmere berørt for disse. Man maa saaledes f. Eks. tænke sig

Fladerne a S b, b Sc o.s.v. i Fig. 13 indsyet med Traade i Analogi med Fladen a' S b' i Fig. 12.

Fig. 13 viser en af Marconi paa Poldhu-Stationen benyttet, pyramideformet Antenne. De viste Master er udført som Gitterkonstruktioner.

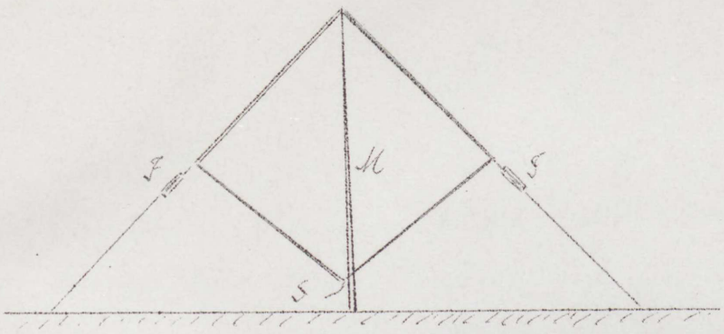


Fig. 14.

Fig. 14 forestiller en Dobbelt-Keglantenne i Trevinkel. Alle de hidtil viste Antenner har et meget stort Straalingsdekrement. I den senere Tid anvender man meget Antenner med forholdsvis ringe Straalingsdekrement, dette gælder saaledes den i Fig. 15. viste Paraply-Antenne, der anvendes meget paa Brint-Stationer.

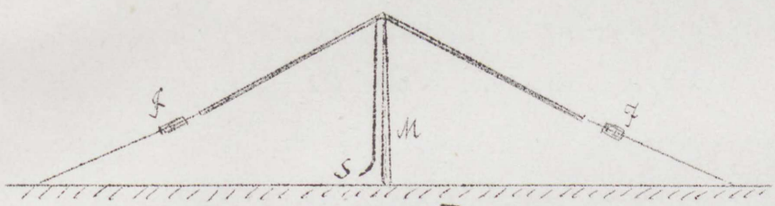


Fig. 15.

Paa Poulsen-Stationer benyttes ofte en Mellemting mellem Fig. 15 og 14, idet man ved kontinuerlige Bølger kan benytte et ret stort Straalingsdekrement uden at formindske Selektiviteten.

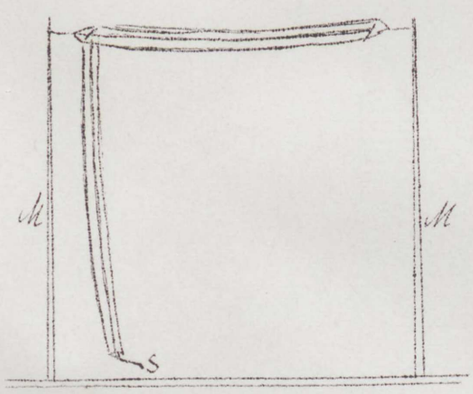


Fig. 16.

Fig. 16 og 17 viser et Par Antenneformer, der benyttes meget ved Skibsstationer.

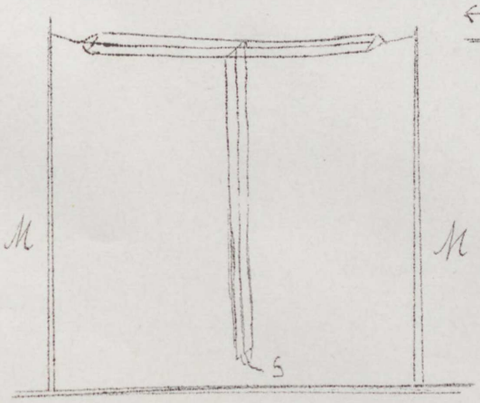


Fig. 17.

Fig. 18 viser en cirkulær Antenne der en kort Tid benyttedes af Marconi

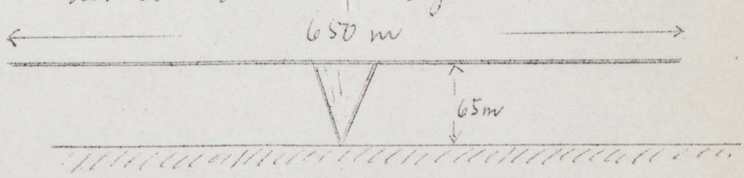


Fig. 18.

paa Glace-Bay Stationen, hvor den dog nu er erstattet af den i Fig 19 viste Form.

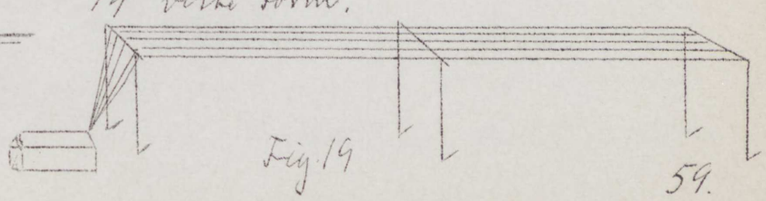


Fig. 19

Forskellige Antenneformers Fjernvirkning. Vi vil her kun betragte Antenner med lodret Akse og kun undersøge Feltet i et Plan ⊥ paa denne Akse. Det fremgaar da af (7) og (5), at man kan tage Π_0 som et Maal for Udstraalingen, naar

$$\Pi_0 = \int_0^l I \sin \vartheta_0 \, dl$$

idet ϑ_0 er den Vinkel, Strømelementet danner med den vandrette Radius-Vektor til Feltpunktet. Π_0 kan grafisk fremstilles som Arealet af en Flade, der begrænses af Antennens lodrette Akse og en Kurve, hvis Afstand fra Aksen er lig med den samlede Strømstyrke i den betragtede Højde af Antennen. Π_0 er altsaa det Areal, der indesluttes mellem Aksen og Antennens Strømfordelingskurve. Fig. 20–22 viser 3 Eksempler paa saadanne Π_0-Flader. Π_0 er for samme maksimale Strømstyrke I_0 og samme Antennehøjde størst for den i Fig. 21 viste Kegleantenne,

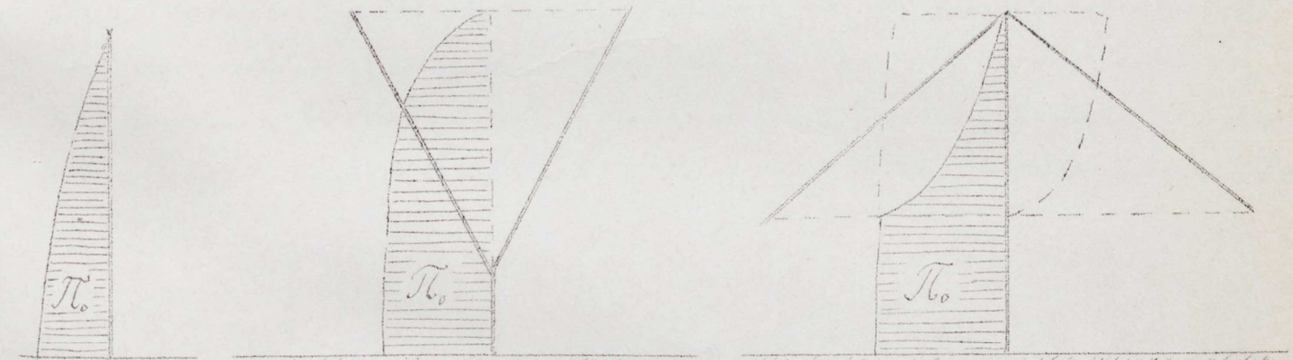


Fig. 20. Fig. 21. Fig. 22.

mindst for Paraplyantennen i Fig. 22, medens den lineære Oscillator, Fig. 20, ligger imellem disse. Paa den anden Side er Π_0-Fladens Areal proportional med Strømamplituden I_0 i Antennens Fodpunkt. For en konstant Maksimalspænding i Antennen vokser I_0 med den virksomme Kapacitet, og Paraplyantennen, der har en meget stor virksom Kapacitet, kan derfor gøre for den samme Maksimalspænding og samme Højde udstraale mere Energi end de to andre, i Fig. 20 og 21 viste, Antenneformer.

Det samlede, logaritmiske Dekrement, $\delta = \delta_t + \delta_s$, har omtrent følgende Værdier for de forskellige Antenneformer:

Paraplyantenne ..... $\delta = 0.1$.

Lineare Oscillator og Skibsantenne (Fig 16 og 17) $\delta = 0.2$ à 0.3.

Vifte- og Keglantenne ..... $\delta = 0,3$ à 0.4.

Som før nævnt reduceres disse Værdier stærkt, hvis man indskyder Spoler med Selvinduktion i Antennen.

Antennens Forbindelse med Jorden. Man udnytter saa godt som altid det ovenfor omtalte Forhold, at en med Jorden paa passende Maade forbunden Oscillator, virker som en Oscillator af den dobbelte Længde og har sit maksimale Strømpunkt i Fodpunktet. Begge Dele er meget heldige, idet man derved kan reducere Antennens Højde til det halve og som man uden Vanskelighed kan komme til at paavirke den i det maksimale Strømpunkt. — Jordforbindelsen kan i Hovedsagen tilvejebringes paa to Maader. For det første ved direkte Jordforbindelse gennem en „Jordplade". Denne Metode bruges særlig ved Skibsstationer, idet Antennens nederste Ende sættes i direkte Forbindelse med Skibsskroget; man faar derved en udmærket Jordforbindelse, da Havvand i denne Sammenhæng kan betragtes som særdeles godt ledende (se senere). For Landstationer bør der altid, selv om Jordbunden er ret godt ledende, til direkte Jordforbindelse anvendes store i Jorden nedgravede Metaltraadnet for at ikke Tabet ved Jordstrømme skal

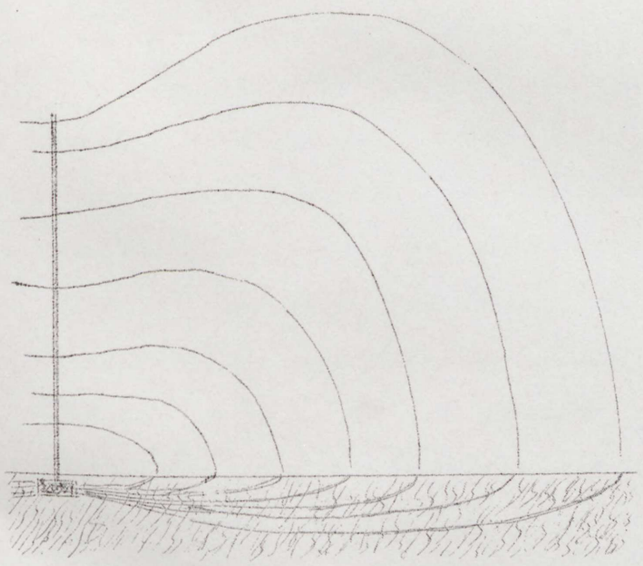


Fig. 23. Jordplade.

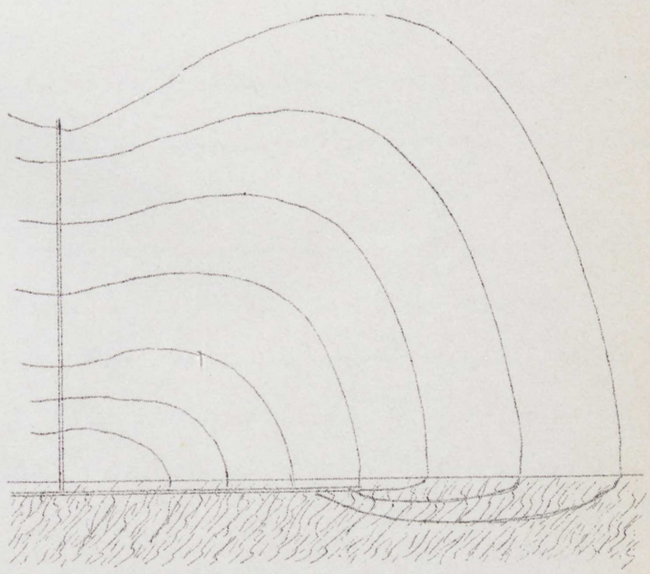


Fig. 24. Jordnet.

blive for stort. Sammenlign Fig. 23 og 24. Den anden Metode bestaar i Anvendelsen af en saakaldt „Modvægt", der som Regel bestaar af et stort Net af Me-

taltraade, der er udspændt i 0,5 à 1.0 Meters Afstand fra Jordoverfladen. Nettet børes som Regel af Træpæle og isoleres ved Porcelænsisolatorer. Virkningen bliver i Hovedsagen den samme, som ved Anvendelse af et tilsvarende Net i Jorden; dog bliver Tabet paa Grund af Jordstrømme noget mindre ved overjordiske Net, idet Strømtætheden i Jorden i dette Tilfælde er mere ligelig fordelt over hele Arealet. Er Jordbunden meget daarlig ledende, kan man med Fordel anvende baade overjordisk og underjordisk Net; det sidste bør navnlig indeholde lange radiære Traade, der kjøre til med ringe Tab at lede Strømmene i Jorden hen til det overjordiske Net.

Ved transportable Stationer benyttes ofte Net eller Traade, der ligger løst ovenpaa Jorden; det samme benytte ogsaa paa Klippegrund ved faste Stationer. Under saadanne Forhold bør man give det udlagte Net en meget stor Udstrækning. Ved den sidstnævnte Anbringelse af Nettet er man naturligvis i højere Grad end ved de først omtalte, udsat for at Jordforbindelsen bliver afhængig af Vejrliget og andre Forhold.

Tab ved Ionisation og Afledning er ofte vanskelig at undgaa ved de her benyttede, særdeles høje Spændinger, særlig ved intermitterende Bølger. Man bør altid undgaa Spidser og skarpe Kanter paa en Antenne, da der særlig paa saadanne Punkter let fremkommer Udladninger.

Hvirvelstrømstabet formindskes ved saa vidt muligt at dele alle nærliggende Metaldele, nemlig lange Stænger og Staalbroløve, ved indskudte, isolerende Mellemled. Dette bør saaledes altid ske ved de Staalbroløbardüner, der som Regel benyttes til at afstive Masterne. Er disse af Jern bør der ogsaa deri indskydes isolerende Mellemstykker, for saa vidt man ikke kan arrangere det saaledes, at Masten kommer til at danne en Del af Antennen; i sidste Tilfælde maa den isoleres fra Jorden.

Antennens Kobling til Generatoren. Marconis første Arrangement fremgaar af Fig. 25 (næste Side). Gnistrummet g var indskudt direkte i Antennen, og denne bestod af en enkelt Traad. Noget senere forbedrede han Virkningen ved at anbringe en Metalbroløbskurv eller lignende i Toppen af Antennen, som antydet i Fig. 25. Dette er dog atter forladt til Fordel

for en af de i det foregaaende omtalte Antenneformer. (Anvendes den lineære Oscillator, saa opstaar der en hel Række kraftige Overstvingninger; den dertil anvendte Energi maa betragtes som tabt, idet man paa Modtageren kun nyder godt af Grundsvingningen. For de nyere Antenners Vedkommende er Overstvingningerne mindre fremtrædende.)

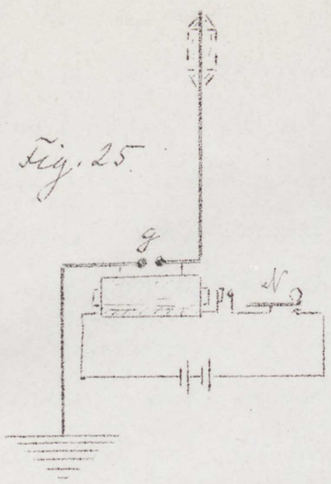


Fig. 25.

De Bølger man frembringer paa denne Maade, er meget stærk affaldende, da det svingende Systems Dæmpning er meget stor. Selektiviteten er derfor yderst ringe. Ved at indskyde Spoler i Antennen kan man ganske vist formindske Dæmpningen, men samtidig gaar ogsaa Tjørnvirkningen ned, saaledes at man for at opnaa en vis Telegraferingsafstand, maa anvende en meget høj Ladespænding; men i saa Fald opstaar store Isolationsvanskeligheder.

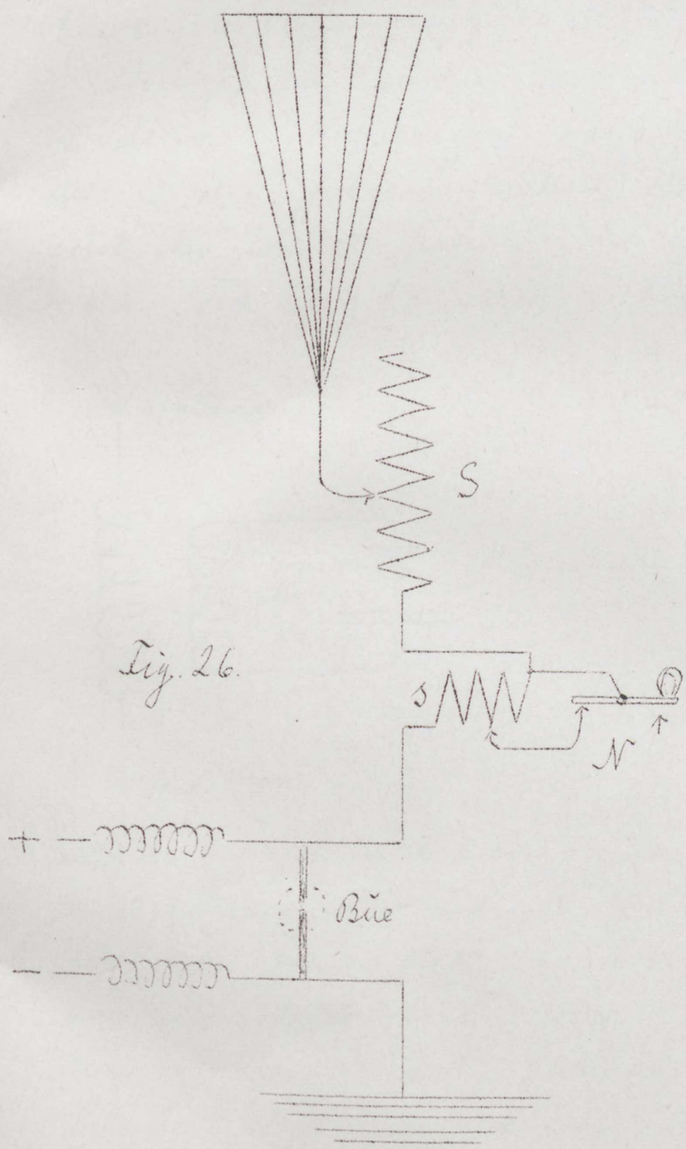


Fig. 26.

Disse Ulemper har ført til, at den oprindelige Marconi-Opstilling er saa godt som fuldstændig forladt paa alle større Gniststationer til Fordel for den oprindelig af Braun angivne Opstilling, hvor Gnistrummet er henlagt til en særlig Kres, Generatorkresen, medens Antennen paa en eller anden Maade kobles til denne.

Derimod anvendes ofte paa Bue-Stationer en Opstilling, der er ganske analog med den i Fig. 25 viste. Ved Anvendelsen af kontinuerlige Bølger forsvinder nemlig alle de omtalte Vanskeligheder og tilbage bliver, som en ikke ubetydelig Fordel, Opstillingens store Simpelhed. Fig. 26 viser et paa Lyngby-Station ofte benyttet Arrangement. Den udsendte Bølge=

længde kan varieres ved som antydet at forandre Selvindüktionen S. Telegraferingen foregaar paa den Maade, at man ved Nøglen N bryder Kortslutningen af nogle faa Viklinger af en Spole s. Derved forandres Længden af den udsendte Bølge en lille Smule, som Regel mindre end 1%. Dette er tilstrækkelig til, at Modtagerstationen kan modtager kendelig Energi, naar Nøglen er trykket ned. Man faar paa denne Maade kan ringe Gnistdannelse ved Nøglen, lige som Buen praktisk talt faar Lov til at brænde under de samme Forhold hele Tiden. Ved Hurtigtelegrafi erstattet N af en automatisk Sender. Det viser sig, at man paa denne Maade kan sende 300 Ord pr Minut og derover; Buen er altsaa i Stand til at „følge med" selv ved saa hurtige Variationer. (Der er paa denne Maade telegraferet 300 Ord pr. Min. fra Esbjerg til Lyngby (Primærenergi: 2,6 KW) og 125 Ord pr. Min. mellem Lyngby og Newcastle (Primærenergi 12 KW)).

Bruges en særlig Generatorkres, maa Antennen kobles til denne; Koblingen kan tilvejebringes paa mange Maader. I det følgende skal kun lige nævnes et Par Eksempler, idet der iøvrigt henvises til Teorien for koblede Svingningskrese. Fig. 27 og 28 viser to baade ved Gnist- og Buestationer

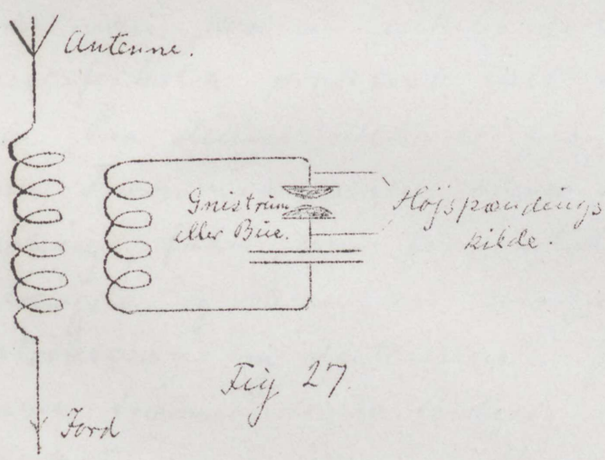


Fig. 27.

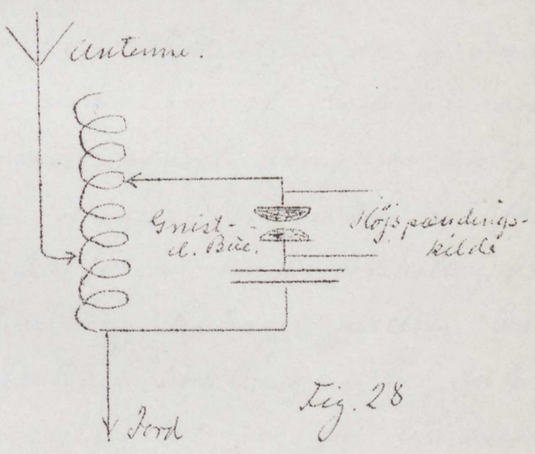


Fig. 28

meget benyttede Koblingsmaader. Medens Tegngivningen ved Gniststationer sker ved, at Gnistudladningerne dels finder Sted, dels ikke finder Sted, saa benyttes som oftest andre Maader paa Buestationerne. Man lader her Buen „brænde" hele Tiden og varierer enten, som allerede omtalt, den udsendte Bølgehengde, eller man varierer Amplituden af den udsendte Bølge. Det sidste kan ske paa flere Maader, f. Eks. ved skiftevis at indskyde og kortslutte en Modstand i Generatorkres eller Antenne. En meget effektiv Maade at variere Udstraalingen

paa er at sætte Antennen til og fra, saaledes at den paa de Tidspunkter, hvor der ingen Tegn udsendes, er uden Forbindelse med Svingningskredsene. Een saa stor Variation i Svingningsforholdene vilde dog virke forstyrrende paa Buen. Dette kan undgaaes ved at benytte en Kompensationskreds, hvis elektriske Konstanter paa det nøjeste svarer til Antennens, og som indskydes i det Øjeblik, Antennen sættes ind af Forbindelsen. Buen arbejder saaledes stadig under samme Vilkaar. Se i øvrigt Fig. 29.

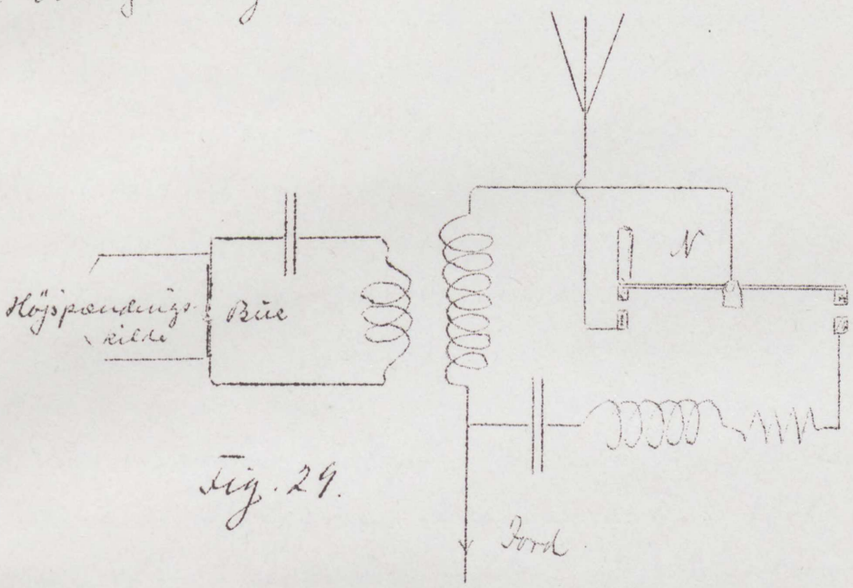


Fig. 29.

Ved Anvendelsen af kontinuerlige Bølger, fremkommer der ingen Komplikationer ved Koblingen, kun er naturligvis Bølgelængden noget afhængig af Koblingsgraden.

Ved Gniststationer er Forholdet i Hovedsagen dette: Anvendes meget lø Kobling, faar man kun en enkelt Bølge, hvis Bølgelængde og Dæmpningsforhold praktisk talt kun afhænger af Generatorkredsen. Paa denne Maade faar man svagt dæmpede Bølger, men Fjernvirkningen bliver kun ringe. Anvendes et fast Kobling, faaes, som før omtalt, 2 Bølger med forskellig Bølgelængde, og Energien svinger frem og tilbage mellem Generatorkredsen og Antennen. Jo fastere Koblingen er, desto mere fjerner de to Bølgers Svingningstal sig fra hinanden, og desto mere mindrer Bølgernes Dekrement sig til Antennens. Man kan ved fast Kobling opnaa god Fjernvirkning, men samtidig gaar Selektiviteten ned. Det er tidligere (p. 32) omtalt, hvorledes man kan imødegaa en Del af disse Ulemper.

(Teorien for den koblede Gnistsender er meget indviklet og maa derfor forbigaaes her. Jahrbuch d. drahtl. Tel. indeholder en hel Del angaaende dette Emne og tilbyder gode Literaturfortegnelser.).

§6. De elektromagnetiske Bølgers Bevægelse fra Afsenderen til Modtageren. Retningstelegrafi.

Ligningerne (7) og (8) i §5 viser, at der fra Afsenderen udgaar elektromagnetiske Bølger, der bevæger sig med Lysets Hastighed. Befandt Afsenderen sig i det frie Rum, vilde Bølgerne blive Kugleformede, idet dog Intensiteten er størst i Antennens Diametralplan. Vi har tidligere set, at hvis dette Plan danner Begrænsningen for en godt ledende Masse, saa forander dette ikke Bølgebevægelsen i det resterende, frie Halvrum. Nu er Jorden ikke fuld, men Kugleformet og dertil meget daarligt ledende, saa det anførte giver os ingen bestemt Oplysning om, hvorledes Udstraalingsforholdene er for en paa Jorden anbragt Antenne. Erfaringen i Forbindelse med theoretiske Undersøgelser tyder dog meget bestemt paa, at Udstraalingen i Hovedsagen følger Jordens Overflade. I Almindelighed bruger Bølgerne kun ganske kort ned i Jorden, tidt mer eller mindre efter Jordbundens Ledningsevne (se senere). Man kan derfor betragte det Rum, inden for hvilket Bølgebevægelsen finder Sted, som begrænset nedad til ved en Kugleflade, der f. Eks. ligger 100 m. under Jordoverfladen. Opad til er dette Rum begrænset, som det vil ses af det følgende. Efterhaanden som man fjerner sig opad fra Jordens Overflade, aftager som bekendt Lufttrykket, saaledes svarer til:

en Højde paa	0	10	20	50	100 km
et Lufttryk paa	760	199,2	42,2	0,32	0,02 mm Hg.

Da de højere Luftlag samtidig i høj Grad er udsatte for Jonisation af det kraftige Sollys, der i den Højde indeholder mange ultraviolette Straaler, saa forstaar man, at Ledningsevnen vokser meget stærkt og naar et Maksimum i en Højde omkring 30 à 40 Km. Der efter aftager den atter og bliver ubetydelig, naar man kommer i større Afstand fra Jorden.

Overstaaende Tabel giver en Oversigt over Ledningsevnen for nogle Materialier, der har særlig Interesse i denne Sammenhæng.

Materiale.	Ledningsevne i C.G.S. Enheder.[1]	Dielektricitetskonstant.
Kobber	$\sigma = 57{,}5 \times 10^{-5}$	
Kviksölv	$1{,}06 \times 10^{-5}$	
Havvand	" 10^{-11}	$k =$ ca. 80.
Flodvand	" 10^{-14}	80.
Vaad Jord	$10^{-13} - 10^{-14}$	" 5-15.
Tor Jord	under 10^{-15}	" 2-6.
Fortyndet Luft	indtil 10^{-16}	1.

Det fremgaar heraf, at fortyndet Luft kan have en Ledningsevne, der er större end Havvandets. Nu er selv tynde Lag af Havvand (nogle faa Meter) ganske ugennemtrængelige for de elektromagnetiske Bölger; det samme maa gælde for den godt ledende, fortyndede Luft. Det Rum, hvori de elektromagnetiske Bölger skrider frem, er derfor indskrænket til en ca. 30 km tyk Kugleskal, hvis indvendige Flade ligger en lille Smule under Jordens Overflade.



Fig. 1.

Fig. 1. viser de omtrentlige Störrelsesforhold, man ser hvor relativt tynd den nævnte Kugleskal er.

Det nævnte Forhold er sikkert af stor Betydning for Radiotelegrafien, idet de elektromagnetiske Bölger, derved hindres i til ingen Nytte at sprede sig ud i Verdensrummet. (Traadlös Telegrafi til Mars er blandt andet af denne Grund umulig).

I stor Afstand fra Afsenderen nærmer Bölgerne sig til at være plane. Medens den teoretiske Behandling af kugleformede eller cylindriske Bölgers Bevægelse henad en mer eller mindre godt ledende, plan Masse, stöder paa store Vanskeligheder, saa volder Beregningen af en plan Bölges Be-

[1] σ udtrykt i: C.G.S. Enheder er 10^{-9}/Ohm pr □cm.

vægelse ingen større Vanskelighed. Vi vil derfor ganske indskrænke os til disse, idet vi give et Uddrag af Resultaterne af Zennecks Arbejder paa dette Omraade.

Der benyttes følgende Betegnelser:

$\mathcal{E}$ = den elek. Feltintensitet.
M = den magn. — " —
ε = Dielektricitetskonstanten.
μ = Permeabilliteten.
σ = Ledningseonen.
$\nu = 2\pi \times$ Frekvensen
v = Konstant $= \frac{1}{4\pi}$ i d. magn. C.G.S. System.

Det elektromagn. C.G.S. System.
Størrelser uden Indeks gælder Lederen, med Indeks 0 Luften.
Koordinaternes Retning fremgaar af Fig. 2.

$4\pi\varepsilon_0 = \frac{1}{9}\cdot 10^{-20}$; $4\pi\mu_0 = 1$.

$q_0 = \frac{\nu\,\varepsilon_0}{\sigma} = \frac{10^{-20}}{36\pi}\cdot\frac{\nu}{\sigma}$; $q = \frac{\nu\,\varepsilon}{\sigma} = \frac{10^{-20}}{36\pi}\cdot\frac{k\,\nu}{\sigma}$;

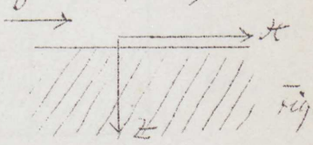


Fig. 2.

$k = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} = \frac{q}{q_0}$ = Lederens Dielektricitetskonstant med Luftens som Enhed.

Feltets Retning og Face.

Man har:

$$\frac{\mathcal{E}_{0x}}{\mathcal{E}_{0z}} = -\sqrt{\frac{q_0}{\sqrt{1+q^2}}}\cdot e^{j\varphi_0}, \text{ hvor } tg\,2\varphi_0 = \frac{1}{q} \quad \left(\begin{matrix}2\varphi_0 \text{ tages i } 1^{\text{ste}}\\ \text{Kvadrant}\end{matrix}\right)$$

De fuldt opstrukne Kurver i Fig. 3 (alle efterfølgende Kurver gælder for $\nu = \pi\cdot 10^6$) giver Værdien af $\sqrt{\frac{q_0}{\sqrt{1+q^2}}}$, medens de punkterede Kurver fremstiller Værdien af φ_0.

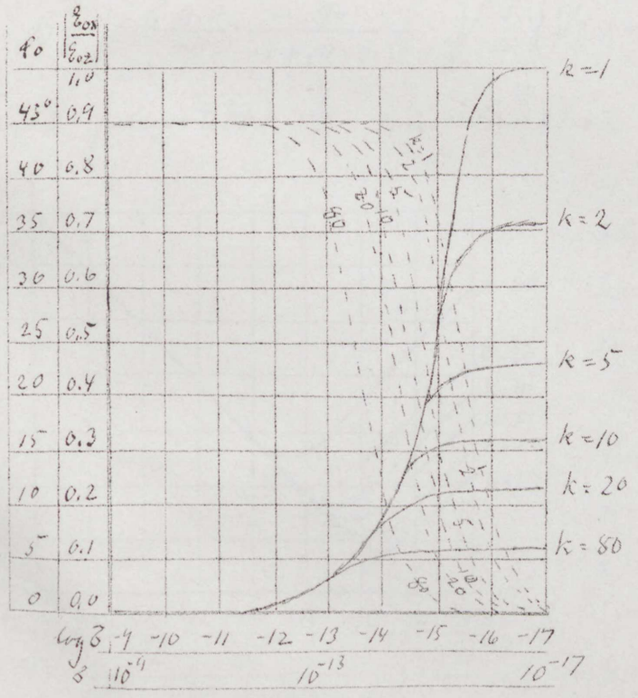


Fig. 3.

For Lederen er

$$\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_z} = -\sqrt{\frac{\sqrt{1+q^2}}{q_0}}\cdot e^{-j\varphi},$$

hvor $tg\,2\varphi = -\frac{1}{q}$ $\left(\begin{matrix}2\varphi \text{ tages i}\\ 2^{\text{den}} \text{ Kvadr.}\end{matrix}\right)$.

og $\varphi = 90° - \varphi_0$.

Man har altsaa:

$$\left|\frac{\mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_z}\right| = \frac{1}{\left|\frac{\mathcal{E}_{0x}}{\mathcal{E}_{0z}}\right|}.$$

Fig. 3 kan altsaa ogsaa bekvemt bruges til at finde Værdierne for Lederen.

Den elektriske Feltintensitet kan fremstilles ved en Vektor, der udgaar fra Begyndelses-

punktet, og hvis Spids gennemløber den i Fig. 4 viste Ellipse, for hvilken man har:

$$\frac{OB}{OA} = \left|\frac{\mathfrak{E}_x}{\mathfrak{E}_z}\right| \text{ og } \frac{OA_1}{OA} = \frac{OB_1}{OB} = \sin\varphi \quad \text{(for Lederen)}$$

og

$$\frac{OB}{OA} = \left|\frac{\mathfrak{E}_{0x}}{\mathfrak{E}_{0z}}\right| \text{ og } \frac{OA_1}{OA} = \frac{OB_1}{OB} = \sin\varphi_0 \quad \text{(for Luften)}.$$

Fig. 5–7 viser Halvdelen af saadanne Ellipser baade for Luften og for Lederen i nogle typiske Tilfælde.

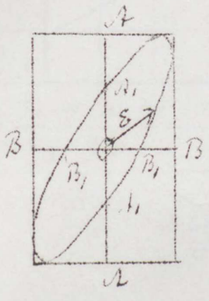
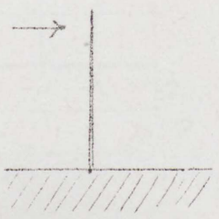
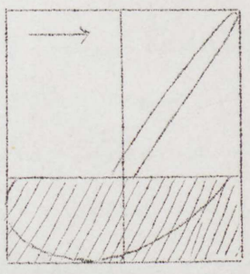


Fig. 4.



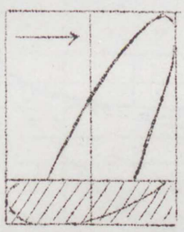
$\delta > 10^{-13}$. k vilkaarlig.

Fig. 5.



φ_0 lille.
φ omtrent 90°.

Fig. 6.



φ_0 og φ begge ret store.
$\delta < 10^{-15}$.
k ret lille.

Fig. 7.

Bølgernes Absorption i Bevægelsesretningen.

Kaldes den Afstand, inden for hvilken Bølgernes Amplitude formindskes til $\frac{1}{e}$ af den oprindelige Værdi, for $\frac{1}{B}$, saa har man til Bestemmelse af B:

$$B = \sqrt{\frac{\delta \cdot 4\pi\nu}{v^2} \cdot \frac{\varphi_0}{1+(\varphi+\varphi_0)^2}} \cdot \sqrt{\frac{1}{2}\left\{\sqrt{(1+\varphi\varphi_0+\varphi^2)^2+\varphi_0^2}-(1+\varphi\varphi_0+\varphi^2)\right\}}$$

Fig. 8 fremstiller $\frac{1}{B}$ som Funktion af δ for forskellige Værdier af k. Kurverne viser den store Indflydelse, Dielektricitetskonstanten har for Ledningsevnen mindre end 10^{-13}. Endvidere ser man, $\frac{1}{B}$ er Minimum for en ganske bestemt Værdi af δ, der kun er forholdsvis lidt afhængig af k.

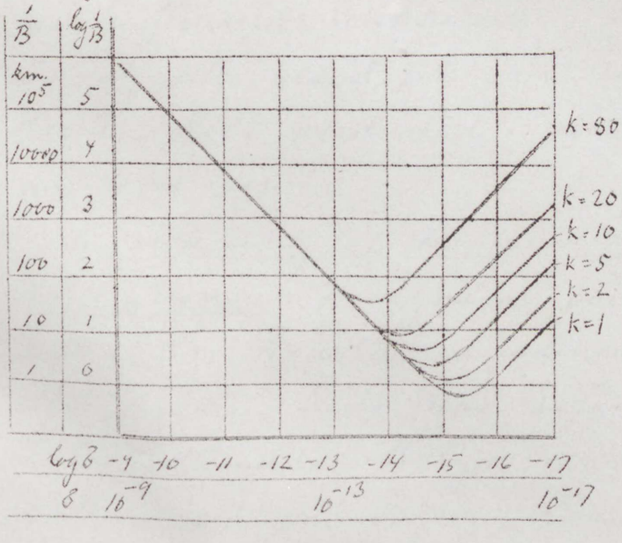


Fig. 8.

Den til $\nu = \alpha \cdot \pi \cdot 10^6$ svarende Værdi af $\frac{1}{B}$ findes saaledes: Man tager i Fig. 8. Værdien $\frac{1}{B}$, svarende til Ledningsevnen $\frac{\delta}{\alpha}$ og Dielektricitetskonstanten k, og dividerer den saaledes fundne Værdi med α.

Bölgernes Absorption beregnet nedad fra Jordoverfladen.

Den Dybde, i hvilken Amplituden er formindsket til en $\frac{1}{e}$ D.e af den oprindelige Værdi, kaldes $\frac{1}{D}$, og Fig. 9 fremstiller Værdien af $\frac{1}{D}$ som Funktion af δ og for forskellige Værdier af k.

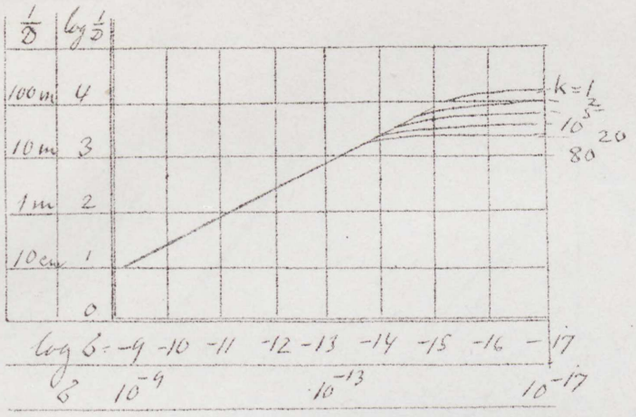


Fig. 9

Bölgernes Absorption langs Jordoverfladen. Fandt der intet Energitab Sted ved Bölgefeltets Begrænsning, saa vilde, som før sagt, Bölgernes Amplituder være proportionale med $\frac{1}{r}$, hvor r er Afstanden fra Afsenderen. I Fig. 10 viser den øverste Kurve Amplitudens Afhængighed af Afstanden i dette Tilfælde. De andre Kurver i Fig. 10 giver Amplitudens Størrelse, naar der, foruden Svækkelsen paa Grund af Afstanden, tillige finder Absorption Sted ved Jordens Overflade. De enkelte Kurver svarer til de paaskrevne Værdier af B. Størrelsen af B findes ved Hjælp af Fig. 8. Det fremgaar af Fig. 10, at naar Værdien af B er mindre 10^{-4}, kan man se bort fra Absorptionen ved Jordens Overflade, da det i saa Fald alene er Faktoren $\frac{1}{r}$, der bestemmer Svækkelsen. Ved Sammenligning med Fig. 8 ses, at dette altid vil være Tilfældet ved Telegrafering over Havet. Helt anderledes stiller Forholdet sig for Telegrafering over større Egne.

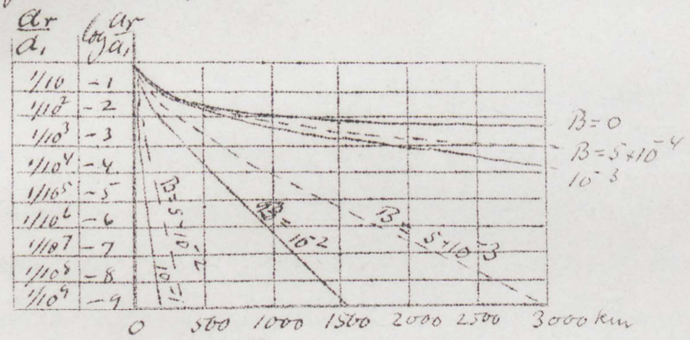


Fig. 10.

Indvirkning af Luftens Ledningsevne paa Bölgernes Absorption. Beregning viser, at denne Indvirkning under sædvanlige Forhold er uden nævneværdig Betydning. Paa den anden Side har Erfaringen vist, at det, særlig med intermitterende Bölger, er langt lettere at telegrafere om Natten end om Dagen. Man har søgt at forklare dette Forhold ved at antage, at Ionisationstallet ved Antennen var særlig stort om Dagen paa Grund af Luftens større Ledningsevne. Forandringen kan maaske ogsaa skyldes en mer

eller mindre pludselig Overgang til de godt ledende, høje Luftlag. Jo mere pludselig Overgangen i Ledningsevnen finder Sted, desto mindre Tab lides der ved denne Begrænsning.

Feltets Retning i Forhold til Antennens Retning. Medens det elektriske Felts Retning over Vandflader meget nær er lodret, saa kan paa den anden Side Retningen over tør Jordbund af vige en hel Del fra den lodrette, og navnlig er Feltet fremad

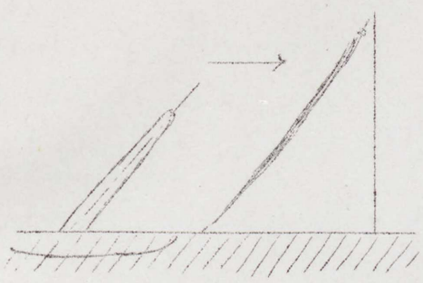


Fig. 11.

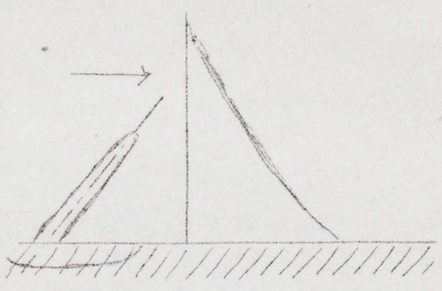


Fig. 12.

heldende i Bevægelsesretningen. Modtagerstationens Antenne virker derfor bedst, hvis den, som Fig. 11 viser, har en tilsvarende Retning. Særlig uheldig er det i Fig. 12 viste Forhold.

Retningstelegrafi. En Antenne, der bestaar af en Omdrejningsflade med lodret Akse, udstraaler, som før set, lige megen Energi i alle Retninger. Er der kun en enkelt Modtagerstation, saa er kun den Del af Energien til Nytte, der udstraales i Retning af denne Station; ja Resten af Udstraalingen er endog skadelig for saa vidt, som den kan virke forstyrrende paa andre Stationer. Det ligger derfor nær at søge at begrænse Udstraalingen til kun at finde Sted i visse Retninger, og man kan med Tilnærmelse opnaa dette Resultat paa flere Maader.

Fig. 13 viser to lodrette Antenner, A og B. A udsender Svingningen $E \sin nt$; B's Svingning er $E \sin(nt + \Theta)$. Bølgelængden betegnes ved λ, og Afstanden mellem A og B ved d. Antennen A frembringer da en Feltintensitet i Punktet S, der naar Afstanden r er stor, kan skrives som:

$$I \sin\left(nt + \frac{\pi d}{\lambda} \cos\varphi\right).$$

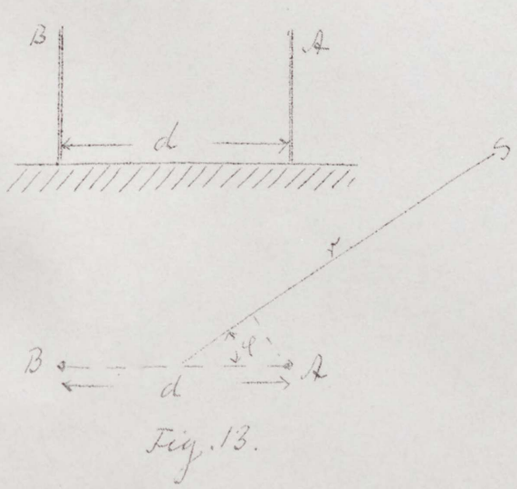


Fig. 13.

Den af B frembragte Feltintensitet er tilsvarende:

$$I \sin\left(nt + \Theta + \frac{\pi d}{\lambda} \cos\varphi\right).$$

Den resulterende Feltintensitet er bestemt ved:

$$I_R = 2I\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi - \frac{\Theta}{2}\right).\sin(\omega t + \frac{\Theta}{2})$$

Her er $I_R^0 = 2I\cos\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi - \frac{\Theta}{2}\right)$

et Maal for Feltintensiteten i Retningen φ. Feltet er altsaa Nul i de ved Ligningen

$$\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi - \frac{\Theta}{2} = k.\,90^\circ$$

bestemte Retninger φ, idet k er et ulige Tal.

Vi vil betragte nogle særlige Værdier af Θ.

$\underline{\Theta = 180^\circ}$. I dette Tilfælde er

$$I_R = 2I\sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}\cos\varphi\right).\cos\omega t.$$

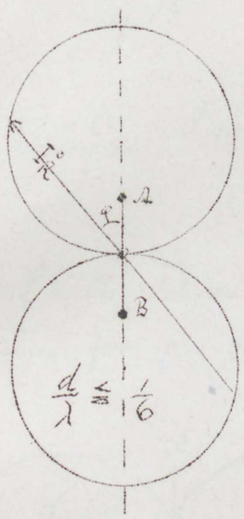


Fig. 14.

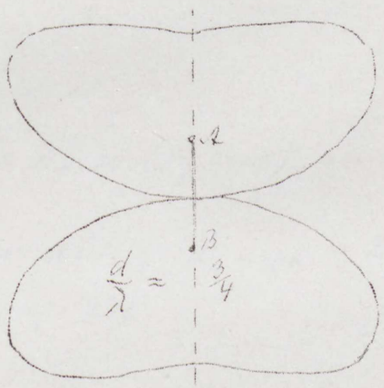


Fig. 15.

Heraf ses, at Feltets Amplitude højst kan blive det dobbelte af det fra en enkelt Antenne hidrørende.

Amplituden er altid Nul for $\varphi = 90^\circ$ og $\varphi = 270^\circ$.

Iøvrigt bliver Fortolkningen forskellig efter Værdien af $\frac{d}{\lambda}$. For $\frac{d}{\lambda} \leqq \frac{1}{6}$ kan man uden stor Fejl sætte

$$I_R = \frac{2\pi d}{\lambda}\cos\varphi . I.\cos\omega t.$$

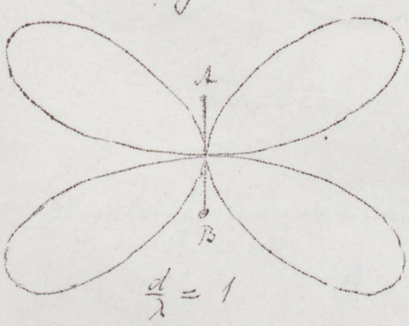


Fig. 16.

I saa Fald bestaar Straalingsdiagrammet af to hinanden rørende Cirkler med Diameter $\frac{2\pi d}{\lambda}$. (se Fig. 14).

For nogle andre Værdier af $\frac{d}{\lambda}$ viser Fig. 15-17 de tilhørende Straalingsdiagrammer.

For $\frac{d}{\lambda} \geqq \frac{1}{2}$ er $I_R\,maks = 2I$;

For $\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{2}$ er $I_R\,maks = 2I\sin\frac{\pi d}{\lambda}$.

For $\frac{d}{\lambda} = \frac{1}{6}$ er $I_R\,maks = I$.

Fig. 18-21 viser skematisk den Maade, hvorpaa Energien tilføres Antennen; dette maa nødvendigvis ske fra den samme Støjningskilde, da det ellers vil være umuligt at

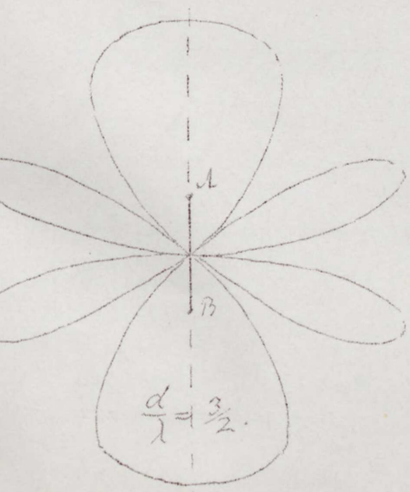


Fig. 17.

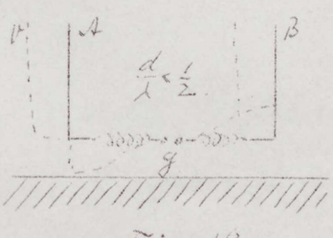


Fig. 18.

at sörge for, at Facen nöjagtig bliver som önsket. Paa Figurerne er tillige anført den maksimale Værdi af Forholdet $\frac{d}{\lambda}$, for hvilken Opstillingen kan bruges. De punkterede Linier angiver den maksimale Spænding. g betegner Gnist eller Bue. I Fig. 20 vil I_R kun være Nul for $\varphi = 90°$ og $\varphi = 270°$, naar A og B er nöjagtig afstemte.

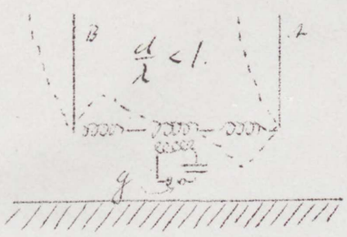


Fig. 19.

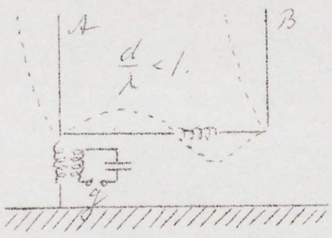


Fig. 20.



Fig. 21.

$\underline{\Theta = 0}$. I saa Fald er

$$I_R = 2I \cdot \cos\left(\frac{\pi d}{\lambda} \cos\varphi\right) \cdot \sin\omega t.$$

I dette Tilfælde er altid $I_{R\,maks} = 2I$, og I_R er altid Maksimum for $\varphi = 90°$ og $\varphi = 270°$.

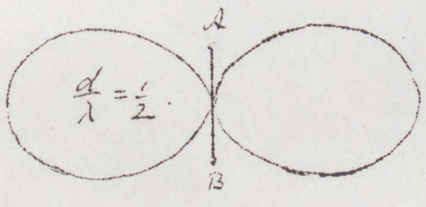


Fig. 22.

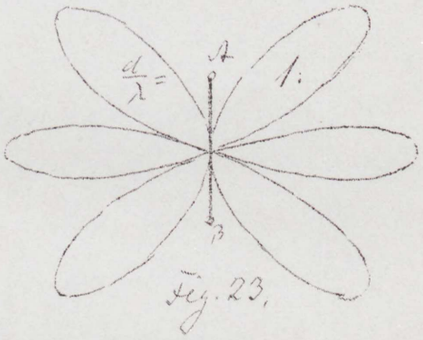


Fig. 23.

Kun naar $\frac{d}{\lambda} \geq \frac{1}{2}$, gives der Retninger for hvilke I_R er Nul. Fig. 22 og 23 viser et Par Eksempler paa Stroalingsdiagrammer.

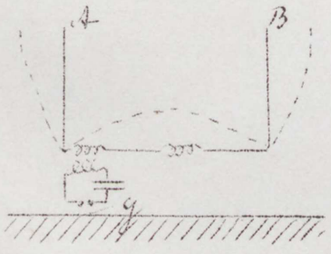


Fig. 24.

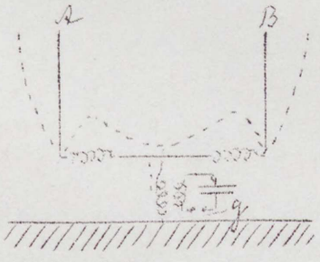


Fig. 25.

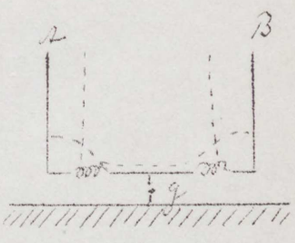


Fig. 26.

Fig. 24–26 viser skematisk nogle til $\Theta = 0$ svarende Antenneopstillinger.

$\underline{\Theta = \pi - \frac{2\pi d}{\lambda}}$. Man har i dette Tilfælde:

$$I_R = 2I \cdot \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}(\cos\varphi + 1)\right) \cdot \sin\left(\omega t - \frac{\pi d}{\lambda}\right).$$

For $\frac{d}{\lambda} \geq \frac{1}{4}$ er $I_{R\,maks} = 2I$. For $\frac{d}{\lambda} < \frac{1}{4}$ er $I_{R\,maks} < 2I$.

I_R er altid Nul for $\varphi = 180°$.

Fig. 27 viser Stralingsdiagrammet for et Par Værdier af $\frac{d}{\lambda}$.

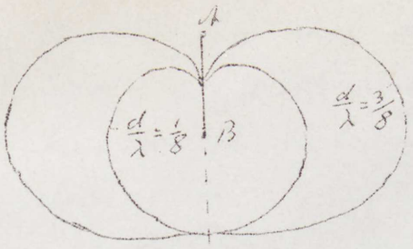


Fig. 27.

De i det foregaaende beskrevne Anordninger tog nærmest Sigte paa Telegrafering i visse, een Gang for alle bestemte Retninger. Det kan ofte være af Betydning paa en lettere Maade at kunne variere Retningen af den maksimale Udstraaling. Paa Grund af de store Dimensioner lader dette sig ikke gøre ved Drejning af Antennerne. - Bellini og Tosi har paa en ret elegant Maade løst dette Spørgsmaal ved Hjælp af fire Antenner ABCD (Fig. 28). Af disse er A og B for neden forbundne med hinanden gennem en Spole S_1, og C og D gennem Spolen S_2. De to Antennesystemer er gensidig anbragt i hinandens Symmetriplaner, og de to Spolers Akser skære hinanden i et Punkt O, saaledes at en Svingning i det ene ikke indvirker paa det andet System. I Spolernes fælles Centrum, O, er anbragt en lille, drejelig Spole s, der er indskudt i Generatorkredsen GK. Gennem løber s af Strømmen

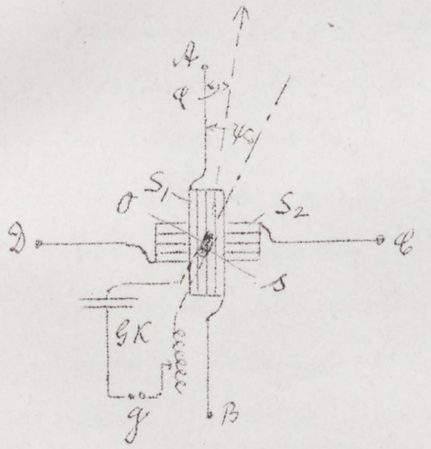


Fig. 28.
Bellini og Tosis Radiogoniometer.

$$i = I \sin nt,$$

som paavirker AB af en EMK

$$e_{AB} = \mathfrak{E} \cdot \cos\psi \cdot \cos nt,$$

og CD af

$$e_{CD} = \mathfrak{E} \sin\psi \cdot \cos nt,$$

idet ψ er den Vinkel, som s-Spolens Plan danner med Retningen BA. De elektromotoriske Kræfter, e_{AB} og e_{CD}, frembringer dermed proportionale Svingninger i de to Systemer. Er Afstanden AB = CD mindre end $\frac{\lambda}{6}$, saa har man, som før vil, med Tilnærmelse for det af de to Antennesystemer frembragte Felt, hvilket Bevis:

$$\mathfrak{F}_{AB} = \bar{F} \cdot \cos\psi \cdot \cos nt \cdot \cos\varphi$$
$$\mathfrak{F}_{CD} = \bar{F} \cdot \sin\psi \cdot \cos nt \cdot \sin\varphi$$

og Følgelig

$$\mathfrak{F}_{AB+CD} = \bar{F} \cos nt \cdot \cos(\varphi - \psi).$$

Intensiteten varierer altså sinusformet og er Maximum for $\alpha = \psi$, altså i den bevægelige Spoles Plan. Den maksimale Stråleretning drejes således sammen med den bevægelige Spole s. Virkningen er ganske den samme, som om der kun var et Antennesystem, der stadig befandt sig i s-Spolens Plan.

(Bruges en Gnist-Generator gælder det foregående kun, saalænge Spolen s er meget lille, saaledes at Koblingskoefficienterne mellem Generatorkredsen og de to Systemer er meget smaa. I modsat Fald udsender de to Systemer Bølger, hvis Frekvens er afhængig af Vinklen ψ).

En endnu mere udpræget Retningstelegrafi kan man faa ved Anvendelse af flere Antenner, sammenlign f. Eks. Teorien for de optiske Gitre. (Det er maaske ikke udelukket, at man ad saadanne eller lignende Veje, kan komme til en økonomisk Energioverføring paa meget lange Afstande, særlig over Vand, hvor Absorptionen, som før sagt, er meget lille).

Ogsaa med en enkelt Antenne kan man opnaa ret udprægede Stråleretninger. Dette gælder saaledes den i Fig. 11 og 12 viste skraa Antenne, der som nævnt, er mest følsom for Bølger, hvis Bevægelsesretning danner en spids Vinkel med Antennens Retning, regnet positiv opad.

Den Side 59 Fig. 19 viste Antenne, der skematisk er fremstillet i Fig. 29, er meget mere modtagelig for Bølger med den viste Bevægelsesretning end for Bølger i modsat Retning.

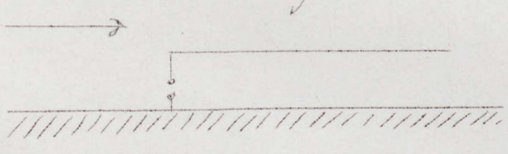


Fig. 29.

Fig. 30 viser det tilsvarende, paa analog Maade orienterede, Stråledigram.

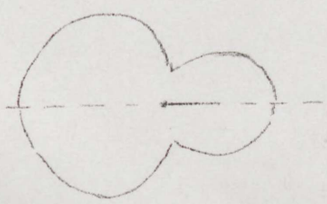


Fig. 30.

Teorien for disse Antennens Virkemaade kan endnu ikke betragtes som afsluttet.

§ 7. Indikatorer for elektromagnetiske Bölger.

Der eksisterer et meget stort Antal Bölgeindikatorer eller Detektorer, men om en Del af dem gælder det, at Virkemaaden er höjst uklar. Den neden for foretagne Klassifikation er derfor neppe rigtig helt igennem og er kun anført for at lette Oversigten.

Man skelner ofte mellem:

1) Termiske Indikatorer.
2) Magnetiske Indikatorer.
3) Ufuldkomne Kontakter. Kohærer.
4) Elektrolytiske Indikatorer.
5) Strøale-Indikatorer.
6) „Tikker"-Anordninger.

Disse enkelte Klasser skal hver for sig omtales lidt nærmere.

1) Termiske Indikatorer. Herhil hörer de allerede i Kapitel I omtalte Bolometeranordninger og Duddells Termo-Galvanometre, der særlig egner sig til Maalebrug. Da disse Instrumenters Selvinduktion er forsvindende, og Modstanden meget nær uafhængig af Frekvensen, som er de meget bekvemme at anvende. Deres Virkemaade er ligeledes ganske klar og behöver ingen nærmere Omtale. I Følsomhed staar de dog værre tilbage for en hel Del af de efterfölgende.

I den senere Tid anvendes Termoelementer meget; de kaldes ofte „Termodetektorer". Ved disse passeres som oftest vedkommende, svage Vekselström gennem selve Termoelementet, idet man sörger for, at største Del af Modstanden ligger i selve Kontaktstedet, saaledes at dettes Temperatur forröges i Forhold til Omgivelsernes, naar Strömmen passerer Elementet. (se Fig. 1).

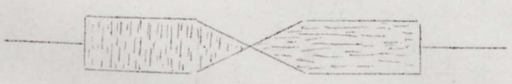


Fig. 1.

Meget ofte lodder man ikke de to Elektroder sammen, men lader dem simpelthen berøre hinanden under større eller mindre Tryk. Som Elektrodemateriale benyttes ofte Blyglans – Grafit eller Blyglans – Tellur, men ogsaa særdeles mange andre Kombinationer benyttes.

2) Den magnetiske Detektor er først anvendt af Marconi, der støttede sig til Rutherfords Undersögelser angaaende elektriske Ladningers afmagnetiserende Evne. Virkemaaden

er endnu ikke fuldt opklaret, men beror i Hovedsagen paa følgende: Naar Jern eller Staal har været udsat for en kraftig Magnetisering og derefter overladt til sig selv, saa vil, naar Afmagnetiseringsfaktoren er lille, den permanente Magnetisering OP (se Fig. 2) være ret stor, omtrent lig med den remanente Magnetisering OR. Paa den anden Side skal der kun en meget ringe Paavirkning til for at faa Magnetiseringen til at falde meget kendelig. Navnlig vil baade mekaniske Rystelser og vekslende, elektromagnetiske Paavirkninger fremkalde en ret betydelig Nedgang i Magnetiseringsintensiteten.

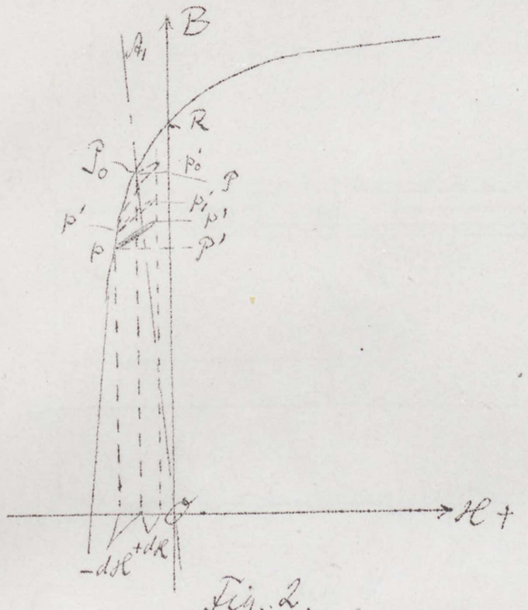


Fig. 2.

Er til at begynde med den magnetiske Tilstand karakteriseret ved Punktet P, hvor Afmagnetiseringslinien OA (se Hefte 1. p. 51) skærer Hysteresiskurven, og tænke vi os Jernet udsat for en mellem $-dH$ og $+dH$ varierende ydre magnetiserende Kraft, h, vil Forholdene stille sig omtrent saaledes: Begynder h med at være negativ, saa gaar Jernets magnetiske Forhold videre langs Hysteresiskurven ned til Punktet p, og den magnetiske Induktion reduceres fra Værdien OP til OP'. Naar derefter h skifter Retning og varierer frem og tilbage, vil Variationen i det magnetiske Forhold foregaa langs den reversible Kurve pp'. Er derimod h til at begynde med positiv, saa vil Variationen først foregaa langs Kurven P_0p_0'. Naar h derefter aftager, foregaar Variationen langs en Kurve som $p_0'p_1'$, og naar h atter vokser, langs $p_1'p_1$, hvor $p_1'p_1$ ikke er meget forskellig fra pp_1. I begge Tilfælde faaes altsaa en betydelig Formindskelse af B.

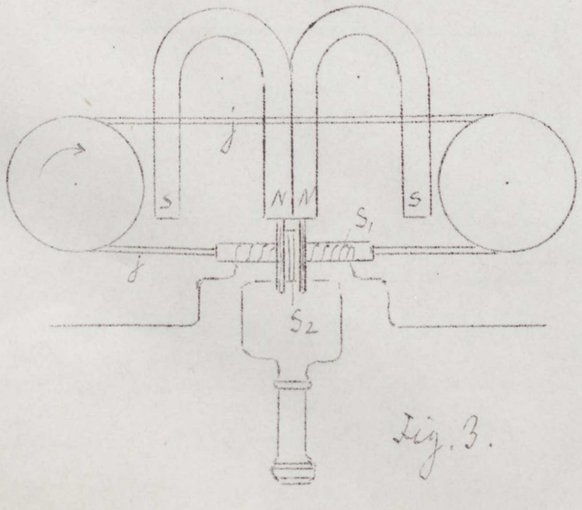


Fig. 3.

Fig. 3 viser det af Marconi benyttede Apparat. Man forstaar let, at der uafbrudt maa tilføres nye, frisk magnetiserede Jerndele. Derfor er Jernet i Fig. 3 i Form af en lukket Jerntraad jj, der kontinuert føres gennem Spolen S_1, gennem hvilken de højfrekvente Veksel-

strømme gaar, der skal paavises. Det egentlige Modtageorgan, i Figuren en Telefon, er indskudt i Serie med Spolen S_2.

Der er konstrueret en Del afvigende Former for den magnetiske Detektor, men i det Hele taget bruges denne noppe ret meget.

3) <u>De ufuldkomne Kontakter, Koheereren.</u> I Fig. 4 er Gl et Glasrør, E_1 og E_2 to Metalelektroder. Mellemrummet mellem disse er delvis fyldt med Metalkorn. Et saadant Apparat kaldes en Kohere. Ved Hjælp af Batteriet B og Modstandstraaden ab med Skydekontakten s kan man variere Spændingsforskellen V, mellem E_1 og E_2 fra Nul op til f. Eks. 6 Volt.

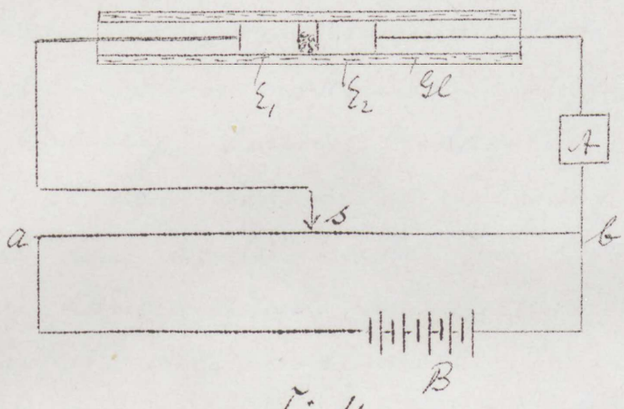


Fig. 4.

Koheereren er i den normale Tilstand meget daarligt ledende; leder man derfor V voksende fra Nul op til større Værdier, saa vil der i Begyndelsen kun gaa en yderst ringe Strøm gennem Amperemeteret A. Først for V naar en bestemt Værdi, V_1, har Strømstyrken kun den meget ringe Værdi J_0, men vokser derefter, for en ganske lille Forøgelse af V, pludselig op til den betydelige Værdi J_1. (Se Fig. 5). Øges atter V, saa bliver (VJ)-Kurven ikke BAo0, men derimod den rette Linie BAO. Ved Løsningsspændingen V_1 slaar Koheereren igennem, og dens Modstand reduceres til en lille Brøkdel af, hvad den var før. Denne reducerede Modstand beholder Koheereren ogsaa for Spændinger, der er lavere end V_1. For $V < V_1$ er Tilstanden dog ikke stabil; ryster eller banker man Koheereren gaar den over i den normale, ikke ledende Tilstand. Forøges atter Spændingen, saaledes at $V \geq V_1$, saa ledes atter Koheereren o.s.v. Udsætter Koheereren til Stadighed for Spændingen V_0, der kun er lidt mindre end V_1, saa skal der kun en ringe Spændingsforøgelse til for at

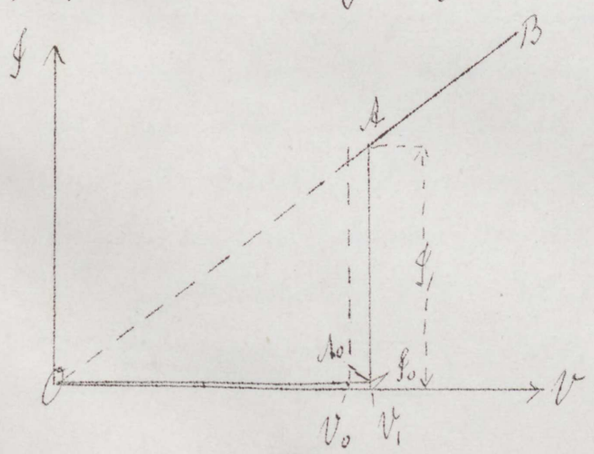


Fig. 5.

udlöse Apparatet. Var Udlösningsspændingen V_1 konstant, kunde man paa denne Maade opnaa en meget stor Følsomhed, idet man blot behövede at vælge en Værdi af V_0, der kun var en Uhensydelighed mindre end V_1. Desværre er Værdien V_1 i ret höj Grad afhængig af den Maade, hvorpaa Koheereren bringes tilbage i den normale Tilstand, altsaa af „Udbankningen". Af Hensyn til Driftssikkerheden kan derfor Differensen mellem den gennemsnitlige Værdi af V_1 og V_0 ikke gøres helt ringe. Udlösningsspændingen V_1 afhænger naturligvis ogsaa af Elektrodernes og Kornenes Materiale, Form og övrige Beskaffenhed. Koheereffekten opdagedes 1890 af Franskmanden E. Branly. Denne Opdagelse har sikkert bidraget meget til, at den trædløse Telegrafi kom saa hurtigt frem. Paa den anden Side har Koheereren vistnok ogsaa ved sin Ufuldkommenhed og hele Virkemaade i nogen Tid forsinket den rationelle Udvikling af dette Område. Koheereren reagerer nemlig kun paa Spænding, og det er tilstrækkeligt, at Spændingen kun et enkelt Øjeblik naar op til Udlösningsspændingen. Koheereren giver derfor ikke noget Maal for den modtagne Energi; enten reagerer den og udlöses da fuldt ud, eller ogsaa reagerer den slet ikke.

En nyere Form for Koheereren er vist i Fig. 6. Materialet, hvoraf Korn og Elektroder bestaar, kan være forskelligt, f. Eks. en Elektrode af Guld, den anden af Aluminium og Kornene af Guld. Korn og Elektroder bör ikke blive fugtige, da Følsomheden derved formindskes. Nyere Koheerere er derfor lufttæt tilsmeltede og udpumpede.

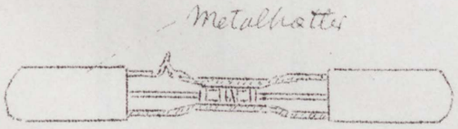


Fig. 6.

Ældre Former var ofte indrettet saaledes, at man kunde variere Elektrodetrykket, hvorved Trykket mellem Kornene indbegrebes og mellem disse og Elektroderne forandredes. Derved varieredes Følsomheden; jo større Tryk, desto lavere ligger Værdien V_1.

De hidtil omtalte Koheerere maatte udbankes for atter at gøre sig i den normale, ikke ledende Tilstand. Man har paa en hel Del Maader søgt at indgaa

dette, saaledes at Kohereren af sig selv gaar tilbage i den uledende Tilstand, naar Paavirkningen hører op. Hertil hører den af Lodge-Muirhead konstruerede Kviksölvkohere, der er antydet i Fig. 7. Det roterende Staalhjul R dypper ganske lidt ned i Kviksölvet Hg. Over Kviksölvet er der et tyndt Olielag. Virkemaaden forstaaes uden videre. Fölsomheden er vistnok kun ringe.

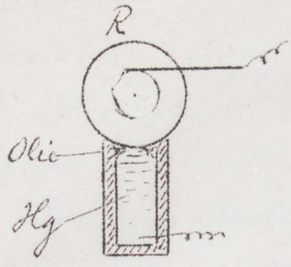


Fig. 7.

Kohereren har spillet en meget stor Rolle i den traadlöse Telegrafi, men dens Betydning er aftaget i de senere Aar og er stadig nedadgaaende.

4. Den elektrolytiske Indikator eller Detektor bestaar af to Metalelektroder adskilte ved en Elektrolyt. Denne bestaar i Hovedsagen af en fortyndet Syre, som Regel Svovlsyre eller Salpetersyre. Ofte tilsættes af forretningsmæssige Grunde forskellige uvirksomme Bestanddele. Som Elektrodemateriale anvendes mest Platin. I Fig. 8 er skematisk vist en af de mest benyttede Former. Den ene Elektrode, e_1, er en Platintraad, der paa et længere Stykke rager ned i Elektrolytten og saaledes frembyder en relativ stor ledende Overflade i Forhold til denne. Den anden Elektrode, e_2, er en meget tynd Platintraad, der er indsmeltet i en Glasstift, saaledes at kun Spidsen s kommer i Beröring med Elektrolytten. Jo mindre den Overflade er, som Spidsen frembyder, desto fölsommere er Detektoren. (Spidsens Dimensioner kan f. Eks. være: Diameter = 0,001 mm, Længde < 0,01 mm). Cellen indskydes med Spidsen som Anode i et elektrisk Kreslöb, hvis Spænding kan varieres ved Forskydning af Glidekontakten g paa Modstandstraaden ab. (se Fig 8.) Man indstiller Glidekontakten saaledes, at Cellen gennemlöbes af en meget svag Ström, I, i Pilens Retning. I saa Fald er den indskudte EMK lidt höjere end Cel=

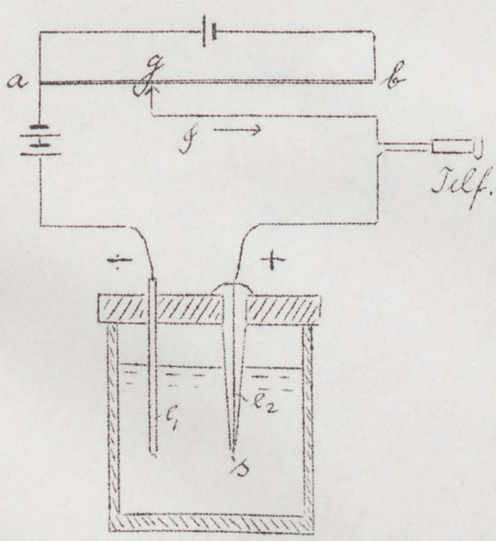


Fig. 8.

lens maksimale Polarisation. Den frembragte Strøm, I, holder sig konstant gennem længere Tid, saaledes at den i Strømkredsløbet indskudte Telefon er „tavs". Erfaringen har nu vist (Ferrie, Fessenden, Schlömilch), at I varierer, naar Cellen passeres af selv meget svage Vekselstrømme, og Strømmens Variation staar i Forhold til Svingningernes Intensitet. Det er ikke med Sikkerhed fastslaaet, hvorpaa den Virkning beror.

Den elektrolytiske Detektor er følsommere end Lokaseren og mere paalidelig; men den forudsætter, at man optager Telegrammerne gennem Telefonen, idet den ikke egner sig til direkte at give nogen Skrift. Den benyttes meget og har været meget benyttet, men maa dog i den allersidste Tid delvis vige Pladsen for Termoelementerne.

5. Straale Indikatorer eller Detektorer. Herved forstaas de Detektorer, i hvilke der benyttes forskellige i Vacuumrør optrædende „Straaler." Her skal kun omtales en enkelt Udførelsesform, der nærmest er udviklet af Fleming. Fig. 9 viser Flemings saakaldte „elektriske Ventil". V er en Glødelampe, der fødes med Strøm fra Batteriet B. C er en Metalcylinder, der omgiver Kultraaden og er i elektrisk Forbindelse med Punktet a. Dette Punkt er gennem Galvanometret G (for Jævnstrøm) og Spolen S forbundet med Lampens negative Pol ved b. Som bekendt udsender lysglødende Metaldele betydelige Mængder af negative Elektroner. Omgivelserne bliver derfor delvis ledende for Elektricitet. Indskydes et Element E i Ledningen a G S b, med Polariteten som angivet paa Figuren, saa frembringes der en Strøm I i den ved Pilen angivne Retning, idet de negative Elektroner bevæger sig i modsat Retning fra den glødende Kultraad til den kolde Cylinder C. Lader man den EMK antage større Værdier, saa vokser ogsaa Strømstyrken, dog kun op til en vis Værdi I_0 (Mætningsstrømmen), saaledes som angivet i Fig. 10.

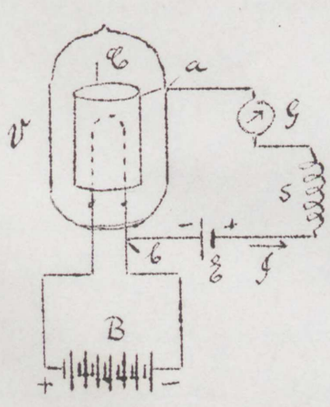


Fig. 9.

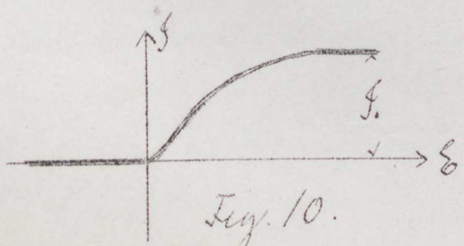


Fig. 10.

Lader man derimod E være negativ, saa faar man slet ingen Strøm gennem Ledningen. I dette Tilfælde skulde nemlig de negative Elektroner bevæge sig fra Cylinderen C til den glødende Traad, men C udsender ingen negative Elektroner og kan heller ikke ved lave Spændinger bringes til at udsende saadanne. Derfor fremkommer der ingen Strøm. Man ser, at Ledningsevnen er unipolar.

Man forstaar let, at man paa denne Maade faar en Jævnstrøm gennem Galvanometret, naar der induceres Vekselspændinger i Spolen S, og Jævnstrømmens Styrke vil, saa længe den er lille, staa i Forhold til den inducerede Vekselspændings Intensitet. I Stedet for Galvanometret kan man naturligvis ogsaa anvende en Telefon.

Nogle almindelige Bemærkninger angaaende Bølgedetektorer. Den i teoretisk Henseende simpleste Maade at udnytte de modtagne, højfrekvente Vekselstrømme paa, er at lede dem gennem et Elektrodynamometer, hvis Udslag da bliver proportionalt med I^2, hvor I er Vekselstrømmens Amplitude. Denne Metode lider af Dynamometrets sædvanlige Mangel, nemlig en meget ringe Følsomhed over for svage Strømme. Dynamometret er derfor uanvendeligt i den traadløse Telegrafi som Modtager eller Detektor.

[Sender man gennem Dynamometrets ene Vikling en forholdsvis stærk Vekselstrøm I_0, af nøjagtig samme Frekvens som den modtagne Vekselstrøms, saa vil Følsomheden ganske vist forøges meget, idet Udslaget bliver proportionalt med $I_0 . I$, naar I leder gennem Dynamometrets anden Vikling. Det maa dog vistnok betragtes som umuligt at holde de to Frekvenser tilstrækkelig nøjagtig lig store. Er f. Eks. det ene Svingningstal 500 000, det andet 500 050, altsaa en Afvigelse paa kun 0,01%, saa vil der fremkomme 50 „Stød" pr Sekund. Følgende Bemærkninger gælder forskellige Arrangementer, hvorved man netop søger at udnytte de saaledes frembragte Stød. Prof R. A. Fessend „afstemmer" endvidere den til Modtageren bestemte Telefon til Stødenes Frekvens, altsaa f. Eks. Afsenderens Frekvens 100 000, Modtagerens 100 200; Stødenes Frekvens 200; Telefonen afstemt til 200 og reagerer ikke eller kun meget svagt for 180 og 220. Forandres derfor Afsenderens Frekvens ± 20, saa er Modtagerstationen tavs!!]

De foran (Side 76) nævnte Bolometermetoder, der ligeledes

giver et Udtryk for J^2, er heller ikke følsom nok.

Det nytter heller ikke direkte at sende de højfrekvente Vekselstrømme gennem Telefoner eller lignende polariserede Apparater, idet disses bevægelige Dele (Telefonmembran, Galvanometernaal eller -spreng) slet ikke kan følge med ved disse meget høje Svingningstal.

Man søger derfor ofte ved Bølgedetektoren at „ensrette" de højfrekvente Vekselstrømme, saaledes at man i Slutningen faar Strømme i een Retning. Dette opnaaes ved, at der i Strømløbet indskydes Ledere eller Kombinationer af Ledere med unipolar Ledningsevne, eller, som man ogsaa udtrykker det, viser Ventilvirkning. (Termoceller, elektrolytiske Detektorer, Vacuumrør o.s.v.). Vi skal derfor ganske kort undersøge, hvilke Strømme der fremkommer, naar saadanne mere eller mindre unipolare Ledere paavirkes af en ren Vekselspænding (se H. Brandes: E.T.Z. p 1015. 1906).

Til Fremstilling af Afhængigheden mellem Strøm og Spænding for saadanne Ledere, der ikke følge Ohms Lov, har vi tidligere (Side 5 o. flg) anvendt den saakaldte Karakteristik. Det samme vil vi gøre her, idet vi lader Spændingen e, være Abscisse og den tilsvarende Strøm i, Ordinat. En saadan Karakteristik $a'o'a$ er fremstillet i Fig. 11. Vi tænke os, at den er bestemt paa Grundlag af Jævnstrømsmaalinger, men gaar til lige ind fra, at den dynamiske Karakteristik (se Side 7) har samme Forløb. Denne Forudsætning vil i Praxis kun med Tilnærmelse være opfyldt, og de efterfølgende Betragtninger giver derfor ogsaa kun et omtrentligt Billede af de virkelige Forhold.

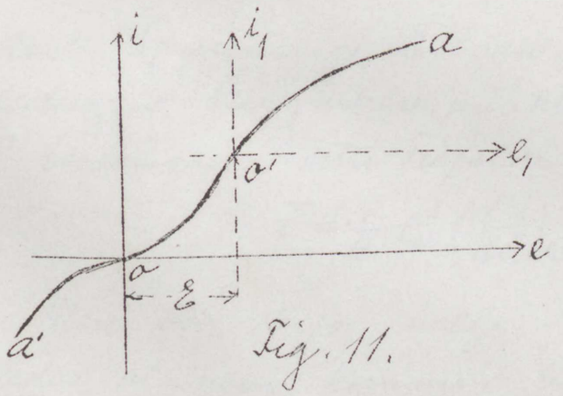


Fig. 11.

Karakteristikkens Ligning kan ved Hjælp af Maclaurins Rækkeudvikling skrives saaledes:

$$i = \frac{e}{1}\left(\frac{di}{de}\right)_{e=0} + \frac{e^2}{1.2}\cdot\left(\frac{d^2i}{de^2}\right)_{e=0} + \frac{e^3}{1.2.3}\left(\frac{d^3i}{de^3}\right)_{e=0} + \cdots + \frac{e^n}{n!}\cdot\left(\frac{d^ni}{de^n}\right)_{e=0} + \cdots \quad (1).$$

Her er Spændingen en Funktion af Tiden, og vi betragte kun det forholdsvis simple Tilfælde, at Spændingen varierer harmonisk, altsaa:

$$e = e_0 \sin(\nu t + \varphi) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2)$$

Vi gaar tillige ud fra, at e_0 er saa lille, at man i Rækken (1) kan bortkaste alle Led, hvis Potens er højere end 3. Man har da:

$$i = e_0 \sin(\nu t + \varphi)\left(\frac{di}{de}\right)_{e=0} + \frac{1}{2} e_0^2 \sin^2(\nu t + \varphi)\left(\frac{d^2 i}{de^2}\right)_{e=0} + \frac{1}{6} e_0^3 \sin^3(\nu t + \varphi)\left(\frac{d^3 i}{de^3}\right)_{e=0} \quad \ldots (3)$$

Den gennemsnitlige Værdi, $\bar{i}$, af i er da bestemt ved:

$$\bar{i} = \frac{\nu}{2\pi}\int_0^{\frac{2\pi}{\nu}} i \cdot dt = \frac{1}{4} e_0^2 \cdot \left(\frac{d^2 i}{de^2}\right)_{e=0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (4).$$

$\bar{i}$ er altsaa proportional med anden Potens af e_0 og med $\left(\frac{d^2 i}{de^2}\right)_{e=0}$. Er sidstnævnte Størrelse lig med Nul, saa forsvinder ogsaa $\bar{i}$. Dette finder Sted, naar Begyndelsespunktet er et Vendepunkt for Karakteristikken. For en Leder, der følger Ohms Lov, forsvinder alle Led i (1) med Undtagelse af det første. I saa Fald er altid $\bar{i} = 0$. Man ser umiddelbart, at naar Karakteristikken forløber symmetrisk i 1ste og 3die Kvadrant (se Fig. 12), saa er $\bar{i} = 0$, selv om e_0 antager vilkaarlig store Værdier.

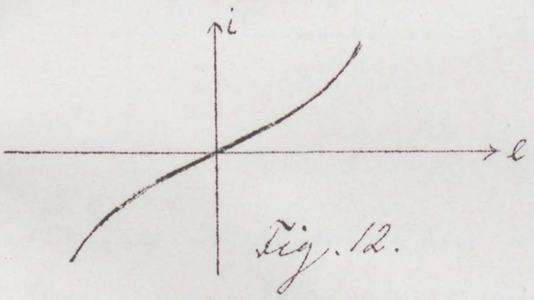


Fig. 12.

Paavirkes den betragtede Leder foruden af den ved (2) bestemte Vekselspænding tillige af den konstante Spænding, $\mathcal{E}$, saa svarer dette simpelthen til, at vi forlægger Begyndelsespunktet for (e, i) til O' (se Fig. 11), og $\bar{i}$ bestemmes i dette Tilfælde ved

$$\bar{i} = \frac{1}{4} e_0^2 \left(\frac{d^2 i}{de^2}\right)_{e=\mathcal{E}} = \frac{1}{4} e_0^2 \left(\frac{d^2 i_1}{de_1^2}\right)_{e_1=0} \quad \ldots\ldots\ldots (5).$$

Man bør derfor vælge Polarisationsspændingen $\mathcal{E}$, saaledes, at man kommer til det Punkt paa Karakteristikken, hvor $\frac{d^2 i}{de^2}$ er Maksimum. — For een og samme Detektor, kan $\bar{i}$ være positiv, Nul eller negativ alt efter den anvendte Polarisationsspændings Værdi. —

Ligning (3) kan ogsaa skives, idet vi forudsætte $\varphi = 0$;

$$i = \frac{1}{4} e_0^2 \left(\frac{d^2 i}{de^2}\right)_{e=0} + \left[e_0 \left(\frac{di}{de}\right)_{e=0} + \frac{1}{8} e_0^3 \left(\frac{d^3 i}{de^3}\right)_{e=0}\right] \sin \nu t - \frac{1}{4} e_0^2 \left(\frac{d^2 i}{de^2}\right)_{e=0} \cos 2\nu t$$

$$- \frac{1}{24} e_0^3 \left(\frac{d^3 i}{de^3}\right)_{e=0} \sin 3\nu t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (6).$$

Ligning (6) viser, at der i Almindelighed, naar Lederen ikke følger Ohms Lov, foruden den til Paavirkningen svarende

„Tone": sinvt, således opstaar en konstant Strøm og højere Overtoner.

6. „Tikkeren". En principiel ny Detektor, den saakaldte Tikker, er indført af V. Poulsen. Tikkeren er ikke andet end en paa passende Maade opstillet, vibrerende Kontakt. Elektroderne er ofte to Guldtraade. Den ene af disse er spændt fast, den anden holdes i stadig Vibration ved at sættes i Forbindelse med Ankeret i en automatisk Afbryder, der drives af et Par Elementer. De to Guldtraade bevæger derved skiftevis i og udaf Berøring med hinanden. Fig. 13 viser et Eksempel paa Bevægelsen af en Tikker. Den egentlige Sekundærkreds, hvis Svingningstal er bestemmende for Modtagerstationens, bestaar af Selvinduktionen L og Kondensatoren C. Der er ingen Detektor indskudt i denne Kreds eller koblet til den; Kredsens Dæmpning og Dekrement kan derfor blive meget ringe.

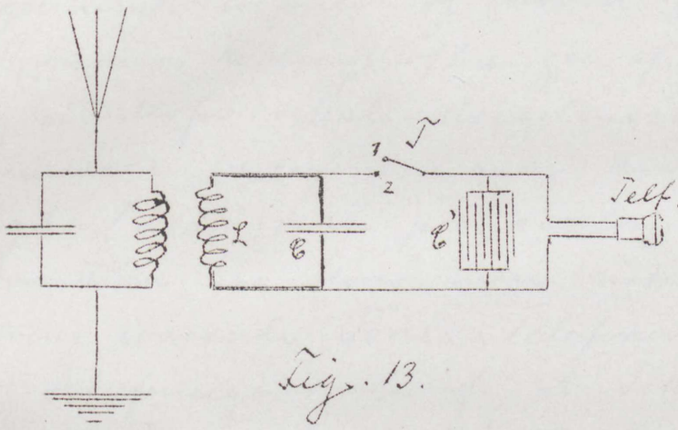


Fig. 13.

Naar Tikkerkontakten T indtager den i Figuren viste Stilling, hvor Modtagerorganerne praktisk talt slet ikke er koblede til Svingningskredsen, vil Sekundærkredsens Amplitude ved Induktion fra Antennen gennem Resonans opnaa en forholdsvis meget stor Værdi. Sekundærkredsen bliver saaledes Bærer af en vis elektromagnetisk Energi, der med meget korte Mellemrum skiftevis er elektrostatisk og elektrokinetisk. Gaar Tikkeren derpaa over i den Stilling, hvor der er Kontakt mellem Traadene 1 og 2, saa bringes pludselig Sekundærkredsen fuldstændig ud af Resonans, idet Kondensatoren C shuntes med den meget store Kondensator C' og en Telefon. I første Øjeblik kan man dog se bort fra sidstnævnte, idet Telefonens Impedans er saa stor, at Strømvariationen gennem denne foregaar forholdsvis langsomt. Umiddelbart efter, at Tikkerkontakten er sluttet, kan man derfor betragte Sekundærsystemet som bestaaende af Selvinduktionen L og de to parallelt Kondensatorer C og C'. Størrelsen af den af Sekundærsystemet opsamlede, elektromagnetiske Energi

forandrer sig ikke ved Kontaktslutningen, men Perioden bliver pludselig mange Gange större, og de to Kondensatorer del den elektrostatiske Energi imellem sig i Forhold til dens Störrelse; det vil sige, at C' omtrent tager den hele Energi. (For at formindske Energitabet ved eller i Kontaktstedet, er det af Vigtighed, at Kontaktslutningen foregaar hurtigt, saaledes at Kontaktstedet kun passeres af svage Strömme, saalænge det endnu frembyder en kendelig Modstand). Da Frekvensen nu er forholdsvis lav, kan Telefonen maaske allerede paa dette Tidspunkt modtage nogle Impulser, men i hvert Tilfælde vil, naar Tikkerkontakten atter afbrydes, den paa Kondensatoren værende Elektricitet med Nödvendighed udlade sig igennem Telefonen og derved fremkalde et „Knæk" i denne. Strömmens Retning afhænger af Fortegnet for C's Ladning og vil derfor veksle uregelmæssigt. Man hører heller ingen Tone i Telefonen, men kun en ejendommelig, skrattende Lyd. (Lader man paa analog Maade Tikkeren afbryde en Jævnström, saa hører man naturligvis den til Tikkerens Frekvens svarende Tone i Telefonen).

Det fremgaar heraf, at Tikkeropstillingen er desto følsommere, jo kortere Kontaktslutningen varer og jo mindre Dekrementet er for den af Selvinduktionen L og Kondensatoren C' dannede Kres. Jo længere Kontaktslutningen varer, desto större Indflydelse faar Dekrementet.

Tikkeropstillingen kan varieres paa mange Maader; den i Fig. 13 viste maa kaldes den simpleste. Som man ser, findes der slet ingen Bölgedetektor i almindelig Forstand. Arrangementet er meget simpelt og er dog vistnok tillige den følsomste Modtageranordning, man har.

Ved Anvendelsen af kontinuerlige Bölger er en Interruption nödvendig paa Modtagerstationen, naar Telegrammerne modtages ved Hjælp af Telefonen. — Ved intermitterende Bölger er den for Øret nödvendige Variation henlagt til Afsenderen.

§ 8. *Modtageapparater.* I det følgende skal gives nogle Antydninger af den Maade, hvorpaa de i § 7 nævnte Detektorer anvendes, og navnlig hvorledes de forbindes med de øvrige Modtageapparater, idet vi dog kun fremdrage enkelte, karakteristiske Forhold.

De Modtageanordninger, der opfanger Telegrammerne ved Hjælp af en Telefon, er gennemgaaende simplest. Vi vil derfor begynde med at omtale Anvendelsen af den elektrolytiske Detektor. Fig. 1 viser den simpleste Opstilling. Detektoren, D, er indskudt direkte i Svingningskredsen I, og parallelt med D er anbragt Elementet E og en Telefon. Denne Opstilling lider dog af væsentlige Mangler: Detektorens Modstand er meget stor, saaledes at Kredsen I faar et meget stort Dekrement. Man staar sig derfor som Regel ved at „koble" Detektoren noget løsere til Svingningskredsen. Dette kan ske paa den i Fig. 2 viste Maade, nemlig ved at skjønne D med en Kondensator, C', gennem hvilken Vekselstrømmen delvis indfinder sig, idet at passere Detektoren. Jo større C' er, desto løsere er D koblet til Svingningskredsen. En anden Maade at tilvejebringe det samme paa er vist i Fig. 3. Her er D anbragt parallelt med nogle af Selvinduktionens Vindinger. I dette Tilfælde er det nødvendigt at indskyde en Kondensator C' i Serie med Detektoren, da denne ellers er kortsluttet.

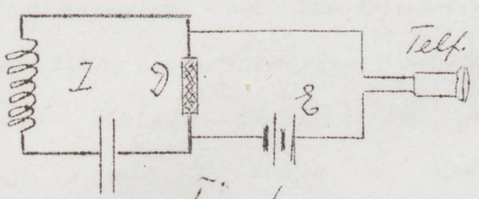


Fig. 1

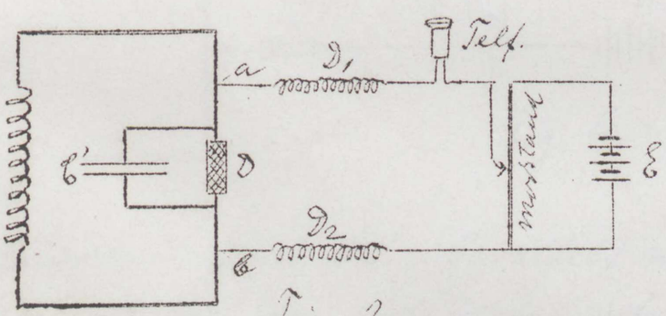


Fig. 2.

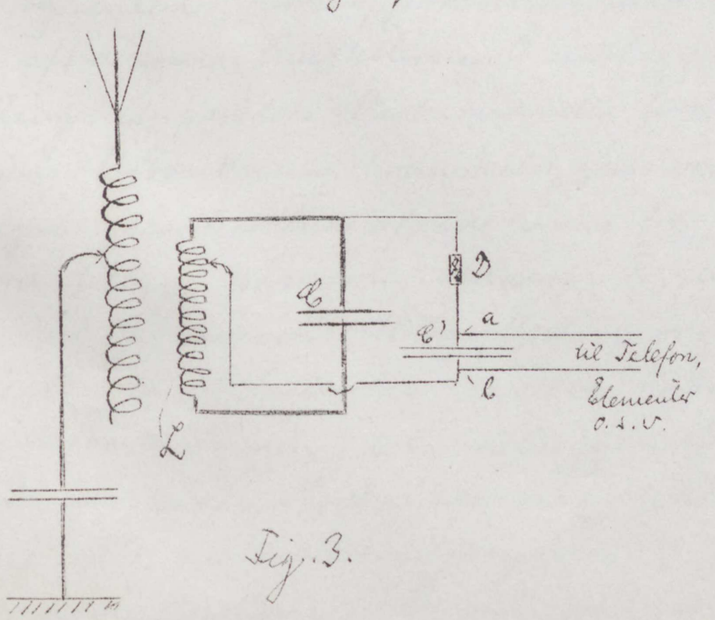


Fig. 3.

Fig. 1 lider endvidere af den Mangel, at man ikke er i Stand til at variere den EMK., der paavirker Detektoren. Denne,

Følsomhed beror i høj Grad paa, at den anvendte EMK. netop har den rigtige Værdi. Dette kan opnaaes paa den tidligere angivne Maade eller ogsaa som vist paa Fig. 2.

For at hindre Svingningerne i at forplante sig ud til selve Modtagerapparaterne indskydes Spoler D_1 og D_2 med stor Selvinduktion. Fig 2 og 3 viser en fuldstændig Opstilling, i sidstnævnte Figur sluttes Telefon, Elementer o.s.v. til ved Ledningerne a og b.

Opstillingen af Termoelementer og andre Ensrettere i Forbindelse med Telefon behøver herefter ingen nærmere Omtale.

Koheréren kræver for at kunne benyttes til Modtagelse af Telegrammer en automatisk Udbankning, der træder i Funktion saa snart Koheréren er gjort ledende og derved har bevirket at et Relais slutter et Strømløb. Arrangementet kan være som i Fig. 4, hvor k betegner Koheréren, der er indskudt i

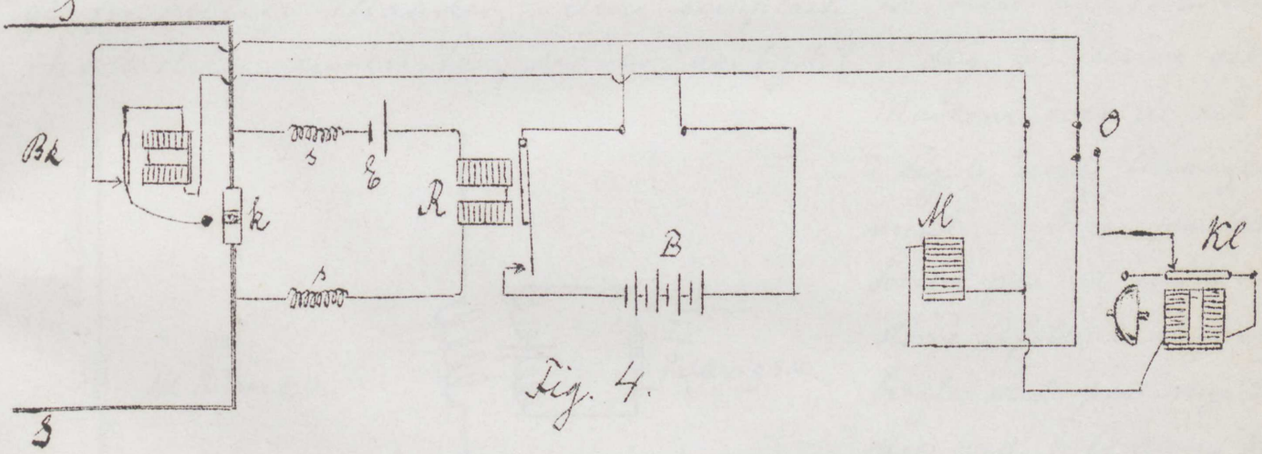


Fig. 4.

Høj frekvens løbet S S. Parallelt med Koheréren k findes Koherekresløbet, der indeholder Selvinduktionsruller s, Elementet E og Relaiset R. Dettes Kontakt er indskudt i Serie med Batteriet B, der tjener til at drive den automatiske Banker Bk og enten Morseapparatet M eller Kaldeapparatet, Klokken Kl, efter som Omstilleren O indtager den ene eller den anden Stilling. Apparatets Virkemaade forstaaes uden videre. Koherérens Udbankning vanskeliggøres ved, at den under Udbankningen gennemløbes af en Strøm fra Elementet E. Da denne Strøm ligeledes passerer Relaiset R, der har stor Selvinduktion, saa vil Koherérens Udbankning være ledsaget af en ret udpræget Gnistdannelse i selve Koheréren, der dels vanskeliggør Udbankningen, dels ødelægger Koheréren.

De indskudte Hjælpeapparater, (Relais, Banker, Klokke), arbejde alle med Strømafbrydelse i Strømløb, der indeholder stor Selvinduktion. Derved opstaar ret høje Spændinger, der

paa forskellig Maade kan forplante sig hen til Koheareren og ödelöse denne. For at formindske denne Fjelkilde saa meget som muligt, shunter man Kontaktstederne og de jernholdige Spoler med selvinduktionsfri Modstande eller med Polarisationsceller. Disse bestaar af to Platintraade, der er indsmeltede i et med forbygdet svovlsyre fyldt Glasrör. Cellerne passeres ikke af Jevnstrøm, hvis den paavirkende E.M.K er mindre end den samlede ved Cellernes Polarisation frembragte E.M.-Modkraft. Den maksimale Polarisation udgjör ca. 2 Volt pr Celle.

Man har ogsaa ofte anbragt Kondensatorer parallelt med Kontaktstedet; dette Middel maa anvendes med nogen Forsigtighed, da der paa den Maade let kan opstaa Svingningskrese, og Forholdene saaledes blive yderligere forvorrede.

Koheareren har været indskudt i Höjfrekvenskredsløbet paa mange forskellige Maader. Den simpleste er den af Marconi oprindelig anvendte, der er anbygdet i Fig. 5. Senere gik Marconi over til det i Fig. 6 viste Arrangement. Disse fortsatte Forsög paa at indföre större Afstemmelighed, bragte ind paa nye Baner ved F. Brauns konsekvente Anvendelse af V. Bjerknes teoretiske Undersögelser over koblede Svingningskrese.



Fig. 5.

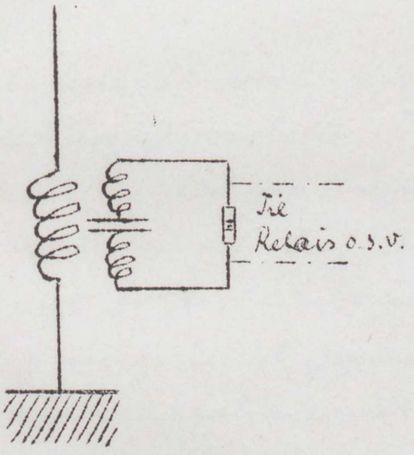


Fig. 6.

Brauns Arrangement illustreres ved Fig. 7 og 8. En nærmere Omtale af disse Forhold er overflödig, idet den i §3 udviklede Teori direkte finder Anvendelse paa disse Opstillinger.

Baade Antenne- og Sekundærkreds er afstemmelige i Fig 7 og 8, ligeledes kan Koblingen mellem de to Kredse varieres. (Ikke vist paa Figurerne).

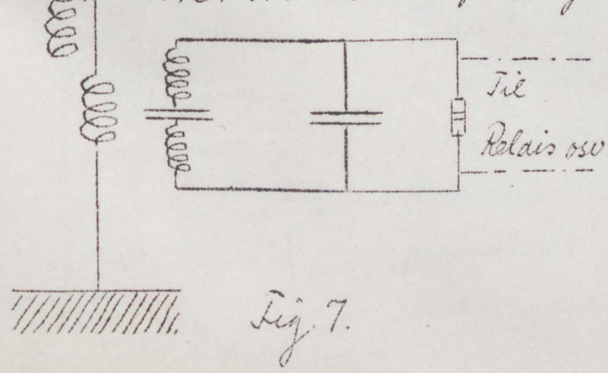


Fig. 7.

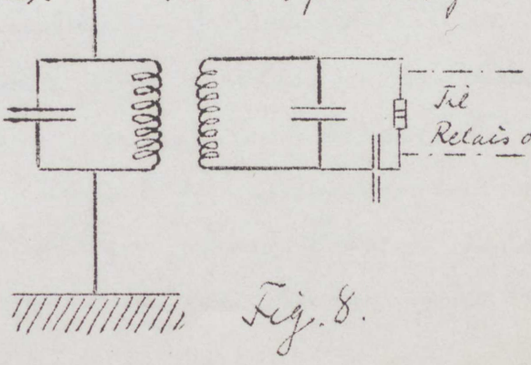


Fig. 8.

Modtager for Hurtigtelegrafi. Ved Telefonmodtagelse er Telegraferingshastigheden bestemt ved Telegrafistens Dygtighed og kommer neppe til ret meget at overstige 25 Ord pr. Minut. Kohereren egner sig heller ikke til Hurtigtelegrafi. Med det i Hefte 1 p. 35 viste Arrangement med Strenggalvanometer og fotografisk Registrering kan man derimod gaa op til betydelig større Hastigheder. Fig. 9 viser Modtagerdiagram-

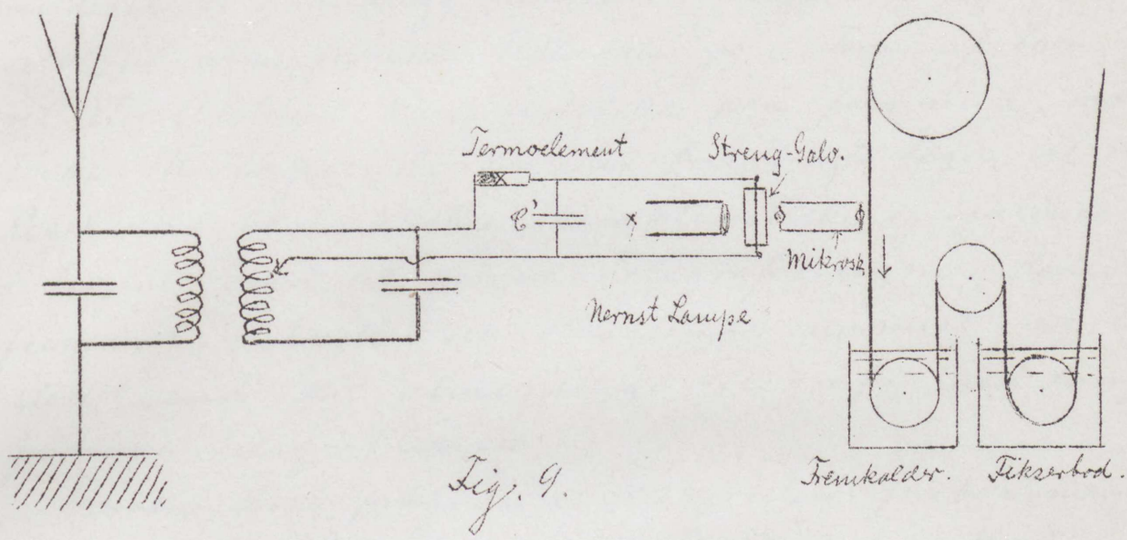


Fig. 9.

met svarende til det Side 63 viste Afsenderdiagram, begge anvendte til de Side 63 og 64 omtalte Forsøg med Hurtigtelegrafering med kontinuerlige Bølger. Som Detektor benyttedes et Termoelement, der kobledes ret løst til Sekundærkredsen. I Termoelementets Kreds lå er der indskudt en Kondensator C'; denne tillader Svingningerne at passere Termoelementet uden samtidig at passere Strenggalvanometret, der har ret stor Modstand. Opstillingens Virkemaade forstaas iøvrigt uden nærmere Forklaring.

Multiplex Modtagning. Arbejder man med udpræget Resonans, kan man godt samtidig modtage Telegrammer fra flere Stationer ved Hjælp af den samme Antenne. Fig. 10 viser skematisk et saadant Arrangement med 3 Modtag. der har været benyttet ved Poulsen-Systemet. I Antennen indskydes 3 Primærkredse, der hver for sig induce over i tilsvarende Sekundærkredse. Disse er meget løst koblede til Primærkredsene, saaledes at Sekundærkredsene kun paavirkes af Bølger, hvis Frekvens falder sammen med vedkommende Kredses egen Frekvens.

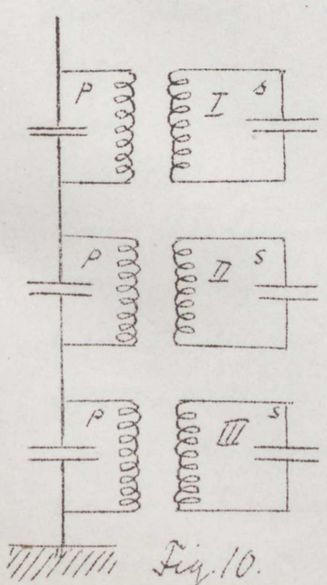
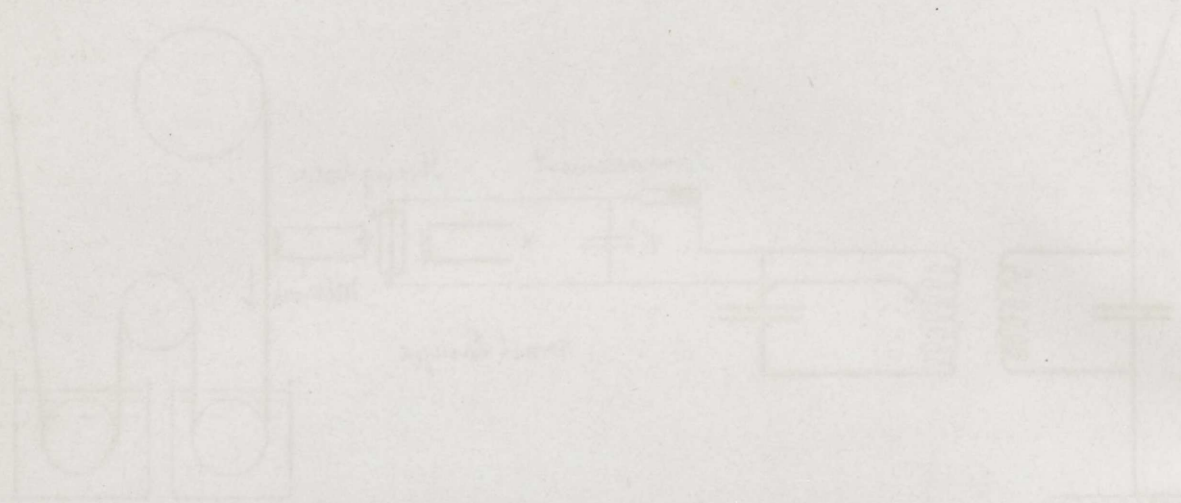


Fig. 10.



Antennens Egensvingning, valgt i Nærheden af det mellemste Svingningstal, kaldes dette n, kan man ifølge Forsøg arbejde med 0,96 n, n og 1,04 n, naar de ankommende Bølger ikke afvige alt for meget fra hinanden i Styrke.

Forhindring eller Formindskelse af atmosfæriske Forstyrrelser.

Disse Forstyrrelser har en meget forskellig Karakter, og deres Oprindelse er i mange Henseender uklar. Det følger af sig selv, at atmosfæriske Udladninger i Form af Lyn selv i vel stor Afstand kan indvirke paa følsomme radiotelegrafiske Modtagere. De saaledes frembragte Tegn vil dog som Regel være tilstrækkelig karakteristiske og sjældne til ikke i højere Grad at genere Telegraferingen. Radiotelegrafien vil vistnok i saa Henseende nærmest være heldigere stillet end den almindelige Telegrafi med lange, overjordiske Telegraflinier.

Foruden disse pregnante Forstyrrelser forekommer der imidlertid en Del andre, som Regel mindre kraftige og udprægede, men til Gengæld mere langvarige Forstyrrelser, der, selv om Styrken ikke er overvældende, dog ifølge hele deres Forløb er i Stand til at virke i høj Grad forstyrrende paa Telegraferingen. Aarsagen til disse Forstyrrelser er højst uklar, men den maa vel nok søges i elektriske Forskydninger i Atmosfæren, Forskydninger, der foregaar saa langsomt og har saa ringe Intensitet, at de ikke antage Karakteren af Lyn. Disse Forstyrrelser optræde, i hvert Fald i vort Klima, oftest paa varme Dage ved klar Himmel og tør Luft; findes der Skyer, er disses Begrænsning sjælden skarp, men snarere udflydende. Alt i Alt er disse Dage i vort Klima vel sjældne. Disse atmosfæriske Forstyrrelser er vistnok den alvorligste Gene, der knytter ved den trådløse Telegrafi over lange Afstande, særlig over Land, hvor Betingelserne jo ellers er saa udpræget gunstige. (smlg. §6). Med Hensyn til Uforstyrrethed i saa Henseende har naturligvis de paa Havets Bund liggende Kabler et uopnaaeligt Forspring.

Vi vil i det følgende betragte nogle af de Midler, der har været anvendt og foreslaaet til Formindskelse af disse Forstyrrelser, idet vi begynde med at betragte den Maade,

hvorpaa Forstyrrelsen overføres til selve Modtagerapparatene. Vi gør i det følgende ud fra, at Forstyrrelsen skyldes en pludselig elektrisk Forstyrrelse i Atmosfæren, et elektrisk „Stød"; dette Stød indvirker paa Antennen og bringer denne til at udføre fri Svingninger med aftagende Amplitude. Bestaar Modtageren kun af Antennen og en i denne indskudt Detektor (se Fig. 5), saa paavirkes denne af den fulde, ved Stødet frembragte Amplitude. Denne Opstilling er derfor ogsaa i saa Henseende ønskelig. Findes Detektoren i en Sekundærkreds, der er fast koblet til Antennen, er Forholdet omtrent det samme. Er derimod Sekundærkredsen løst koblet til Antennen, stiller Forholdet sig meget gunstigere, idet da kun en mindre Del af den Energi, der ved Stødet er meddelt Antennen, overføres til Sekundærkredsen, og jo løsere Koblingen er, desto mindre er denne Del. Man kommer dog ikke ret vangt paa denne Maade, man kan nemlig kun formindske Koblingen indtil en vis Grad uden samtidig at formindske Opstillingens Følsomhed (se Side 27); i Tilfælde af meget løs Kobling, er den Energi, der ved Anvendelsen af kontinuerlige Bølger overføres til Sekundærkredsen, bestemt ved:

$$W_{2I} = \frac{1}{2}\frac{E_0^2}{R_1(\gamma+\frac{1}{\gamma})^2} \sim \frac{1}{2}\frac{E_0^2\gamma^2}{R_1}, \quad \text{(se Side 27 og Rettelser).}$$

hvor $\gamma = \frac{n}{\nu}\sqrt{\frac{L_2}{R_1 R_2}}$ er et Maal for Koblingen. Naar γ her er meget lille, maa man, for ikke at miste alt for meget i Følsomhed, gøre R_1 saa lille som muligt, altsaa formindske Antennens Dekrement det mest mulige. Følgen heraf bliver, at de ved Stødet frembragte Svingninger i Antennen varer længere og saaledes faar bedre Tid til at overføres til Sekundærkredsen, og det saa meget desto mere, som i dette Tilfælde, (meget løs Kobling) Antennen og Sekundærkredsen maa være nøjagtig afstemte. Man er derfor kun i Stand til paa denne Maade at formindske de atmosfæriske Forstyrrelser indtil en vis Grad. For at opnaa en mere effektiv Beskyttelse maa man gaa andre Veje. Her skal kun ganske kort omtales et Par Forslag. Fig. 12 (næste Side) viser et Arrangement af Marconi. Antennen kan ved Hjælp af den variable Kondensator C og den ligeledes variable Selvinduktion L afstemmes til Sendestationens Svingningstal n, og tillige indstilles saaledes, at Antennen for Svingningstallet n faar et Spændingsknudepunkt

H2.

i et af Selvinduktionen L_2 Punktet; fra dette Punkt P føres en direkte Jordledning Pf. n er altsaa Frekvensen af en af Antennen Overtoner; for Simpelhedens Skyld antager vi, at det er den laveste.

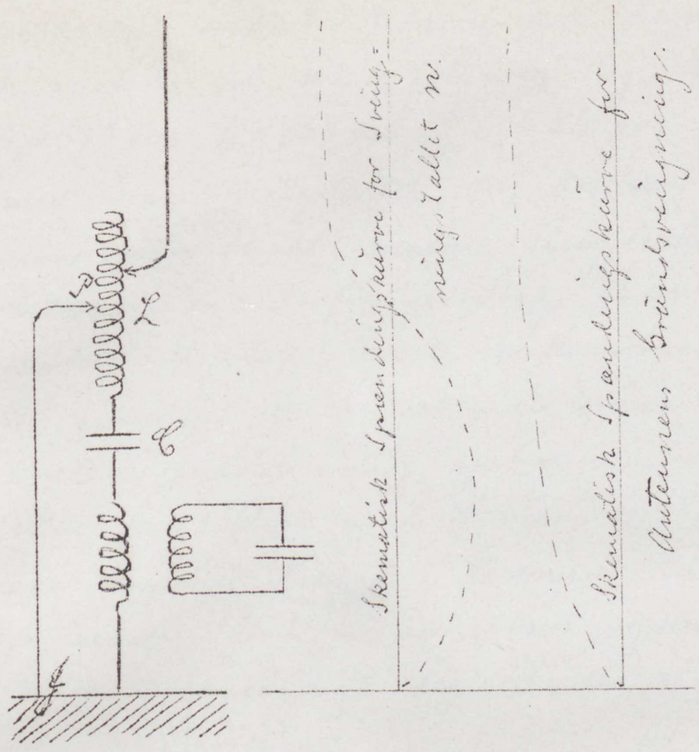


Fig. 11.

Jordledningen Pf er uden Betydelse, naar Antennen virker som Modtager for Bølger med Svingningstallet n. Træffes Antennen derimod af et „Stød", saa vil den deved fremkaldte Grundsvingning gennem Jordledningen saa godt som fuldstændig afledes til Jord. Stødet fremkalder imidlertid ikke alene Grundtonen, men ogsaa Antennens Overtoner, og deriblandt den med Frekvens n, denne sidste overføres altsaa til Modtageren. Ligesaa Betragtninger kan gøres gældende med Hensyn til en Del andre Forslag, der er fremkomne paa dette Omraade. —

Ved Betragtelse af de Side 26 o. flg. fundne Resultater, kan man gaa frem paa en noget anden Maade. Vi tænke os Modtageren indstillet saaledes, at Sekundærkredsens Amplitude er Maksimum, idet Koblingen er saa fast, at $\gamma > 1$. Med de i §1 og 3 benyttede Betegnelser er da enten $n > h_2 > h_1$, eller $n < h_2 < h_1$, idet vi gaa ind fra, at $k_1 > k_2$, hvad altid er Tilfældet i Praksis. Vi vælge den sidste Mulighed og tænke os, at Modtageren er forsynet med endnu en Sekundærkreds II, med Konstanterne h_2' og $k_2' = k_2$. De to Sekundærkredse er begge koblede til den fælles Detektorkreds DK, medens de hver for sig er koblede til Antennen. De tilsvarende Koblingskoefficienter er lige store for begge Kredse. De to Sekundærkredse indvirke ikke direkte over i hinanden. Detektorkredsen har saa stor Modstand, at dens Svingningstal saa godt som ingen

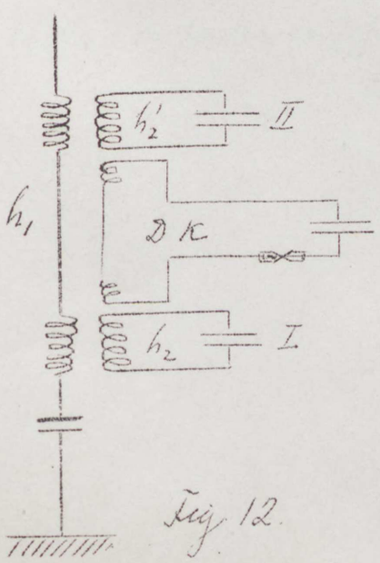


Fig. 12.

Indflydelse har paa Sekundærkredsenes Indstilling. Forholdene er valgt saaledes, at de to Sekundærkredse i Almindelighed indvirke i modsat Retning paa Detektorkredsen. Man indstiller nu h_2' saaledes, at $n < h_2 < h_1 < h_2'$ og $h_1 - h_2 = h_2' - h_1$. Eks. $n = 500\,000$, $h_2 = 502\,000$, $h_1 = 506\,000$ og $h_2' = 570\,000$. Modtager Stationen Bølger med Svingningstallet n, kommer Sekundærkreds I op paa Maximalamplitude, medens Amplituden i II kun er gaaet ringe. Stationen vil derfor modtage Bølgerne n med omtrent ikke forandret Styrke. Er de ankommende Bølgers Frekvens derimod h_1, saa vil de to Sekundærkredses Indvirkning paa Detektorkredsen fuldstændig ophæve hinanden; Stationen reagerer ikke for Bølger med Frekvens h_1. Er Bølgens Frekvens $2h_1 - n$, saa kommer Kreds II i Resonans medens Amplituden i I kun er ringe; Stationen er altsaa ogsaa aftemt til Svingningstallet $2h_1 - n$. Se iøvrigt Fig. 13, der angiver Stationens Følsomhed overfor Bølger af forskellig Frekvens.

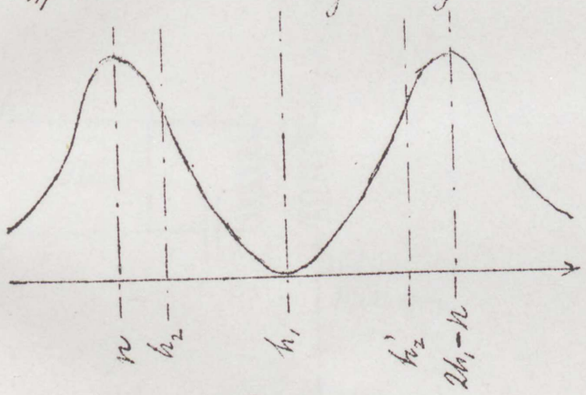
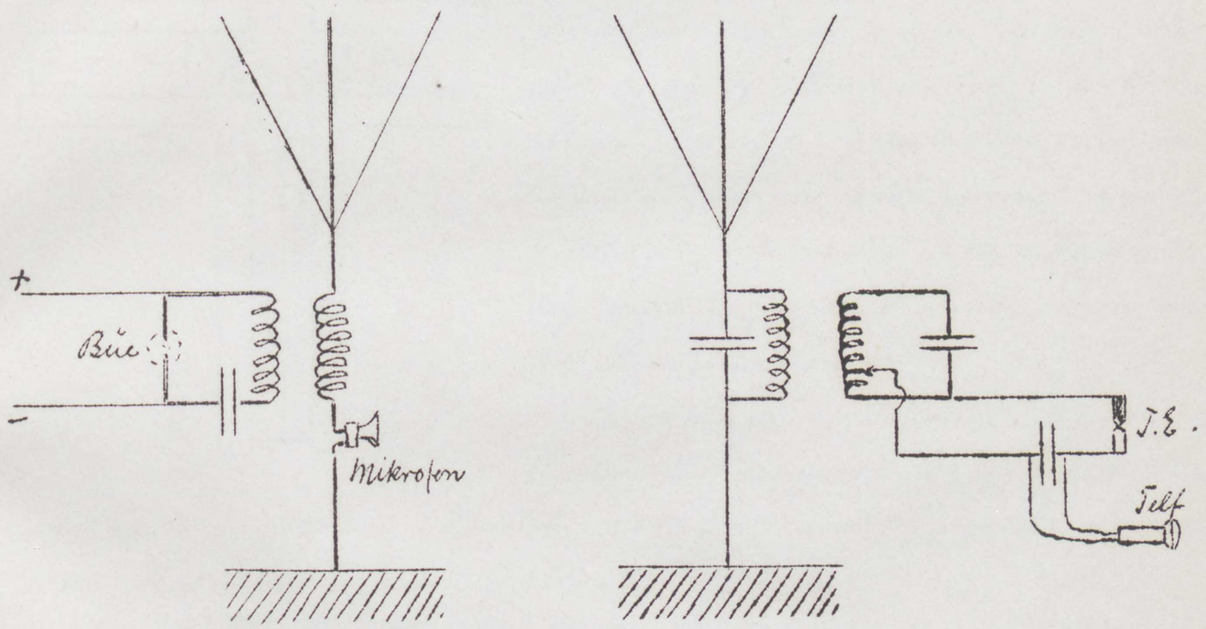


Fig. 13.

Træffes Stationen af et elektrisk Stød, kommer Antennen i Svingning med Frekvens h_1; derved sættes baade I og II i Svingning, men deres Indvirkning paa Detektorkredsen vil paa det nærmeste ophæve hinanden. Det samme gælder for Antennens (lidjere) Overtoner, idet den tilsvarende Værdi af h_1 er saa meget højere end baade h_2 og h_2', at I og II paa det nærmeste faar samme Svingningsamplitude. Detektorkredsens Amplitude bliver derfor kun lille. Disse Betragtninger gælder kun med Tilnærmelse, men en nærmere Redegørelse kan ikke medtages her. Af praktiske Erfaringer foreligger endnu ingen.

Radiotelefoni.

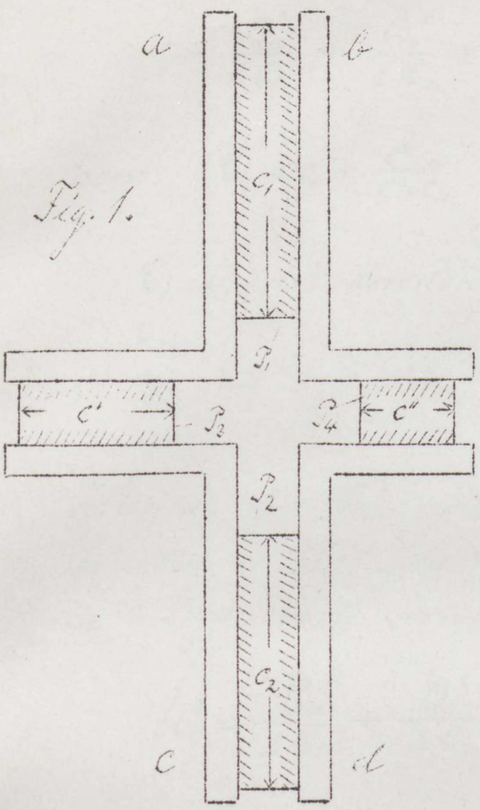
Een normere Omtale af den trraadløse Telefoni kan først finde Sted, efter at den almindelige Telefoni er behandlet. Der skal derfor her kun gives et Afsende- og Modtagediagram, idet Opstillingen er den almindeligst anvendte. Det ses, at Opstillingen paa det nærmeste ligner den, der anvendes til Telegrafi.



Et Eksempel paa Bestemmelsen af den „gensidige Potentialkoefficient".

De fire Metalplader a, b, c, d er adskilt ved de fire isolerende Plader $P_1 - P_4$; disses Dielektricitetskonstant antages at være saa stor, at man uden kendelig Fejl kan regne, at alle de elektriske Kraftlinier mellem a, b, c og d indbyrdes forløber gennem Pladerne P. Det Antal Kraftlinier, der gaar direkte (uden at passere c og d) fra a til b, vil i saa Fald være proportionalt med Potentialforskellen mellem a og b og med Arealet c_1 af P_1. Kondensatoren a–b) har altsaa, naar c og d tænkes borte, en Kapacitet, der er proportional med c_1; i det følgende sættes denne Kapacitet lig med c_1, og tilsvarende for de andre Kombinationer.

Fig. 1.



Belægningernes Potential betegnes ved V, deres Ladning ved Q, og a–b tænkes indskudt i det ene Kreslöb, c–d i det andet, saaledes at man altid har: $Q_a + Q_b = 0$, $Q_c + Q_d = 0$.

I. For $V_a = +V_1$; $V_b = -V_1$, $Q_c = 0$; $Q_d = 0$ faaes da: $\left(\frac{1}{c_0} = \frac{1}{c'} + \frac{1}{c''}\right)$

$$Q_a = 2c_1 V_1 + \frac{2V_1}{\frac{1}{c'} + \frac{1}{c''} + \frac{1}{c_2}} = 2V_1\left(c_1 + \frac{1}{\frac{1}{c_0} + \frac{1}{c_2}}\right) = 2V_1 \cdot C_1.$$

$$Q_b = -2V_1 \cdot C_1.$$

$$V_c = V_1\left(1 - \frac{2}{c'\left(\frac{1}{c_0} + \frac{1}{c_2}\right)}\right) \; ; \; V_d = -V_1\left(1 - \frac{2}{c''\left(\frac{1}{c_0} + \frac{1}{c_2}\right)}\right).$$

II. For $V_c = +V_2$; $V_d = -V_2$; $Q_a = 0$; $Q_b = 0$ faaes:

$$Q_c = 2V_2\left(c_2 + \frac{1}{\frac{1}{c_0} + \frac{1}{c_1}}\right) = 2V_2 \cdot C_2 = -Q_d.$$

$$V_a = V_2\left(1 - \frac{2}{c'\left(\frac{1}{c_0} + \frac{1}{c_1}\right)}\right) \; ; \; V_b = -V_2\left(1 - \frac{2}{c''\left(\frac{1}{c_0} + \frac{1}{c_1}\right)}\right)$$

For Tilstanden (I+II) er:

$$Q_a = -Q_b = 2V_1 \cdot C_1 \; ; \; Q_c = -Q_d = 2V_2 \cdot C_2.$$

$$V_a = V_1 + V_2\left(1 - \frac{2}{c'\left(\frac{1}{c_0} + \frac{1}{c_1}\right)}\right); \; V_b = -V_1 - V_2\left(1 - \frac{2}{c''\left(\frac{1}{c_0} + \frac{1}{c_1}\right)}\right).$$

$$V_c = V_2 + V_1\left(1 - \frac{2}{c'\left(\frac{1}{c_0} + \frac{1}{c_2}\right)}\right); \; V_d = -V_2 - V_1\left(1 - \frac{2}{c''\left(\frac{1}{c_0} + \frac{1}{c_2}\right)}\right).$$

Den samlede elektrostatiske Energi W_e er bestemt ved:

$$W_e = \frac{1}{2}\sum V_r . Q_r = \frac{1}{2}\left(Q_a . V_a + Q_b . V_b + Q_c . V_c + Q_d . V_d\right)$$

$$= \frac{Q_a^2}{2C_1} + \frac{Q_c^2}{2C_2} + \frac{Q_a Q_c}{2}\left(\frac{1}{C_2 c_1\left(\frac{1}{c^0}+\frac{1}{c_1}\right)} + \frac{1}{C_1 c_2\left(\frac{1}{c^0}+\frac{1}{c_2}\right)}\right)$$

$$= \frac{Q_a^2}{2C_1} + \frac{Q_c^2}{2C_2} + \frac{Q_a . Q_c}{C_{12}},$$

hvor: $C_1 = c_1 + \frac{c^0 c_2}{c^0 + c_2}$, $C_2 = c_2 + \frac{c^0 . c_1}{c^0 + c_1}$ og $C_{12} = c_1 + c_2 + \frac{c_1 c_2}{c^0}$.

C_1 kaldes Kondensatoren a-b's Kapacitet.
C_2 — — — — (c-d)'s — — —.
$1/C_{12}$ — — (a-b)'s og (c-d)'s gensidige Potentialkoefficient.

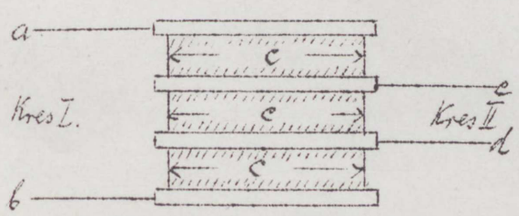
Fortegnet for C_{12} retter sig efter, hvilke Ladninger man bengtter i Udtrykket for den elektrostatiske Energi. Med de i Fig. 1 viste Forhold har man:

$$W_e = \frac{Q_a^2}{2C_1} + \frac{Q_c^2}{2C_2} + \frac{Q_a . Q_c}{C_{12}} = \frac{Q_a^2}{2C_1} + \frac{Q_d^2}{2C_2} - \frac{Q_a . Q_d}{C_{12}}.$$

Da W_e altid er positiv, saa maa man altid have:

$$C_{12}^2 > C_1 . C_2.$$

Man kan let se, at denne Betingelse altid er opfyldt, thi da Ladningen Q_a fremkalder Potentialforskellen $\frac{Q_a}{C_1}$ i Kondensatoren (a-b) og Potentialforskellen $\frac{Q_a}{C_{12}}$ i Kondensatoren (c-d), saa maa $|C_{12}| > C_1$, idet förstnævnte Potentialforskel maa vare numerisk större end sidstnævnte. Paa tilsvarende Maade ses, at $|C_{12}| > C_2$.



For en Kondensatoranordning som den, der er vist i hosstaaende Figur, har man:

$$W_e = \frac{1}{2}\frac{3Q_a^2}{c} + \frac{1}{2}\frac{Q_c^2}{c} + \frac{Q_a . Q_c}{c}.$$

Følgelig: $C_1 = C_{(a-b)} = \frac{c}{3}$; $C_2 = C_{(c-d)} = c$; $C_{12} = c$.

Gensidig Modstand.

(Delvis fra et Foredrag holdt i „Fysisk Forening" d 30/4 1909).

To elektriske Strömløb kan paa flere Maader indvirke paa hinanden, saaledes at der sker en Energiudveksling mellem dem. Man benytter ofte den Betegnelse, at de to Strömløb er „koblede" med hinanden. Bedst kendt fra de elementære Lærebøger er den elektromagnetiske Kobling, der skyldes den gensidige Induktionskoefficient L_{12}. Er de to Strömløbs Selvinduktionskoefficienter L_1 og L_2, Strømstyrkerne I_1 og I_2, saa er den samlede elektrokinetiske Energi, K, for de to Strömløb som bekendt bestemt ved:

$$K = \tfrac{1}{2} I_1^2 L_1 + \tfrac{1}{2} I_2^2 L_2 + I_1 I_2 L_{12} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1').$$

Da K altid maa være en positiv Størrelse, saa maa ogsaa L_1 og L_2 nødvendigvis være positive og desuden maa altid

$$L_{12}^2 \leqq L_1 L_2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2').$$

Derimod afhænger Fortegnet for L_{12} af Valget af positive Strømretninger; forandres denne Retning for det ene Strömløb, saa skifter ogsaa L_{12} Fortegn, da K selvfølgelig er uafhængig af den Maade, hvorpaa vi vælge de positive Strømretninger.

Den elektrostatiske Kobling, der tilvejebringes gennem en gensidig Potentialkoefficient $\frac{1}{C_{12}}$, behøver heller ingen nærmere Omtale, da den er velkendt og analog med den elektromagnetiske. Den samlede elektrostatiske Energi, S, er som bekendt bestemt ved:

$$S = \frac{1}{2}\frac{Q_1^2}{C_1} + \frac{1}{2}\frac{Q_2^2}{C_2} + \frac{Q_1 Q_2}{C_{12}}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (1'').$$

hvor Q_1 er Ladningen paa Kondensatoren med Kapacitet C_1, Q_2 Ladningen paa C_2. Ogsaa her er C_1 og C_2 altid positive, og man har i Analogi med (2'):

$$C_{12}^2 \geqq C_1 C_2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (2'').$$

Fortegnet for C_{12} retter sig ligeledes efter den Maade, hvorpaa

man bestemmer Fortegnene for Q_1 og Q_2.

Er Modstanden i det ene Strømløb ganske uafhængig af, hvad der sker i det andet, bestemmes den samlede Varmeudvikling B ved:

$$\frac{dB}{dt} = J_1^2 R_1 + J_2^2 R_2, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3).$$

hvor R_1 og R_2 er de to Strømløbs effektive Modstande.

Har to Strømløb, som antydet i Fig. 1, et Ledningsstykke bc med Modstand R_{12} fælles, og er Modstanden i hele Strømløbet 1, altså i Ledningen $a_1 b c a_1$, lig med R_1, medens R_2 er Modstanden i $a_2 b c a_2$, saa let ot:

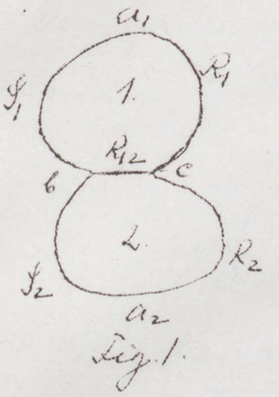


Fig. 1.

$$\frac{dB}{dt} = J_1^2 R_1 + J_2^2 R_2 + 2 J_1 J_2 R_{12} \quad \ldots\ldots \quad (4).$$

Det ligger nær, i Analogi med det foregaaende, at kalde R_{12} de to Strømløbs gensidige Modstand.

Det ligger ligeledes nær at spørge: Kan en saadan gensidig Modstand ogsaa eksistere i det Tilfælde, at de to Strømløb ikke have noget Ledningsstykke fælles? Med andre Ord, kan Varmeudviklingen ogsaa i dette Tilfælde bringes paa Formen (4), hvor R_1, R_2 og R_{12} er Konstanter?

Dette er i Almindelighed ikke Tilfældet. Derimod kan den gennemsnitlige Varmeudvikling, $\frac{dB}{dt}$, for periodiske Strømme bringes paa Formen (4). For at se dette, behøver man blot at bestemme Varmeudviklingen i to Kredse, I og II, hvoraf den første fører Vekselstrømmen

$$J_I = I_I \cos \nu_1 t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5^I).$$

medens den sidste gennemløbes af Strømmen

$$J_{II} = I_{II} \cdot \cos(\nu_2 t + \alpha) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (5^{II})$$

Det forudsættes, at de betragtede Ledere er „lineære", saaledes at Strømliniernes Retning altid er den samme for det samme Punkt af Lederen. Endvidere forudsættes det, at Strømmene er „halvstationære"; det vil sige, at alle Strømlinier er lukkede Kurver.

Lederne I og II kan derfor tænkes delt i uendelig mange, uendelig tynde „Strømtraade", hvis Overflader overalt dannes af Strømlinier. Den Strøm, i, en saadan Strømtraad fører, har samme Styrke og Fase gennem hele Traadens

Længde. Det ses let, at Strømstyrken i en Strømtraad med Indeks p kan skrives paa Formen

$$i_p = a_{1p} I_1 \cos(\nu_1 t + \varphi_{1p}) + a_{2p} I_{II} \cos(\nu_2 t + \alpha + \varphi_{2p}) \quad \ldots\ldots (6)$$

hvor a_{1p}, a_{2p}, φ_{1p} og φ_{2p} er Konstanter for den betragtede Strømtraad. Kaldes dennes Modstand r_p, er Varmeudviklingen, b_p, bestemt ved

$$\frac{db_p}{dt} = i_p^2 r_p = r_p a_{1p}^2 I_I^2 \cos^2(\nu_1 t + \varphi_{1p}) + r_p a_{2p}^2 I_{II}^2 \cos^2(\nu_2 t + \alpha + \varphi_{2p}) + 2 r_p a_{1p} a_{2p} I_I I_{II} \cos(\nu_1 t + \varphi_{1p}) \cdot \cos(\nu_2 t + \alpha + \varphi_{2p})$$

Den gennemsnitlige Varmeudvikling er:

$$\frac{d\bar{b}_p}{dt} = \lim_{(t_2 - t_1) = \infty} \frac{b_{2p} - b_{1p}}{t_2 - t_1} = \tfrac{1}{2} r_p a_{1p}^2 I_I^2 + \tfrac{1}{2} r_p a_{2p}^2 I_{II}^2 + r_p a_{1p} a_{2p} I_I I_{II} \cdot \lim_{t_2 - t_1 = \infty} \int_{t_1}^{t_2} \cos[(\nu_1 + \nu_2)t + \alpha + \varphi_{1p} + \varphi_{2p}] + \cos[(\nu_1 - \nu_2)t + \varphi_{1p} - \alpha - \varphi_{2p}] \quad \ldots (7)$$

For $\nu_1 \geq \nu_2$ er følgelig altid:

$$\frac{d\bar{b}_p}{dt} = \tfrac{1}{2} r_p a_{1p}^2 I_I^2 + \tfrac{1}{2} r_p a_{2p}^2 I_{II}^2 \quad \ldots\ldots (8)$$

Man har altsaa:

$$\frac{d\bar{B}}{dt} = \sum_p \frac{d\bar{b}_p}{dt} = \tfrac{1}{2} I_I^2 \sum_p r_p a_{1p}^2 + \tfrac{1}{2} I_{II}^2 \sum_p r_p a_{2p}^2 \quad \ldots\ldots (9)$$

For $\nu_1 \geq \nu_2$ kan den gennemsnitlige Varmeudvikling altsaa formelt bringes paa Formen (4), idet I_I og I_{II} erstattes af de effektive Værdier. Den gensidige Modstand er dog altid lig med Nul i dette Tilfælde. Det samme gælder, naar de to Kredse gennemløbes af Jævnstrøm.

Er derimod $\nu_1 = \nu_2 = \nu$, og i det følgende betragtes kun dette Tilfælde, bliver Ligning (8)

$$\frac{d\bar{b}_p}{dt} = \tfrac{1}{2} r_p a_{1p}^2 I_I^2 + \tfrac{1}{2} r_p a_{2p}^2 I_{II}^2 + r_p a_{1p} a_{2p} I_I I_{II} \cos(\varphi_{1p} - \varphi_{2p} - \alpha) \quad \ldots (8')$$

Følgelig er

$$\frac{d\bar{B}}{dt} = \tfrac{1}{2} I_I^2 \sum_p r_p a_{1p}^2 + \tfrac{1}{2} I_{II}^2 \sum_p r_p a_{1p}^2 + I_I I_{II} \sum_p r_p a_{1p} a_{2p} \cos(\varphi_{1p} - \varphi_{2p} - \alpha) \quad \ldots (9$$

$$= \tfrac{1}{2} I_I^2 R_1 + \tfrac{1}{2} I_{II}^2 R_2 + I_I I_{II} R_{12},$$

hvor

$$R_1 = \sum_p r_p a_{1p}^2, \quad R_2 = \sum_p r_p a_{2p}^2 \quad \text{og} \quad R_{12} = \sum_p r_p a_{1p} a_{2p} \cos(\varphi_{1p} - \varphi_{2p} - \alpha).$$

Dette Udtryk er fuldstændig analogt med (4), og R_{12} er i Almindelighed forskellig fra Nul.

I mange Tilfælde har man med Tilnærmelse, at $\varphi_{1p} = \varphi_{2p}$; i saa Fald er

$$R_{12} = \cos\alpha \sum_p r_p a_{1p} a_{2p} \quad \ldots\ldots (10).$$

Ligningerne (8) og (9) vise, at

$$R_{12}^2 < R_1 R_2 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (11).$$

Man kan iøvrigt Vanskeligheden fastsætte en endnu lavere Grænse for R_{12}; dette ses saaledes:

Er $I_{II} = 0$, saa er $\frac{dB}{dt} = \frac{1}{2} I_I^2 R_1 = \frac{1}{2} I_I^2 \sum_p r_p a_{1p}^2$. Denne Varmeudvikling kan paa naturlig Maade deles i 3 Dele, nemlig:

$$\frac{1}{2} I_I^2 R_1^{(0)}, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (12_1)$$

hvor $R_1^{(0)}$ er Modstanden i Lederen 1, naar Strømmen fordeler sig i Overensstemmelse med Ohms Lov. Denne Varmeudvikling er som bekendt den mindste, der kan erholdes, naar Lederen 1 passeres af Strømmen $I_I \cos vt$. I Almindelighed vil Strømfordelingen dog være en anden end den, der følger af Ohms Lov, idet der opstaar Hvirvelstrømme i selve Lederen. Den dermed forbundne Varmeudvikling kan skrives:

$$\frac{1}{2} I_I^2 R_1^{(1)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (12_2).$$

Ligeledes opstaar der Hvirvelstrømme i Lederen 2. Den derfra hidrørende Varmeudvikling har ogsaa Formen:

$$\frac{1}{2} I_I^2 R_1^{(2)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (12_3).$$

Er derimod $I_I = 0$, kan Varmeudviklingen paa tilsvarende Maade skrives som:

$$\frac{1}{2} I_{II}^2 \left(R_2^{(0)} + R_2^{(2)} + R_2^{(1)} \right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (13).$$

Passeres Strømlobene af henholdsvis $I_I \cos vt$ og $I_{II} \cos(vt + \alpha)$, kan Varmeudviklingen aldrig blive mindre end:

$$\frac{dB_0}{dt} = \frac{1}{2} I_I^2 R_1^{(0)} + \frac{1}{2} I_{II}^2 R_2^{(0)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (14).$$

Følgelig har man altid

$$R_{12}^2 \leqq \left(R_1^{(1)} + R_1^{(2)} \right) \left(R_2^{(2)} + R_2^{(1)} \right) \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (15).$$

Ligheds-tegnet kan i følge (8''') kun gælde i de Tilfælde, hvor

$$\cos(\varphi_{1p} - \varphi_{2p} - \alpha) = \pm 1, \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (16)$$

medens man samtidig for to vilkaarlige Hvirvelstrømsbroer p og q har følgende Relation:

$$\frac{a_{1p}}{a_{2p}} \cdot \cos(\varphi_{1p} - \varphi_{2p} - \alpha) = \frac{a_{1q}}{a_{2q}} \cos(\varphi_{1q} - \varphi_{2q} - \alpha).$$

Gælder Ligheds-tegnet i Ligning (15), kan man vælge Forholdet mellem I_I og I_{II} saaledes, at Varmeudviklingen bestemmes ved (14). I dette Tilfælde lides intet Hvirvelstrømstab. Fastholdes det nøjagtige Forhold mellem I_I og I_{II}, medens α forøges med 90°, bliver i dette Tilfælde, som Ligningerne (8''') og (16) vise, $R_{12} = 0$, og Varmeudviklingen bestemmes ved:

$$\tfrac{1}{2} I_1^2 \left(R_1^{(0)} + R_1^{(1)} + R_1^{(2)} \right) + \tfrac{1}{2} I_{II}^2 \left(R_2^{(0)} + R_2^{(2)} + R_2^{(1)} \right).$$

Forøges derimod, under de samme Forudsætninger, α med 180°, bliver Varmeudviklingen:

$$\tfrac{1}{2} I_1^2 \left(R_1^{(0)} + 2\left(R_1^{(1)} + R_1^{(2)} \right) \right) + \tfrac{1}{2} I_{II}^2 \left(R_2^{(0)} + 2\left(R_2^{(2)} + R_2^{(1)} \right) \right).$$

<u>Eksempel 1.</u> Vi vil bestemme Varmeudviklingen i et Strømløb, der som Fig. 2 viser, bestaar af en retlinet Leder ef (med Modstand R_3); i Serie med Traadrullen F og de to indbyrdes parallelle Ledere ab (med Modstand R_1) og cd (med Modstand R_2). Resten af Strømløbet tænkes uden Modstand. I Strømløbets Plan og parallel med ab findes Lederen AB, der føres Strømmen $J_0 = I_0 \sin(\nu t + \beta)$. Afstanden b_0 mellem ab og AB er saa stor, at det fra J_0 ledrørende magnetiske Felt indenfor abfe kan betragtes som homogent. Traadrullen F tænkes lagt saa langt til højre, at dens magnetiske Felt indenfor abfe er forsvindende lille.

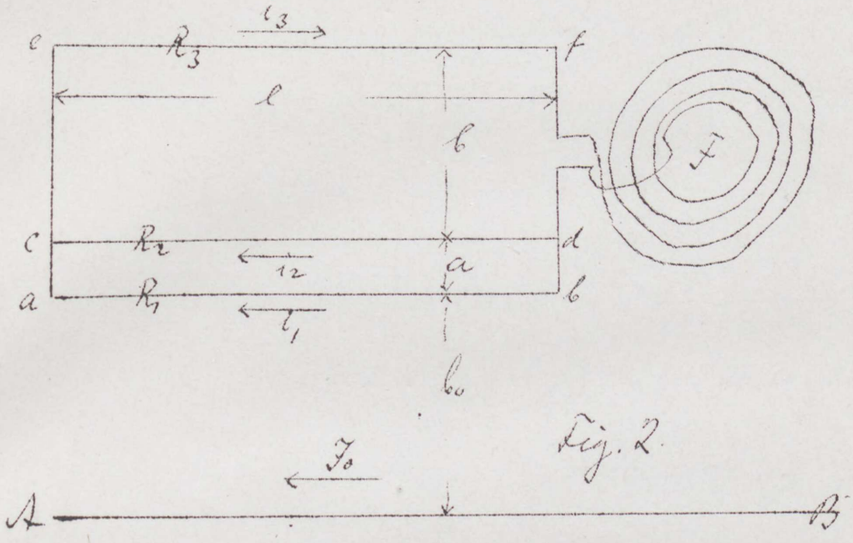


Fig. 2.

Den af Strømmen J_0 fremkaldte Strøm i ab, cd og ef betegnes ved: . . . . . i_{01}, i_{02} og i_{03}.

Vælges det samlede Areal af F lig med $l\left(b + a\frac{R_2}{R_1+R_2}\right)$, saa bliver $i_{03} = 0$. (Den gensidige Induktionskoefficient mellem AB og Strømløbet er Nul). Endvidere er:

$$i_{01} = -i_{02} = -\alpha \frac{al}{b_0} \cdot \frac{\frac{dJ_0}{dt}}{R_1+R_2} = -\alpha \frac{al}{b_0} \cdot \frac{\nu I_0 \cos(\nu t+\beta)}{R_1+R_2} \quad \ldots\ldots (7)$$

hvor α er en positiv Konstant.

Er a forsvindende i Sammenligning med b og ses bort fra Selvinduktionen i ab og cd, saa vil en Strøm, $i_3 = I_3 \sin \nu t$, i ef sætte til følgende Strømme i ab og cd:

$$i'_{31} = \frac{R_2}{R_1+R_2} I_3 \sin \nu t \text{ og } i'_{32} = \frac{R_1}{R_1+R_2} I_3 \sin \nu t \quad \ldots\ldots (8).$$

I Virkeligheden vil dog Strømmen $I_3 \sin \nu t$ inducere en

Ström i det lukkede Kreslöb a b d c, der i Overensstemmelse med (7) bestemmes ved (b stor i Sammenligning med a):

$$i''_{31} = -i''_{32} = \alpha \cdot \frac{al}{b} \cdot \frac{\nu I_3 \cdot \cos \nu t}{R_1 + R_2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (8'').$$

De til $i_3 = I_3 \sin \nu t$ svarende Strömme i a b og c d blive altsaa

$$\left.\begin{aligned} i_{31} &= \frac{R_2}{R_1+R_2} I_3 \sin \nu t + \alpha \frac{al}{b} \cdot \frac{\nu I_3 \cos \nu t}{R_1 + R_2} \\ i_{32} &= \frac{R_2}{R_1+R_2} I_3 \sin \nu t \div \alpha \frac{al}{b} \cdot \frac{\nu I_3 \cos \nu t}{R_1 + R_2} \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots (8).$$

Gennemlöbes A B af $J_0 = I_0 \sin(\nu t + \beta)$ samtidig med, at c f gennemlöbes af $i_3 = I_3 \cdot \sin \nu t$, saa bliver den samlede Varmeudvikling i Kreslöbet i Tiden dt bestemt ved:

$$W \cdot dt = \left\{ \begin{aligned} & I_3^2 \cdot \sin^2 \nu t \cdot R_3 + \left[\frac{R_2}{R_1+R_2} I_3 \sin \nu t + \alpha \frac{al}{b} \cdot \frac{I_3 \cdot \nu \cdot \cos \nu t}{R_1+R_2} \div \alpha \frac{al}{b_0} \frac{\nu I_0 \cos(\nu t + \beta)}{R_1 + R_2} \right]^2 R_1 \\ & + \left[\frac{R_1}{R_1+R_2} I_3 \sin \nu t - \alpha \frac{al}{b} \cdot \frac{\nu I_3 \cos \nu t}{R_1 + R_2} + \alpha \frac{al}{b_0} \cdot \frac{\nu I_0 \cos(\nu t + \beta)}{R_1 + R_2} \right]^2 R_2 \end{aligned} \right\} dt$$

$$= I_3^2 \left(R_3 + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} \right) \sin^2 \nu t \cdot dt + \alpha^2 \frac{a^2 l^2}{b^2} \cdot \frac{\nu^2 I_3^2 \cdot \cos^2 \nu t}{R_1 + R_2} \cdot dt + \alpha^2 \frac{a^2 l^2}{b_0^2} \cdot \frac{\nu^2 I_0^2 \cdot \cos^2(\nu t + \beta)}{R_1 + R_2} dt$$

$$\div 2 \alpha^2 \frac{a^2 l^2}{b b_0} \cdot \frac{\nu^2 I_0 I_3}{R_1 + R_2} \left(\cos^2 \nu t \cdot \cos \beta - \tfrac{1}{2} \sin 2\nu t \cdot \sin \beta \right) dt$$

Den gennemsnitlige Varmeudvikling pr Tidsenhed bliver altsaa:

$$W = \frac{I_3^2}{2(R_1+R_2)} \left(R_1 R_2 + R_2 R_3 + R_3 R_1 + \alpha^2 \frac{a^2 l^2}{b^2} \cdot \nu^2 \right) + \frac{I_0^2}{2(R_1+R_2)} \cdot \alpha^2 \frac{a^2 l^2}{b_0^2} \cdot \nu^2$$

$$\div \frac{I_0 \cdot I_3}{R_1 + R_2} \cdot \alpha^2 \frac{a^2 l^2}{b b_0} \cdot \nu^2 \cos \beta \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (9).$$

Den gensidige Modstand er altsaa:

$$R_{12} = \div \frac{\alpha^2 a^2 l^2}{b b_0 (R_1 + R_2)} \cdot \nu^2 \cos \beta \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (10).$$

Medens den gensidige Induktionskoefficient og den gensidige Potentialkoefficient tilnærmelsesvis er uafhængige af Svingningstallet, saa viser (10) at den gensidige Modstand er proportional med 2den Potens af Svingningstallet.

Eksempel 2.

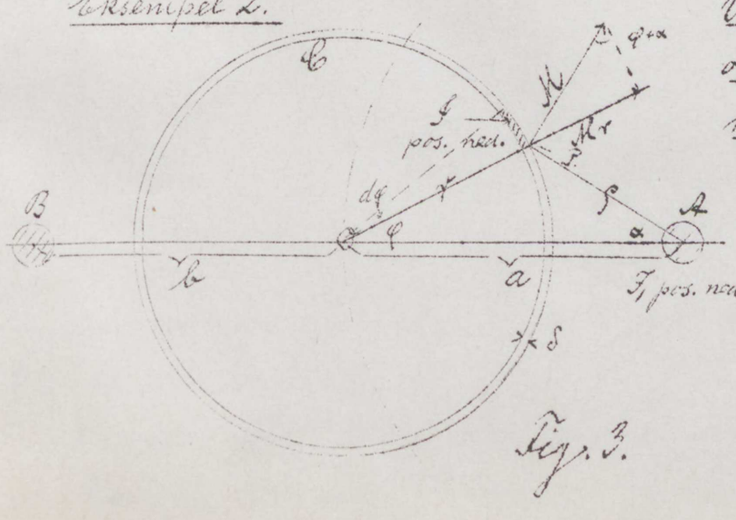


Fig. 3.

Vekselströmmes Fordeling over et cirkulært Rör med meget ringe Vægtykkelse.

Det cirkulære Rör C har en saa ringe Vægtykkelse, at Strömintensiteten i det betragtede Tilfælde er den samme gennem hele Tykkelsen.

Betragtes kun kvasistationære Forhold, saa er følgelig I kun en Funktion af φ og t. - Er Kredsens Permeabilitet μ og Ledningsevnen λ, saa har man:

$$10^{-8}\frac{d}{dt}(r\,d\varphi.\mu M_r) = \frac{1}{\lambda}\left(I + \frac{dI}{d\varphi}.d\varphi - I\right) \text{ eller } 10^{-8}.r.\mu.\lambda\frac{dM_r}{dt} = \frac{dI}{d\varphi}; \quad \ldots (1).$$

hvor M_r er den magnetiske Krafts Komponent i Radiens Retning. Vi vil tænke os det magnetiske Felt frembragt af en Strøm I_1 i den lineære Leder A. Med de i Fig. 3 benyttede Betegnelser er den magnetiske Kraft i Punktet P bestemt ved $M = \frac{2}{10}\frac{I_1}{f}$ og $M \perp \overline{AP}$. Endvidere er:

$$M_r = M.\sin(\varphi+\alpha) = \frac{2I_1}{10f}(\sin\varphi.\cos\alpha + \cos\varphi.\sin\alpha) = \frac{2I_1}{10f}\left(\sin\varphi.\frac{a-r\cos\varphi}{f} + \cos\varphi\,\frac{r\sin\varphi}{f}\right) = \frac{2I_1}{10}.\frac{a\sin\varphi}{f^2} = \frac{2I_1}{10}.\frac{a\sin\varphi}{a^2+r^2-2ar\cos\varphi} = kI_1\frac{\sin\varphi}{1-\varepsilon\cos\varphi} \quad \ldots (2).$$

hvor $k = \frac{2a}{10(a^2+r^2)}$ og $\varepsilon = \frac{2ar}{a^2+r^2}$.

Sættes $I_1 = \bar{I}_1.\sin(\nu t+\beta)$, saa giver (1) og (2): $\frac{dI}{d\varphi} = c\frac{\sin\varphi}{1-\varepsilon\cos\varphi}$ ... (11).

hvor

$$c = 10^{-9}.\nu.\bar{I}_1.\cos(\nu t+\beta).\mu.\lambda.\frac{2ar}{a^2+r^2}.$$

Man har:

$$I = \int c\frac{\sin\varphi.d\varphi}{1-\varepsilon\cos\varphi} = \frac{c}{\varepsilon}.\lg(1-\varepsilon\cos\varphi) + C.$$

Her skal Konstanten C bestemmes saaledes, at $\int_0^{2\pi} I\,d\varphi = 0$ bliver lig med Nul, idet vi se bort fra den Induktion, I_1 frembringer i det Kredsløb, hvortil Røret C hører, (De magn. og elektriske Kobl.koefficienter lig Nul). Man har:

$$\int_0^{2\pi} I\,d\varphi = 2\int_0^{\pi} I\,d\varphi = 2\int\left(\frac{c}{\varepsilon}\lg(1-\varepsilon\cos\varphi)+C\right)d\varphi = \frac{2\pi c}{\varepsilon}.\lg\frac{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}}{2} + 2\pi C,$$

altsaa er: $C = -\frac{c}{\varepsilon}\lg\frac{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}}{2}$ og følgelig:

$$I = \frac{c}{\varepsilon}\lg\frac{2(1-\varepsilon\cos\varphi)}{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3).$$

I er lig med Nul for $2(1-\varepsilon\cos\varphi) = 1+\sqrt{1-\varepsilon^2}$, hvoraf faaes $\cos\varphi = \frac{r}{2a}$; altsaa i de Punkter hvori Tangenter gennem A røre C.

Af (3) faaes:

$$I_{\varphi=0} = .10^{-9}.\mu.\lambda.\nu.\bar{I}_1\cos(\nu t+\beta).\lg\frac{a-r}{a} = 10^{-9}.\mu.\lambda.\nu.\bar{I}_1\sin(\nu t+\beta-90°).\lg\frac{a}{a-r}$$

og

$$I_{\varphi=\pi} = .10^{-9}.\mu.\lambda.\nu.\bar{I}_1.\sin(\nu t+\beta+90°).\lg\frac{a+r}{a}.$$

Man ser heraf, at $I_{\varphi=0}$ er retarderet 90° i Forhold til I_1, medens $I_{\varphi=\pi}$ er 90° foran I_1.

Dannes Røret C og den lineære Leder B (se Fig. 4) tilsammen et Kredsløb, der føres Strømmen $I_0 = \bar{I}_0.\sin\nu t$, saa vil, naar A

tænkes borte, og b er meget stor, J_0 fordeler sig ligeligt over hele C's Overflade. Strømintensiteten bliver derfor

$$i_0 = \frac{J_0}{2\pi r\delta} = \frac{I_0}{2\pi r b}\cdot \sin \nu t$$

hvor δ er Rørets Godstykkelse.

Naar b er endelig vil Strømmen i BB' frembragte Strømme i CC', hvis Intensitet i Følge det foregaaende er bestemt ved:

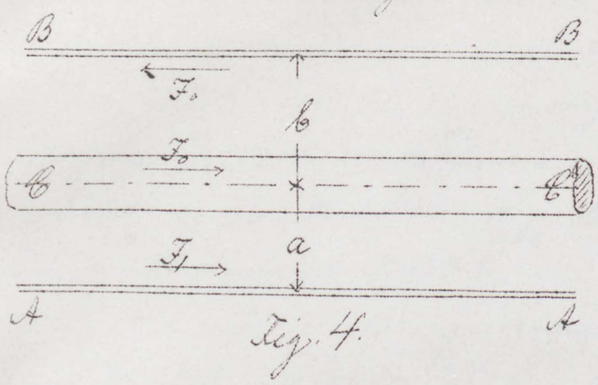


Fig. 4.

$$i_c = -\frac{c_1}{\varepsilon_1}\lg\frac{2(1+\varepsilon_1\cos\varphi)}{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}} = -\varphi\cdot I_0\cos\nu t\cdot\lg\frac{2(1+\varepsilon_1\cos\varphi)}{1+\sqrt{1-\varepsilon_1^2}} \quad \ldots(5)$$

hvor $c_1 = 10^{-9}\cdot\nu\cdot\mu\cdot\lambda\cdot\frac{2br}{b^2+r^2}\cdot I_0\cos\nu t$,

$\varepsilon_1 = \frac{2br}{b^2+r^2}$ og $\varphi = 10^{-9}\cdot\nu\cdot u\cdot\lambda$.

Føres samtidig AA' Strømmen J_1, saa giver denne den ved (3) bestemte Strømfordeling i C, altsaa

$$i_a = \varphi\cdot I_1\cdot\cos(\nu t+\beta)\cdot\lg\frac{2(1-\varepsilon\cos\varphi)}{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}}$$

Findes baade J_0 og J_1, saa er Strømintensiteten i C følgelig

$$i_c = i_0 + i_c + i_a = \frac{I_0}{2\pi r\delta}\sin\nu t - \varphi\cdot I_0\cos\nu t\cdot\lg\frac{2(1+\varepsilon_1\cos\varphi)}{1+\sqrt{1-\varepsilon_1^2}} + \varphi\cdot I_1\cos(\nu t+\beta)\lg\frac{2(1-\varepsilon\cos\varphi)}{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}}$$

$$= \left(\frac{I_0}{2\pi r\delta} - \varphi\cdot I_1\sin\beta\cdot\lg\frac{2(1-\varepsilon\cos\varphi)}{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}}\right)\sin\nu t + \left(\varphi I_1\cos\beta\cdot\lg\frac{2(1-\varepsilon\cos\varphi)}{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}} - \varphi I_0\lg\frac{2(1+\varepsilon_1\cos\varphi)}{1+\sqrt{1-\varepsilon_1^2}}\right)\cos\nu t$$

$$= (p_0 - \sin\beta\cdot p)\sin\nu t + (\cos\beta\cdot p - p_1)\cos\nu t. \quad \ldots(6)$$

Varmeudviklingen i C er bestemt ved:

$$W_c = \frac{\delta\cdot r}{\lambda}\int_0^{2\pi} i_c^2\,d\varphi = \frac{2\delta\cdot r}{\lambda}\int_0^{\pi} i_c^2\,d\varphi$$

$$= \frac{2\delta\cdot r}{\lambda}\int_0^{\pi}\Big[(p_0^2+\sin^2\beta\cdot p^2-2p_0\cdot p\cdot\sin\beta)\sin^2\nu t + (\cos^2\beta\cdot p^2+p_1^2-2pp_1\cos\beta)\cos^2\nu t$$

$$(p_0 p\cos\beta - p_0 p_1 - p^2\sin\beta\cdot\cos\beta + pp_1\sin\beta)\sin 2\nu t\Big]\,d\varphi$$

Her er

$$\int_0^{\pi} p_0\cdot p\cdot d\varphi = 0\,;\quad \int_0^{\pi} p_0\cdot p\cdot d\varphi = 0.$$

For den gennemsnitlige Varmeudvikling W_c har man altsaa

$$W_c = \frac{\delta\cdot r}{\lambda}\int_0^{\pi}\left[p_0^2+p^2+p_1^2-2p_0p_1\cdot\cos\beta\right]d\varphi \quad \ldots\ldots\ldots (7).$$

Følgende Forkortelser indføres:

$$\alpha = \sqrt{\pi}\lg\frac{2}{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}}\,;\quad \alpha_1 = \sqrt{\pi}\cdot\lg\frac{2}{1+\sqrt{1-\varepsilon_1^2}}\,;\quad \Phi_0 = \int_0^{\pi}\left[\lg(1-\varepsilon\cos\varphi)\right]^2\cdot d\varphi,$$

$$\Phi_1 = \int_0^{\pi}\left[\lg(1+\varepsilon_1\cos\varphi)\right]^2\cdot d\varphi\,;\quad \Phi_{01} = \int_0^{\pi}\lg(1-\varepsilon\cos\varphi)\cdot\lg(1+\varepsilon_1\cos\varphi)\cdot d\varphi.$$

Man har da: $\int_0^{\pi} p_0^2\,d\varphi = \frac{I_0^2}{4\pi r^2\delta^2}$; $\int_0^{\pi} p^2 d\varphi = \varphi^2 I_1^2(\Phi_0-\alpha^2)$,

$\int_0^{\pi} p_1^2 d\varphi = \varphi^2 I_0^2(\Phi_1-\alpha_1^2)$ og $\int_0^{\pi} p\,p_1\,d\varphi = \varphi^2 I_0\cdot I_1(\Phi_{01}-\alpha\alpha_1)$, saaledes at (7) kan skrives:

$$W_c = \frac{r\cdot\delta}{\lambda}\left(\frac{I_0^2}{4\pi^2 r^2\delta^2} + \varphi^2 I_0^2(\Phi_1-\alpha_1^2) + \varphi^2 I_1^2(\Phi_0-\alpha^2) - 2\varphi^2 I_0\cdot I_1(\Phi_{01}-\alpha\alpha_1)\cos\beta\right). \quad (7\text{I}).$$

(71 kan skrives:

$$W_c = \tfrac{1}{2} I_0^2 R_{cc} + \tfrac{1}{2} I_1^2 R_{hac} + \tfrac{1}{2} I_0 \cdot I_1 \cdot R_{abc}$$

Det første Led repræsenterer Varmeudviklingen pr Længdeenhed i Røret CC paa Grund af Strømmen I_0 i det af denne Leder og BB dannede Kredsløb. R_{cc} er derfor C.s Modstand, naar CC BB tilsammen danne et Kredsløb.

Det næste Led $\tfrac{1}{2} I_1^2 R_{hac}$, skyldes de af Strømmen I_1 i CC frembragte Hvirvelstrømme.

I det sidste Led er R_{abc} den gjensidige Modstand mellem AA og Strømsløjfen BBCC.

Vi vil udføre Beregningen af Konstanterne R_{cc}, R_{hac} og R_{abc} for det Tilfælde, at ε og ε_1 er saa smaa, at man kan bortkaste 3die og højere Potenser af disse Størrelser. Lejlighedsvis gaa vi ud fra, at $\mu = 1$. I saa Fald er:

$$\lg(1-\varepsilon\cos\varphi) = -(\varepsilon\cos\varphi + \tfrac{\varepsilon^2}{2}\cos^2\varphi); \quad \lg(1+\varepsilon_1\cos\varphi) = \varepsilon_1\cos\varphi - \tfrac{\varepsilon_1^2}{2}\cos^2\varphi$$

$$\lg\frac{2}{1+\sqrt{1-\varepsilon^2}} = \lg\frac{1}{1-\frac{\varepsilon^2}{4}} = \frac{\varepsilon^2}{4}; \quad \lg\frac{2}{1+\sqrt{1-\varepsilon_1^2}} = \frac{\varepsilon_1^2}{4}.$$

$$\alpha = \sqrt{\pi}\cdot\frac{\varepsilon^2}{4}; \quad \alpha_1 = \sqrt{\pi}\cdot\frac{\varepsilon_1^2}{4}; \quad \Phi_0 = \pi\cdot\frac{\varepsilon^2}{2}; \quad \Phi_1 = \pi\cdot\frac{\varepsilon_1^2}{2}; \quad \Phi_{01} = -\frac{\varepsilon\cdot\varepsilon_1}{2}\pi.$$

Betegner endvidere Jævnstrømsmodstanden af CC med $R_0 = \frac{1}{\pi r^2 \sigma}$, saa er:

$$R_{cc} = R_0 + 2\frac{r^2}{b^2}\cdot\frac{\nu^2 \cdot 10^{-15}}{R_0},$$

$$R_{hac} = 2\frac{r^2}{a^2}\cdot\frac{\nu^2 \cdot 10^{-15}}{R_0},$$

$$R_{abc} = 4\frac{r^2}{ab}\cdot\frac{\nu^2 10^{-18}}{R_0}\cdot\cos\beta.$$

Tynde Metalpladers Modstand over for hurtige Vekselströmme. Hvirvelströmme.

Forudsætninger: 1) Pladens Længde og Bredde er saa stor i Forhold til Tykkelsen $2h$, at Pladens Længde og Bredde paa det undersøgte Sted kan betragtes som ubegrænset.

2) Pladen er enten plan eller dens Krumningsradier er overalt meget store i Sammenligning med $2h$.

3) Strömmen er „halvstationær."

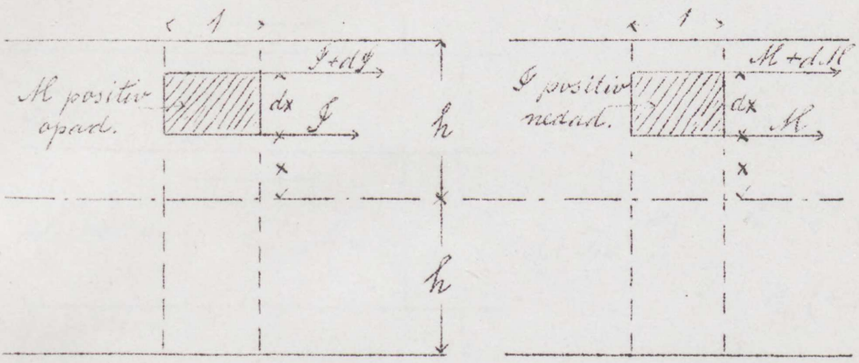


Fig. 1.

Af disse Forudsætninger følger, at Strömintensiteten $\mathfrak{J}$ og den magnetiske Kraft $\mathfrak{M}$ kun er Funktioner af Tiden t og Afstanden x fra Pladens Midterflade, og at deres Retning altid er parallel med denne Flade.

Betegner $\mathfrak{J}$ Strömintensiteten i Amp/cm², $\mathfrak{M}$ den magnetiske Feltintensitet i Gauss, λ Ledningsevnen i cm/ohm.cm² og μ Permeabiliteten, saa har man:

$$\frac{4\pi}{10}\mathfrak{J}dx = (\mathfrak{M}+d\mathfrak{M}-\mathfrak{M}) = d\mathfrak{M}\,;\ \text{altsaa}\ \frac{4\pi}{10}\mathfrak{J} = \frac{d\mathfrak{M}}{dx} \quad \ldots\ldots\ldots (1).$$

og

$$10^{-8}\frac{d}{dt}(\mu\mathfrak{M}dx) = \frac{1}{\lambda}(\mathfrak{J}+d\mathfrak{J}-\mathfrak{J}) = \frac{1}{\lambda}d\mathfrak{J},\ \text{altsaa}\ 10^{-8}\mu.\frac{d\mathfrak{M}}{dt} = \frac{1}{\lambda}\frac{d\mathfrak{J}}{dx} \quad \ldots (2).$$

Elimineres $\mathfrak{M}$ af (1) og (2) faaes:

$$\frac{d^2\mathfrak{J}}{dx^2} = 10^{-9}.4\pi.\lambda.\mu.\frac{d\mathfrak{J}}{dt} = k\frac{d\mathfrak{J}}{dt} \quad \ldots\ldots\ldots (3).$$

hvor $k = 10^{-9}.4\pi.\lambda.\mu$.

Er Vekselströmmens Frekvens $\frac{\nu}{2\pi}$, kan man sætte:

$$\mathfrak{J} = \mathfrak{J}_x.e^{j\nu t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (4).$$

hvor $\mathfrak{J}_x$ er en Funktion af x alene. Ligning (3) giver da:

$$\frac{d^2\mathfrak{J}_x}{dx^2} = j\nu k.\mathfrak{J}_x = p^2\mathfrak{J}_x \quad \ldots\ldots\ldots\ldots (3')$$

hvor $p = \sqrt{j\nu k}$. Ligning (3) tilfredsstilles altsaa af:

$$\mathfrak{J} = (A.e^{px} + B.e^{-px}).e^{j\nu t} \quad \ldots\ldots (5).$$

Heraf følger ved Bengttelse af (1) og (2):

$$\mathfrak{M} = \frac{4\pi}{10}.\frac{e^{j\nu t}}{p}(A.e^{px} - B.e^{-px}) \quad \ldots\ldots (6).$$

Ligningerne (5') og (6') indeholde to vilkaarlige Konstanter A og B, der jf. Eks. kan bestemmes saaledes, at I og M erholde opgivne Værdier for en bestemt Værdi af x. Vi vil her bestemme A og B saaledes, at M antager nedenstaaende Værdier i de to Yderflader af Pladen, nemlig:

$$M_{(+h)} = \frac{2\pi}{10} \cdot e^{jvt} \cdot \left(\mathfrak{F}_0 + \mathfrak{F}_1 e^{jv\alpha} \right) \quad \text{og} \quad M_{(-h)} = \frac{2\pi}{10} \cdot e^{jvt} \left(-\mathfrak{F}_0 + \mathfrak{F}_1 e^{jv\alpha} \right) \ldots (7).$$

Disse Værdier af M svarer til (se Fig. 2), at den betragtede Plade gennemløbes af Totalstrømmen $\mathfrak{F}_0 \cdot e^{jvt}$, medens en dermed parallel Plade gennemløbes af Totalstrømmen $\mathfrak{F}_1 e^{j(vt+\alpha)}$.

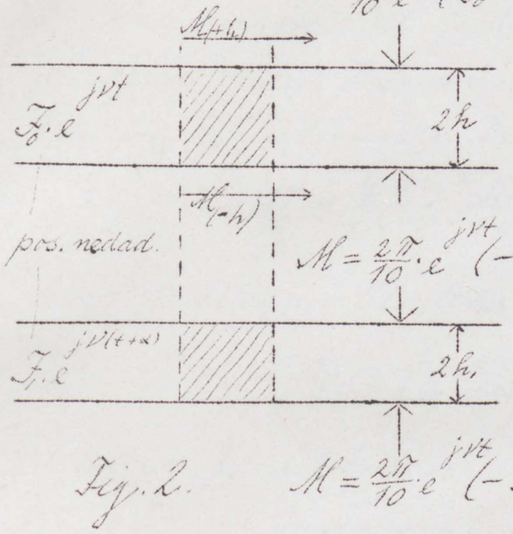


Fig. 2.

Af Ligningerne (6) og (7) faas

$$\frac{p}{2}\left(\mathfrak{F}_0 + \mathfrak{F}_1 e^{jv\alpha} \right) = A e^{ph} - B e^{-ph};$$

og

$$\frac{p}{2}\left(-\mathfrak{F}_0 + \mathfrak{F}_1 e^{jv\alpha} \right) = -B e^{ph} + A e^{-ph}$$

altsaa:

$$A = \frac{p}{4}\left(\frac{\mathfrak{F}_0}{\sinh.ph} + \frac{\mathfrak{F}_1 e^{jv\alpha}}{\cosh.ph} \right)$$

og

$$B = \frac{p}{4}\left(\frac{\mathfrak{F}_0}{\sinh.ph} - \frac{\mathfrak{F}_1 e^{jv\alpha}}{\cosh.ph} \right) \ldots (8).$$

Indsættes disse Værdier i (5') faaes:

$$\mathfrak{J} = e^{jvt} \cdot \frac{p}{2}\left(\mathfrak{F}_0 \frac{\cosh.px}{\sinh.ph} + \mathfrak{F}_1 e^{jv\alpha} \frac{\sinh.px}{\cosh.ph} \right) \ldots\ldots (5).$$

Vi sætte $p = (1+j)q$, hvor q er reel, og indfører denne Værdi i (5'), idet vi samtidig adskiller den reelle og den imaginære Del inden for Parentesen, og faar derved: ($v\alpha = \beta$)

$$\mathfrak{J} = \left[\begin{array}{l} \mathfrak{F}_0 \frac{\cos q(h-x).\sinh q(h+x) + \cos q(h+x).\sinh q(h-x)}{\cosh.2qh - \cos 2qh} \\ + \mathfrak{F}_1 \cos\beta \frac{\cos q(h-x).\sinh q(h+x) - \cos q(h+x).\sinh q(h-x)}{\cosh.2qh + \cos 2qh} \\ + \mathfrak{F}_1 \sin\beta \frac{\sin q(h-x).\cosh q(h+x) - \sin q(h+x).\cosh.q(h-x)}{\cosh.2qh + \cos 2qh} \\ \div j \times \left[\begin{array}{l} + \mathfrak{F}_0 \frac{\sin q(h-x).\cosh.q(h+x) + \sin q(h+x).\cosh.q(h-x)}{\cosh 2qh - \cos 2qh} \\ + \mathfrak{F}_1 \cos\beta \frac{\sin q(h-x).\cosh q(h+x) - \sin q(h+x).\cosh q(h-x)}{\cosh.2qh + \cos 2qh} \\ + \mathfrak{F}_1 \sin\beta \frac{\cos q(h+x).\sinh q(h-x) - \cos q(h-x).\sinh.q(h+x)}{\cosh.2qh + \cos 2qh} \end{array} \right] \end{array} \right] \frac{(1+j)q}{2} \cdot e^{jvt} \quad \ldots (9).$$

For at kunne bestemme Varmeudviklingen maa man kende Strømintensitetens Maksimalamplitude $\mathfrak{J}_{(x)}$ i hvert enkelt Punkt.

Gennem en Del Regninger findes:

$$J_x^2 = \frac{q}{2}^2 \left[\frac{J_0^2 \cosh 2qx + \cos 2qx}{\cosh 2qh - \cos 2qh} + J_1^2 \frac{\cosh 2qx - \cos 2qx}{\cosh 2qh + \cos 2qh} + \frac{2 J_0 J_1}{\cosh^2 2qh - \cos^2 2qx} \cdot \begin{bmatrix} \cos\beta (\sinh 2qh \cdot \sinh 2qx - \sin 2qh \cdot \sin 2qx) \\ -\sin\beta (\sinh 2qh \cdot \sin 2qx + \sin 2qh \cdot \sinh 2qx) \end{bmatrix} \right] \quad \ldots (10)$$

Varmeudviklingen W er bestemt ved:

$$W = \frac{1}{2k} \int_{-h}^{+h} J_x^2 \, dx = \frac{q}{4k} \cdot \left[J_0^2 \frac{\sinh 2qh + \sin 2qh}{\cosh 2qh - \cos 2qh} + J_1^2 \frac{\sinh 2qh - \sin 2qh}{\cosh 2qh + \cos 2qh} \right] \quad (11)$$

Her hidrører det første Led alene fra J_0, det sidste fra J_1, og da Leddet med $J_0 J_1$ mangler, er den gensidige Modstand Nul. Den fra J_0 hidrørende Del af W er:

$$W_0 = \frac{q}{4k} \cdot J_0^2 \frac{\sinh 2qh + \sin 2qh}{\cosh 2qh - \cos 2qh} = r_v \cdot \frac{J_0^2}{2} \quad \ldots\ldots (11')$$

hvor r_v betegner Pladens Modstand. Denne er altsaa:

$$r_v = \frac{q}{2k} \cdot \frac{\sinh 2qh + \sin 2qh}{\cosh 2qh - \cos 2qh} \quad \ldots (q = \sqrt{10^{-9} 2\pi\nu \cdot \lambda \cdot \mu}) \quad (12)$$

Over for Jævnstrøm er Modstanden $r_0 = \frac{1}{2hk}$, følgelig er:

$$r_v = r_0 \cdot qh \cdot \frac{\sinh 2qh + \sin 2qh}{\cosh 2qh - \cos 2qh} \quad \ldots\ldots (12')$$

Nærmer enten q eller h sig til Værdien Nul, saa nærmer r_v sig Værdien r_0. For store Værdier af qh nærmer Brøken i (12) og (12') sig stærkt til 1. (For $qh = 2{,}5$ er største Afvigelse $\pm 1{,}5\%$). For saadanne Tilfælde har man:

$$r_v = r_0 \cdot qh = \frac{q}{2k} = \sqrt{10^{-9} \frac{\pi}{2} \cdot \nu \cdot \frac{\mu}{\lambda}} \quad \ldots\ldots (12'')$$

r_v er i dette Tilfælde uafhængig af Pladens Tykkelse 2h.

Eks: $\nu = 2\pi \cdot 100\,000$; $\mu = 1$; $\lambda = 6 \cdot 10^5$ (Kobber); $2h = 0{,}1$ cm; da er:

$q = 48{,}6$; $2qh = 4{,}86$; $r_v = 2{,}43 \cdot r_0$

Det sidste Led i Formel (11), nemlig:

$$W_1 = J_1^2 \frac{q}{4k} \cdot \frac{\sinh 2qh - \sin 2qh}{\cosh 2qh + \cos 2qh} \quad \ldots\ldots (12_2)$$

angiver den Varmeudvikling, der frembringes i den undersøgte Plade af de Hvirvelstrømme, som skyldes Strømmen J_1 i en dermed parallel Plade.

Nærmer enten q eller h sig til Nul, saa nærmer W_1 sig ogsaa til denne Værdi. Er derimod qh saa stor, at man kan bortkaste $\sin 2qh$ i Sammenligning med $\sinh 2qh$, saa bliver W_1 uafhængig af h og faar samme Værdi, som om Totalstrømmen J_1 forløb i selve den undersøgte Plade.

Anbringes en plan Metalplade med Tykkelsen $2h$ cm i et vekslende, magnetisk Felt, hvor Feltretningen er parallel med Pladen, og hvor Feltets Styrke er bestemt ved:

$$M = M_0 \cos \nu t = M_0 . \cos 2\pi \omega t = \frac{2\pi}{10} J_0 \cos \nu t \quad \ldots \quad (\nu = 2\pi\omega) \ldots (13),$$

saa er Hvirvelstrømstabet pr. cm^2 af denne Plade ifølge (11) bestemt ved:

$$W = \frac{q}{4\lambda} \cdot J_0^2 \frac{\sinh 2qh - \sin 2qh}{\cosh 2qh + \cos 2qh} = \frac{100\, q}{16\pi^2 \lambda} \cdot M_0^2 \frac{\sinh 2qh - \sin 2qh}{\cosh 2qh + \cos 2qh}$$

$$= 2{,}5 \times 10^{-6} \cdot \omega \cdot \mu \cdot 2h \cdot M_0^2 \cdot W(2qh) \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (14),$$

hvor

$$W(2qh) = \frac{1}{2qh} \cdot \frac{\sinh 2qh - \sin 2qh}{\cos 2qh + \cos 2qh} \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (15),$$

Det gennemsnitlige Energitab pr. cm af Pladens Tykkelse og for $M_0 = 1$ er altsaa:

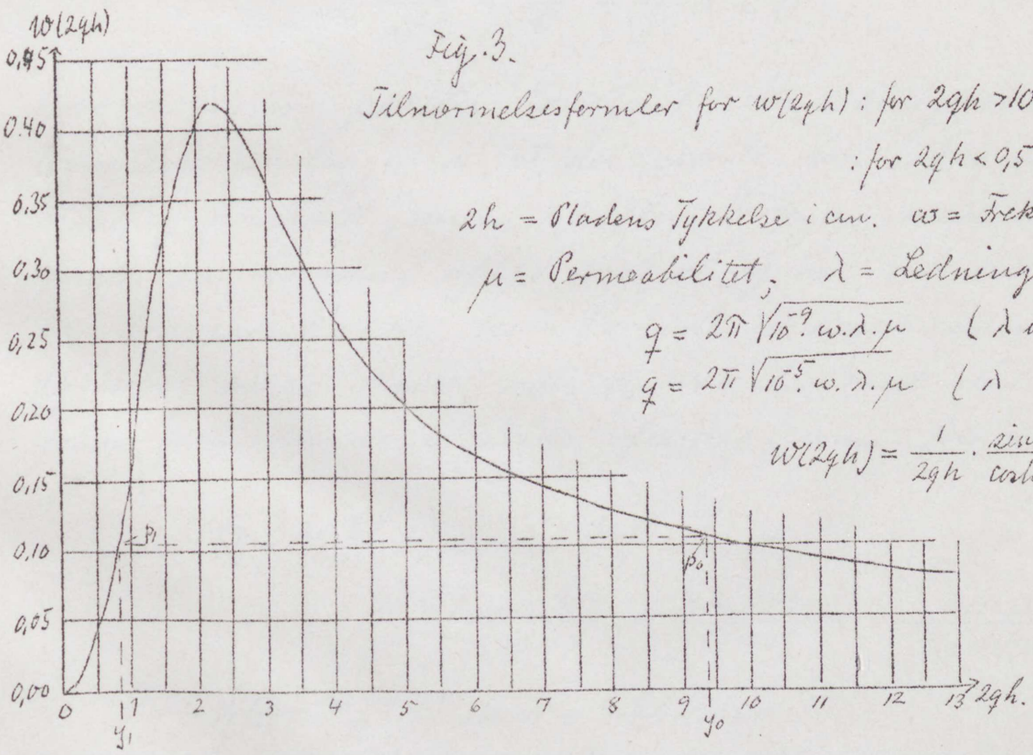
$$W_0 = \frac{W}{2h \cdot M_0^2} = 2{,}5 \times 10^{-6} \cdot \omega \cdot \mu \cdot W(2qh) \ldots\ldots\ldots (16).$$

$W(2qh)$ er Maksimum for $2qh = 2{,}254$, og Maksimumsværdien er

$$W(2qh)_{maks} = 0{,}4172.$$

Følgelig er $W_{0\,maks} = 1{,}043 \times 10^{-6} \cdot \omega \cdot \mu$ og $W_{maks} = 1{,}043 \cdot 10^{-6} \cdot \omega \cdot \mu \cdot 2h \cdot M_0^2$.

Fig. 3.



Tilnærmelsesformler for $W(2qh)$: for $2qh > 10$ er $W(2qh) \sim \frac{1}{2qh}$.

: for $2qh < 0{,}5$ er $W(2qh) \sim \frac{(2qh)^2}{6}$.

$2h$ = Pladens Tykkelse i cm. ω = Frekvensen.

μ = Permeabilitet, λ = Ledningsevne.

$q = 2\pi \sqrt{10^{-9} \cdot \omega \cdot \lambda \cdot \mu}$ (λ udtrykt i: $\frac{cm}{Ohm \cdot cm^2}$)

$q = 2\pi \sqrt{10^{-5} \cdot \omega \cdot \lambda \cdot \mu}$ (λ — — : $\frac{m}{Ohm \cdot mm^2}$)

$$W(2qh) = \frac{1}{2qh} \cdot \frac{\sinh 2qh - \sin 2qh}{\cosh 2qh + \cos 2qh}.$$

Fig. 3 fremstiller Værdien af $W(2qh)$. Ved Hjælp af denne Kurve ses det, om man under givne Forhold staar ig ved at dele en Plade i tyndere Plader. Er den grændselige Pladetykkelse $2h_0$ saaledes, at $2h_0 q = y_0$ (se Figuren), saa er det tilsvarende Punkt af $W(2qh)$-Kurven p_0. Det samme Hvirvelstrømstab har man i p_1, svarende til $2h_1 q = y_1$. Kun hvis man gennemfører Delingen saa vidt, at Tykkelsen bliver mindre end $2h_1$, formindsker man Hvirvelstrømstabet, i modsat Fald forøges det ved Delingen.

Integration og Diskution af Differentialligningen:

$$L\frac{d^2Q}{dt^2} + \frac{Q}{C} + \frac{J}{|J|}\cdot a = 0.$$

Medens Integrationen af Differentialligningen for en elektrisk Svingningskres, der indeholder Selvinduktion, Kapacitet og ren ohmsk Modstand, er særdeles let, saa stiller Sagen sig noget anderledes, naar Kresen i Stedet for en ohmsk Modstand indeholder en Bue eller Gnistbane. Vi vil her kun betragte det Grænsetilfælde, at Spændingen er uafhængig af Strømstyrken, hvilket med Tilnærmelse finder Sted for store Strømme. For Simpelheds Skyld ses bort fra alle andre Energileb. Man har i saa Fald:

$$JL\frac{dJ}{dt} + \frac{Q}{C}\cdot\frac{dQ}{dt} + J\cdot\frac{J}{|J|}\cdot a = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (1).$$

Da $J = \frac{dQ}{dt}$, saa faar (1) efter Division med J Formen:

$$L\frac{d^2Q}{dt^2} + \frac{Q}{C} + \frac{J}{|J|}\cdot a = 0 \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots (2).$$

hvor a er en positiv Konstant. Vanskeligheden ved Integrationen ligger i, at det sidste Led ikke er nogen egentlig Konstant, men skifter Fortegn med J. Man kan finde en Løsning af (2) ved at opløse det sidste Led i en Fouriers Række, hvis Periode er den samme, som den Systemet vilde have, hvis a var lig med Nul. Gaar man frem paa denne Maade, finder man følgende Løsning af (2):

$$Q = \left(Q_0 - \frac{2aCv}{\pi}\cdot t\right)\cos vt + \frac{3aC}{\pi}\cdot\sin vt - \frac{4aC}{\pi}\left(\frac{\sin 3vt}{3(3^2-1)} + \frac{\sin 5vt}{5(5^2-1)} + \ldots + \frac{\sin(2n+1)vt}{(2n+1)((2n+1)^2-1)} + \ldots\right) \quad (3).$$

$$J = -v\left(Q_0 - \frac{2aCv}{\pi}\cdot t\right)\cdot\sin vt + \frac{aCv}{\pi}\cdot\cos vt - \frac{4aCv}{\pi}\left(\frac{\cos 3vt}{3^2-1} + \frac{\cos 5vt}{5^2-1} + \ldots + \frac{\cos(2n+1)vt}{(2n+1)^2-1} + \ldots\right) \quad (4).$$

$$\frac{dJ}{dt} = -v^2\left(Q_0 - \frac{2aCv}{\pi}\cdot t\right)\cdot\cos vt + \frac{aCv^2}{\pi}\sin vt + \frac{4aCv^2}{\pi}\left(\frac{3\cdot\sin 3vt}{3^2-1} + \frac{5\cdot\sin 5vt}{5^2-1} + \ldots + \frac{(2n+1)\cdot\sin(2n+1)vt}{(2n+1)^2-1} + \ldots\right) \quad (5).$$

$t = 0$	$\frac{\pi}{2v}$	$\frac{\pi}{v}$	$\frac{3\pi}{2v}$	$\frac{2\pi}{v}$
$Q = Q_0$	$+aC$	$-(Q_0 - 2aC)$	$-aC$	$Q_0 - 4aC$
$J = 0$	$-v(Q_0 - aC)$	0	$+v(Q_0 - 3aC)$	0
$\frac{dJ}{dt} = -v^2Q_0$	0	$+v^2(Q_0 - 2aC)$	0	$-v^2(Q_0 - 4aC)$.

Her er $L C v^2 = 1$, og Konstanterne er bestemt saaledes, at for $t=0$ er $Q = Q_0$ og $J = 0$. En Række sammenhørende Værdier af t, Q, J og $\frac{dJ}{dt}$ er givet i foranstaaende Tabel.

Af Ligningerne (3) og (4) fremgaar, at Systemets „Grundtone" har samme Svingningstal, som det idelle, dempningsfri System. Desuden findes der en uendelig Række af „Overtoner". Amplituden af disse er uafhængig af Tiden, medens Grundtonens Amplitude aftager proportionalt med Tiden. Grundtonens Amplitudekurve er derfor en ret Linie. Kondensatorens maksimale Ladning aftager for hver Periode med Elektricitetsmængden $4aC$. Svingningerne holde altsaa op efter $\frac{Q}{4aC}$ Periodens Forløb. Selve den Maade, hvorpaa Svingningen hører op, afhænger af Omstændighederne, men en nærmere Undersøgelse af dette Forhold har ingen større Interesse, da Ligning (2) dog ikke gælder for svage Strømme.

Den største Værdi, den sidste Parentes i Udtrykket for Q kan antage, er $\frac{3}{4} - \lg 2 = 0{,}0569$, medens den sidste Parentes i Udtrykket for J højst er lig med $\frac{1}{4}$. Overtonerne vil derfor i Almindelighed være forholdsvis svage, men de gør sig desto mere gældende, jo mindre Q_0 er i Forhold til aC.

Da baade Q og J varierer kontinuert, medens Spændingen gør et Spring paa $2a$ for hver Gang, J skifter Retning, altsaa for $t = N \cdot \frac{\pi}{\nu}$ (N et helt Tal), saa maa $\frac{dJ}{dt}$ ogsaa gøre et Spring for disse Værdier af t. Springets Størrelse bestemmes saaledes:

$$L\left(\left(\frac{dJ}{dt}\right)_{(N\frac{\pi}{\nu}-0)} - \left(\frac{dJ}{dt}\right)_{(N\frac{\pi}{\nu}+0)}\right) = \pm 2a,$$

altsaa

$$\left(\frac{dJ}{dt}\right)_{(N\frac{\pi}{\nu}-0)} - \left(\frac{dJ}{dt}\right)_{(N\frac{\pi}{\nu}+0)} = \pm 2aCv.$$

I Tabellen paa forrige Side er opgivet Værdien af

$$\frac{1}{2}\left(\left(\frac{dJ}{dt}\right)_{(N\frac{\pi}{\nu}-0)} + \left(\frac{dJ}{dt}\right)_{(N\frac{\pi}{\nu}+0)}\right).$$

Af det foregaaende følger, at man hverken kan eller bør tale om Gnistrummets Modstand, da denne Størrelse saavel som de deraf afledede (f. Eks. log. Dekrement), slet ikke er Konstanter. Selv Modstandens „Middelværdi" under en Udladning er fuldstændig afhængig af Omstændighederne. Man forstaar derfor let de meget store Uoverensstemmelser, der er mellem forskellige Maalinger af „Gnistmodstande".

DTV
Danmarks Tekniske
Videncenter
for Naturvidenskab og Samfund

TB
621.39
Ped
460872
1909
300187870
DTV