SØMINEKORPSET.

Lbep 1/7.

LÆREBOG
I
RADIOTELEGRAFI

OG RADIOTELEFONI

UDARBEJDET TIL BRUG VED SØMINEKORPSET

AF

HELMUTH SCHLEDERMANN
SØMINEMESTER
FUNG. OVERELEKTRIKER I FLAADEN

ORLOGSVÆRFTET
1908

Ved Udarbejdelsen af denne Lærebog er bl. a. benyttet:

A. Prasch: Die drahtlose Telegraphie 1900.
Die Fortschritte auf dem Gebiete der drahtlosen Telegraphie 1903, 1904, 1905 og 1906.

J. Zenneck: Elektromagnetische Schwingungen und drahtlose Telegraphie 1905.

G. Eickhorn: Wireless Telegraphy 1906.

J. Fleming: The Principles of Electric Wave Telegraphy 1906.

J. Erskine-Murray: A Handbook of Wireless Telegraphy 1907.

Ernst Ruhmer: Drahtlose Telephonie 1907.

J. COHENS BOGTRYKKERIER
(GEORG A. BACH)

INDHOLDSFORTEGNELSE.

Side.

I. Almindelig Teori.

II. Hjælpeapparater.

III. Beskrivelse af Radiotelegrafstationer.

IV. Behandling af Radiotelegrafstationer.

V. Anvendelse af Drager.

VI. Maaleapparater og Maalemetoder.

VII. Forskellige Radiotelegrafsystemer.

VIII. Radiotelefoni.

TILLÆG

Nedenstaaende Betegnelser ere fortrinsvis benyttede:

C, c	Kapacitet
d	Tykkelse, Diameter, Dæmpning, Dekrement
E	Spændingsamplitude
e	Øjeblikkelig Værdi af Spænding
I	Strømstyrkeamplitude
i	Øjeblikkelig Værdi af Strømstyrke
K	Koblingskoefficient
k	Koblingsgrad, Dielektricitetskonstant
L	Selvinduktionskoefficient
l	Længde
M	Gensidig Induktionskoefficient

n	Vekseltal
$n/_2$	Frekvens
Q	Elektricitetsmængde
R, r	Radius, Modstand
S	Areal
T	Svingningstid
t	Tid
v	Hastighed
z	Vindingstal
δ	Dæmpningsfaktor
θ	Vinkel
λ	Bølgelængde
μ	Permeabilitet
φ	Fasevinkel
ω	Vinkelhastighed.

RETTELSER

Side 4, mellem 5 og 6 L. f. n., tilføjes:

$$\frac{\text{abs. elektromag. Spændings-Enhed}}{\text{abs. elektrostat. Spændings-Enhed}} = \frac{1}{3 \,.\, 10^{10}}.$$

Side 20, 10 Lin. f. o.: r_1, læs: r.
- 27, 5 - f. o.: cm udgaar. 10^{-8}, læs: 10^{-3}.
- 65, 7 - f. o.: stødvist, læs: stødvise.
- 74, Fig. 39,6: Den punkterede Kurves Amplitude skal være større end den trukne Kurves.
- 110, Fig. 68: I_p og I_s skulle ombyttes.
- 196, 14 Lin. f. o.: Kontakt 13, læs: Kontakt 18.

Plan IV, Skema 4: Forbindelsen mellem højre Telefonkontakt og øverste Ende af Modstanden fjernes.

I. ALMINDELIG TEORI.

1. **Svingninger.** Ved en *Svingning* forstaaes almindeligt en periodisk tilbagevendende Bevægelse om en Ligevægtstilling. En Vekselstrøm, saaledes som den kendes fra Princippet for elektriske Maskiner, er et Eksempel paa en Svingning.

Enhver svingende Størrelse kan afbildes som en Kurve. Hvis Abscisserne og Ordinaterne ere proportionale henholdsvis med Tiden og med den svingende Størrelse, benævnes Kurven en *Svingningskurve.* Den Strømstyrke (Spænding), der fremkommer, naar en lukket Leder drejes med jævn Hastighed gennem et ensartet, magnetisk Felt, kan paa denne Maade afbildes som en Sinuskurve (Fig. 1,1). Tiden, der forløber fra Begyndelsen af Svingningen og til den atter gentager sig,

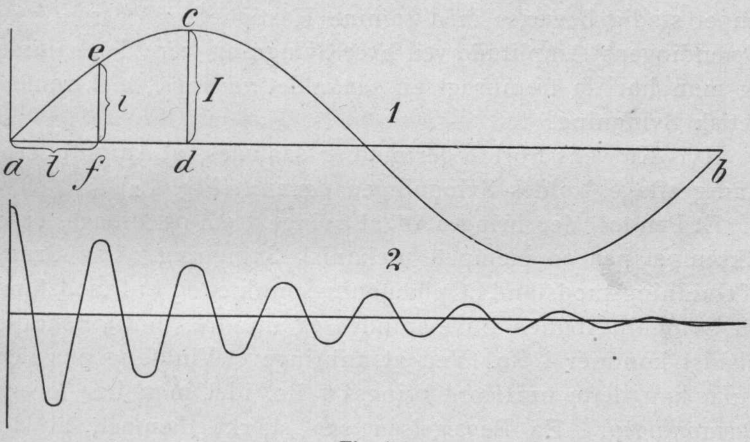


Fig. 1.

kaldes *Perioden* eller *Svingningstiden* og betegnes med T. I Figuren angiver $a\,b$ Perioden i Sekunder.

Antallet af Perioder pr. Sekund benævnes Strømmens *Frekvens* og betegnes med $\frac{n}{2}$. Man har derfor, at Svingningstiden:

$$T = \frac{2}{n} \text{ Sekund.}$$

Det Tal, der angiver, hvor mange Gange Strømmen skifter Retning pr. Sekund, eller, hvad der er det samme, hvor mange Gange Kurven skærer Abscisseaksen, kaldes *Vekseltallet* og betegnes med n. Frekvensen ved Vekselstrømsmaskiner og Transformatorer overstiger i Almindelighed ikke 50. Saasnart Periodetallet imidlertid overskrider en vilkaarlig valgt Grænse (6000—8000), kaldes Svingningerne *Højfrekvenssvingninger.*

I Figuren angiver Ordinaten $e\,f$ Strømmens (Spændingens) *øjeblikkelige Værdi i (e)* efter Tidsforløbet t Sekunder, medens $c\,d$ er den største Værdi I (E), som overhovedet opnaaes. Den kaldes *Amplituden.* Da den lukkede Leder i ovennævnte Eksempel stadig bevæges med samme Hastighed, vil Strømmens (Spændingens) Amplitude ved hver Svingning være den samme, og man har da frembragt en saakaldet *udæmpet,* elektromagnetisk Svingning.

Hvis Kurvens Forløb derimod er saaledes, at Amplituderne stadig aftage, kaldes Svingningen *dæmpet* (Fig. 1,2).

Et Pendul, der bringes til at svinge frem og tilbage, er et Eksempel paa en dæmpet, mekanisk Svingning. Paa Grund af Gnidningsmodstand i Ophængningspunktet og Luftmodstand, vil Svingningsbanen blive mindre og mindre, indtil Pendulet tilsidst kommer i Ro. Ved at anbringe et Vindfang paa Pendulet kan dette hurtigere bringes i Ro, idet man har forøget *Dæmpningen.* Er Bevægelsen saa stærkt dæmpet, at den standser før en halv Periode er forløbet, kaldes Svingningen *aperiodisk.*

Anbringes paa samme Aksel to ensartede, lukkede Ledere, der i Forhold til hinanden ere forskudte f. Eks. 60°, har Strømstyrken (Spændingen) i de to Ledere — naar de drejes med jævn Hastighed i et ensartet, magnetisk Felt — samme Forløb, ɔ: deres Kurver ville være ens. I de to Ledere ere de samtidige Strømstyrkeværdier derimod forskellige. Tegnes de to Kurver paa samme Abscisseakse (Fig. 2), blive de ikke sam-

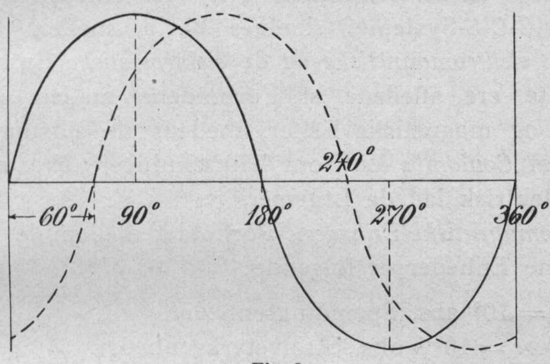


Fig. 2.

menfaldende, men forskydes 60° for hinanden, naar den drejede Vinkel afsættes som Abscisse. Man siger, at de to Kurver have forskellig *Fase*, og at *Faseforskydningen* i det givne Tilfælde er 60°. *Fasevinklen* betegnes med φ. Faseforskydningen kan være forud eller bagud.

2. **Kapacitet.** Hvis et isoleret anbragt Legeme tilføres en elektrisk Ladning, vil dets Spænding stige, ligesom et Legemes Temperatur forøges, naar det tilføres en Varmemængde, eller ligesom Vandoverfladen vil stige i en Beholder, naar dennes Vandmængde forøges.

Spænding er derfor analog med Temperatur ved Varme og Vædskehøjde ved Vædsker.

Forholdet mellem Legemets Ladning og Spænding kaldes *Kapacitet* og kan bestemmes som den Elektricitetsmængde, der udkræves for at hæve Spændingen een Enhed.

Kaldes Legemets Kapacitet C, dets Spænding E og den tilførte Elektricitetsmængde Q, har man derfor:

$$C = \frac{Q}{E} \quad \text{eller} \quad Q = C \cdot E.$$

Den praktiske Enhed for Kapacitet angives i *Farad* eller *Mikrofarad* (Mf) (1 Milliontedel Farad).

En *Farad* er den Kapacitet, som et Legeme maa have, for at *1 Coulomb* kan frembringe en Spænding af *1 Volt.*

Ved de i Elektroteknikken benyttede afledede, absolute Enheder (*C-C-S*-Systemet) skælnes bl. a. mellem to Slags, nemlig de *elektromagnetiske* og de *elektrostatiske* Enheder. De førstnævnte ere afledede af Forholdene mellem elektriske Strømme og magnetiske Felter, medens de sidstnævnte ere afledede af *Coulombs* Lov om Tiltrækningen (Frastødningen) mellem elektrisk ladede Legemer.

Elektromagnetiske Enheder. Forholdet mellem de praktiske og absolute Enheder er følgende:

1 Volt $= 10^8$ abs. Spændingsenheder.
1 Ampere $= 10^{-1}$ abs. Strømstyrkeenheder.
1 Coulomb $= 10^{-1}$ abs. Elektricitetsmængdeenheder.

Da $C = \frac{Q}{E}$ bliver

1 Farad $= 10^{-9} \left(\frac{10^{-1}}{10^8}\right)$ abs. Kapacitetsenheder og

1 Mikrofarad $= 10^{-15} \left(\frac{10^{-9}}{10^6}\right)$ abs. Kapacitetsenheder.

Elektrostatiske Enheder. I Radiotelegrafien angives Kapaciteten almindeligst i dette Maal. Forholdet mellem de to Slags Elektricitetsmængde-Enheder er lig Lysets Hastighed, ɔ: $3 \cdot 10^{10}$ cm pr. Sekund, eller:

$$\frac{\text{abs. elektromagnetisk Elektricitetsmængde-Enhed}}{\text{abs. elektrostatisk Elektricitetsmængde-Enhed}} = 3 \cdot 10^{10}.$$

Man faar deraf, at:

1 Volt $= \frac{1}{3 \cdot 10^2}$ elektrostatiske Enheder.
1 Ampere $= 3 \cdot 10^9$ elektrostatiske Enheder.
1 Coulomb $= 3 \cdot 10^9$ elektrostatiske Enheder.
1 Farad $= 9 \cdot 10^{11}$ elektrostatiske Enheder,
ɔ: den praktiske, elektromagnetiske Enhed for Kapacitet

er $9 \cdot 10^{11}$ Gange saa stor som den elektrostatiske Enhed. Denne har Dimensionen *cm*.

1 Mikrofarad $= 9 \cdot 10^5$ elektrostatiske Enheder (cm).

Det er praktisk talt umuligt at fremstille en Kapacitet paa 1 *Farad*. Jordens Kapacitet er saaledes ca. 0,0008 Farad eller 800 Mikrofarad. En Kugle, hvis Radius er 9 km, har en Kapacitet paa 1 Mikrofarad. De store Leydnerflasker, som benyttes ved Flaadens Radiotelegrafstationer af 1906, have en Kapacitet paa 10 000 cm eller 0,011 Mf. De saakaldte *A. E. G.*-Flasker og Siemens Flasker have en Kapacitet paa henholdsvis ca. 1800 cm og ca. 450 cm.

Da den samlede Elektricitetsmængde, som kan tilføres et Legeme, er $Q = C E$, vil den pr. Sekund tilførte Elektricitetsmængde, under Forudsætning af jævn Ladning, være:

$$\frac{E\,C}{T} = \text{Ladestrømstyrken i Amp.}$$

Naar Legemet tilføres en jævn Ladning, vil dets Spænding stige jævnt fra Nul til E, og det samlede Arbejde, som udføres i Tiden T, maa derfor være:

$$\frac{E}{2} \cdot \frac{E\,C}{T} \cdot T = \frac{E^2\,C}{2}.$$

Tidsfaktoren er bortelimineret, og dette viser, at der udkræves det samme Arbejde til at give et Legeme en bestemt Spænding, hvad enten Ladningen foregaar hurtigt eller langsomt, og dette Arbejde er, udtrykt i *Joule*, lig det halve Produkt af Kvadratet paa Spændingen i Volt og Kapaciteten i Farad.

En almindeligt forekommende Ladespænding i Gnisttelegrafien er ca. 30 000 Volt. Regnes med denne Spænding, vil det Arbejde, som udkræves til at lade den ovenomtalte store Leydnerflaske med en Kapacitet af 0,011 Mf, være:

$$\frac{(30\,000)^2}{2} \cdot \frac{0{,}011}{10^6} = 4{,}95 \text{ Joule} = \frac{4{,}95}{9{,}81} \text{ mkg} = 0{,}50 \text{ mkg}.$$

Disse 0,50 mkg svare altsaa til den Energi, der er opsamlet i Flasken.

3. **Dielektricitetskonstant.** Et Legemes Kapacitet er ikke konstant, men afhænger i høj Grad af det omgivende Stof. Man maa derfor indføre en Størrelse, der benævnes *Dielektricitetskonstanten.* Den angiver Forholdet mellem Legemets Kapacitet i det paagældende Stof C_1 og i Luften (C_L).

Kaldes Konstanten k, har man:

$$k = \frac{C_1}{C_L}.$$

I Tabel I (bag i Bogen) er anført den omtrentlige Værdi af Dielektricitetskonstanten ved forskellige Stoffer.

Dielektricitetskonstanten afhænger af Temperaturen, af Ladespændingen og af dennes Art, ɔ: om den er jævn eller vekslende; i sidste Tilfælde er den tillige afhængig af Vekseltallet. Jo lavere Temperatur og jo større Vekseltal, desto mindre er Dielektricitetskonstanten.

4. **Kondensatorer.** Ved en Kondensator forstaar man i simpleste Tilfælde to lige overfor hinanden staaende, parallele og lige store Metalplader, af hvilke den ene kan forsynes med en positiv, den anden med en negativ Ladning. (Fig. 3, a).

Hvis Forbindelsen med Batteriet afbrydes og de to Plader aflades ved at forbindes gennem et Galvanometer, bliver dettes Udslag mindre, end hvis Pladerne — under en Opladning til samme Spænding — bringes tættere sammen, ɔ: Kondensatorens Kapacitet forøges, naar Pladerne komme tættere sammen. Der medgaar da en større Elektricitetsmængde til at oplade Kondensatoren til samme Spænding. Dersom Pladerne efter at være opladede bringes tættere sammen, vil det vise sig, at Spændingen er bleven mindre. Man siger, at Elektriciteten i dette Tilfælde er kondenseret (fortættet); deraf Navnet *Kondensator.*

En saadan Kondensators Kapacitet er ligefrem proportional med Pladernes Areal S og omvendt proportional med deres Afstand d, altsaa:

$$C \equiv \frac{S}{d}.$$

Hvis Pladerne ikke ere adskilte ved Luft, men ved et andet Stof, maa man multiplicere med dettes Dielektricitetskonstant:

$$C = k\frac{S}{d}.$$

Ved Magnetismen tænker man sig, at den magnetiske Kraft virker efter bestemte *magnetiske Kraftlinier*, og at disses Tæthed angiver det magnetiske Felts Styrke. Paa lignende Maade tænker man sig den elektriske Kraft som et elektrisk Felt med *elektriske Kraftlinier*.

Elektriske og magnetiske Felter ere kun uafhængige af hinanden, naar de ere *statiske,* som f. Eks. det elektriske Felt mellem to opladede Kondensatorplader, eller som det magnetiske Felt fra en Staalmagnet.

Ere Felterne ikke statiske, men undergaa de en Forandring (svækkes, forøges), vil en Forandring i det magnetiske Felt frembringe et elektrisk Felt og omvendt.

De elektriske Kraftlinier gennemstrømme Ikke-Ledere paa lignende Maade, som magnetiske Kraftlinier gennemstrømme Jern og Luft. Ledningsevnen i det magnetiske Felt angives ved *Permeabiliteten*, der for Luft er 1. Det elektriske Felts Ledningsevne angives ved *Dielektricitetskonstanten,* der ligeledes for Luft er 1.

Pludselige Forandringer i et magnetisk Felt frembringe Varme. Saafremt den magnetiserende Kraft forøges, vil Magnetiseringen kun naa en vis Styrke, ɔ: det magnetiserede Legeme bliver *mættet* med Magnetisme.

Forandringer i et elektrisk Felt frembringe ligeledes Varme, men forøges Ladespændingen, opnaaes intet Mætningspunkt.

Derimod vil Spændingen til Slut gennembryde det dielektriske Stof, idet Gennemslaget ledsages af en skarp Lyd og frembringer Lys og Varme, ɔ: der fremkommer en *elektrisk Gnist.*

Hvis det dielektriske Stof er Luft eller en Vædske, antager det straks efter Gennemslaget sin tidligere uledende Tilstand; er det derimod et fast Legeme, vil den ledende Tilstand bibeholdes. Medens Magnetiseringen saaledes er begrænset ved *Mætningen*, er Elektriseringen (Elektrifikationen) begrænset ved *Gennemslagsspændingen.*

Paa lignende Maade som den *magnetiske Hysterese* ved en skiftende Magnetisering af en Jernkærne foraarsager et Energitab, saaledes findes ogsaa ved Kondensatorer en *dielektrisk Hysterese*, der ved Ladning og Afladning giver Anledning til et Energitab. En for stærk Belastning af Kondensatoren foraarsager en Udstraaling af Elektricitet fra Kanten af Belægningerne og er derfor ligeledes et Energitab.

Da en Kondensators Kapacitet er ligefrem proportional med Overfladen og med Dielektricitetskonstanten, omvendt proportional med Afstanden mellem Pladerne (Belægningerne), kan man fremstille en Kondensator med stor Kapacitet ved at gøre Overfladerne store, Afstanden mellem Pladerne lille og ved mellem Pladerne at anbringe et Materiale, hvis Dielektricitetskonstant er stor. Ved Valget af dette Materiale maa man tage Hensyn til Modstanden mod Gennemslag af høje Spændinger, der tillige bestemmer, hvor ringe Afstanden kan være mellem Pladerne. I Almindelighed benyttes paraffineret Papir til Kondensatorer, hvor Spændingen kun andrager ind-

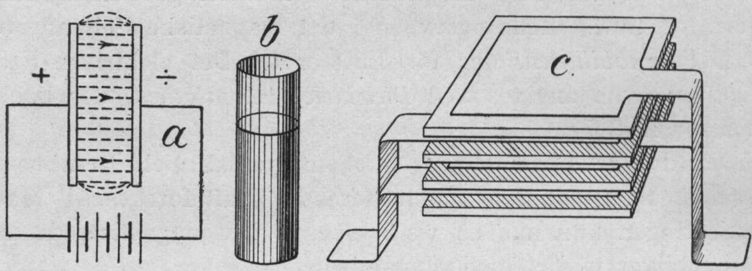


Fig. 3.

til nogle Hundrede Volt. Til Højspændings-Kondensatorer kan anvendes Glas, Glimmer eller Ebonit.

En stor Overflade af Belægningen kan opnaaes ved at give Kondensatoren Form af en *Leydnerflaske* (Fig. 3, b). Saadanne Flasker anvendes hyppigst til Afsendeapparater, medens en *Pladekondensator*, som skematisk vist i Fig. 3, c, kan anvendes baade ved Afsende- og Modtageapparater.

I Tabel II er angivet Kapaciteten i elektrostatiske Enheder af forskellige Kondensatorformer.

Fig. 4 viser en bekvem Form af en Pladekondensator med variabel Kapacitet og med Luft- eller Olieisolation. Kondensatoren dannes af en Del faststaaende, segmentformede Plader, ind imellem hvilke kan føres (mere eller mindre) lignende Plader, anbragte paa en drejelig Aksel. Naar de faste og

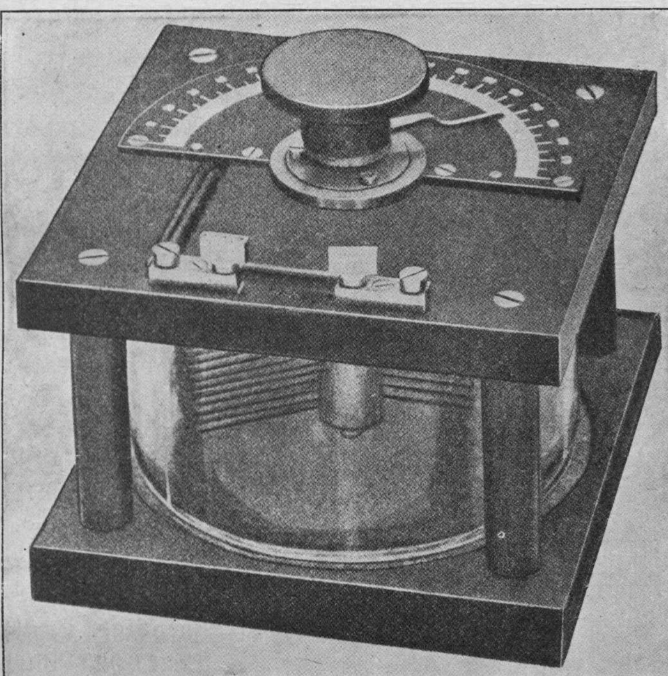


Fig. 4.

drejelige Plader dække hinanden, er Kapaciteten størst. Saadanne Kondensatorer anvendes særligt til Modtageapparater.

5. **Rækkeforbindelse af Kapaciteter.** Naar flere Kapaciteter (f. Eks. Leydnerflasker) forbindes i Række (ɔ: en udvendig Belægning forbindes med en indvendig Belægning og omvendt, Fig. 5,1), bliver den samlede Kapacitet altid mindre end den mindste af de rækkeforbundne Kapaciteter, ganske analogt med parallelforbundne, elektriske Modstande.

Kaldes Kapaciteterne c_1, c_2 og c_3, er den samlede Kapacitet:

$$C = \frac{c_1 c_2 c_3}{c_1 c_2 + c_1 c_3 + c_2 c_3}.$$

Dette kan indses saaledes:

Benævnes Spændingerne ved de forskellige Belægninger e_1, e_2, e_3 og e_4 (Fig. 5,2), haves:

$$Q = c_1 (e_1 - e_2) = c_2 (e_2 - e_3) = c_3 (e_3 - e_4) = C (e_1 - e_4)$$

eller

$$\frac{Q}{c_1} = e_1 - e_2; \quad \frac{Q}{c_2} = e_2 - e_3; \quad \frac{Q}{c_3} = e_3 - e_4.$$

Ved Addition faaes:

$$Q\left(\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \frac{1}{c_3}\right) = e_1 - e_4 = \frac{Q}{C}, \text{ hvoraf}$$

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \frac{1}{c_3} \quad \text{eller} \quad C = \frac{c_1 c_2 c_3}{c_1 c_2 + c_2 c_3 + c_1 c_3}.$$

Eks. To Leydnerflasker, hvis Kapacitet hver er 10 000 cm, forbindes i Række. Den samlede Kapacitet bliver:

$$C = \frac{10\,000 \cdot 10\,000}{10\,000 + 10\,000} = \frac{10^8}{2 \cdot 10^4} = 5000 \text{ cm}.$$

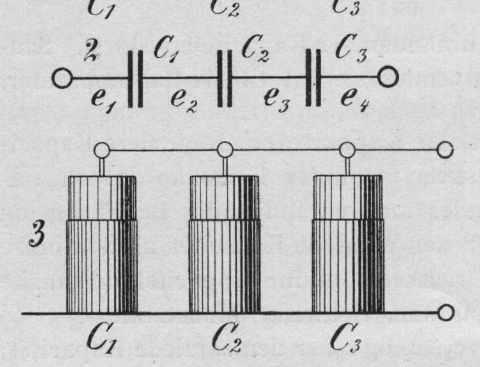


Fig. 5.

Ved Rækkeforbindelsen vil hver af Flaskerne kun blive udsat for den halve Ladespænding. Er denne f. Eks. 30 000 Volt, bliver hver Flaske udsat for 15 000 Volts Spænding.

6. **Parallelforbindelse af Kapaciteter.** Saafremt Kapaciteterne forbindes *parallelt* (ↄ: alle udvendige og alle indvendige Belægninger forbindes sammen, hver for sig (Fig. 5,3)), vil den sam-

lede Kapacitet være lig Summen af de enkelte Kapaciteter, analogt med rækkeforbundne, elektriske Modstande. Man vil derfor have:

$$C = c_1 + c_2 + c_3 .$$

Dette er umiddelbart indlysende efter Formlen $C = \frac{S}{d}$, idet den samlede Overflade af Belægningen forøges ved Parallelforbindelsen.

Eks. 1: Skulle de to ovennævnte Leydnerflasker forbindes i Parallel, bliver den samlede Kapacitet:

$$C = 10\,000 + 10\,000 = 20\,000 \text{ cm} .$$

Eks. 2: 50 Stk. Siemensflasker ($c = 450$ cm) skulle samles til et Batteri, bestaaende af to rækkeforbundne Halvdele. Flaskerne i hver Halvdel skulle være parallelforbundne.

Kapaciteten af de 25 parallelforbundne Flasker er lig:

$$25 \cdot 450 = 11\,250 \text{ cm} .$$

Batteriets samlede Kapacitet bliver:

$$\frac{11\,250 \cdot 11\,250}{11\,250 + 11\,250} = \frac{11\,250}{2} = 5625 \text{ cm} .$$

7. **Gensidig Induktion.** Som ovenfor omtalt, vil enhver Forandring i et magnetisk Felt frembringe et elektrisk Felt og omvendt. Sluttes en Strøm gennem Lederen *AB* (Fig. 6, a), vil der omkring den dannes et magnetisk Felt. Saa længe dette ikke er i Ro, frembringes et elektrisk Felt, ɔ: en elektromotorisk Kraft, i en nærliggende Leder *CD*. Det samme finder Sted, naar det magnetiske Felt er i Ro, og Lederen *CD* bevæges gennem Feltet. Man siger, at en EMK er *induceret* i *CD* ved *elektromagnetisk Induktion.*

Naar Strømmen i *AB* forøges, vil Kraftlinierne udvide sig, overskære *CD* (fra venstre til højre, Fig. 6, b), og er denne lukket, fremkaldes en elektrisk Strøm. Strømmen i *CD* frembringer samtidigt et andet magnetisk Felt omkring *CD*.

Naar Strømmen i *AB* formindskes, trække Kraftlinierne sig atter sammen og overskære *CD* (fra højre til venstre,

Fig. 6, c). I *CD* opstaar atter en Strøm med sit magnetiske Felt, men Retningen vil være modsat den i Fig. 6, b. Det vil sés, at de Kraftlinier, der frembringes omkring *CD* af Strømmen i denne, virke imod de Kraftlinier, der inducere Strømmen i *CD*. Lederen *CD*'s magnetiske Felt vil derfor søge i Lederen *AB* at fremkalde en Strøm, der er modsat Hovedstrømmen, ɔ: modarbejde denne. De to Strømmes Indvirkning paa hinanden benævnes *gensidig Induktion*.

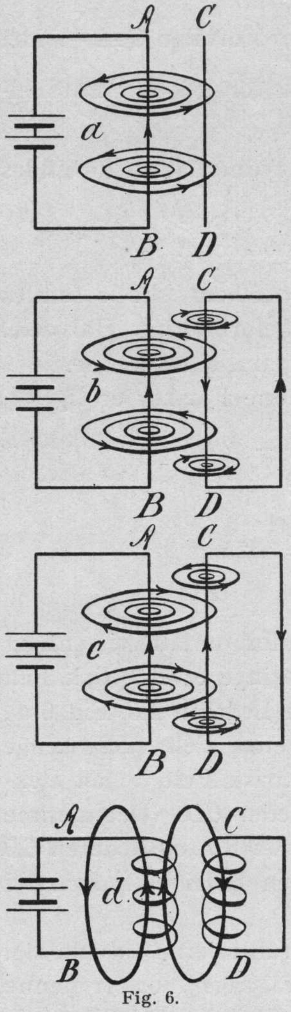


Fig. 6.

Dersom Lederen *AB* opvikles i Spiralform (Fig. 6, d), vil det magnetiske Felt, der frembringes, naar Strømmen i *AB* sluttes, afbrydes eller skiftes være betydelig kraftigere, end hvis begge Traade ere lige. Naar Strømforandringen er den samme som før, frembringes samme Antal Kraftlinier pr. Længdeenhed af Traaden, og Feltet maa derfor blive kraftigere, da det nu samles paa de to mindre (ɔ: Spolernes) Længder. Det stærkere Felt vilde frembringe en større Virkning paa den lige Leder *CD*, men hvis denne ogsaa er opviklet i Spiralform, forøges Virkningen yderligere. Virkningen kan forstærkes betydeligt, hvis Jernkærner anbringes i Spolerne.

Spolen *AB* benævnes den *primære*, Spolen *CD* den *sekundære* Vikling.

Størrelsen af den EMK, der induceres i den sekundære Spole, er afhængig af Strømstyrkeforandringen pr. Sek. i den primære Spole og af Spolernes *gensidige Induktionskoefficient*, der betegnes med *M* og angiver *den EMK* (i Volt), *der induceres i den sekundære Spole, naar Strømforandringen i den primære Spole er 1 Amp pr. Sekund.*

Den gensidige Induktionskoefficient for to parallele Traade i den indbyrdes Afstand d cm, med Længden l cm og Radius r cm, er:

$$M\,(\mathrm{cm}) = 2l \ln \frac{d}{r}\,.$$

Anbringes to Spoler med Vindingstallene z og z_1 paa en Ring (Middeldiameter $2r_r$ cm) med cirkelformet Tværsnit (Middeldiameter $2r_t$ cm), er den gensidige Induktionskoefficient:

$$M\,(\mathrm{cm}) = 4\pi\, z\, z_1 \left(r_r - \sqrt{r_r^2 - r_t^2}\right).$$

8. **Selvinduktion.** Sendes Jævnstrøm gennem en Leder, vil der omkring den frembringes et magnetisk Felt. I det Øjeblik Strømmen sluttes, stiger Feltstyrken fra Nul til et Maksimum, men da enhver Forandring i et magnetisk Felt frembringer en EMK i de Ledere, der befinde sig i Feltet og som overskæres af dets Kraftlinier, vil der ogsaa i selve den primære Leder induceres en EMK, der søger at modarbejde den oprindelige EMK.

Det samme er Tilfældet, naar Strømmen afbrydes, eller hvis Vekselstrøm anvendes.

Dette Forhold benævnes *Selvinduktion.*

Ligesom en vis Tid behøves for at sætte et Legeme i Bevægelse ved Hjælp af en mekanisk Kraft, saaledes udkræves ogsaa paa Grund af Selvinduktionen en vis Tid, for at en Strøm, der sendes gennem en Ledning, kan opnaa sin fulde Værdi. Selvinduktionen kan derfor betragtes som en *elektromagnetisk Træghed,* der søger at modsætte sig pludselige Forandringer i Spolens elektriske og magnetiske Tilstand.

Selvinduktionen bestemmes ved Styrken af det magnetiske Felt, der frembringes. Den af Selvinduktionen frembragte EMK i en Leder kan udtrykkes ved Produktet af Strømforandringen pr. Sekund og *Selvinduktionskoefficienten.*

En Leders Selvinduktionskoefficient er *den EMK, der induceres i Lederen af det omkring denne frembragte magnetiske Felt, naar Strømstyrken tiltager eller aftager med 1 Amp. pr. Sekund.* Hvis denne EMK netop er 1 Volt, siges

Lederen at have Enhed af Selvinduktion. Denne Enhed benævnes en *Henry*.

Selvinduktionskoefficienten er kun konstant ved umagnetiske Ledere. Er Jern til Stede, vil den tillige afhænge af Permeabiliteten. Den betegnes med L og angives i det absolute, elektromagnetiske Maalesystem i cm. En Strømkreds har Enhed af Selvinduktion, naar en Strømstyrkeforandring af 1 abs. Strømstyrke-Enhed pr. Sekund frembringer en EMK paa 1 abs. Spændings-Enhed, hidrørende fra Selvinduktionen.

En Strømkreds har derfor en Selvinduktion paa 1 Henry, naar Strømforandringen er $\frac{1}{10}$ abs. Strømstyrke-Enhed pr. Sekund og Selvinduktionens EMK 10^8 abs. Spændings-Enheder. En saadan Strømkreds har en 10 Gange saa stor EMK, hvis Strømstyrken ikke varierer med $\frac{1}{10}$, men med 1 Enhed pr. Sekund, og 1 Henry bliver derfor lig 10^9 abs. Selvinduktions-Enheder.

En *Henry* er ligesom en *Farad* en stor Enhed; den svarer til Selvinduktionen i en retliniet Leder, hvis Længde er lig en Jordkvadrant. En mindre Enhed er 1 *Millihenry*, der er $\frac{1}{1000}$ Henry og lig 10^6 cm.

Selvinduktionskoefficienten for en retliniet, umagnetisk Leder af Længde l cm, Radius r cm og Afstanden d cm fra Jordoverfladen er:

$$L\,(\mathrm{cm}) = 2l \ln \frac{2d}{r}.$$

Selvinduktionskoefficienten for en Traadring af umagnetisk Materiale er:

$$L\,(\mathrm{cm}) = 4\pi r_r \left[\ln \frac{8r_r}{r_t} - 2\right],$$

hvor r_r betyder Ringens Radius og r_t Traadens Radius, begge i cm. I Tabel III er angivet Selvinduktionskoefficienten for visse Værdier af r_r og r_t.

Saafremt Lederen opvikles i Spoleform, bliver Selvinduktionen betydelig større, idet de magnetiske Kraftlinier, som frembringes af de enkelte Vindinger, tillige ere i Stand til at inducere en EMK i Nabovindingerne.

En jernfri Spoles Selvinduktionskoefficient er udtrykt ved:

$L\,(\mathrm{cm}) = \frac{4\pi\, z^2\, S}{l}$, hvor z er Vindingstallet, l Spolens Længde i cm og S Tværsnitsarealet i cm^2.

For at fremstille en Spole med stor Selvinduktion kan man efter Formlen gaa to Veje, nemlig:

1. Gøre Vindingstallet stort.
2. Gøre den magnetiske Modstand ringe.

Det første anvendes ved Induktorers Sekundærspoler. Den elektriske Modstand bliver imidlertid stor, og Selvinduktionskoefficienten vokser ikke proportionalt med Kvadratet paa Vindingstallet, idet Afstanden mellem Vindingslagene bliver saa stor, at Kraftlinierne fra en Vinding ikke kunne naa at overskære de fjernestliggende Vindinger.

Ved den anden Fremgangsmaade skulle Spolerne anbringes paa Jernkærner, hvis magnetiske Kredsløb er sluttet og sammentrængt.

En Spole med ca. 100 Vindinger paa en lukket, sammentrængt Jernring har en Selvinduktionskoefficient paa ca. $\frac{1}{10}$ Henry. En 50 cm Induktors Sekundærspole har ca. 100 Henry.

Strømkredse med saa *ringe* Selvinduktion som mulig fremstilles ved at danne Spolerne af to parallele Traade med modsat Strømretning (bifilar Vikling). Kraftlinierne fra de to Traade have da modsat Retning og ophæve hverandres Virkning.

Det Arbejde, som udkræves for i Tiden t Sekunder at frembringe en Strøm af I Amp i en Strømkreds med Selvinduktionskoefficienten L, kan beregnes paa følgende Maade:

Da L er den EMK, som Selvinduktionen frembringer, naar Strømforandringen er 1 Amp pr. Sekund, vil den EMK, der fremkommer, naar Forandringen er $I:t$ Amp pr. Sekund, være:

$$\frac{L\,I}{t}.$$

Dersom Strømforandringen er jævn, vil Selvinduktionens EMK ogsaa være jævn. Strømstyrken stiger jævnt fra 0 til I; dens Middelværdi er derfor $I:2$ og det udrettede Arbejde:

$$\frac{L\,I}{t} \cdot \frac{T}{2} \cdot t = \frac{1}{2}\, L\, I^2 \text{ Joule}.$$

Der udkræves altsaa det samme Arbejde, hvad enten Strømmen hurtigt eller langsomt opnaaer sin fulde Værdi. Dette Arbejde er, udtrykt i Joule, lig *det halve Produkt af Kvadratet paa Strømstyrken i Amp og Selvinduktionskoefficienten i Henry*.

Eks. $L = 100$ Henry, $I = 10$ Amp. Det Arbejde, der udkræves for at hæve Strømstyrken fra 0 til 10 Amp, er lig:

$$\frac{1}{2} \cdot 100 \cdot 10^2 = 5000 \text{ Joule} = \frac{5000}{9{,}81} \text{ mkg} = \text{ca.} 510 \text{ mkg}.$$

Dette Arbejde udkræves for at Strømkredsen kan frembringe sit eget Magnetfelt. Dersom andre Kredsløb ere til Stede i Nærheden, vil den øjeblikkelige Strøm, som frembringes i dem, saalænge Primærstrømmen stiger, virke tilbage paa Primærfeltet, saaledes at det udkrævede Arbejde bliver endnu større.

9. **Strømkredse med Selvinduktion.** I Fig. 7 er vist en Vekselstrømkreds, der indeholder nogle Glødelamper, et Amperemeter og en Omskifter, ved Hjælp af hvilken man enten kan indsætte en enkelt Traad med ringe Modstand eller en paa en Jernkærne opviklet Spole. Sluttes Strømmen gennem Traaden, ville Lamperne, der forudsættes svarende til Spændingen, gløde normalt, og Amperemetret gør et Udslag. Strømstyrken er i dette Tilfælde bestemt ved Ohms Lov:

$$i = \frac{e}{r}, \text{ hvor } r = \text{Kredsløbets ohmske Modstand.}$$

Sendes Strømmen derimod gennem Spolen, ville Lamperne kun gløde svagt, og Amperemetrets Udslag er betydeligt mindre. Dette hidrører fra den ved Selvinduktionen inducerede EMK, hvis Amplitude er udtrykt ved:

$$E_s = \pi n L I.$$

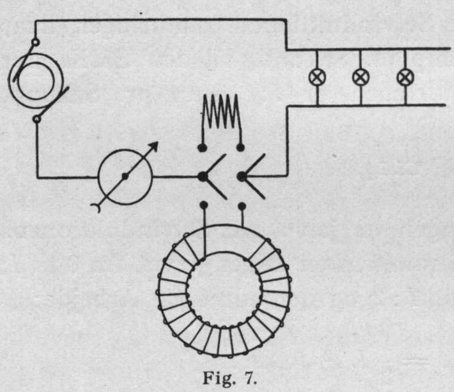


Fig. 7.

I det sidste Tilfælde

kan Ohm's Lov ikke anvendes direkte, da der i Strømkredsen findes to elektromotoriske Kræfter, nemlig den ydre EMK E og Selvinduktionens, modsatrettede EMK E_s.

Selvinduktionen modsætter sig baade Strømmens Stigen og Falden; den virker derfor som en Modstand, og det ser ud, som om Strømkredsen ved Spolens Indsætning har faaet en større Modstand. Ohms Lov kan derfor skrives som:

$$I = \frac{E}{\sqrt{r^2 + (\pi\, n\, L)^2}}\,.$$

I Modstanden indgaar ikke alene den ohmske Modstand r *(Resistansen)*, men tillige den saakaldte induktive Modstand $\pi\, n\, L$ *(Induktansen)*. Den samlede Modstand benævnes *Impedansen* og er altsaa udtrykt ved:

$$\sqrt{r^2 + (\pi\, n\, L)^2}\,.$$

Forholdene mellem disse tre Størrelser kunne gengives ved den retvinklede Trekant i Fig. 8,1—2. Vinkel φ er Faseforskydningsvinklen.

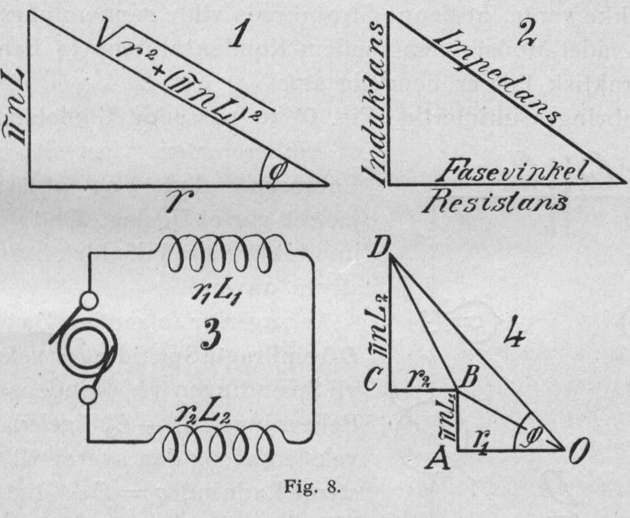


Fig. 8.

Da n indgaar i Udtrykket for Induktansen, er denne ikke konstant for et bestemt Kredsløb, men vil afhænge af Vekseltallet.

Selvinduktionen har desuden den Indflydelse paa Strømkredsen, at Strømmen forsinkes i sin Fase i Forhold til den ydre EMK.

Saafremt Strømkredsen indeholder to (eller flere) rækkeforbundne Induktionsspoler, vil den samlede Impedans ikke være lig Summen af de to enkelte Impedanser. Dette kan sés ved en grafisk Fremstilling. I Fig. 8,3—4 er den ene Spoles Modstand r_1 lig OA og dens Induktans $\pi n L_1$ lig AB. Impedansen er da givet ved OB. Den anden Spole har Modstanden r_2 lig BC og Induktansen $\pi n L_2$ lig CD. Paa lignende Maade er Spolens Impedans lig BD. Virkningen af disse to Impedanser bliver en resulterende Impedans lig OD og med Fasevinklen φ.

Paa en noget lignende Maade stiller Forholdet sig, hvis Strømkredsen indeholder to (eller flere) parallelforbundne Induktionsspoler.

10. **Strømkredse med Kapacitet.** Naar en Kondensators to Belægninger forbindes med en Vekselstrømsgenerator, skulde man ikke vente, at denne Strømkreds vilde gennemløbes af en Strøm, idet Modstanden mellem Kondensatorens to Belægninger praktisk talt er uendelig stor.

Anbringes imidlertid (Fig. 9) to passende Glødelamper og et Amperemeter, viser det sig, at Lamperne gløde, og at Amperemetret gør et Udslag. Dette vil derimod ikke være Tilfældet, hvis Jævnstrøm anvendes.

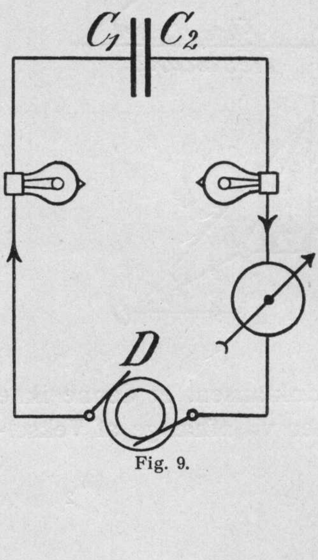


Fig. 9.

Aarsagen er følgende: Da den ved D frembragte Spænding er vekslende, vil Spændingen ved Kondensatorens Belægninger $C_1 — C_2$ ligeledes være vekslende, og den svarer til en bestemt Ladning $q = C e$. I det Øjeblik Spændingen e er Nul, vil Ladningen q ogsaa være Nul, og hvis Spændingen stiger, vil den positive

Ladning paa C_1 og den negative Ladning paa C_2 ligeledes stige. Dette kan kun ske derved, at en Strøm gaar ind i C_1 og ud af C_2 (som Pilen angiver).

Naar Spændingen atter aftager til Nul, ville Belægningerne miste sine Ladninger, og der frembringes en Strøm i modsat Retning. Bliver e derefter negativ, oplades Kondensatoren atter, men i modsat Retning, hvad der har en Strøm til Følge i samme Retning som den foregaaende Afladningsstrøm o. s. fr.

Det er denne stadige Lade- og Afladestrøm, der bringer Lamperne til at lyse. Strømmens Amplitude er udtrykt ved: $I = \pi\, n\, C\, E_c$, hvor E_c er Spændingen mellem de to Belægninger.

Ligesom ved Strømkredse med Selvinduktion kan Ohms Lov ikke direkte anvendes. Her vil ogsaa være Tale om en tilsyneladende større Modstand end den ohmske Modstand r. Forholdet mellem Spænding, Strømstyrke og Modstand er i dette Tilfælde:

$$I = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \left(\frac{1}{\pi\, n\, C}\right)^2}}\,.$$

Størrelsen $\frac{1}{\pi\, n\, C}$ benævnes Strømkredsens *Kondensans* og afhænger af det benyttede Vekseltal.

Ligesom Selvinduktionen vil Kapaciteten formindske Strømstyrkens Amplitude, men medens den første fremkalder en Forsinkelse i Strømmens Fase, vil Kapaciteten bevirke en Fremskyndelse i Fasen, i Forhold til den ydre EMK.

Ved stigende Vekseltal bliver Induktansen større; Kondensansen bliver derimod mindre. Ved Højfrekvensstrømme kan Kondensansen blive saa ringe, at Kondensatoren forholder sig, som om dens Belægninger vare forbundne med en kort Traad.

Eks. $n = 100$ pr. Sekund. $C = 1$ Mf. Kondensansen er:

$$\frac{1}{\pi \cdot 100 \cdot \frac{1}{10^6}} = \text{ca. } 3000 \text{ Ohm}\,.$$

Forøges Vekseltallet n til 10^6 pr. Sekund, bliver Kondensansen:

$$\frac{1}{\pi \cdot 10^6 \cdot \frac{1}{10^6}} = \text{ca. } 0{,}3 \text{ Ohm}.$$

11. **Strømkredse med Selvinduktion og Kapacitet.** Naar en Kondensator og en Selvinduktionsspole anbringes i en Vekselstrømkreds, ville de, som ovenfor omtalt, hver for sig bidrage til at forandre Strømmens Fase. Da Virkningerne ere modsatte, er Forholdet mellem Strømstyrke og Spænding afhængigt af Forskellen mellem Induktans og Kondensans.

For en saadan Strømkreds (med r_1, L og C *i Række*) har man:

$$I = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \left(\pi n L - \frac{1}{\pi n C}\right)^2}}.$$

Saalænge Induktansen $\pi n L$ er lille, vil Strømamplituden næsten udelukkende være bestemt ved Kondensansen $\frac{1}{\pi n C}$, og Strømmen er forud i Fasen for EMK. Jo mere Selvinduktionen imidlertid forøges, desto mindre bliver Størrelsen $\pi n L - \frac{1}{\pi n C}$, og desto mere vil Kondensansens Virkning udlignes af Induktansen. Man er derfor i Stand til at forøge Strømstyrken betydeligt i en Strømkreds med Selvinduktion ved i Række med denne at anbringe en Kondensator.

Strømamplituden opnaar sin største Værdi, naar Kondensans og Induktans ere lige store, altsaa:

$$\pi n L = \frac{1}{\pi n C}.$$

Strømkredsen forholder sig da, som om der hverken var Kapacitet eller Selvinduktion til Stede. Strøm og EMK have samme Fase, og Strømstyrken afhænger kun af den ohmske Modstand, ɔ:

$$I = \frac{E}{r}.$$

Vekseltallet er her forudsat konstant. Forholdene stille sig ofte saaledes, at Kapacitet og Selvinduktion ere konstante og Vekseltallet foranderligt. Strømstyrken faar da sin største Værdi ved et ganske bestemt Vekseltal, der er givet ved:

$$\pi n L = \frac{1}{\pi n C} \text{ eller } n = \frac{1}{\pi \sqrt{LC}}.$$

Kondensansspændingen $\left(\frac{J}{\pi n C}\right)$ kan da blive mange Gange større end E.

12. **Overflademodstand.** Naar en Jævnstrøm eller en Vekselstrøm med ringe Frekvens gennemløber en Leder, vil Strømstyrken være fordelt over hele Lederens Tværsnit. Dette er derimod ikke Tilfældet med Højfrekvensstrømme. De dannes først paa Overfladen og ville herfra søge ind i Lederens Indre, men paa Grund af de hurtige Forandringer i Strømstyrken trænger Strømmen ikke ind i Lederens Indre. Ved et Vekseltal af $2 \cdot 10^6$ (der svarer til 300 m Bølgelængde) vil Strømmen kun trænge ca. $0{,}06$ mm ned i en Kobberleder. Er Lederen en Jerntraad, trænger Strømmen kun ca. $0{,}012$ mm ned under Overfladen.

En Træstang, dækket med et tyndt Lag Bladguld, er derfor en ligesaa god Leder for Højfrekvensstrømme som en Kobberstang af tilsvarende Dimensioner.

En noget lignende Virkning kendes fra Varmen. Hvis en Jernstang opvarmes, stiger Temperaturen først paa Overfladen, og lidt efter lidt trænger Varmen ned i det Indre. Ved Afkøling afkøles Overfladen derimod først. Udsættes Jernstangen for hurtigt skiftende Temperaturer, bliver dens Indre omtrent uberørt heraf, fordi Varmen ikke faar Tid til at trænge ind i Jernstangen.

Skal man anvende Spoler, Ledninger el. lign. til Højfrekvensstrømme, bør de derfor ikke bestaa af en enkelt Leder, men af mange tynde Traade, da disse — med samme Areal — have en betydelig større Overflade end den enkelte Traad. Ved Modtageapparater anvendes Ledninger, der bestaa af indtil 180 tynde, sammensnoede Traade, som hver ere overtrukne med et Lag Acetatlak el. lign.

Af samme Grund bør blanke Frembringervindinger, Kabelsko o. lign. helst forsølves, i hvert Tilfælde maa de ikke fornikles, med mindre man har sørget for et tilstrækkeligt stort Overfladeareal, da Nikkel besidder en daarlig Ledningsevne.

Kaldes Overflademodstanden R^1 og den ohmske Modstand R, er Forholdet mellem disse — ved en lige eller næsten lige Kobbertraad — givet ved en tiln. Formel, der kan benyttes ved Traaddimensioner ned til ca. 0,3 mm:

$$R^1 = 0{,}028 \cdot R \cdot d \cdot \sqrt{n},$$

hvor d er Diameteren i cm og n Vekseltallet.

Eks. Hvis $n = 2 \cdot 10^6$ og $d = 1$ cm, bliver $R^1 = 40\,R$. Ved at reducere Diameteren til ca. 0,025 cm, faar man $R^1 = R$. Man ser deraf, at ved ganske tynde Traade ere de to Slags Modstande lige store.

13. **Elektriske Svingninger i Kondensatorkredse.** Svingningerne kunne bl. a. frembringes paa følgende Maader:

a. Ved Gnistudladninger.
b. Af Jævnstrømslysbuer.
c. Af Vekselstrømsmaskiner med højt Vekseltal.

a. Hvis en Kondensators to Belægninger oplades fra en eller anden Strømkilde, og denne derefter fjernes, medens Belægningerne forbindes med et Gnistrum G af passende Længde (Fig. 10,1), ville Elektricitetsmængderne udlades i Form af en Gnist. Udladningen dannes dog ikke af en enkelt Gnist, men af en Række Gnister, der springe frem og tilbage mellem Kuglerne.

Hvad der foregaar kan bedst oplyses ved et Par mekaniske Eksempler. Kondensatorens Udladning virker paa lignende Maade som en anslaaet Klaverstreng, der vil vedblive at svinge frem og tilbage, indtil dens Energi er opbrugt. Ligesom Strengen giver samme Tone, hvad enten den anslaaes

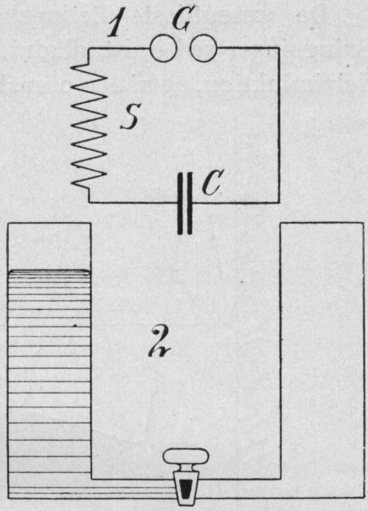


Fig. 10.

kraftigt eller svagt, saaledes vil en Kondensatorkreds, der udlades gennem samme Traad eller samme Gnistrum, altid svinge med samme Periode, uanset Ladespændingen. Strengens Tone afhænger af Længden og Materialet, Kondensatorkredsens Svingning afhænger af dens Kapacitet og Selvinduktion.

Dersom et U-formet Glasrør (Fig. 10,2), der forneden er forsynet med en Hane, indeholder Kviksølv i den ene Gren, er der en Kraft til Stede, som søger at udligne Højdeforskellen mellem Vædskeoverfladerne. Aabnes Hanen pludseligt, vil Kviksølvet paa Grund af sin Træghed, stige over den normale Højde i det andet Rør; det søger derfor atter over i det første Rør, hvor den normale Højde ligeledes overskrides, medens Højden dog bliver mindre end den oprindelige. Kviksølvet strømmer atter tilbage, og paa denne Maade opstaa en Række Svingninger frem og tilbage.

Naar Rørfladen er ru indvendig, ophøre Svingningerne hurtigt, da de dæmpes af Friktionen. Saafremt Hanen aabnes ganske lidt, stiger Kviksølvet jævnt uden Svingninger.

Betingelserne for at kunne sætte et Stof i en mekanisk, svingende Bevægelse ere dels, *at* Stoffet besidder Træghed og dels, *at* det af sig selv søger sin Hvilestilling, naar den paavirkende Kraft er ophørt. Gnidningsmodstanden foraarsager en Dæmpning i Svingningernes Amplitude, idet Energien omsættes til Varme.

Som tidligere omtalt svarer den Egenskab, som ved Legemer kaldes *Træghed*, i sin Virkning til Selvinduktionen i et Kredsløb, medens Gnidningsmodstand svarer til ohmsk Modstand.

De væsentligste Betingelser for at fremkalde elektriske Svingninger ved Gnistudladning ville derfor være, *at* der findes Selvinduktion, og *at* den ohmske Modstand i Kredsløbet er ringe.

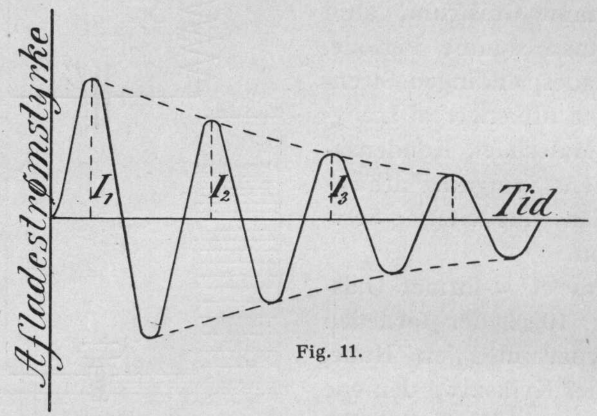


Fig. 11.

Den pludselige Udladning af Spændingen mellem Kondensatorens Belægninger fremkalder en svingende, elektrisk Strøm, forudsat at den ohmske Modstand er under en vis *kritisk* Værdi. Er Modstanden større, bliver Udladningen *aperiodisk*.

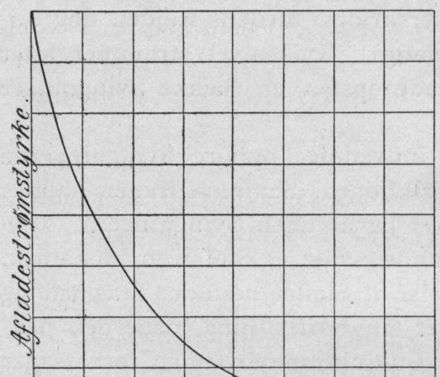


Fig. 12.

Modstandens kritiske Værdi er givet ved Formlen:

$$R = 2\sqrt{\frac{L}{C}}\,.$$

I Fig. 11 og 12 er vist Kurver for en svingende og en aperiodisk Udladning. Abscisserne ere Tid og Ordinaterne Strømstyrke.

En Strømkreds som den i Fig. 10,1 viste, der bestaar af en Kapacitet, en Selvinduktion og et Gnistrum, benævnes en *Thomson's* Svingningskreds.

Da de elektriske Svingninger kunne betragtes som Vekselstrøm med stort Periodetal, gælde de i § 11 anførte Udtryk ogsaa for Udladningerne i en Kondensatorkreds (naar Modstanden er ringe). Ved et ganske bestemt Vekseltal kan man derfor i en Kondensatorkreds opnaa den største Strømstyrke, nemlig naar:

$$n = \frac{1}{\pi\sqrt{LC}} \quad (1).$$

Dette Svingningstal opnaaes altid i en Kondensatorkreds, naar den paa ovennævnte Maade paavirkes af en Gnistudladning, paa samme Maade som en Klaverstreng altid vil lyde med samme Tone, naar den efter at være anslaaet overlades til sig selv.

Svingningstiden er imidlertid $T = \frac{2}{n}$ (§ 2). Indsættes denne Værdi i (1), faar man:

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (2) \quad (\textit{Thomsons}\ \text{Formel}).$$

Denne Svingning benævnes Kredsens *Egensvingning*. For at opnaa den største Strømstyrke i en Svingningskreds, maa den altsaa have en Svingningstid af $T = 2\pi\sqrt{LC}$, hvor L og C er Kredsens Selvinduktion og Kapacitet. Produktet LC benævnes *Svingningskonstanten*. L og C skulle i Formel (1) og (2) være udtrykte i elektromagnetisk Maal, enten *begge* i praktiske Enheder (Henry og Farad) eller *begge* i absolute Enheder. Hyppigst angives C i elektrostatiske Enheder, og da en elektromagnetisk Enhed for Kapacitet svarer til $9 \cdot 10^{20}$ elektrostatiske Enheder (cm) (se § 3), forandres Udtrykket til:

$$T = \frac{2\pi}{3 \cdot 10^{10}} \sqrt{L\ \text{cm (elektromag.)}\ C\ \text{cm (elektrostat.)}}\ .$$

Dersom et Kabel udsættes for en vekslende EMK, vil Spændingen og Strømstyrken bevæge sig gennem Kablet og vil ikke have den samme Værdi overalt. Er Kablet meget langt, vil man finde, at Spændingen (Strømstyrken) med ganske bestemte Tidsmellemrum (og Afstande) har sin Maksimalværdi — enten positiv eller negativ.

Noget lignende finder Sted ved en Bølgebevægelse i Vandet. Her har man ligeledes en bestemt Afstand mellem Bølgetoppe eller Bølgedale. Denne Afstand benævnes *Bølgelængden* og kan udtrykkes som den Vejlængde, Svingningen tilbagelægger i en Periode.

Kaldes Hastigheden v cm pr. Sekund, er Bølgelængden:

$$\lambda = T \cdot v\,.$$

Den samme Formel gælder for de ovennævnte elektriske Spændings- eller Strømstyrke*bølger*. Indføres Værdien for T, har man:

$$\lambda = \frac{2\pi}{3 \cdot 10^{10}} \sqrt{L\,C} \cdot v\,.$$

De elektriske Svingningers fremadskridende Hastighed er lig $3 \cdot 10^{10}$ cm pr. Sekund. Indsættes denne Værdi for v, bliver:

$$\lambda\,(\text{cm}) = 2\pi \sqrt{L\ \text{cm (elektromag.)}\ C\ \text{cm (elektrostat.)}}\,.$$

Da $\lambda = T v$ og $T = \frac{2}{n}$, faaes $\lambda = \frac{2}{n} v = \frac{2}{n} \cdot 3 \cdot 10^{10} = \frac{1}{n} \cdot 6 \cdot 10^{10}$ eller:

$$n = \frac{6 \cdot 10^{10}}{\lambda}\,.$$

Af denne Ligning er man i Stand til at beregne det Vekseltal, der svarer til en given Bølgelængde og omvendt.

Eks. Til Bølgelængden 300 m svarer et Vekseltal:

$$n = \frac{6 \cdot 10^{10}}{300 \cdot 10^{2}}\,,$$

(idet λ skal udtrykkes i cm) $= 2 \cdot 10^{6}$. Til et Vekseltal af $3 \cdot 10^{5}$ svarer en Bølgelængde af:

$$\lambda = \frac{6 \cdot 10^{10}}{3 \cdot 10^{5}} = 2 \cdot 10^{5}\ \text{cm} = 2000\ \text{m}\,.$$

I Tabel IV er angivet de til Bølgelængder fra 100—2000 m svarende Vekseltal.

Eks. Hvor stor skal Kapaciteten være i en Kondensatorkreds, der bestaar af en Kobberring, 50 cm i Diameter, Traaddiameter 5 mm, naar Bølgelængden skal være 200 m?

Af $n = \pi \frac{1}{\sqrt{LC}}$ følger $C = \frac{1}{\pi^2 n^2 L}$.

I Tabel III findes L at være 1472 cm, og af Tabel IV faaes $n = 3 \cdot 10^6$.

Indsættes disse Værdier, faar man:

$$C = \frac{1}{\pi^2 \cdot 3^2 \cdot 10^{12} \cdot 1472} = 7{,}_{65} \cdot 10^{-18}\text{ cm} = 7{,}_{65} \cdot 10^{-8}\text{ Mf}.$$

(Saafremt Modstanden i Kredsen ikke er lille, er Udtrykket for Svingningstiden:

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}\Bigg).$$

b. Elektriske Svingninger kunne ogsaa frembringes ved i Stedet for Gnistrummet at anbringe en Lysbue, der fødes med Jævnstrøm fra en eller anden Elektricitetskilde.

Duddell var den første, der foretog en Række nærmere Undersøgelser af dette Fænomen (1900). Det fremgik af disse, at en Lysbue med homogene Kul kan give en stadig, høj Tone, saafremt der anbringes — parallelt til Lysbuen — en Strømkreds med passende Kapacitet og Selvinduktion (Fig. $13_{,1}$). I Kondensatorkredsen fremkommer da en Vekselstrøm med samme Vekseltal som Lysbuens Tone og bestemt ved Kapaciteten og Selvinduktionen i Svingningskredsen. Vekselstrømkredsen *DEFG* benævnes almindeligt den *Duddell'ske* Svingningskreds.

De nøjagtige Aarsager til dette Fænomen ere endnu ikke fuldstændig klarlagte. Duddell angiver følgende:

Sker en øjeblikkelig, lille Forandring e i Spændingsforskellen mellem Lysbuens Elektroder, har det til Følge, at Strømstyrken ligeledes undergaar en øjeblikkelig, lille Forandring i. Kaldes den ohmske Modstand af Selvinduktionsspolen r, er Betingelsen for, at Højfrekvensstrømme kunne frembringes, at Forholdet $\frac{e}{i}$ skal være negativt og større end r. At Forholdet

$\frac{e}{i}$ er negativt vil sige, at e og i variere modsat, ɔ: Strømmen tiltager, naar Spændingen aftager og omvendt. Det har vist sig, at $\frac{e}{i}$ ved Vægekul er positiv, ved Homogenkul negativ.

Naar Parallelgrenen med Kondensatoren og Selvinduktionsspolen forbindes med Lysbuen, oplades Kondensatoren, og Strømstyrken i Buen bliver mindre. Men derved stiger Spændingsforskellen mellem Kullene, og Kondensatoren lades yderligere. Naar den er fuldt opladet, stiger Strømstyrken i

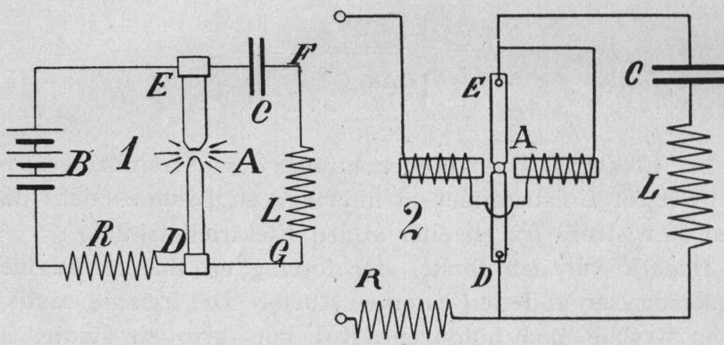


Fig. 13.

Lysbuen til sin normale Værdi; dette bevirker, at Spændingen ved Kullene bliver mindre, og da Kondensatorens Spænding nu er den største, udlades Kondensatoren gennem Lysbuen. Saasnart Udladningen er fuldført, oplades Kondensatoren atter som ovenfor, og disse vekslende Ladninger og Udladninger gentage sig regelmæssigt.

(De fysiske Betingelser for at ovennævnte Forhold kunne finde Sted ere matematisk udledede (af *Janet*) som følger:

Lad C være Kapaciteten, L Selvinduktionen, r den ohmske Modstand i Spolen, R Modstanden i Dæmpespolen R (Fig. 13,1), E Batteriets Klemspænding, i den øjeblikkelige Værdi af Strømmen gennem R, i_1 Strømstyrken gennem Buen og i_2 Strømstyrken gennem Kondensatorkredsen.

Dersom en Vekselstrøm frembringes i Kondensatorkredsløbet, har den et vist Vekseltal n. Forsøgene have vist, at

Strømstyrken gennem Buen og gennem R ogsaa er vekslende, ɔ: den kan opløses i en konstant Strøm I_0 og en vekslende Strøm, hvis Maksimalværdi er I. Man kan derfor skrive:

$$i = I_0 + I \sin \pi n t.$$

Antages det, at Vekseltallet i Kondensatorkredsen svarer til dennes Egensvingning, har man:

$$n = \frac{1}{\pi\sqrt{LC}}.$$

Hovedstrømmen bestaar saaledes af en konstant Del og en vekslende Del, det samme gælder Strømstyrken gennem Lysbuen, medens Strømstyrken gennem Kondensatorkredsen kun er vekslende.

Da Induktansen ophæves af Kondensansen $\left(n = \frac{1}{\pi\sqrt{LC}}\right)$, er Spændingsforskellen mellem Enderne af Spolen lig $r\,i_2$. Denne Værdi maa være lig den Spændingsforskel, som hidrører fra den vekslende Del af Hovedstrømmen, nemlig $R\,I \sin \pi n t$. Følgelig har man:

$$i_2 = \frac{R}{r} I \sin \pi n t.$$

Naar e er Spændingsforskellen mellem Elektroderne, har man:

$$e = E \div Ri,$$

eller naar Værdien for i indsættes:

$$e = E - RI_0 - RI \sin \pi n t.$$

$$\text{Men } i_2 = \frac{R}{r} I \sin \pi n t \text{ og } i_1 = i + i_2.$$

Indsættes Værdierne for i og i_2, faar man:

$$i_1 = I_0 + \frac{R+r}{r} I \sin \pi n t.$$

Ved at differentiere denne Ligning og Ligningen for e med Hensyn til Tiden faaes:

$$\frac{di_1}{dt} = \frac{R+r}{r} I \pi n \cos \pi n t \text{ og } \frac{de}{dt} = - R\,I\,\pi n \cos \pi n t,$$

og deraf:

$$\frac{de}{di_1} = -\frac{Rr}{R+r}.$$

Saafremt R er stor i Sammenligning med r, kan man sætte $\frac{de}{di_1} = -r$.

Man ser heraf, at Betingelsen for at frembringe Svingninger i Kondensatorkredsen — med Vekseltallet $n = \frac{1}{\pi\sqrt{LC}}$ — er, at $\frac{de}{di_1}$ skal være *negativ* og i numerisk Værdi lig eller større end den ohmske Modstand i Kondensatorkredsen.)

De under a nævnte Formler for Vekseltal, Bølgelængder og Svingningstider finde ogsaa direkte Anvendelse paa Svingninger, der ere frembragte paa ovenstaaende Maade.

Duddell opnaaede kun at frembringe Svingninger med et Vekseltal af ca. 20 000. Til Brug ved Telegrafering maa Vekseltallet imidlertid være meget større. Det lykkedes *Valdemar Poulsen* (1903) at forøge Vekseltallet ved at lade Lysbuen brænde i Brint eller i en brintholdig Luftart, hvad der muliggør Anvendelsen af mindre Kapacitet og Selvinduktion. Aarsagen til, at det kan lade sig gøre at arbejde med højere Vekseltal, tilskriver *Poulsen* Brintens Afkøling af Elektroderne. Forsøg med forskellige Luftarter, bl. a. Kvælstof, have vist, at der kan opnaaes et højere Vekseltal end med atmosfærisk Luft. Ilten synes saaledes at have en skadelig Indflydelse, idet Buen opvarmes stærkt ved Forbrændingen.

Ved *Poulsens* Fremgangsmaade (Fig. $13,_2$) anbringes Lysbuen i et stærkt magnetisk Felt, der blæser Buen opad. Spændingsfaldet gennem Buen bliver paa denne Maade meget stort i Forhold til dens Længde; ved 440 Volts Spænding er Buelængden f. Eks. kun 3 mm. Ved den høje Primærspænding bliver Spændingsvariationerne i Buen større, ɔ: Ladespændingen bliver større, og for samme tilførte Elektricitetsmængde kan Kondensatorens Kapacitet gøres mindre. Selvinduktionen i Svingningskredsen maa derfor forøges, hvad der atter foranlediger, at Vekselspændingsforskellen mellem

Kondensatorens Belægninger bliver meget stor. Magnetbeviklingen virker tillige beroligende paa Lysbuen. Der opnaaes en bedre Virkning ved at anvende en Kulkatode og en skarpkantet Kobberanode, som ved større Strømstyrker kan afkøles med Vand. For at faa en jævn Bue drejes Kulkatoden langsomt rundt, saa at Lysbuen stadigt dannes paa et frisk, skarpkantet Sted af Kullet.

Benischke har givet følgende Forklaring paa Frembringelsen af Svingningerne i Lysbuen: *Poulsen* anvender to Midler, der ved lavere Spændinger (ca. 100 V) ere tilstrækkelige til at forhindre Dannelsen af en stadigt brændende Lysbue. Disse Midler ere den magnetiske Udblæsning og Afkølingen af Anoden. Denne Afkøling kan ske ved at anvende skarpkantede Elektroder, ved at benytte Metalelektroder, eventuelt med Vandafkøling, ved Drejning af den anden Elektrode, saa at Lysbuen stadigt udgaar fra et nyt, koldere Sted. Betydningen af Brintens Tilstedeværelse maa søges deri, at Fortæringen af de skarpkantede Elektroder sker betydeligt langsommere, end naar Lysbuen brænder i en iltholdig Luftart.

Naar Strømkredsen *BDE* (Fig. 13,1) sluttes ved at tænde Buen *A*, vil Strømmen paa Grund af Selvinduktionen i Spolen *R* ikke pludselig opnaa sin fulde Værdi, men stige efter Kurven *A* (Fig. 14). Naar Strømmen er stegen til en vis Værdi *i*, har det magnetiske Felt, hvis Virkning paa Lysbuen er proportional med Produktet af Feltstyrken og Strømstyrken, naaet en saa stor Styrke, at det under Medvirkning af Elektrodeafkølingen kan slukke Lysbuen. Paa Grund af Selvinduktionen *R* ophører Strømmen ikke pludselig, men falder efter Kurven *b*. Hvis

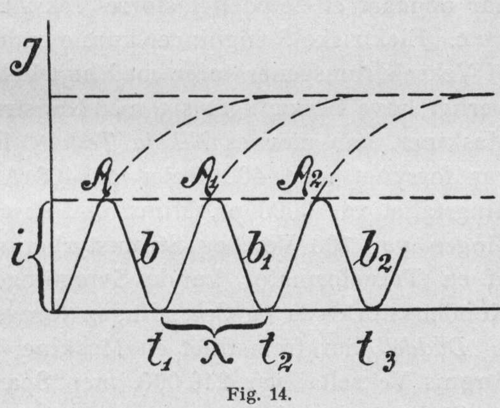


Fig. 14.

B's EMK var under 100 V, vilde Lysbuen helt slukkes. Dette sker imidlertid ikke; der dannes en ny Lysbue, som stiger efter Kurven A_1. Grunden hertil maa søges i:

1) Den høje Spænding, der benyttes (over 200 V).
2) Luftrummets ledende Tilstand.
3) Magnetfeltets aftagende Styrke (næsten Nul) paa Grund af den faldende Strømstyrke.

Naar Værdien i atter er naaet, gentages det samme. Paa denne Maade opstaar i Strømkredsen *BDE* en svingende Strømstyrke efter Kurven $b\ b_1\ b_2$. Denne Svingning sætter Kredsen *DEFG* i sin Egensvingning. Af disse to Svingninger opstaar en resulterende Svingning, der vedvarer saa længe Svingningerne i *BDE* finde Sted. Tiden for Svingningen i *BDE* er givet ved Tidsforskellen $t_2 - t_1$, og Bølgelængden er fremstillet ved λ (angivet ved Tiden) (Fig. 14). Man ser deraf, at Vekseltallet afhænger af Selvinduktionen og Modstanden i Kredsen *BDE*. Naar Selvinduktionen gøres større og Modstanden mindre, bliver Kurven *A* fladere og Bølgelængden λ større. Jo stærkere den magnetiske Udblæsning virker, desto mindre bliver den Strømstyrke i, ved hvilken Strømmen begynder at aftage.

I disse Forhold maa man søge Aarsagen til, at *Poulsen* har opnaaet et betydeligt større Vekseltal end *Duddell*.

c. Elektriske Svingninger kunne endelig fremstilles direkte af Vekselstrømsgeneratorer med højt Vekseltal. Blandt de, der særligt have beskæftiget sig med Konstruktionen af saadanne Maskiner, kan nævnes *Nikola Tesla*. En af hans Maskiner var forsynet med 400 Poler og 400 Ankerspoler. Omdrejningstallet var 3000 pr. Minut og Vekseltallet 20 000. Spændingen var 100 Volt og Strømstyrken 10 Amp. Ved Hjælp af en Transformator kunde Svingningerne overføres til en Kondensatorkreds og Spændingen forøges.

Duddell har fremstillet en Maskine, hvor den frembragte Strøms Vekseltal var 240 000, men Spændingen var kun 2 V og Strømstyrken $0{,}_1$ A.

Den store Mangel ved alle hidtige Højfrekvensmaskiner ligger i deres ringe Ydeevne og i det store Omdrejningstal, der er nødvendigt. Da der ikke er nogen stor Mulighed for at kunne fremstille Maskiner med stor Ydeevne, skulle de nærmere Enkeltheder ved Maskinerne ikke omtales her.

14. **Lukkede Svingningskredse.** *Braun* var den første, som anvendte en *Thomson's* Svingningskreds til Frembringelse af kraftige, elektriske Svingninger til Radiotelegrafering. Ved Marinens første Radiotelegrafstationer efter *Siemens—Brauns* System anvendtes en saadan Svingningskreds (Fig. 15,1). Den bestod af to Grupper Leydnerflasker C_1 *og* C_2, hvis ydre Belægninger vare forbundne gennem Selvinduktionen S, medens de indvendige Belægninger vare forbundne med Gnistrummet G, hvortil den sekundære Vikling af Induktoren I var anbragt.

Naar Ladespændingen i Kondensatorerne har naaet en vis Værdi, der svarer til Gnistlængden, ville de udlades, de indvendige Belægninger gennem Gnistrummet, de udvendige gennem Spolen. Udladningen kan kun ske gennem Svingningskredsen, da Induktorens sekundære Spole paa Grund af de mange Vindinger og det høje Vekseltal har en særlig stor Selvinduktion.

En saadan Svingningskreds, der i det efterfølgende benævnes *Frembringerkredsen*, er fuldstændig lukket under Udladningen og bestaar af to symmetriske Halvdele, i hvilke lige store, men modsatte Elektricitetsmængder bevæge sig i modsat Retning. Da Svingningskredsen er meget sammentrængt, ville de magnetiske Felter, som dannes omkring Lederne, tildels ophæve hverandre, saa at kun en ringe ydre Virkning kan spores, ɔ: *Udstraalingen* er kun ringe.

En lukket Svingningskreds kan derfor kun benyttes til at frembringe Svingninger, ikke til at udstraale disse.

Forholdet er det samme, hvis Svingningerne frembringes ved Hjælp af en Lysbue.

Den Energi, der frembringes pr. Svingning af en Gnistudladning i en saadan Svingningskreds, er meget betydelig. Antages det, at $C = 0{,}02$ Mf $= 2 \cdot 10^{-17}$ abs. elektromag. Enheder, og at Ladespændingen $E = 30\,000$ V $= 30\,000 \cdot 10^8$ abs. elektromag. Enheder, har man, idet Ladeenergien er ud-

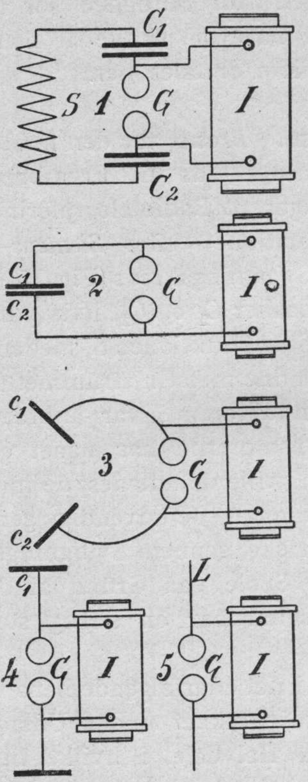


Fig. 15.

trykt ved $\frac{CE^2}{2}$ (§ 3), ɔ: at den tilførte Energi er lig:

$$\frac{2 \cdot 10^{-17} \cdot (3 \cdot 10^{12})^2}{2} =$$

$9 \cdot 10^7$ Erg = 9 Wattsekund (Joule).

Saafremt det antages, at Bølgelængden er 800 m (ɔ: Svingningstiden $0{,}266 \cdot 10^{-5}$), og at Amplituden er Nul efter 6 Svingninger, samt at Virkningsgraden er 33 %, bliver den gennemsnitlige Effekt pr. Svingning:

$$\frac{9}{0{,}266 \cdot 10^{-5} \cdot 6 \cdot 3} \text{Watt} = \frac{10^5}{0{,}532} \text{W}$$

= ca. 188 Kw = ca. 256 HK.

Den Energi, der kan udstraales fra en lukket Svingningskreds, er givet (tiln.) ved Formlen:

$$A = \frac{5 \cdot S^2 \cdot (Iz)^2}{\lambda^3} \text{ Erg pr. Periode.}$$

Heri betyder S Frembringerkredsens Areal i cm^2, I Strømstyrkens Maksimalværdi i Amp, z Vindingstallet og λ Bølgelængden.

Dersom de frembragte Svingninger ere udæmpede og have Vekseltallet n, er den udstraalede Energi pr. Sekund:

$$A_1 = \frac{1}{10^{39}} \cdot S^2 \cdot (Iz)^2 \cdot n^4 \text{ Watt.}$$

Man ser deraf, at Udstraalingen fra en lukket Svingningskreds i dette Tilfælde varierer med 4de Potens af Vekseltallet, ɔ: Udstraalingen stiger ganske betydeligt, naar Vekseltallet forøges.

Eks. En kvadratisk Frembringerkreds med Siden 250 cm havde 5 Vindinger og passeredes af udæmpede Svingninger, hvis Vekseltal var 300 000. Den eff. Strømstyrke var 4,2 Amp.

Dersom det antages, at Strømstyrken var sinusformet, vilde Maksimalværdien omtr. være 6 Amp.

Man har $S = 250 \cdot 250 = 10^6 : 16$ cm², og $Iz = 30$. Deraf:

$$A_1 = \frac{1}{10^{39}} \cdot \frac{10^{12}}{16^2} \cdot 900 \cdot 3^4 \cdot 10^{20} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ Watt.}$$

15. **Aabne Svingningskredse.** For at Svingningerne kunne udstraales, maa man søge et andet Middel, og dette haves i den *Hertz'ske Oscillator.* Den kan tænkes at være fremkommen af en Kondensatorkreds (Fig. 15,2), idet Kondensatorens Plader bøjes mere og mere ud fra hinanden (3), indtil man opnaar Formen (4). Da Kapaciteten herved er formindsket, bliver Vekseltallet større.

Pladerne for Enden af Traadene kunne erstattes med Traade L af tilsvarende Kapacitet (5), og man har da den *symmetriske, retlinede Oscillator eller Sender*, som *Hertz* anvendte til sine Forsøg.

Dette aabne System kan sættes i Svingninger paa samme Maade som Frembringerkredsen. Ved hver halve Svingning lades de to Halvdele skiftevis med en positiv og negativ Ladning. Ligesom i lukkede Kondensatorkredse (§ 10) er der ikke alene Spænding, men tillige en Strøm, der stadig skifter Retning, og denne Strøm frembringer et vekslende, magnetisk Felt, hvis Plan staar vinkelret paa Lederen. Kraftlinierne fra de to Halvdele kunne ikke ophæve hverandre, saaledes som Tilfældet var ved Frembringerkredsen, og *den aabne Sender egner sig derfor særligt til Udstraaling af Energi.*

Udstraalingen fra den *Hertz*'ske Oscillator er givet ved Formlen:

$$A = \frac{16 \cdot \pi^4 \cdot C^2_1 \cdot E^2_1 \cdot l^2}{3\,\lambda^3} \text{ Erg pr. Periode,}$$

hvori C_1 er Kapaciteten i cm og E_1 Spændingen i elektrostatiske Enheder. Er C_1 Kapaciteten i Mikrofarad og E Spændingen i Volt, ɔ: $C \cdot E$ skal multipliceres med $9 \cdot 10^5 : 300$, og indføres Vekseltallet n, kan man (tiln.) skrive:

$$A = \frac{2}{10^{23}} \cdot C^2 \cdot E^2 \cdot l^2 \cdot n^3 \text{ Erg pr. Periode.}$$

Eks. En Oscillator bestaar af 2 tynde Stænger, hver 2 m lange og 0,5 m i Diameter. De ere forbundne i den ene Ende til 2 Gnistkugler og i den anden Ende til 2 Metalplader, 1 m i Diameter. Kapaciteten af en Plade er d/π (i elektrstat. Enheder), hvor d er Diameteren i cm. De to Pladers Kapacitet i Forhold til hinanden er derfor $100/2\pi = 15$ cm $= {}^1/_{60\,000}$ Mf.

Selvinduktionskoefficienten L for en lige Traad af Længde l og Diameter d er $L = 2l\,(\ln \frac{4l}{d_1} - 1)$ cm og for ovennævnte to Stænger $800\,(8{,}05 - 1) = 5640$ cm. Deraf følger, at $\sqrt{LC} =$ ca. $0{,}3$ og $n = 3 \cdot 10^7$. Bølgelængden er $\lambda = 2000$ cm. Antages det, at Gnistlængden er 1 cm, svarer hertil $E = 30\,000$ Volt, og Udstraalingen er derfor:

$$A = \frac{2}{10^{23}} \cdot C^2 \cdot E^2 \cdot l^2 \cdot n^3 = \frac{2}{10^{23}} \cdot \frac{1}{36 \cdot 10^8} \cdot \frac{9 \cdot 10^8}{1} \cdot \frac{16 \cdot 10^4}{1} \cdot \frac{3^3 \cdot 10^{21}}{1}$$

$$= \text{ca. } 22\,950 \text{ Erg pr. Periode.}$$

Ladeenergien er udtrykt ved:

$$\frac{1}{2} C \cdot E^2 = \frac{9 \cdot 10^8 \cdot 10^7}{2 \cdot 6 \cdot 10^{10}} = \text{ca. } 75\,000 \text{ Erg.}$$

Efter omtrent tre Perioders Forløb vil Begyndelsesenergien altsaa være udstraalet. Eksemplet viser en aaben Senders store Udstraalingsevne.

Dersom Svingningerne ere udæmpede, er den udstraalede Energi i Watt (tiln.) lig:

$$A_1 = 400 \cdot \frac{l^2 \cdot I^2}{\lambda^2},$$

hvor I er Strømstyrken i Amp ved Midten af Senderen (f. Eks. tæt ved Lysbuen i en *Poulsen's* Svingningskreds).

For en bestemt Sender er Forholdet l/λ konstant, og det fremgaar derfor af Ligningen, at den udstraalede Energi er proportional med Kvadratet paa Strømstyrken. Da denne er proportional med den pr. Sekund frembragte Varme i en tynd Traad, som indføres i Kredsløbet, kan man bestemme den Energi, som udstraales, ved at maale den samlede Varme, der af Svingningerne frembringes i en Modstandstraad, som indsættes paa det ovennævnte Sted i Senderen. I Praksis kan man derfor til forskellige Tider sammenligne Udstraalingen fra Senderen ved at indsætte et Varmtraadsamperemeter i Senderen (tæt ved den jordforbundne Del af denne (se næste Side)). Kvadratet paa den aflæste Strømstyrke er da proportionalt med den udstraalede Energi.

Den ovennævnte Formel gælder imidlertid kun for udæmpede Svingninger. Hvis disse ikke ere kontinuerlige, maa man tage Hensyn til hver Gruppes Dæmpning og til Antallet af Svingningsgrupper pr. Sekund.

Paa Grund af den ringe Udstrækning, som en Frembringerkreds har, kan man gaa ud fra, at Spændingen (Strømstyrken) i et og samme Nu er den samme paa alle Punkter i Kredsen. Dette er ikke Tilfældet med den aabne Sender, hvis Udstrækning er meget større. Der fremkommer derfor en anden resulterende Selvinduktion L_1 og Kapacitet C_1, og tænker man sig denne Kapacitet anbragt ved Enderne af Traadene, medens disse selv ere kapacitetsløse, har man som foran (se iøvrigt senere § 28):

$$T = 2\pi \sqrt{L_1 C_1} \text{ (elektromag. Maal) og}$$

$$\lambda = 2\pi \sqrt{L_1 \text{ cm (elektromag.) } C_1 \text{ cm (elektrostat.)}}.$$

Uden at Forholdene forandres væsentligt, kan den ene Traad erstattes af et elektrisk ledende Legeme af tilsvarende Kapacitet, en saakaldet *elektrisk Modvægt*, f. Eks. en Metalplade, et Traadnet, en Metalcylinder el. lign. (Fig. 16,1), eller den ene Gnistkugle kan forbindes direkte med *Jord* (Fig. 16,2) eller med en *meget* stor Kapacitet (se senere).

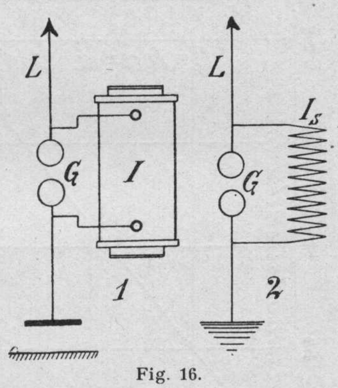


Fig. 16.

16. **Gnistrum.** Som omtalt i § 14, er Induktoren forbundet med et Gnistrum, der tillige er fælles for Frembringerkredsen.

Den største Spænding, hvortil Kondensatoren kan oplades, er afhængig af Gnistrummets Længde og af Gnistkuglernes Diameter. Kurverne (Fig. 17, a) og Tabel V give en Oversigt over Forholdet mellem disse Størrelser. Tallene i Tabellen svare til kolde Elektroder. Blive disse opvarmede, vil Gnist-

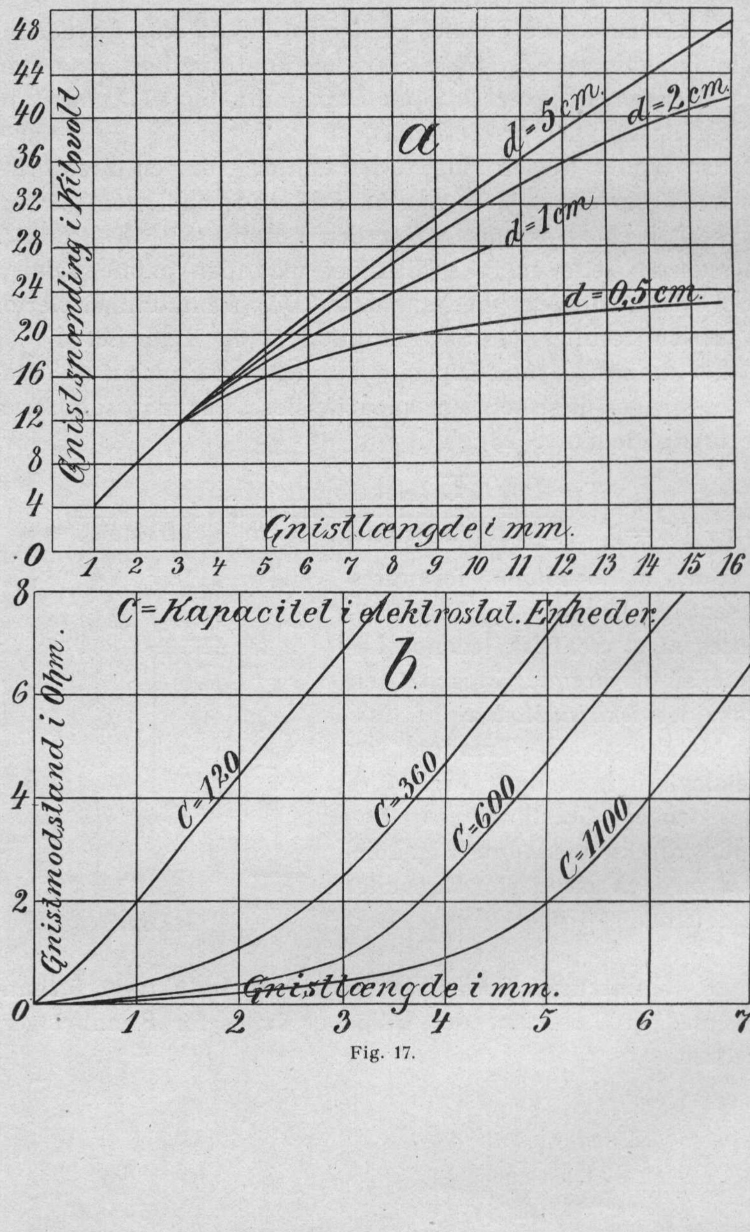


Fig. 17.

spændingen ved samme Gnistlængde aftage. Det ses heraf, at jo mindre Kuglerne ere, desto større Tilbøjelighed have Kurverne til at forløbe parallelt med Abscisseaksen. For at faa en høj Ladespænding er det derfor fordelagtigt at anvende store Elektroder, da Gnistspændingen ved en given Gnistlængde forøges med Elektrodernes Størrelse.

Gnistmodstanden danner en væsentlig Del af Dæmpningen i en Svingningskreds, og man har derfor anstillet omfattende Forsøg for at fastslaa, hvilke Størrelser der indvirke paa denne Modstand, og Resultatet er følgende:

Modstanden afhænger af:

1. Gnistlængden.
2. Elektricitetsmængderne, som passere Gnistrummet.
3. Kredsløbets Kapacitet og Selvinduktion.
4. Antallet af Gnister pr. Sekund.
5. Gnistelektrodernes Materiale og Form.
6. Trykket og Luftarterne i Gnistrummet.

Slaby angiver Modstanden ved forskellige Gnistlængder som følger, idet Kredsløbets Kapacitet var 0,0004 Mf eller 360 cm.

Gnistlængde	*Gnistmodstand*
1 mm	0,25 Ohm
2 —	0,90 —
3 —	2,3 —
4 —	5,0 —

Smaa Gnistrum have altsaa en forholdsvis mindre Modstand end store.

At Gnistmodstanden ved en given Gnistlængde i høj Grad afhænger af Kapaciteten og derigennem af Elektricitetsmængden, som passerer Gnistrummet, vise Kurverne i Fig. 17, b. Som det sés, giver en stor Gnistlængde forholdsvis større Modstand.

Med Hensyn til Gnistelektrodernes Materiale har *Slaby* foretaget Forsøg med 1 cm Kugler af forskelligt Metal og med Gnistlængder fra 0,5 til 3 mm. Følgende Tabel giver Resultaterne:

Gnistlængde i mm	Gnistmodstand i Ohm mellem 1 cm Kugler af:							
	Messing	Pb	Cu	Al	Zn	Sn	Fe	Ag
0,5	0,9	0,9	1,3	1,3	1,0	0,5	0,9	0,6
1,0	2,4	1,8	2,8	2,8	2,2	1,2	2,2	1,5
1,5	4,0	3,3	4,4	4,6	3,5	2,5	4,5	2,5
2,0	5,9	5,5	6,4	7,1	5,6	4,6	7,7	3,8
2,5	8,9	9,3	9,3	10,6	8,4	8,2	11,8	5,8
3,0	12,8	14,6	12,6	15,5	12,2	13.3	16.4	5,9

Tabellen viser, at ved 3 mm Gnist giver Sølv og Zink de bedste Resultater.

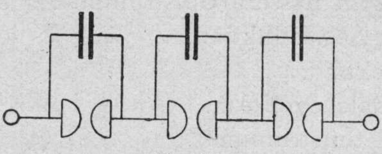


Fig. 18.

Endvidere fremgaar det, at Gnistmodstanden ved en Gnistspænding, svarende til 3 mm Gnist, bliver betydelig mindre, naar man anvender 3 Gnistrum paa 1 mm Længde.

Ved Anvendelse af Zink bliver Gnistmodstanden saaledes $3 \cdot 2{,}2 = 6{,}6$ Ohm mod $12{,}2$ Ohm. Af denne Grund benyttes undertiden delte Gnistrum. I saa Tilfælde forsynes hvert Gnistrum ofte med en parallelt anbragt Kondensator, en saakaldet *Spændingsfordeler* (Fig. 18), der skal tjene til at fordele Spændingen ligeligt mellem Gnistrummene.

Fleming har foretaget lignende Forsøg med Gnistelektroder af Messing, Zink og Jern, 30 mm i Diameter.

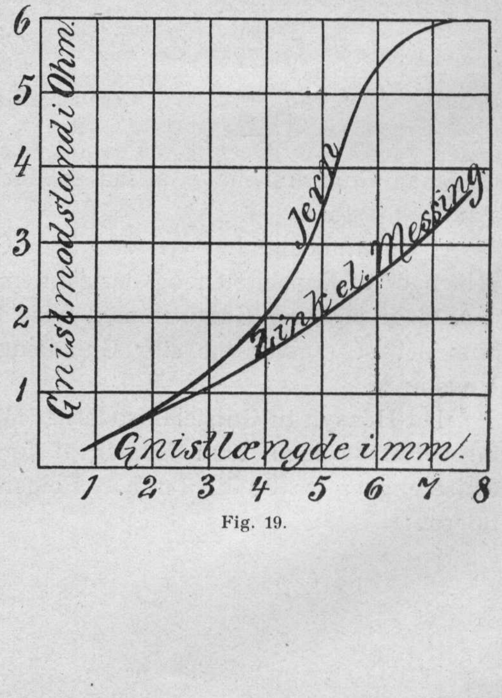


Fig. 19.

Kapaciteten var 1070 MMf og Strømstyrkens Middelværdi 2,2 Amp. Kurverne (Fig. 19) vise, at Gnistmodstanden tiltager betydelig hurtigere ved Jernelektroder end ved Elektroder af Messing eller Zink.

Ved andre Forsøg, foretagne af *Remp*, har det vist sig, at Gnistmodstanden falder, naar Gnistlængden forøges, indtil ca. 3 mm ved mindre Kapaciteter, og indtil ca. 6 mm ved større Kapaciteter, hvorefter Modstanden atter stiger, hurtigt ved smaa Kapaciteter, langsomt ved større. Anvendes meget store Kapaciteter, vil Modstanden dog ikke forøges synderligt.

Kurverne i Fig 20, a og b illustrere disse Forhold.

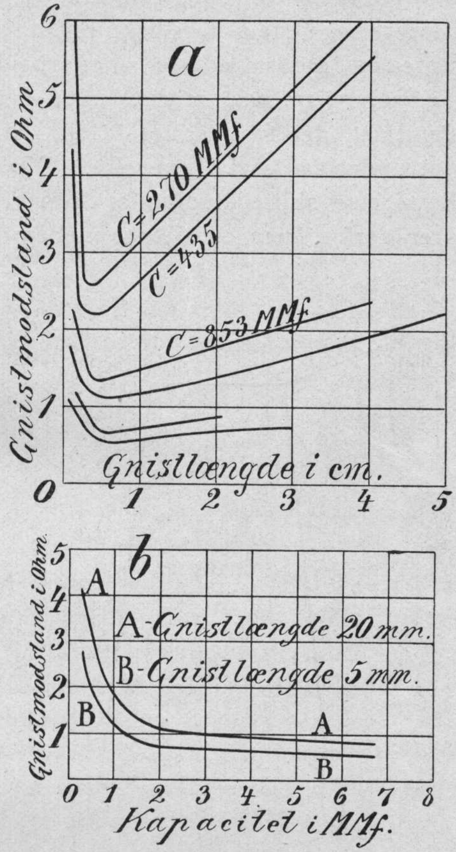


Fig. 20.

17. **Koblede Systemer.** Naar to Svingningskredse ere anbragte saaledes i Forhold til hinanden, at elektriske Svingninger i den ene Kreds (den *primære)* kan fremkalde lignende Svingninger i den anden Kreds (den *sekundære)*, siges de to Svingningskredse at være *koblede* sammen.

Til Belysning af dette Forhold kan anføres et mekanisk Eksempel, idet Svingningskredsene kunne sammenlignes med to mekanisk sammenkoblede Penduler (Fig. 21). Det antages, at de have samme Længde og hænge ned fra en løst udspændt Snor. Sættes det ene Pendul i Svingning, bibringer det

Gnistlængde i mm	Gnistmodstand i Ohm mellem 1 cm Kugler af:							
	Messing	Pb	Cu	Al	Zn	Sn	Fe	Ag
0,5	0,9	0,9	1,3	1,3	1,0	0,5	0,9	0,6
1,0	2,4	1,8	2,8	2,8	2,2	1,2	2,2	1,5
1,5	4,0	3,3	4,4	4,6	3,5	2,5	4,5	2,5
2,0	5,9	5,5	6,4	7,1	5,6	4,6	7,7	3,8
2,5	8,9	9,3	9,3	10,6	8,4	8,2	11,8	5,8
3,0	12,8	14,6	12,6	15,5	12,2	13,3	16,4	5,9

Tabellen viser, at ved 3 mm Gnist giver Sølv og Zink de bedste Resultater.

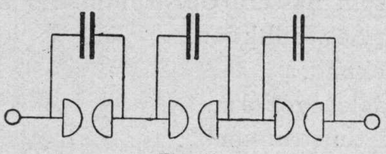


Fig. 18.

Endvidere fremgaar det, at Gnistmodstanden ved en Gnistspænding, svarende til 3 mm Gnist, bliver betydelig mindre, naar man anvender 3 Gnistrum paa 1 mm Længde.

Ved Anvendelse af Zink bliver Gnistmodstanden saaledes $3 \cdot 2{,}2 = 6{,}6$ Ohm mod $12{,}2$ Ohm. Af denne Grund benyttes undertiden delte Gnistrum. I saa Tilfælde forsynes hvert Gnistrum ofte med en parallelt anbragt Kondensator, en saakaldet *Spændingsfordeler* (Fig. 18), der skal tjene til at fordele Spændingen ligeligt mellem Gnistrummene.

Fleming har foretaget lignende Forsøg med Gnistelektroder af Messing, Zink og Jern, 30 mm i Diameter.

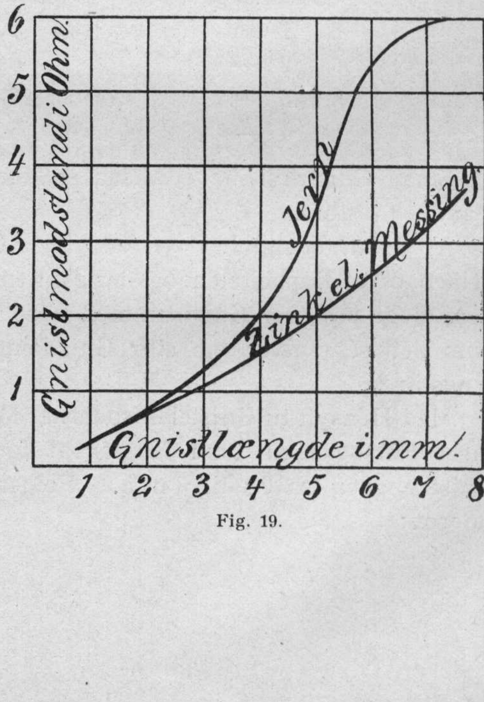


Fig. 19.

Kapaciteten var 1070 MMf og Strømstyrkens Middelværdi 2,2 Amp. Kurverne (Fig. 19) vise, at Gnistmodstanden tiltager betydelig hurtigere ved Jernelektroder end ved Elektroder af Messing eller Zink.

Ved andre Forsøg, foretagne af *Remp*, har det vist sig, at Gnistmodstanden falder, naar Gnistlængden forøges, indtil ca. 3 mm ved mindre Kapaciteter, og indtil ca. 6 mm ved større Kapaciteter, hvorefter Modstanden atter stiger, hurtigt ved smaa Kapaciteter, langsomt ved større. Anvendes meget store Kapaciteter, vil Modstanden dog ikke forøges synderligt.

Kurverne i Fig 20, a og b illustrere disse Forhold.

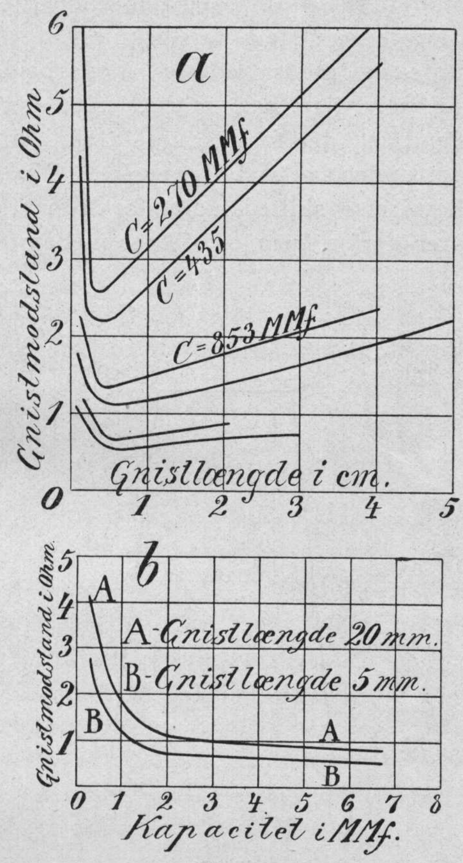


Fig. 20.

17. **Koblede Systemer.** Naar to Svingningskredse ere anbragte saaledes i Forhold til hinanden, at elektriske Svingninger i den ene Kreds (den *primære)* kan fremkalde lignende Svingninger i den anden Kreds (den *sekundære)*, siges de to Svingningskredse at være *koblede* sammen.

Til Belysning af dette Forhold kan anføres et mekanisk Eksempel, idet Svingningskredsene kunne sammenlignes med to mekanisk sammenkoblede Penduler (Fig. 21). Det antages, at de have samme Længde og hænge ned fra en løst udspændt Snor. Sættes det ene Pendul i Svingning, bibringer det

Snoren smaa Stød, og det andet Pendul vil tilsidst sættes i Bevægelse. Men da Virkning og Tilbagevirkning ere lige store og modsatrettede, modarbejder det drivende Pendul sig selv lige saa meget, som det paaskynder det andet. Pendulet, der først sattes i Gang, vil efterhaanden standse, og det andet sættes i Bevægelse. Disse Tilstande med Hvile og Bevægelse skifte stadigt for hvert Pendul, og Energien vandrer derfor frem og tilbage mellem Pendulerne. Pendulernes skiftende Bevægelse svarer til den vekslende Strøm i den primære Svingningskreds, og Snoren, der overfører Bevægelsen, kan sammenlignes med det magnetiske Felt. De skiftende Stød, som Snoren udøver paa det sekundære Pendul, svare til Magnetfeltets vekslende Styrke, der inducerer Strømmen i den sekundæreSvingningskreds.

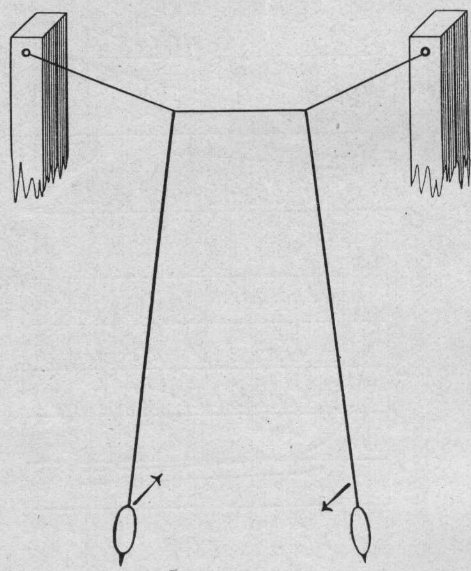


Fig. 21.

Som ovenfor nævnt, virker det sekundære System tilbage paa det primære. Man kan imidlertid indrette det saaledes, at denne Tilbagevirkning bliver ringe, uden at Virkningen fra det primære til det sekundære System derfor helt ophører.

Anbringes Selvinduktionsspolerne f. Eks. i en saadan Afstand fra hinanden, at kun 10 $^0/_0$ af de i den primære Spole frembragte Kraftlinier kunne gaa gennem den anden Spole, blive Strøm- og Spændingsamplituderne i denne $\frac{1}{10}$ af de primære. Af de i Sekundærspolen fremkaldte Kraftlinier virke 10 $^0/_0$ tilbage paa Primærspolen eller $\frac{1}{100}$ af det oprindelige Kraftlinietal i denne Spole. Man ser heraf, at Tilbagevirkningen er yderst ringe, medens der i Sekundærkredsen dog er en Paavirkning, som svarer til 10 % af Svingningsamplituderne i den første Spole.

Det er umiddelbart indlysende, at det frembragte Kraftlinietal i hver af Spolerne er afhængigt af disses Selvinduktionskoefficienter L_1 og L_2, og at Virkningen mellem Spolerne tillige afhænger af den gensidige Induktionskoefficient M (se § 7 og 8).

Virkningen bestemmes ved den saakaldte *Koblingskoefficient.* Er det to Kondensatorkredse, der ere sammenkoblede, er Koblingskoefficienten udtrykt ved:

$$K = \frac{M}{\sqrt{L_1 \cdot L_2}}.$$

Saafremt kun faa af Kraftlinierne fra Primærsystemet gaa gennem Sekundærsystemet og omvendt, har K en ringe Værdi, og man siger, at *Koblingen er løs.* Omvendt dersom alle Kraftlinierne fra det ene System gaa gennem det andet, da bliver K nærlig 1, og Koblingen kaldes *fast.*

Tilbagevirkningen fra Sekundærkredsen er dog ikke i alle Tilfælde givet ved Koblingskoefficienten, men afhænger tillige af Sekundærkredsens Modstand. Er denne meget stor, opnaar Strømstyrken kun en ringe Værdi — og dermed Tilbagevirkningen —, selv om Koblingen er fast.

I Eksemplet med Pendulerne var det forudsat, at de have samme Svingningstid, naar de svinge alene og uden ydre Paavirkning. Hvis de derimod paavirkes enten med eller mod deres Svingning, ville de faa en henholdsvis større eller mindre Svingningstid end den normale, og dette er netop Tilfældet, naar de begge hænge paa samme Snor. Da meddeler det ene Pendul Energi til det andet, medens det selv mister en tilsvarende Energimængde. De to Penduler have derfor ikke længere samme Svingningstid, men hver sin, en større og en mindre end den normale.

Paa lignende Maade gaar det med de to sammenkoblede, elektriske Kredsløb. Har hvert System før Koblingen en

Bølgelængde λ_0 — der hyppigt benævnes *Grundsvingningen* eller *Grundbølgen* —, vil der efter Koblingen fremkomme to Bølgelængder λ_1 og λ_2 — de saakaldte *Partialbølger* —, hvis Værdier ligge i Nærheden af λ_0.

Som omtalt i § 14, udstraaler en lukket Svingningskreds ikke nogen videre stor Energi, medens Svingningerne til Gengæld vare forholdsvis længe. Svingningskredsen kan betragtes som en Art Akkumulator for Energien. Den aabne Svingningskreds udstraaler derimod meget hurtigt sin Energi. For at opnaa den gunstigste Udstraaling sammenkobles derfor en aaben og en lukket Svingningskreds. Denne sidste kan sammenlignes med en Stemmegaffel. Naar den paavirkes, komme de to Grene i Svingninger, og da disse ere svagt dæmpede, ville de vedvare længe. Holdes Gaflen i Haanden, høres imidlertid kun en svag Tone, idet de to Grene arbejde mod hinanden, og Gaflen afgiver derfor ikke synderlig Energi til den omgivende Luft.

Den aabne Svingningskreds kan sammenlignes med en Resonansplade. De ere begge i Stand til hurtigt at afgive den Energi, der tilføres dem fra et andet, udæmpet System.

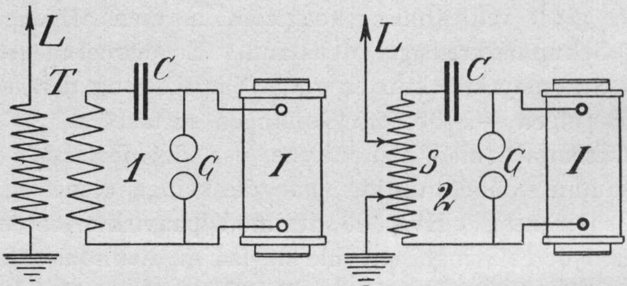


Fig. 22.

Vil man opnaa en kraftigere Tone fra Stemmegaflen, maa den anbringes paa Resonanspladen, som den kan sætte i Svingninger, og som derved afgiver den tilførte, udæmpede Energi.

Der skelnes mellem *induktiv* (magnetisk, indirekte) Kobling (Fig. 22,1), hvor der anvendes to fra hinanden adskilte

Spoler, og *direkte* (galvanisk) Kobling (Fig. 22,2), hvor en Del af Vindingerne i den ene Spole danner den anden Spole. Imidlertid er der ingen særlig Væsensforskel paa de to Slags Koblinger.

Koblingskoefficienten er i dette Tilfælde udtrykt ved:

$$K = M\sqrt{\frac{2}{L_1 L_2}}$$

Den gælder, hvad enten den aabne Sender er symmetrisk eller usymmetrisk.

Da det i Praksis er vanskeligt at maale M, L_1 og L_2 for at bestemme Koblingskoefficienten, medens Bølgelængderne ere lette at bestemme, regner man Koblingsforholdet efter den saakaldte *Koblingsgrad*, der (tilnærmeligt) er givet ved:

$$k = \frac{\lambda_1 - \lambda_2}{\lambda_0} \cdot 100\ {}^0/_0.$$

Der er dog ikke taget Hensyn til Dæmpningen.

Eks. Antages λ_0 at være 800 m og bestemmes λ_1 og λ_2 efter Sammenkoblingen til henholdsvis 820 og 780 m, bliver Koblingsgraden:

$$k = \frac{820 - 780}{800} \cdot 100 = \frac{40}{800} \cdot 100 = 5\ {}^0/_0.$$

Jo fastere Koblingen gøres mellem de to Kredse, desto mere Energi kan tilføres Sekundærkredsen. Energien vokser dog ikke proportionalt med Koblingsgraden. Hvis denne oprindelig er lille, og man derefter gør Koblingen fastere, vokser Energien i Begyndelsen hurtigt, senere meget langsomt. Dette fremgaar af en Koblingskurve, der viser Forholdet mellem Ener-

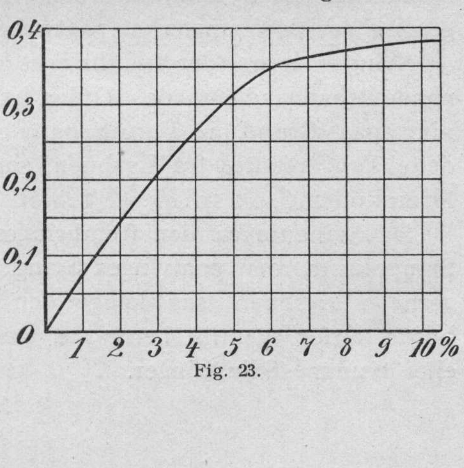


Fig. 23.

gien i Sekundærkredsen (Ordinaterne) og Koblingsgraden i Procent (Abscisserne) (Fig. 23).

Den *gunstigste* Kobling er den, hvorved man opnaar størst Energi med løseste Kobling. Denne Koblingsgrad svarer til Kurvens Knækpunkt (i Figuren ca. 6 %).

18. **Dæmpning.** Som tidligere berørt, kaldes de Svingninger udæmpede, der ved Hjælp af en Vekselstrømsmaskine frembringes i en Svingningskreds med Kapacitet og Selvinduktion, idet der stadigt tilføres Energi til Erstatning for den ved Varme etc. tabte Energi, og Svingningsamplituderne kunne derfor bibeholdes konstante. Betegnelsen *udæmpet* er ikke korrekt, thi selve Svingningen er egentlig dæmpet, selv om den stadig holdes vedlige af en ydre Kraft.

Pendulet i et Ur svinger paa lignende Maade stadigt, trods Dæmpningen ved Luftmodstand og Gnidningsmodstand i Lejerne. Men de Energitab, som hidrøre fra denne Dæmpning, erstattes ved hver enkelt Amplitude ved Hjælp af det saakaldte *Hemværk*, der tilfører Pendulet den fornødne Energi fra det Energiforraad, som fremskaffes ved den optrukne Vægt eller Fjeder.

Forskellen mellem de Svingninger, der udføres af Pendulet, naar det er frit, og naar det paavirkes af Hemværket, bestaar deri, at Pendulet i første Tilfælde bevæger sig i sin *Egensvingning*, medens det i sidste Tilfælde udfører en *tvungen* Svingning, der fremkommer som Resultatet af Egensvingningen og den af Hemværket paatvungne Svingning.

Svingningerne, der frembringes af en Lysbue, ere paa lignende Maade udæmpede. Ogsaa her findes en stadig Dæmpning paa Grund af Varme og elektrisk Udstraaling. Men dette Tab erstattes fra Lysbuen, som modtager Energien fra Strømkilden.

De Svingninger, der frembringes af Lysbuen, ere *tvungne* Svingninger, der paatvinges Svingningskredsen af Svingningerne i Lysbuen, saa længe den er tændt. Svingningerne burde derfor egentlig benævnes stedsevarende (kontinuerlige) eller tvungne Svingninger.

I Modsætning hertil ville de Svingninger, der fremkaldes ved en Gnistudladning i en Frembringerkreds, være *Egensvingninger*, der svare til Kredsens Kapacitet og Selvinduktion, og hvis Vekseltal er bestemt ved $n = \frac{1}{\pi\sqrt{LC}}$ (under Forudsætning af, at den ohmske Modstand er ringe).

Da Systemets Svingninger bestaa i en stadig Omsætning af elektrisk Energi til magnetisk Energi og omvendt, finder et Tab Sted, idet en Del af Energien paa Grund af Strømmen omsættes til Varme og Lys, som ikke kommer Svingningen til Gode. Da ny Energi ikke tilføres udefra, aftager Amplituderne, og Svingningen ophører til Slut.

Disse Svingninger ere derfor dæmpede. Ved Radiotelegraferingen er det af største Vigtighed for Fjernvirkningen, at Svingningerne kunne vedvare saa længe som muligt, og hvad enten man benytter dæmpede eller udæmpede Svingninger, gælder det om at gøre de enkelte Svingningers Dæmpning ringe.

Dæmpningen angives ved Forholdet mellem to paa hinanden følgende Amplituder i samme Retning.

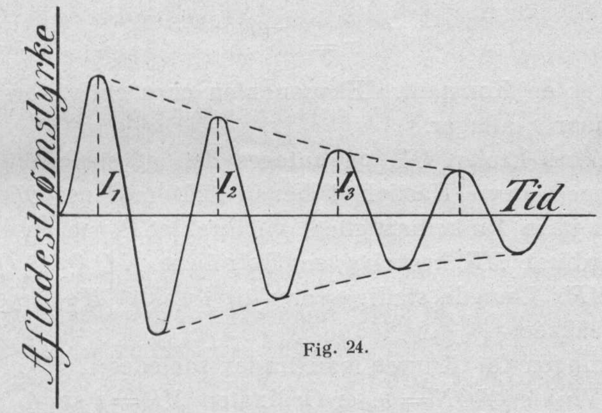


Fig. 24.

Fremstiller Kurven i Fig. 24 en dæmpet Svingning, er dens Dæmpning lig:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{I_2}{I_3} \text{ osv.}$$

Dette Forhold kan sættes lig $e^{\delta T}$, hvor e er det logaritmiske Grundtal, δ en Konstant og T Svingningstiden.

(En dæmpet Svingnings Forløb kan fremstilles ved Hjælp af en logaritmisk Spiral. En saadan Kurve fremkommer, naar en Linie drejer sig om et Punkt samtidig med, at dens Længde formindskes saaledes, at Logaritmen af dens Længde staar i et bestemt Forhold til den drejede Vinkel. Fig. 25

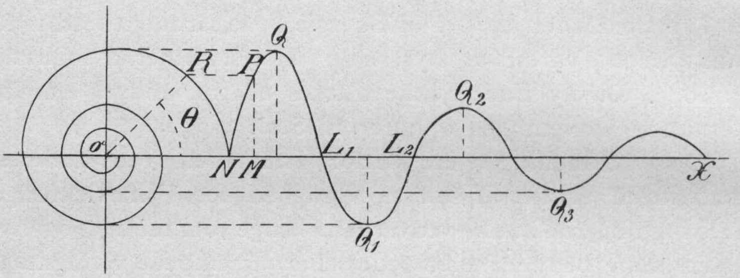


Fig. 25.

viser en saadan Spiral, der er fremkommen ved Drejning af Radien OR $(= r)$, idet Længden stadig aftager.

Er den drejede Vinkel θ, er Kurven fremstillet ved:

$$r = a^{-\theta},$$

hvor a er en Konstant. Eksponenten er negativ, fordi θ tiltager, naar r aftager.

Trækkes Linien OX, og antages det, at et Punkt M bevæges med jævn Hastighed henad OX, medens OR drejer sig med jævn Vinkelhastighed, vil Punktet P paa en i M oprejst Ordinat MP beskrive en Bølgelinie $N\,Q\,Q_1\,Q_2\,Q_3$, saafremt MP's Længde stadig svarer til Punktet R's Højde over Abscisseaksen.

Ligningen for Kurven kan findes saaledes:

Da Vinklen $RON = \theta$, er Ordinaten $MP = r \sin \theta$. Svarer Kurven til Strømstyrke, kan MP sættes lig i, og da $r = a^{-\theta}$, har man:

$$i = a^{-\theta} \sin \theta .$$

Kaldes Vinkelhastigheden ω, og medgaar der t Sekunder til Drejningen af Vinklen θ, kan man skrive $\theta = \omega t$, altsaa:

$$i = a^{-\omega t} \sin \omega t .$$

Hvis man heri sætter $a^{-\omega t} = Ie^{-\delta t}$, hvor I og δ ere Konstanter og e det logaritmiske Grundtal, kan Ligningen skrives som:

$$i = Ie^{-\delta t} \sin \omega t .$$

Er den første Amplitude I_1, den næste i samme Retning I_2 osv., vil i faa Værdien I_1, naar $t = T/_4$ og I_2, naar $t = {}^5/_4 T$ (T er Svingningstiden fra N til L_2), altsaa:

$$I_1 = I_2^{-\delta T/_4} \quad \text{og} \quad I_2 = Ie^{-\delta T \cdot {}^5/_4} .$$

Ved Division faaes:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{e^{-\delta T/_4}}{e^{-\delta {}^5/_4 T}} \quad \text{eller} \quad \left. \frac{I_1}{I_2} = e^{\delta T} \right) .$$

Den naturlige Logaritme af dette *Amplitudeforhold* betegnes som Svingningens *logaritmiske Dekrement* eller blot *Dekrementet*, altsaa:

$$d = \ln \frac{I_1}{I_2} = \ln e^{\delta T} = \delta T = \frac{2}{n} \delta .$$

δ benævnes *Dæmpningsfaktoren* og er lig $\frac{R}{2L}$, saafremt der kun findes Varmedæmpning. Naar Dæmpningsfaktoren forøges, aftage Svingningerne hurtigere.

Er en Svingnings Dekrement givet, kan man beregne, hvor mange Perioder der forløbe, indtil Amplituden er formindsket til en bestemt Værdi, eller til Svingningen praktisk talt er ophørt. Dersom Dekrementet antages at være konstant, og I_1 er den første Amplitude, I_m den m'te har man:

$$\frac{I_1}{I_m} = e^{(m - 1)\, d} .$$

Af denne Ligning kan m bestemmes, naar man fastsætter et eller andet ønsket Forhold mellem I_1 og I_m. Hvis man saaledes regner, at Svingningen er ophørt, naar $I_1 : I_m = 100$, ɔ: at I_m kun er 1 $^0/_0$ af I_1, faar man:

$$\frac{I_1}{I_m} = e^{(m-1)d} = 100; (m-1)d = \ln 100 = 4{,}605,$$

$$\text{hvoraf } m = \frac{4{,}605 + d}{d}.$$

Dersom Svingningens Dekrement er $d = 0{,}04$, faar man $m =$ ca. 116. Det vil altsaa sige, at Amplituden efter 116 Perioders Forløb er formindsket til 1 $^0/_0$ af Begyndelses-Amplituden.

Er Svingnings-Dekrementet derimod $d = 0{,}8$, faar man:

$$m = \frac{4{,}605 + 0{,}8}{0{,}8} = \text{ca. } 7.$$

Kan Svingningstallet bestemmes, er man i Stand til efter ovenstaaende Formel at beregne (tiln.) det logaritmiske Dekrement. Hvis man paa den anden Side ved en Maaling el. lign. finder, at Dekrementet er 0,6—0,8, véd man, at Svingningen er ophørt efter en halv Snes Perioders Forløb, medens Svingningen vedvarer nogle Hundrede Perioder, hvis Dekrementet er 0,02 — 0,04.

19. **Dæmpning i Frembringerkredse.** Da Strømbanen ved en *Thomson*'s Kreds er afbrudt af et Gnistrum, kan Modstanden i Strømkredsen deles i to Dele, nemlig Ledningsmodstanden og Gnistmodstanden, eller:

$$R = R^1_l + R_g.$$

Den samlede Dæmpningsfaktor er derfor:

$$\delta = \delta_l + \delta_g, \text{ hvor}$$

$$\delta_l = \frac{R^1_l}{2L} = \text{Varmedæmpningsfaktor},$$

$$\text{og } \delta_g = \frac{R_g}{2L} = \text{Gnistdæmpningsfaktor}.$$

I § 17 er det omtalt, hvilke forskellige Størrelser der indvirke paa Modstanden i Gnistrummet. Af disse Undersøgelser kan det udledes, hvorledes Dekrementet forholder sig i en Frembringerkreds med Gnist.

Afhængighed af Strømkredsens Modstand. Da det har vist sig, at Gnistrummets Modstand tiltager, naar Strømkredsens øvrige Modstand forøges, tiltager Dekrementet ikke proportionalt med denne, men noget hurtigere.

Afhængighed af Kapaciteten. Ved konstant Gnistlængde aftager Gnistmodstanden med voksende Kapacitet, og Dekrementet vil derfor aftage, naar Kredsløbets Kapacitet forøges. Ved Kapaciteter over ca. 0,002 Mf er Gnistrummets Modstand omtrentlig konstant, og Dæmpningen er derfor (omtr.) uafhængig af Kapacitetens Størrelse, naar denne er over den nævnte Værdi.

Afhængighed af Selvinduktionskoefficienten. Dæmpningen aftager, naar Selvinduktionskoefficienten forøges.

Afhængighed af Gnistlængden. Ved smaa Gnistlængder aftager Gnistmodstanden indtil et Minimum ved 3—6 cm — afhængig af Kapaciteten —, hvorefter Modstanden atter tiltager, hurtigt ved smaa, langsommere ved større Kapaciteter; Dekrementet forholder sig derfor paa samme Maade.

Gnistelektrodernes Størrelse indvirker ikke særlig paa Dekrementet ved Gnistlængder indtil 1 cm. Derover stiger Dekrementet hurtigere ved større Elektroder end ved mindre.

Dekrementets absolute Værdi ved Frembringerkredse, hvis Kapacitet er mellem $0{,}2 \cdot 10^{-3}$ og $10 \cdot 10^{-3}$ Mf, varierer ved gunstigste Gnistlængde mellem 0,15 og 0,06.

Foruden de ovennævnte Energitab i Frembringerkredsen er der imidlertid endnu et Tab, som hidrører fra Udstraalingen af elektromagnetiske Svingninger. Et mekanisk Eksempel kan oplyse dette Forhold.

Dersom en Spiralfjeder F (Fig. 26,1) forsynes med en Vægt V og ophænges i en Krog, kan den bringes til at svinge op og ned. Svingningsamplituden aftager langsomt, ɔ: Svingningen er kun ringe dæmpet. Anbringes imidlertid er stor Blikskive B paa Vægten, tiltager Dæmpningen ganske betydeligt. Skiven sætter nemlig Luften i Bevægelse, idet Luften ved hver halve Svingning fortættes paa den ene Side, fortyndes paa den anden og omvendt.

Følgen heraf bliver, at der dannes Luftbølger, som brede sig til alle Sider i Rummet, og hvis Energi tages fra Spiralfjedren. Dens Dæmpning maa altsaa forøges ved Frembringelsen af disse Luftbølger.

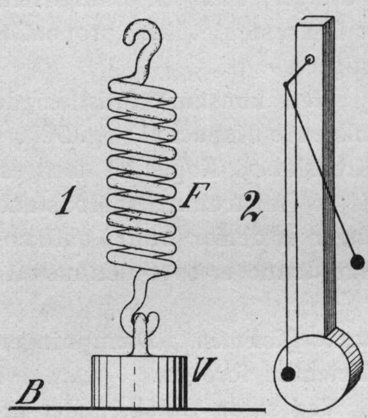


Fig. 26.

Paa lignende Maade forholder det sig med et elektrisk, svingende System, og de elektriske Bølger, der udstraales, faa deres Energi fra Svingningskredsen og dæmpe derved denne mere eller mindre.

Til de ovenfor nævnte Dæmpningsfaktorer maa man derfor føje endnu een, δ_s, saaledes at man har:

$$\delta = \delta_l + \delta_g + \delta_s \text{ og } d = d_l + d_g + d_s\,,$$

hvor d_s benævnes *Straaledekrementet.*

En Frembringerkreds udsender imidlertid kun meget ringe Energi, og d_s bliver her forsvindende lille overfor de to andre Størrelser d_l og d_g.

Et Forsøg med Udstraaling fra en Frembringerkreds har vist, at Energitabet ved Udstraalingen kun var 4—7 $^0/_0$ af det samlede Tab.

I § 13 er Vekseltallet i en Kondensatorkreds angivet til:

$$n = \frac{1}{\pi\sqrt{LC}}\,,$$

naar Modstanden er ringe.

Den nøjagtige Formel var:

$$n = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}\,,$$

naar man kun tager Hensyn til Varmetabet.

I denne Formel kan $\frac{R}{2L}$ erstattes med den samlede Dæmpningsfaktor δ, og man faar:

$$n = \frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{1}{LC} - \delta^2}.$$

Heraf fremgaar, at en stor Dæmpning formindsker Vekseltallet.

20. **Dæmpning ved den aabne Sender.** For Dæmpningen ved en aaben Svingningskreds gælder lignende Forhold som ved den lukkede Kreds. Dæmpningen hidrører fra Energiforbruget ved:

1. Varmeudvikling i Traadene.
2. — i Gnistrum.
3. Udstraaling.

Det samlede Dekrement kan ligesom ovenfor udtrykkes ved:

$$d = d_l + d_g + d_s.$$

Da den aabne Sender udstraaler sin Energi meget hurtigt, er Straaledekrementet d_s det overvejende, og de to andre Dekrementer, d_l og d_g, ringe i Forhold hertil, saa længe Gnistlængden er lille. Ved større Gnistlængder kan d_g selvfølgelig komme til at spille en Rolle. I Fig. 27 er vist en Kurve, der angiver en Svingnings Strømstyrke i Forhold til Gnistlængden. Naar denne er ca. 10 mm, falder Kurven, og dette kan kun skyldes den store Forøgelse af Dekrementet d_g.

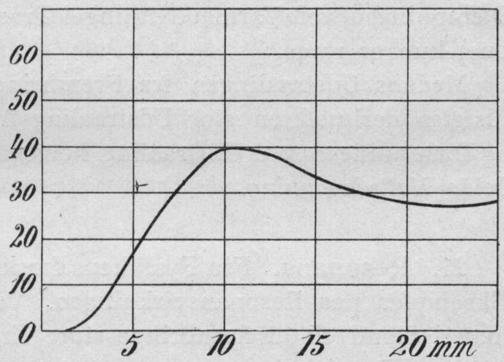


Fig. 27.

Varmedekrementet d_l er i hvert Tilfælde lille og udøver kun ringe Indflydelse paa det samlede Dekrement. Ligesom ved Frembringerkredsen har man:

$$\delta_l = \frac{R^1}{2L} \text{ og } d_l = \frac{R^1}{nL}.$$

Udstraalingsdekrementet er for Grundsvingningen fundet at være:

$$d_s = 9{,}74 \cdot \eta \text{ hvor } \eta = \frac{1}{4 \ln \frac{l}{r}},$$

hvor l er Traadens hele Længde og r dens Radius.

Til en Traadlængde paa 100 m og en Radius af 1 og 2 mm svarer et Dekrement af henholdsvis 0,21 og 0,225.

Et Forsøg med en aaben Sender, bestaaende af 2 Stk. 50 m lange Kobbertraade, gav et Straaledekrement $d_s = 0{,}2$ og et Varmedekrement $d_l = 0{,}013$.

Sammenholdt med § 19 vil man altsaa se:

Dæmpningen i Frembringerkredsen er næsten udelukkende bestemt ved Varmeudviklingen i Traadene og Gnistrummet (eller Lysbuen). Dæmpningen ved Udstraaling er derimod ganske forsvindende.

Ved den aabne Svingningskreds er Forholdet omvendt. Dæmpningen ved Udstraaling er den overvejende, medens Dæmpningen ved Varmeudvikling i Traade og Gnistrum (Lysbue) kun er ringe.

Medens Udstraalingen fra Frembringerkredsen er et Tab, tilsigtes derimod en stor Udstraaling fra den aabne Sender, og Dæmpningen ved Udstraaling benævnes derfor i dette Tilfælde *Nyttedæmpning*.

21. **Resonans.** Fra Fysikkens forskellige Omraader haves Eksempler paa Resonansvirkningen. Ved Hjælp af disse er man i Stand til at frembringe store Kræfter ved Anvendelse af smaa Paavirkninger.

Tænker man sig et Pendul med en lille Tap tæt under Ophængningsaksen, vil Tappen under Pendulets Svingning bevæge sig ganske lidt (Fig. 26,2, Side 52).

Ophænges paa denne Tap Snore med Vægte forneden og af en Længde svarende til $^1/_3$, $^1/_4$ o. lign. af det store Penduls Længde, da vil disse mindre Penduler svinge med, idet deres Svingningstid, udtrykt ved:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}},$$

hvor l er Pendulets Længde og g Tyngdekraften, er en nøjagtig Brøkdel af det store Penduls Svingningstid.

I modsat Fald blive Snorpendulerne ikke satte i Bevægelse af det store Pendul.

I det tidligere omtalte Eksempel med Stemmegaflen og Resonanspladen maa disse have samme Svingningstid, saafremt man ønsker at faa den kraftigste Tone frembragt.

Da det ved Radiotelegrafering altid gælder om at opnaa den største Virkning ved Anvendelse af den mindst mulige Energi, benyttes i udstrakt Grad Resonansvirkninger mellem alle de forskellige Svingningskredse.

At Resonans er til Stede mellem to Svingningskredse kan let paavises ved Hjælp af et Varmtraads-Amperemeter. I Fig. 28,1 er vist en Frembringerkreds, koblet til en aaben Sender, hvori en variabel Selvinduktionsspole S og et Amperemeter A ere anbragte. Naar Frembringerkredsen sættes i Svingninger, gør Amperemetret et Udslag, og ved at forandre Selvinduktionen i Spolen S kan man finde den Stilling, hvor Strømstyrken er størst. Resonans er da til Stede.

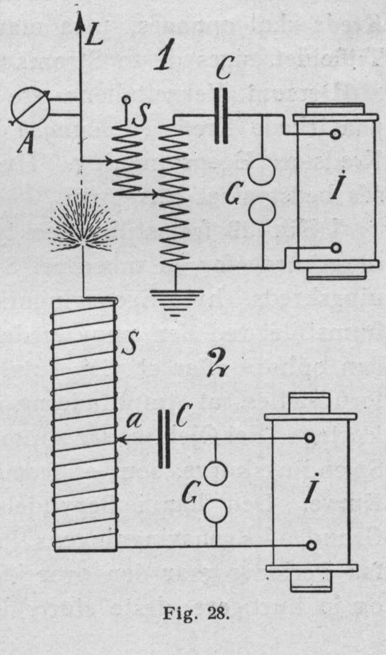


Fig. 28.

Virkningen er den samme, hvis det aabne Kredsløb bestaar af en Spole. Ved at forskyde Punktet a langs Spolen S (Fig. 28,2) kan Selvinduktionen i de to Kredse forandres, indtil man ved Toppen af Spolen faar den største Udstraaling, der viser, at de to Systemer ere i Resonans.

Naar en lukket Svingningskreds paavirkes af en udæmpet Svingning, f. Eks. fra en Vekselstrømsmaskine, med Vekseltallet n_1 og en EMK E, bliver Strømstyrken i den tilkoblede Kreds (se § 11):

$$I = \frac{E}{\sqrt{r^2 + \left(\pi n_1 L - \frac{1}{\pi n_1 C}\right)^2}},$$

og skal Strømstyrken naa sin største Værdi, maa man have:

$$\pi n_1 L = \frac{1}{\pi n_1 C} \quad \text{eller} \quad n_1 = \frac{1}{\pi \sqrt{LC}}.$$

For den lukkede Svingningskreds gælder (se § 13), at dens Egensvingning har:

$$n_2 = \frac{1}{\pi \sqrt{LC}}.$$

Saafremt den største Værdi af Svingningen i den lukkede Kreds skal opnaaes, maa man have $n_1 = n_2$. Naar dette er Tilfældet, siges de to Strømkredse at være *afstemte*.

Dersom Vekseltallene ere forskellige, fremkaldes i den paavirkede Kreds en *tvungen* Svingning, der er forskellig fra Kredsens Egensvingning. Hvorledes Forholdene ville være, sés bedst af et Eksempel.

I Fig. 29 fremstiller den tyndt optrukne Kurve en Spændingskurve for en udæmpet Svingning, der tilføres en Svingningskreds, hvis Egensvingning har samme Vekseltal og er fremstillet ved den punkterede Kurve. Da den er dæmpet, vil den ophøre efter et vist Antal Perioders Forløb. Dersom det forudsættes, at Amplituderne ere maksimale og have modsat Fortegn i det Øjeblik, der sluttes, fremkommer en resulterende Spændingskurve, som er fremstillet ved den kraftigt optrukne Kurve. Den har i Begyndelsen en mindre Amplitude paa Grund af Egensvingningens Paavirkning, men allerede efter faa Perioder gaar den over i den tvungne Svingnings Kurve, og jo hurtigere, desto større Dæmpningen er.

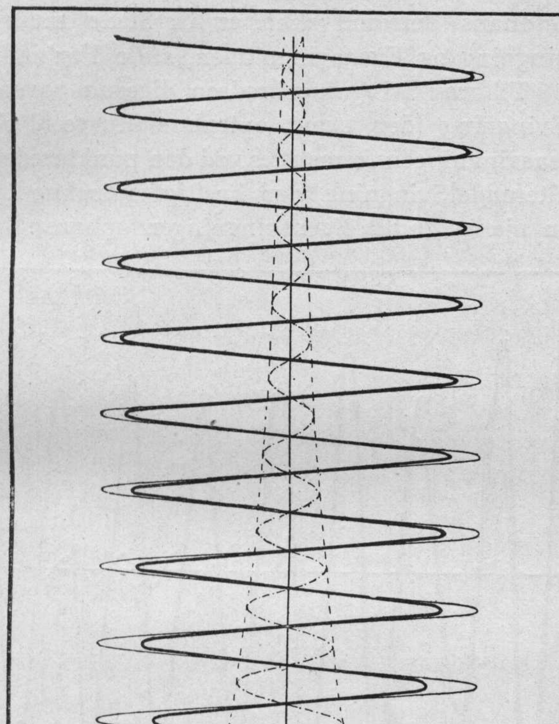


Fig. 29.

Hvis Resonans derimod ikke er til Stede mellem den tvungne Svingning og Egensvingningen, stille Forholdene sig anderledes. Tilføres Svingningskredsen ligesom ovenfor en udæmpet Svingning (den svagt optrukne Kurve i Fig. 30), medens Egensvingningen fremstilles ved den punkterede Kurve, er den resulterende Svingning (den kraftigt optrukne Kurve), i Begyndelsen ujævn, indtil Egensvingningen ophører.

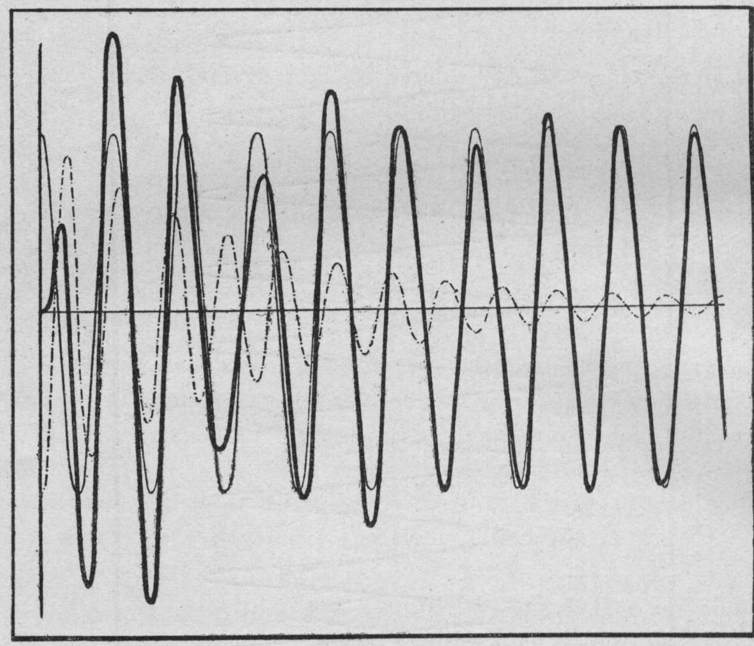


Fig. 30.

Disse Resonans-Forhold kunne fremstilles ved et mekanisk Eksempel.

I en kraftig Spiralfjeder *F* (Fig. 31) hænger en Vægt *V*. Begge danne et mekanisk System, der har en bestemt Egensvingning. Fjedrens Elasticitet svarer til Kapacitet og Vægtens Inerti til Selvinduktion. For at kunne lade en udæmpet, periodisk Kraft virke paa Systemet forbindes Vægten *V* med en svagere Fjeder *f*, som ved Trækstangen *T* sættes i en op- og nedadgaaende Bevægelse af en lille Elektromotor *E*. I Almindelighed kommer Vægten derved kun i smaa Bevægelser. Ved at lægge Mærke til Bevægelsen ser man, at Vægten og Trækstangen ikke samtidigt naa deres øverste Punkt. Vægtens Bevægelse og den ydre Kraft have altsaa ikke samme Fase. Naar Vægten gaar opefter, gaar Trækstangen i nogen Tid nedefter, og de to Bevægelser modarbejde hinanden.

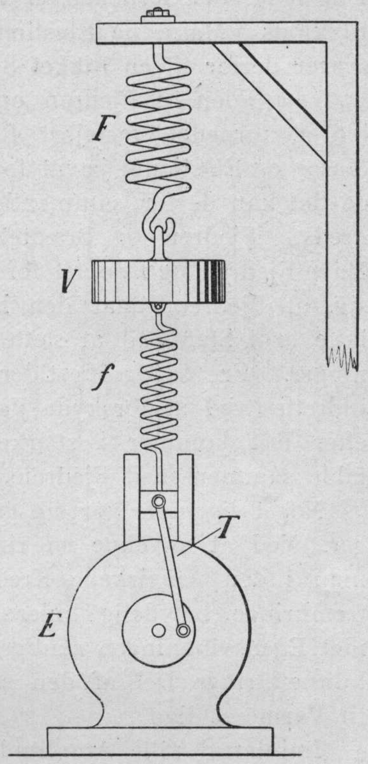


Fig. 31.

Ved et bestemt Omdrejningstal af Motoren kan man imidlertid sætte Vægten i store Bevægelser. Motorens Omdrejningstal svarer da til Svingningstallet af Fjedrens og Vægtens Egensvingninger, d. v. s. det svingende System og den ydre Kraft ere i Resonans. I dette Tilfælde ser man umiddelbart, hvorledes Trækstangen bestandig i det rigtige Øjeblik trækker i Vægten, saa at den forstærker den tilstedeværende Svingning.

Dette mekaniske Eksempel tjener ogsaa til at paavise, hvorledes man kan anvende en svag Motor til at sætte en forholdsvis kraftig Fjeder i stærke Svingninger. Saafremt Vægten og Trækstangen derimod ere forbundne ved en fast Stang, kan Motoren ikke gaa i Gang. Den er ikke i Stand til at strække Fjedren saa meget, at en Omdrejning kan finde Sted. At det svingende System trods dette ved Resonansen har modtaget saa stor Energi fra Motoren, maa søges deri, at denne ved hver Omdrejning har afgivet lidt Energi til det svingende System, og dette er altsaa, naar Resonans er til Stede, et Opsamlingssted for Energien; den er ikke omsat til Varme el. lign., men er for største Delen opbevaret.

En anden mekanisk Model, der tillige kan tjene som et Eksempel paa en Sammenkobling af en lukket og en aaben Svingningskreds, bestaar af en lodretstaaende Baandfjeder, ca. 1 m lang, der forneden er fastspændt og foroven bærer en Blyklods. Masse og Elasticitet ere her adskilte, og Systemet svarer derfor til en lukket Svingningskreds.

Ved Siden af Fjedren opstilles (i ca. 30 cm Afstand) et lodret, forneden fastgjort Brædt (ca. 2,5 m højt). Her er Masse og Elasticitet jævnt fordelt over hele Brædtets Længde, og det kan derfor sammenlignes med en aaben Svingningskreds. Fjedren og Brædtet forbindes ved en Gummisnor. Have Fjedren og Brædtet forskellig Svingningstid, vil det vise sig, at Fjedren, naar den bringes ud til Siden og slippes, ikke er i Stand til at sætte Brædtet i nævneværdige Svingninger. Ere Svingningstiderne derimod ens (hvad der kan indrettes ved at forskyde Vægten), ser man, at Brædtet lidt efter lidt kommer i stærke Svingninger, der fuldstændigt falde sammen med Fjedrens Bevægelser.

Noget lignende gør sig gældende ved elektriske Svingninger. Ved at anvende en ringe, ydre (svingende) EMK kan man i den paavirkede Kreds ved Anvendelse af Resonans frembringe betydelig højere Spændinger (og Strømstyrker), idet Egensvingningen stadig understøtter den ydre EMK, og kun en ringe Del af den saaledes tilførte Energi omsættes til Varme o. lign.

Imidlertid ville Amplituderne ikke vedblive at stige, thi med den voksende Svingningsamplitude stiger ogsaa Energiforbruget pr. Svingning og hurtigere end den udefra tilførte Energi.

22. **Kobling og Dæmpning.** a. Kobling uden Tilbagevirkning. Naar to Svingningskredse ere saa løst sammenkoblede, at man kan se bort fra Tilbagevirkningen, ere Forholdene noget lignende, som naar en udæmpet Svingning paavirker en Svingningskreds, og de svare til den ovenfor omtalte Kobling (ved en Gummisnor) mellem Fjedren og Brædtet.

Ere begge Kredsene f. Eks. Kondensatorkredse, opstaar i Sekundærkredsen baade en *tvungen* Svingning med Primærkredsens Vekseltal (n_1) og Dæmpning (d_1) og Sekundærkredsens *Egensvingning* med sit Vekseltal (n_2) og sin Dæmpning (d_2). Ligesom ovenfor ville Amplituderne naa deres Maksimum, naar $n_1 = n_2$. Svingningskredsene siges da at være *isokrone*.

I Fig. 32 er vist den resulterende, tvungne Svingning i Sekundærkredsen, naar d_1 og d_2 ere henholdsvis 0,08 og 0,02.

Naar to Toner med omtrentlig samme Svingningstal lyde samtidigt, klinger den resulterende Tone afvekslende kraftigt og svagt, idet der fremkommer de saakaldte »Stød«. Paa en lignende Maade ville elektriske Svingninger med nærligt samme Vekseltal forløbe stødvis, og hvis Resonans derfor ikke er til Stede, bliver den resulterende Svingning ujævn.

I Fig. 33 er vist et Eksempel paa en saadan resulterende Svingning, der er sammensat af 2 Svingninger med samme Dekrement 0,08, men med 10 $^0/_0$ Forskel i Vekseltallet.

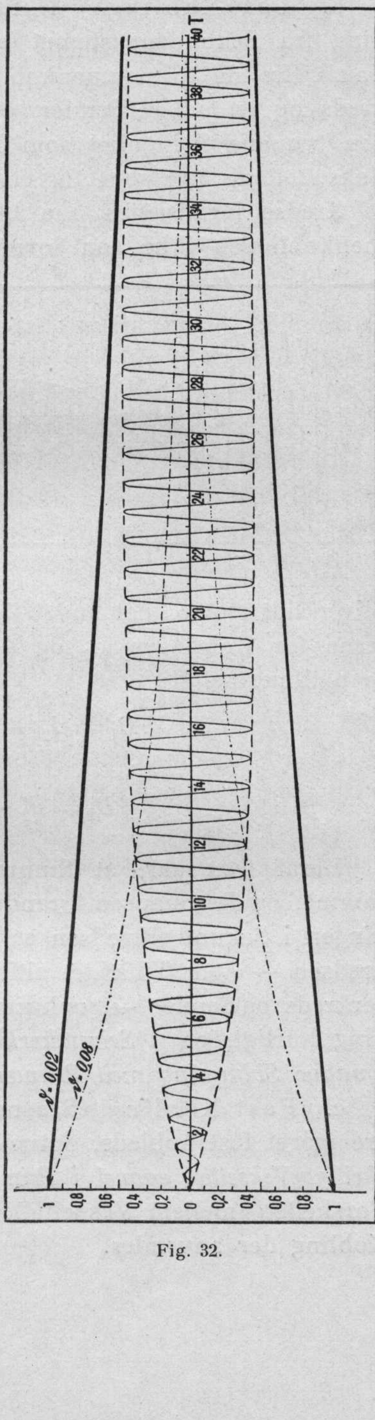


Fig. 32.

b. Løs Kobling. I Praksis finder en Tilbagevirkning fra Sekundærsystemet altid Sted, selv ved løs Kobling. Ere de to sammenkoblede Systemer en Frembringerkreds og en aaben Sender, opstaar der i den sidste saavel den tvungne Svingning som Egensvingningen, men medens Vekseltallene lige som før ere ens, da Resonans mellem de to Kredse forudsættes, saa blive Dekrementerne efter Sammenkoblingen ikke som ovenfor de samme, men det ene

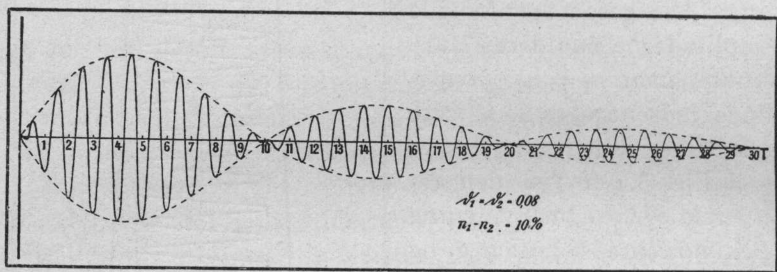


Fig. 33.

bliver lidt større, det andet lidt mindre. Kaldes Dekrementerne før Koblingen d_1 og d_2, efter denne D_1 og D_2, har man tilnærmeligt:

$$D_1 = d_1 + \frac{\pi^2 K^2}{d_2 - d_1} \quad \text{og}$$

$$D_2 = d_2 - \frac{\pi^2 K^2}{d_2 - d_1}.$$

Heraf fremgaar, at Summen af Dekrementerne er den samme, og Resonansen forandres altsaa ikke. Dersom Dæmpningen i Sekundærkredsen er betydelig større end i Primærkredsen — som Tilfældet altid er ved Kobling af Frembringerkreds og Sender —, ophører Sekundærkredsens Egensvingning hurtigt, og i *Sekundærkredsen findes derefter kun den tvungne Svingning med Primærkredsens ringe Dæmpning.*

c. Fast Kobling. Saasnart de to Svingningskredse ikke ere meget løst koblede, optræde altid to *Svingninger med forskelligt Vekseltal, saavel i Primær- som i Sekundærkredsen,* og Forskellen mellem Vekseltallene bliver større, desto fastere Kobling der anvendes.

Er Koblingen saa fast, at $K^2 > \left(\frac{d_1 - d_2}{2\pi}\right)^2$, findes følgende Sammenhæng mellem de to Svingningers Vekseltal, n_1, n_2 og Vekseltallet n af begge Kredse før Koblingen:

$$\frac{n_1}{n} = \frac{1}{\sqrt{1 - K_1}} \quad \text{og} \quad \frac{n_2}{n} = \frac{1}{\sqrt{1 + K_1}}; \quad \text{heraf}$$

$$\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{1 + K_1}{1 - K_1}}, \quad \text{hvor } K_1 = \sqrt{K^2 - \left(\frac{d_1 - d_2}{2\pi}\right)^2}.$$

Eks. En Kondensatorkreds, der bestaar af en Kobberring 50 cm i Diameter, Traaddiameter 5 mm (Eks. i § 13) og $n = 3 \cdot 10^6$, kobles til en symmetrisk, aaben Sender af 100 m Længde, 5 mm Traadtykkelse. Dennes Vekseltal er altsaa ligeledes $3 \cdot 10^6$. Paa Midten er Senderen bøjet til en Ring, ligeledes med en Diameter af 50 cm. Efter Formlen for Udstraalingsdekrementet (§ 20) er Dekrementet for denne Sender, idet der sés bort fra de andre, ubetydelige Dekrementer:

$$d_s = 9{,}74 \cdot \eta = 9{,}74 \cdot \frac{1}{4 \ln \frac{l}{r}} = 9{,}74 \cdot \frac{1}{4 \ln \frac{10\,000}{0{,}25}} = 0{,}23 .$$

Kondensatorkredsens Dekrement antages at være 0,08.

Den aabne Senders Selvinduktionskoefficient er $L_2 =$ 206 000 cm. Selvinduktionskoefficienten i Kondensatorkredsen er efter Tabel III 1472 cm.

Er Afstanden mellem de to Traadringe 0,25 cm, beregnes den gensidige Induktionskoefficient efter Formlen (Tabel III):

$$M = 4\pi r \left(\ln \frac{8r}{d} - 2\right) = 4\pi \cdot 25 \left(\ln \frac{8 \cdot 25}{0{,}25} - 2\right) = 1472 \text{ cm} .$$

Koblingskoefficienten bliver da (§ 17):

$$K = M \sqrt{\frac{2}{L_1 L_2}} = 1472 \sqrt{\frac{2}{1472 \cdot 206\,000}} = 0{,}12 .$$

Efter ovenstaaende Formel for K_1 haves:

$$K_1 = \sqrt{0{,}12^2 - \left(\frac{0{,}08 - 0{,}2}{2\pi}\right)^2} = 0{,}104 \quad \text{og}$$

$$\frac{n_1}{n_2} = \sqrt{\frac{1+K_1}{1-K_1}} = \sqrt{\frac{1{,}104}{0{,}896}} = 1{,}11 .$$

Forskellen i Vekseltallene beløber sig saaledes kun til 11 %. Begge Svingningers Forhold bliver omtrent det samme som fremstillet i Fig. 33.

Med Hensyn til Dæmpningen har man følgende Sammenstilling mellem de to ved fast Kobling opstaaende Svingningers Dekrementer D_1, D_2 og Dekrementerne d_1, d_2 før Sammenkoblingen, nemlig:

$$D_1 = \frac{d_1 + d_2}{2} \cdot \frac{n_1}{n} \quad \text{og} \quad D_2 = \frac{d_1 + d_2}{2} \cdot \frac{n_2}{n} .$$

Saalænge Koblingen ikke er særlig fast, er Forskellen mellem n og n_1 (n_2) ikke synderlig stor; Dekrementerne blive da lige store og lig Middeltallet af d_1 og d_2.

Ved fast Kobling er den mindste Værdi, som et Dekrement overhovedet kan opnaa:

$$\frac{d_1 + d_2}{2\sqrt{2}} .$$

I alle praktiske Tilfælde er det mindre Dekrement ikke meget forskelligt fra $\frac{d_1 + d_2}{2}$ — eller naar d_1 er lille overfor d_2 — fra $d_2/2$.

Ved fast Kobling kan Dekrementet i den stærkest dæmpede Kreds højst bringes ned til det halve af den oprindelige Værdi.

d. Sammenligning mellem løs og fast Kobling. Med Hensyn til den sekundære Svingningsenergi er Forholdet ved de to Svingningskredse saaledes, at saalænge Koblingen er forholdsvis *løs*, ɔ: naar de to Kredse have samme Vekseltal (§ 22, b), vokser Energien, jo flere af Primærsystemets Kraftlinier der gaa gennem det sekundære System, d. v. s. jo mindre Spredningen er mellem de to Systemer.

I dette Tilfælde er det udelukkende Primærsystemet, der afgiver Energi. Jo mere, desto fastere Koblingen bliver. Sekundærsystemet modtager kun Energi, og udstraaler den eller omsætter den til Varme. I det mekaniske Eksempel med Fjederen og Brædtet svarer dette Tilfælde til en Kobling ved Hjælp af Gummisnoren.

Ved *fast* Kobling gælder dette derimod ikke. I Sekundærkredsen optræder da to Svingninger af omtrent samme Dæmpning, men med forskelligt Vekseltal (§ 22, c).

Naar Koblingen ikke er absolut fast, forløbe Svingningerne stødvist som i Fig. 33, Amplituderne tiltage først, aftage derefter o. s. v. Saadanne Stød maa ogsaa finde Sted i Primærsystemet, da Svingningerne her have samme Vekseltal, og Tiden mellem to Amplitude-Maksima og — Minima maa være den samme for Sekundær- og Primærsystemet, da de kun afhænge af begge Svingningers Vekseltal. Naar Svingningerne paabegyndes, har den primære Amplitude sin største, den sekundære sin mindste Værdi, og dette gælder ogsaa senere under Svingningernes videre Forløb: *Amplitudernes største Værdier i Primærkredsen falde altid sammen med de mindste Værdier i Sekundærkredsen.*

Betragter man det Øjeblik, hvor Svingningsamplituden i Primærsystemet netop er Minimum, er den Energi, som Primærsystemet indeholder, forholdsvis lille, medens Sekundærsystemets Energi er forholdsvis stor. Efter et halvt Støds Forløb er Forholdet omvendt. I Mellemtiden maa Sekundærsystemet derfor have afgivet Energi til Primærkredsen.

Med Hensyn til Energiforholdet adskiller den faste Kobling sig altsaa fra den løse derved, at Sekundærsystemet ikke udelukkende modtager Energi fra Primærkredsen og bruger denne Energi, men i en Del af Tiden tilbagegiver Sekundærkredsen Energi til Primærkredsen. *Ved fast Kobling er Primær- og Sekundærsystemet afvekslende Energikilde.*

Ved det mekaniske Eksempel med Fjedren og Brædtet kunne disse Forhold fremstilles ved en Sammenkobling ved Hjælp af en Spiralfjeder. Naar Fjedren svinger stærkest, vil Brædtet være i Ro og omvendt. (Se endvidere Eksemplet med Pendulerne § 17). Sker Sammenkoblingen ved en fast Forbindelse, faar Brædtet en større Begyndelsesamplitude, og Svingningerne ophøre meget hurtigere. At der ogsaa her er to Svingninger til Stede, kan sés af Brædtets uregelmæssige Bevægelser.

Da Dæmpningen er forholdsvis stor ved fast koblede Systemer, af hvilke det ene allerede før Koblingen har en stor Dæmpning, vil den Energi, som de to Systemer besidde, hurtig aftage. Svingningseffekten i den sekundære Kreds er derfor væsentligst bestemt ved det første Stød. Men Sekundærsystemet optager kun Energi fra Primærsystemet, saalænge den sekundære Svingnings Amplitude tiltager; fra det Øjeblik at denne formindskes, afgiver Sekundærkredsen Energi til Primærkredsen. Dette indtræder tidligere, jo kortere Stødet varer, ɔ: desto større Forskellen er mellem de to Svingningers Vekseltal, eller desto fastere Kobling der anvendes.

Af denne Grund kan man ikke ud over en vis Grænse forøge Sekundærkredsens tilførte Energi ved at gøre Koblingen fastere.

Med Hensyn til Amplituderne gælder som en almindelig Regel:

Hvad enten det kommer an paa at opnaa en stor Spændings- eller en stor Strømamplitude i Sekundærkredsen, er det bedst at give Primærkredsen en saa stor Kapacitet og en saa ringe Selvinduktionskoefficient som muligt.

Om man skal give Sekundærsystemet en stor eller lille Kapacitet beror paa, om man skal opnaa en stor Spændingsamplitude eller en stor Strømamplitude. I sidste Tilfælde gøres Kapaciteten stor i Sekundærkredsen, medens den maa være saa ringe som mulig, naar man vil have den største Spændingsamplitude.

Fordelen ved den faste Kobling fremfor den løse Kobling bestaar deri, at man kan bringe Spændingen i Sekundærkredsen op til en stor Værdi, naar man gør Primærkapaciteten stor og Sekundærkapaciteten lille.

Den faste Kobling har imidlertid den Mangel fremfor den løse Kobling, at Svingningernes Dæmpning er større, at Afstemningen (baade mellem Afsenderens Svingningskredse og mellem Afsender og Modtager) bliver uskarp og ved helt fast Kobling ganske kan bortfalde.

23. **Resonanskurver.** Antages, at en udæmpet Svingning — med Vekseltallet n_1 — virker paa en Svingningskreds — med Vekseltallet n_2 —, fremkaldes, som tidligere vist, en tvungen Svingning, hvis effektive Strøm- og Spændingsamplituder (ↄ: de maksimale Udslag f. Eks. paa et Varmtraadsinstrument) afhænge af de to Vekseltal og af Dæmpningen.

Hvorledes disse Amplituder forandre sig, naar Vekseltallet n_2 forandres, medens den ydre EMK's Vekseltal n_1 bibeholdes konstant, kan bedst sés af en Kurve. Forholdene ere forskellige, eftersom Vekseltallet n_2 forandres ved at variere Kapaciteten ved konstant Selvinduktion eller omvendt. Den første Maade har den Fordel, at Dæmpningen da er uforandret, og den anvendes derfor her.

De forskellige Vekseltal n_2 afsættes som Abscisser og de tilsvarende Amplituder, som aflæses paa Instrumentet, I og E, som Ordinater. Fig. 34, 1—2 vise Kurverne, der have det tilfælles, at de begge have et Maksimum, naar $n_2 = n_1$ d. v. s. naar den ydre EMK's Vekseltal falder sammen med Egensvingningens Vekseltal.

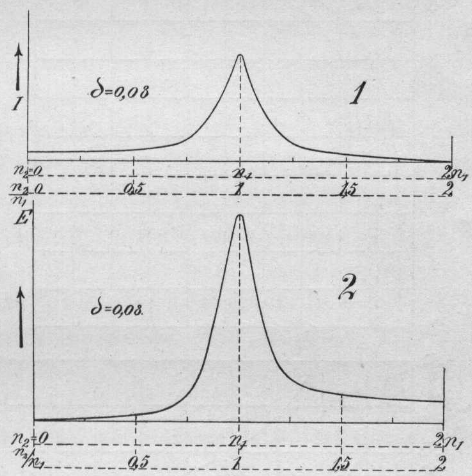


Fig. 34.

Saalænge Vekseltallene ere forskellige, ere Amplituderne kun ringe; jo nærmere man kommer Resonanstilfældet, desto hurtigere stiger Amplituden. Saadanne Kurver benævnes *Resonanskurver*.

For at kunne sammenligne Kurver fra forskellige Svingningskredse benyttes ofte en anden Konstruktion, idet man ikke vælger n_2 til Abscisse, men Forholdet mellem de to Vekseltal n_2/n_1. Ved Resonans er dette Forhold altsaa 1.

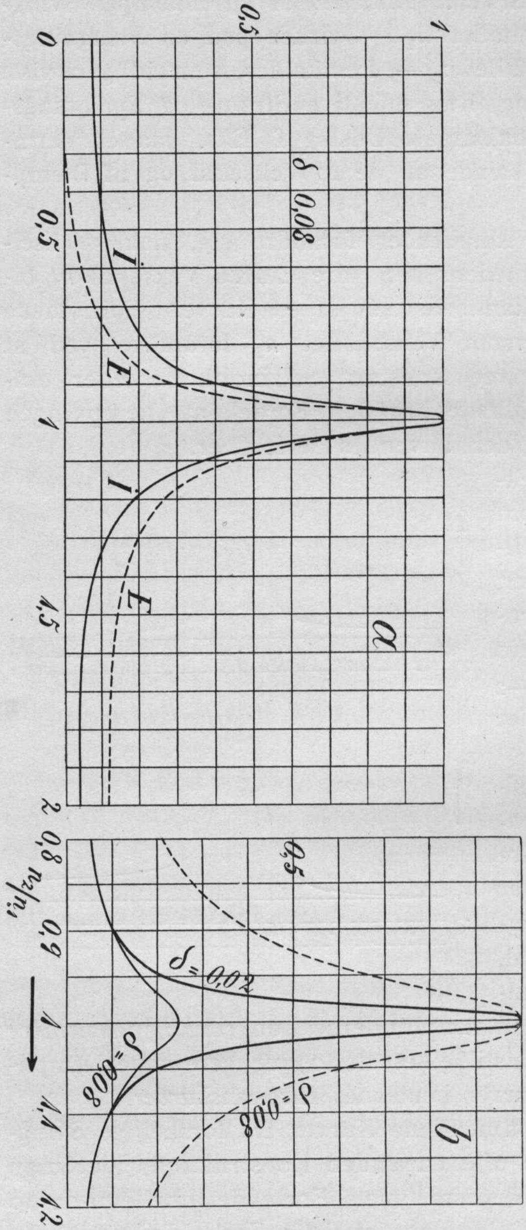


Fig. 35.

Endvidere giver man Kurvernes Amplituder samme Længde, idet man i Stedet for I afsætter I/I_r, hvor I_r svarer til Strømstyrken ved Resonans. I dette Tilfælde er I/I_r altsaa lig 1. (For Spændingskurver tages Forholdet E/E_r). I Fig. 35,a ere de to ovennævnte Kurver tegnede paa denne Maade. Dæmpningssfaktoren var $\delta = 0{,}08$.

Dersom den samme udæmpede Svingning virker paa to Svingningskredse, hvis Egensvingninger have samme Vekseltal, medens Dæmpningen er forskellig, fremkommer to forskellige Resonanskurver. I Fig. 35,b er vist to saadanne Kurver, den kraftigt optrukne til Dekrementet $0{,}02$, den svagt tegnede til $0{,}08$. Af Kurverne sés, at jo større Dæmpning, desto mindre stiger Kurven i Resonanspunktet.

Tegnes begge Kurver til samme Højde i Resonanspunktet, faar man den punkterede Kurve i Stedet for den svagt optrukne. Denne (punkterede) Kurve er fladere ved Resonanspunktet end den kraftigt optrukne Kurve. I Almindelighed gælder derfor:

Have to Svingningskredse forskellig Dæmpning, er Resonanskurven for den Svingningskreds, der har det største Dekrement, fladere ved Resonanspunktet end ved den Kreds, der har det mindre Dekrement — forudsat, at Ordinaterne i Resonanspunktet ere lige store.

Det System, hvis Resonanskurve falder hurtigt fra Resonanspunktet, siges at være i *skarp* Resonans med den ydre EMK. Af Kurvens Krumning foroven vil man altid kunne danne sig et Begreb om Afstemningens Godhed.

Saafremt Dæmpningen er stor, faa Kurverne et noget andet Forløb, saaledes som f. Eks. vist i Fig. 36, a—b, der svarer til Svingningskredse, hvis Dæmpning er $\delta = 0{,}8$ og $\delta = 0{,}2$. Man ser, at den større Dæmpning bevirker, at Resonanspunktet for Spændings- og Strømamplitude bliver forskelligt, og at Amplituden ikke falder sammen med det Punkt, hvor Vekseltallene ere ens.

Naar en aaben og en lukket Svingningskreds kobles sammen, kan man paa lignende Maade som ovenfor fremstille Resonanskurver. Som Abscisser kan benyttes Forholdet n_2/n_1; det er dog heldigere at bruge Forholdet n_2/n_r, hvor n_r betyder det Vekseltal, hvorved der er Resonans, ɔ: Maksimalvirkning i Sekundærsystemet.

Hvis man til at maale Virkningen i Sekundærsystemet, anvender et Varmtraadsamperemeter — hvad der er almindeligst —, hvis Udslag er proportionalt med Kvadratet paa den effektive Strømstyrke, kan Instrumentets Udslag benyttes som Ordinater, og man faar da en *Resonanskurve for Strømstyrke.*

Benyttes derimod et Elektrometer til at maale Spændingen mellem to Punkter i Sekundærkredsen, ere Udslagene proportionale med Kvadratet paa den effektive Spænding, og afsættes Instrumentets Udslag som Ordinater, faaes en *Resonanskurve for Spænding.*

Bliver Spændingen E bestemt ved et Gnistmikrometer, staar Gnistlængden i Forhold til Spændingens Maksimalam-

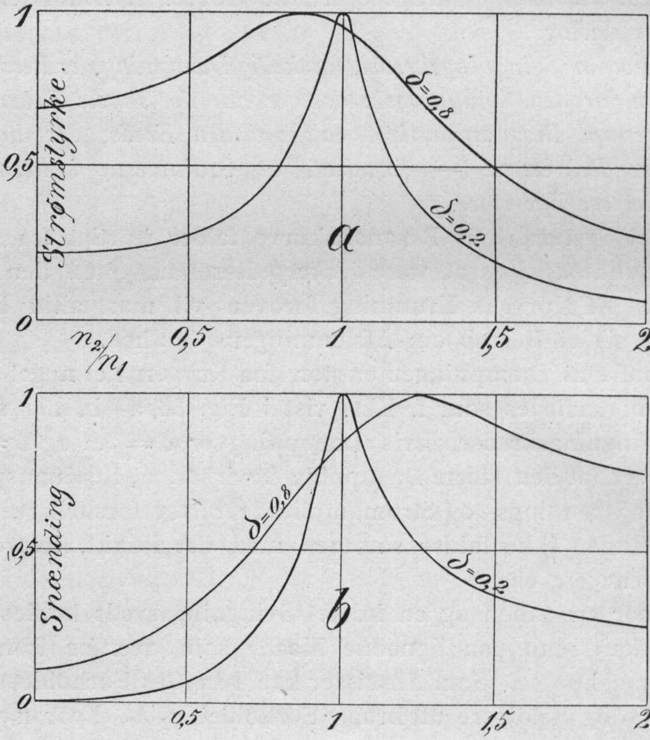


Fig. 36.

plitude, og man kan derfor som Ordinater benytte den Spænding, der svarer til Gnistlængden. Man faar da en *Resonanskurve for Maksimalamplituden.* I Tabel VI er anført den til forskellige Gnistlængder svarende Spænding.

Paa lignende Maade som ovenfor kan man af Resonanskurvernes Forløb se, hvilke sammenkoblede Systemer, der have den største Dæmpning, idet hver Kurves Form bestemmes af Summen af Dekrementerne i de sammenkoblede Kredse (se senere).

Som tidligere paavist have to Svingningssystemer, hvis Vekseltal hver for sig ere ens, efter at være sammenkoblede to forskellige Vekseltal, saafremt Koblingen ikke er meget løs. (§ 22 b og c). I Fig. 37 fremstiller Kurven *a* en Resonanskurve ved løs Kobling. Gøres Koblingen fastere, viser Resonanskurven *b* to Maksima og de tilsvarende Vekseltal ligge omtrent lige meget paa hver Side af det oprindelige. Ved endnu fastere Kobling faar man Kurverne *c* og *d*. Forskellen mellem Vekseltallene bliver større, desto fastere Kobling der anvendes.

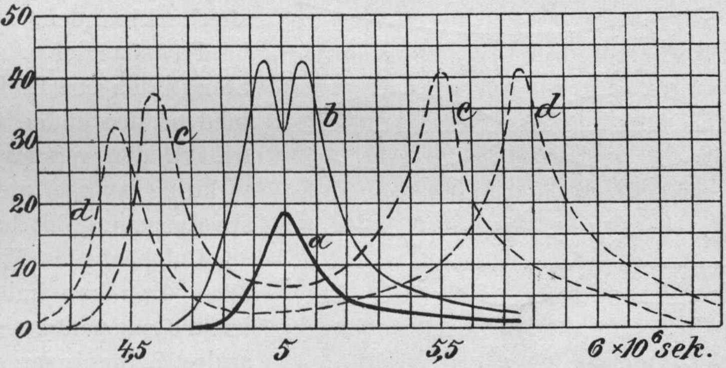


Fig. 37.

Dæmpningens Bestemmelse ved Hjælp af Resonanskurver omtales senere.

24. **Staaende Svingninger i Traade og Spoler.** I Lydlæren kendes ikke alene fremadskridende Bølger i Rummet, men ogsaa de saakaldte *staaende* Luftbølger i Rør og Strenge. Ved at paavirke en Violinstreng kan man faa den til at give ikke alene sin Grundtone, men ogsaa forskellige højere, harmoniske Toner. Strengens Svingninger i nogle forskellige Tilfælde er vist i Fig. 38, 1—3.

De Bølger, der frembringes, naar en Sten kastes i Vandet, ere fremadskridende, medens de, der fremkomme ved at gnide med Fingrene paa Kanten af et Glas med Vand, ere staaende Bølger.

Svingninger kunne ligeledes frembringes i en Snor, hvis ene Ende er fastspændt. Dersom Snorens Længde er uendelig, skrider Bølgebevægelsen stadig fremad. Er Længden derimod endelig, løbe Svingningerne til Endepunktet og kastes derfra tilbage, ɔ: Snorens Svingning er staaende.

Giver man Snoren to Impulser, opstaar en *Interferens*, naar den første Svingning kastes tilbage og træffer den anden.

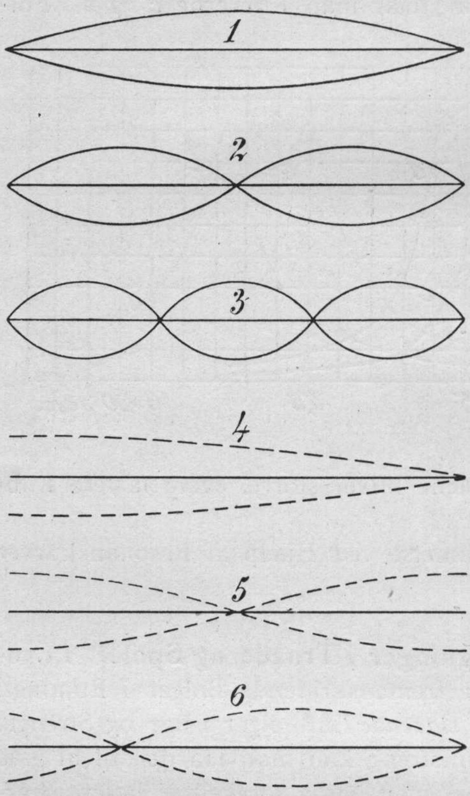


Fig. 38.

Have de samme Periode, kunne de forstærke hinanden.

Fastspændes en Stang i den ene Ende, medens den anden er fri, vil den ved Paavirkning svinge med sin Egensvingning, ɔ: $^1/_4$ Bølgelængde (Fig. 38,4). Den kan imidlertid ogsaa paatvinges andre Svingninger, f. Eks. $^1/_2$ Bølgelængde (Fig. 38,5), $^3/_4$ Bølgelængde (Fig. 38,6) o. s. v.

Paa lignende Maade kan i Traade og Spoler frembringes elektriske Spændings- (Strømstyrke-) bølger, der enten ere fremadskridende eller staaende. Kun de sidste skulle behandles nærmere, da de ere de hyppigst forekommende.

Hvis man tænker sig at have frembragt to Bølger med samme Amplitude og Bølgelængde, men i modsatte Retninger, kunne de fremstilles ved Kurverne i Fig. 39,1. Der opstaar da en resulterende Svingning, som er vist ved den stærkt optrukne Kurve i Fig. 39,$_{2-5}$, idet Svingningerne ere fremstillede for en halv Periode med et Tidsmellemrum af $T/8$, hvor T er Svingningstiden. Ved den næste halve Periode ville alle Fortegnene være modsatte.

Den resulterende Svingning er ingen fremadskridende Bølge, men en *staaende* Svingning, thi Kurven har med regelmæssige Afstande *Knuder* og *Buge*, der stadig findes paa samme Sted. Af Figuren sés, at Afstanden mellem to Knuder i den staaende Svingning er lig den halve Bølgelængde for den fremadskridende Bølge.

Dersom de fremadskridende Bølger i modsat Retning ikke have samme Amplitude (Fig. 39,$_{6-7}$), dannes dog staaende Bølger. Men her ville de Steder, hvor den resulterende Svingning har et Maksimum (Bug ved A, C og E), skifte med de Steder, hvor den har et Minimum (Knuder ved B og D). Afstanden er dog stadig $^1/_2$ Bølgelængde. Men Amplituderne ere ikke Nul i Knuderne, og disse ere *uskarpe*.

Dersom et Strømstød (Fig. 39,$_8$) løber langs en Traad og kommer hen til dennes Endepunkt A, maa de nærliggende Dele af A modtage en vis Ladning og faa en bestemt Spænding. I den anden Del af Traaden er paa samme Tid hverken Strøm eller Spænding til Stede. Der hersker derfor en Spændingsforskel mellem de to Dele af Traaden, og dette har til Følge en Strøm i modsat Retning. Man siger, at Strømstødet er reflekteret ved Traadens *Endepunkt*.

Det samme indtræffer, naar en sinusformet Strømbølge bevæger sig langs Traaden, ogsaa den maa blive reflekteret. Den staaende Bølge, der fremkommer som Resultant af den direkte og den reflekterede Bølge, har et Knudepunkt ved A, da Strømstyrken her maa være Nul. Ladningen (og dermed Spændingen) er derimod størst ved A, og den staaende Bølge maa derfor ved A have en Spændingsbug. For Traaden gælder altsaa: *en Strømknude svarer til en Spændingsbug*, eller udenfor Traaden: *en Knude for magnetisk Feltstyrke svarer til en elektrisk Feltstyrkebug.*

Hvis Traaden er opviklet i Spoleform, blive Forholdene de samme, hvilket kan vises paa følgende af *Seibt* angivne Maade:

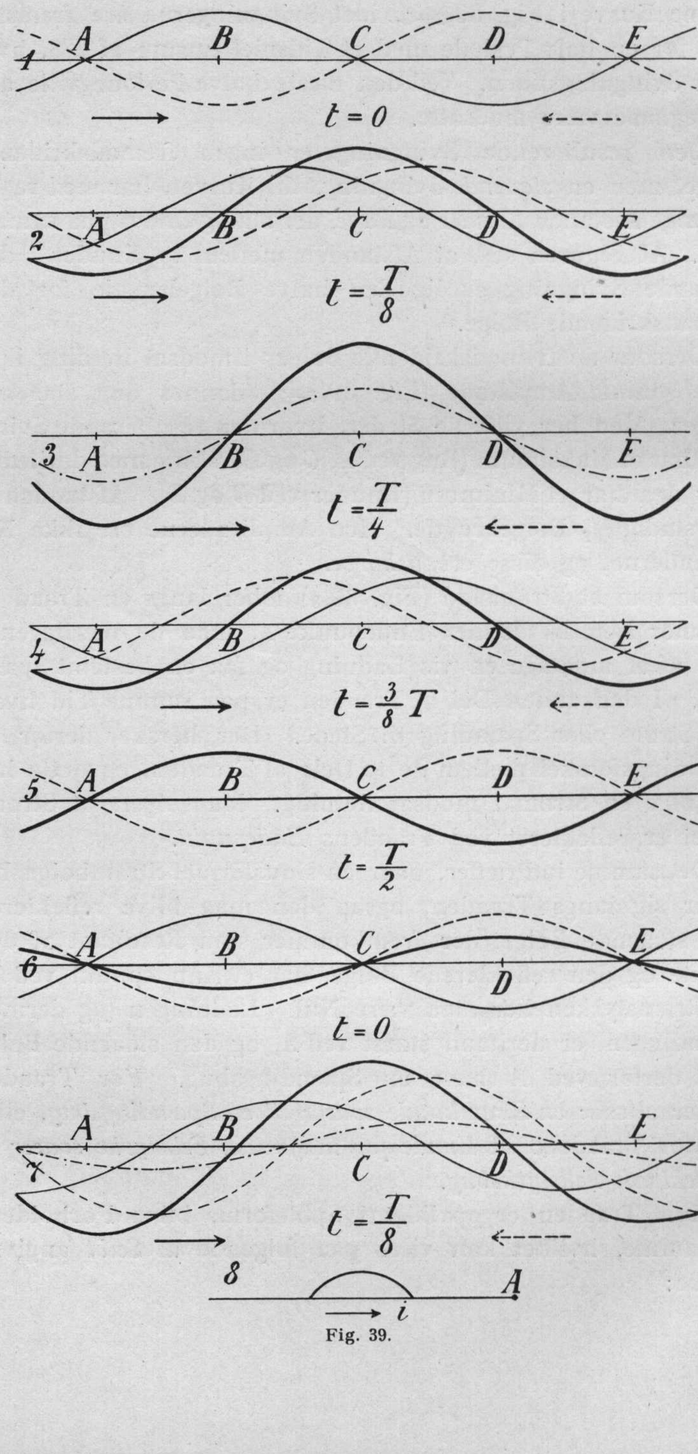

1
A
B
C
D
E
t = 0
2
A
B
C
D
E
t = T/8
3
A
B
C
D
E
t = T/4
4
A
B
C
D
E
t = 3/8 T
5
A
B
C
D
E
t = T/2
6
A
B
C
D
E
t = 0
7
A
B
C
D
E
t = T/8
8
A
i

Fig. 39.

Paa en lodret Træstang *R* (Fig. 40) opvikles en tynd, isoleret Traad, og langs med denne Spole og isoleret fra den er i faa Centimeters Afstand udspændt en tynd, blank Traad *T*, som er forbunden med *Jord*. Spolen er forneden sat i Forbindelse med et Svingningssystem, bestaaende af et Par Leydnerflasker C_1 — C_2, et Gnistrum *G* og en foranderlig Selvinduk-

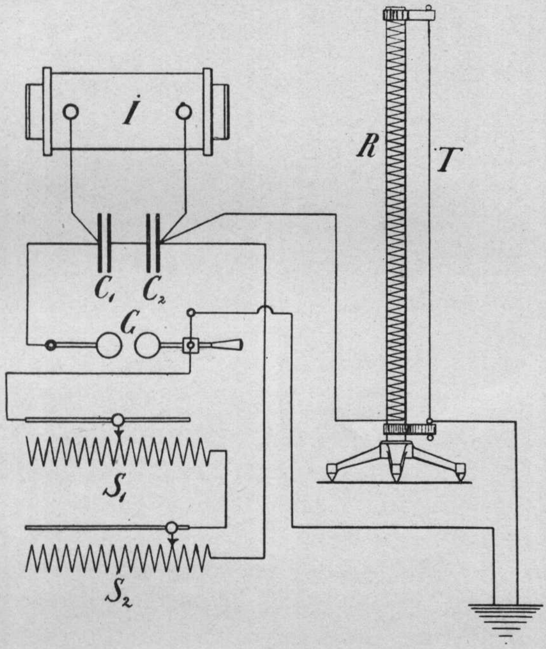
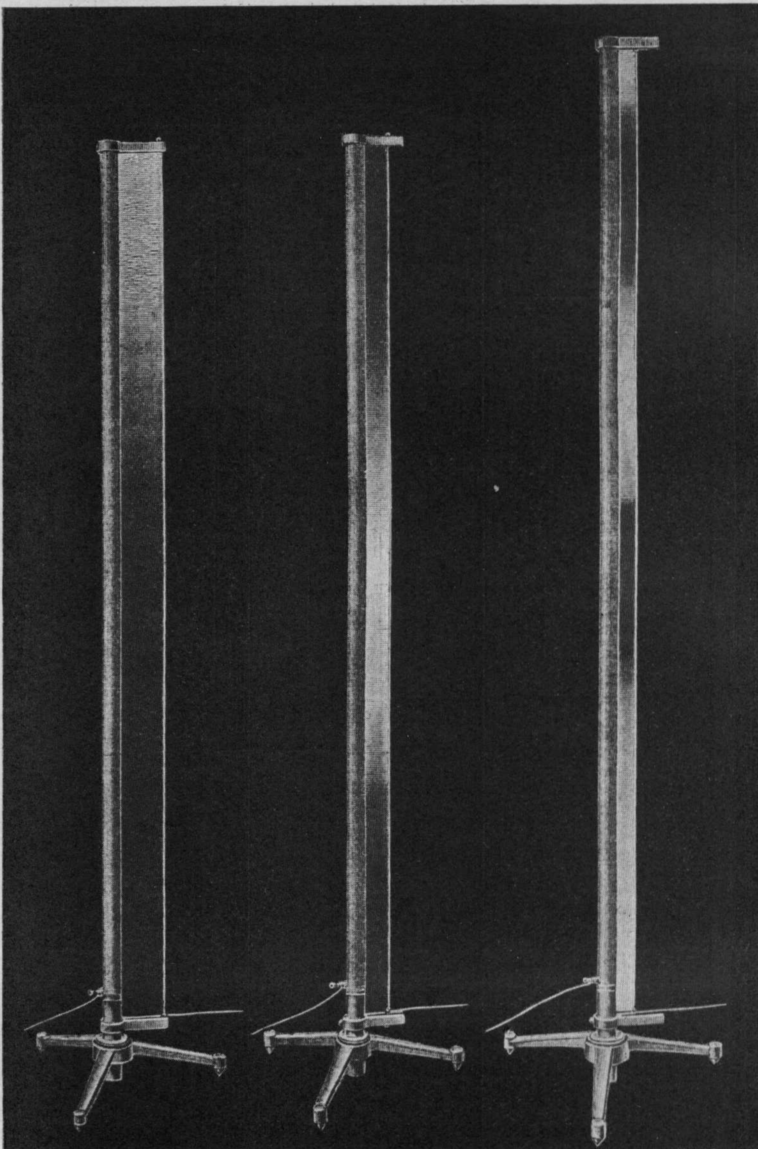


Fig. 40.

tion S_1 — S_2. Systemet er paa sædvanlig Maade forbundet med en Induktor *I*. Strømløbet fremgaar af Figuren.

Naar den lukkede Svingningskreds er i Virksomhed, kan man variere Selvinduktionen saaledes, at Grundsvingningen eller harmoniske Oversvingninger fremkomme i Spolen. Resonansen giver sig tilkende ved en Lysudstraaling fra Spolen til den jordforbundne Traad.

Hvis Spolen svinger med sin Egensvingning, lyser den stærkest ved Toppen (Fig. 41, a). Svinger den med sine Oversvingninger, er Lysudstraalingen klarest, hvor der er størst



a. b. c.

Fig. 41.

Spænding (Fig. 41, b—c). Ved at borttage den parallele Traad og nærme en Metalstang med en lille Kugle til Spolen, kan man udtrække Gnister fra Spolen. Længden af disse Gnister giver da et Begreb om Spændingsfordelingen.

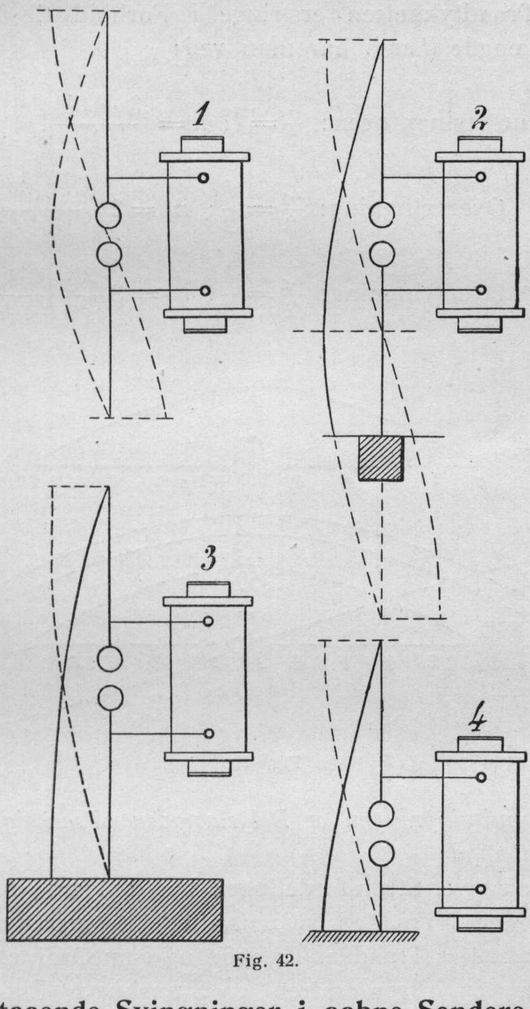


Fig. 42.

25. **Staaende Svingninger i aabne Sendere.** Hvis en Induktors Gnistrum (eller en Lysbue) forbindes med to lige lange Traade (Fig. 42,1), og der fremkaldes en Gnistovergang

(eller Lysbuen tændes), opstaar der i Traadene en Svingning, hvis Spænding foroven og forneden har en Bug (med modsatte Fortegn), paa Midten en Knude. Som ovenfor vist har Strømstyrken derimod en Bug paa Midten og Knuder ved Enden af Traaden.

Naar Traadtykkelsen er ringe i Forhold til Traadenes samlede Længde (l cm), har man ved:

$$\text{Grundsvingningen: } \frac{\lambda}{2} = l;\ n = \frac{3 \cdot 10^{10}}{l}.$$

$$1^{\text{ste}}\ \text{Oversvingning: } \frac{\lambda_1}{2} = \frac{l}{2};\ n_1 = 2\,\frac{3 \cdot 10^{10}}{l}.$$

$$2^{\text{den}}\,\text{Oversvingning: } \frac{\lambda_2}{2} = \frac{l}{3};\ n_2 = 3\,\frac{3 \cdot 10^{10}}{l}.$$

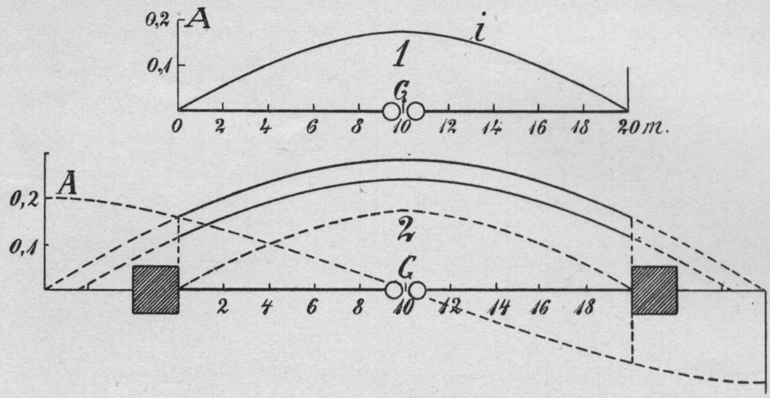


Fig. 43.

Ved Grundsvingningen er Bølgelængden altsaa lig den dobbelte Traadlængde.

En Kurve over Strømfordelingen kan optages ved paa forskellige Steder i Traaden at indsætte et Amperemeter. Som Abscisser afsættes Traadens Længde og som Ordinater Strømstyrken. Kurven bliver omtrent en Sinuskurve (Fig. 43,1).

Dersom Traadenes Ender forsynes med store Kapaciteter (Fig. 43,2), er Forholdet mellem Strømamplituderne paa Midten og ved Enderne betydeligt mindre, end hvis ingen Kapaciteter forefindes, og desuden bliver Strømstyrken større.

Gnistrummets (Lysbuens) Beliggenhed har ogsaa Indflydelse paa Strømkurvens Maksimum. I Fig 44,1 er *a* Strømkurven, naar Gnistrummet (Lysbuen) ligger i Midten, medens *b* viser Kurven, naar Gnistrummet (Lysbuen) flyttes til $^1/_4$ af hele Længden. I Fig. 44,2 viser *c* Kurven, naar Gnistrummet (Lysbuen) flyttes hen til Enden af Traaden. Det fremgaar heraf, at Strømkurven beholder samme Form med Maksimum paa Midten, men dette aftager betydeligt, naar Gnistrummet (Lysbuen) flyttes bort fra Midten. Det bedste

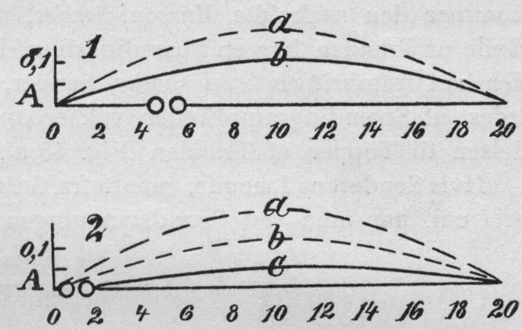


Fig. 44.

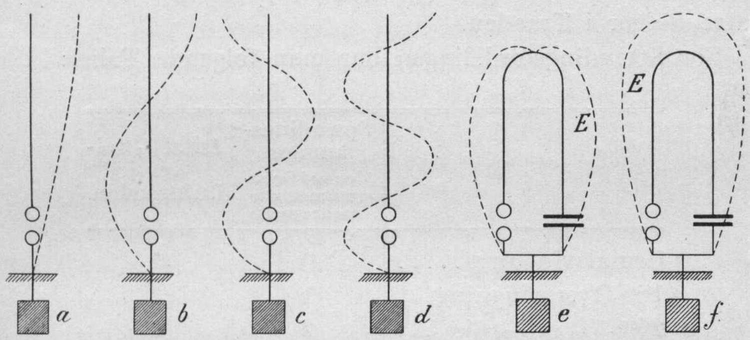


Fig. 45.

Resultat opnaaes, naar Gnistrummet (Lysbuen) anbringes paa det Sted, hvor Strømstyrken er størst.

Dersom den ene Traad borttages og erstattes med en Kapacitet (elektrisk Modvægt), findes den største Strømstyrke ikke længer ved Midten af Senderen, men rykker henimod

Kapaciteten (Fig. 42,2). Hvis Kapaciteten er meget stor, findes den største Strømstyrke ved denne (Fig. 42,3).

Noget lignende gælder, hvis den ene Traad borttages og dens Elektrode forbindes med *Jord* (Fig. 42,4). Derved fremkommer den saakaldte *Marconi-Sender*, der ved den øverste Ende af Traaden har en Spændingsbug. Den Grundsvingning, der kan frembringes i en saadan Sender, vil derfor være saaledes, at Spændingsamplituden vokser opefter fra Jordforbindelsen til Toppen af Traaden (Fig. 45,a).

Hvis Senderens Længde, maalt fra Gnistrummet til Toppen, er l cm, har man ved Grundsvingningen:

$$\frac{\lambda}{2} = 2l \text{ og } n = \frac{3 \cdot 10^{10}}{2l}.$$

Den første harmoniske Svingning (Fig. 45, b) har en Frekvens, der er 3 Gange Grundsvingningen, og den har en Spændingsknude omtrentlig $^1/_3$ Traadlængde fra Toppen. Ved den 2den harmoniske Svingning (Fig. 45,c) er der to Spændingsknuder og $2\frac{1}{2}$ halve Bølger i Traaden, og ved den 3die harmoniske Svingning (Fig. 45,d) 3 Spændingsknuder og $3\frac{1}{2}$ halve Bølger i Traaden.

For Spændingsfordelingen har man følgende Tabel:

	Spændings-knuder (den ved Gnist-rummet ikke medregnet).	Antal $^1/_4$ Bølger i Lufttraaden.
Grundsvingning	0	1
1^{ste} Oversvingning...	1	3
2^{den} — ...	2	5
n^{te} — ...	n	$(2n + 1)$

Strømfordelingen i Traaden er forskudt $^1/_4$ Bølgelængde for Spændingen.

Et særligt Tilfælde af staaende Svingninger i Traade fremkommer, naar Senderen dannes af en lukket og tilstrækkelig lang Traadsløjfe (Fig. 45,e—f). I den ene Gren anbringes et Gnistrum, i den anden en Kondensator (en saakaldt *Loop-Antenne*). Naar Udladninger finde Sted, frembringes i Sløjfen staaende Svingninger med Knuder og Buge.

Kaldes hele Længden af Traaden i Sløjfen l, ville de Bølgelængder, hvor:

$$\lambda = l; \ \lambda_1 = \frac{l}{2}; \ \lambda_2 = \frac{l}{3} \ldots\ldots,$$

alle have en Spændingsknude og Strømstyrkebug ved Toppen (Fig. 45, e). Strømretningen i de to Grene er modsat, og ingen Udstraaling kan finde Sted.

Man kan imidlertid ogsaa fremkalde Bølgelængder, hvor:

$$\lambda = 2l; \ \lambda_1 = \frac{2}{3}l; \ \lambda_2 = \frac{2}{5}l \text{ osv.}$$

Disse have en Spændingsbug og Strømknude ved Toppen, medens Strømmen i Sløjfen gaar i samme Retning (Fig. 45, f). De to Sider i Sløjfen virke nu som to aabne Sendere, der ere forbundne ved Toppen. Denne Sløjfe vil derfor *udstraale* Svingninger.

26. **Elektromagnetiske Bølger i Rummet.** Ved en Bølgebevægelse forstaar man i Almindelighed en fremadskridende Energioverføring fra én Del til en anden. Det er en fysisk Egenskab ved Bølgebevægelsen, at Energien ved Hjælp af den føres bort fra det bølgefrembringende Legeme og for en Tid opsamles i det omgivende Stof.

Nogle Eksempler fra Luft og Vand skulle nævnes for at lette Forstaaelsen af de *elektromagnetiske* eller *elektriske Bølgers* Beskaffenhed.

Hvis Haanden bevæges langsomt frem og tilbage, dannes Hvirvler i den omgivende Luft, lignende de Hvirvler, der fremkomme, naar en Aare bevæges gennem Vandet. Luftmolekylerne skubbes til Side af Haanden og søge om bag denne. Der medgaar Energi, ikke alene til selve Haandens Bevægelse, men ogsaa nogen Energi til at frembringe disse Hvirveldannelser.

Naar en Flade saaledes bevæges langsomt frem og tilbage, fjerner Energien sig aldrig fra Fladens Omgivelser, men følger dens Bevægelser. Standse disse, omsættes Energien til Varme.

Forholdet er imidlertid helt anderledes, hvis et Legeme bevæges saa hurtigt, at det omgivende Stof ikke faar Tid til at vige til Side; da kommer Trægheden til at spille en Rolle, og der frembringes en Bølgebevægelse. Idet en Flade hurtigt bevæges frem og tilbage i Luften, sammentrykkes Molekylerne i Stedet for at vige til Side; der tilføres det enkelte Molekyl en Energi, som det atter maa afgive, men paa Grund af Trægheden kommer det paa den anden Side af sin Ligevægtsstilling (ligesom et svingende Pendul). Derved sammentrykkes de omgivende Molekyler, og de afgive atter Energi til de næste o. s. fr.; der skabes med andre Ord en Energibølge, som fortsættes ud i Rummet, og som vedvarer, selv efter at det frembringende Legeme er kommet i Ro. Det er karakteristisk ved Bølgebevægelsen, at Energien ved hvert Molekyl forekommer vekselvis som Bevægelsesenergi og som Stillingsenergi.

Som tidligere omtalt (§ 13) kræves to Egenskaber for at kunne frembringe en Bølgebevægelse i et Stof, nemlig at Stoffet er i Besiddelse af Træghed og af sig selv søger en Ligevægtsstilling.

Der er derfor lige saa mange Slags Bølger, som der er Maader, hvorpaa Forstyrrelser kunne bringes ind i Ligevægten.

Dersom Vandet i en Bugt hæves (f. Eks. ved Strøm eller lignende), strømmer det tilbage, naar Paavirkningen ophører, og har Højdeforskellen været betydelig, bliver Hastigheden saa stor, at Vandoverfladen i Bugten synker under det normale, og der opstaar Overfladebølger, som bringe periodiske Forandringer i Vandhøjden.

En Vandoverflade er i Besiddelse af en vis Overfladespænding. Den yder en vis Modstand mod at strække sig, ligesom et Stykke Kautsjuk. Naar Vandet hæves paa et enkelt Sted, er der en Kraft til Stede, som søger at trække Overfladen sammen til sin Hvilestilling. Saadanne Bølger kunne sés, naar en Fiskeline trækkes gennem Vandet vinkelret paa Overfladen. Og endelig lader Vandet sig sammentrykke, hvorfor der i selve Massen kan frembringes *Trykbølger*. Saadanne Bølger fremkomme f. Eks. ved Minesprængninger under Vandet.

I hvert Tilfælde maales Bølgehastigheden ved Kvadratroden af Forholdet mellem to Størrelser, hvoraf den ene staar i Forbindelse med Elasticitet, medens den anden afhænger af Tæthed eller Masse pr. Rumenhed.

Ved al Bølgebevægelse maales desuden Hastigheden ved Produktet af Bølgelængden og Antallet af fuldstændige Svingninger pr. Sekund. Dersom v er Bølgehastigheden, n Vekseltallet og λ Bølgelængden, har man:

$$v = \frac{n}{2} \lambda .$$

For yderligere at lette Forstaaelsen af de elektriske Bølgers Væsen, skal en Del af Elektronteorien ganske kort forklares:

En *Elektron* er et negativt ladet Energicenter i Æteren, hvorfra der udgaar Spændingslinier (elektriske Kraftlinier) i alle Retninger. Æteren tænkes at opfylde Rummet og gennemtrænge alle Stoffer. Atomerne ere kun særlige Æterformationer, paa samme Maade som alle Legemer kunne betragtes som forskelligartede Ætergrupperinger.

Et Atom indeholder et Antal Elektroner, ved hvis forskellige Sammenstilling og Antal de forskelligartede Atomer opstaa. Deres elektriske Kraft kan imidlertid ophæves af en eller anden Kraft inden i Atomet, og denne benævnes positiv Elektricitet. Man forudsætter imidlertid, at en eller flere Elektroner kan løsrives fra et Atom, og dette bliver derved »positivt« ladet. En Elektron er det mindste elektriske Legeme; dets Masse er tiln. $0{,}61 \cdot 10^{-27}$ g og dets Radius ca. 10^{-13} cm. I Forhold til Atomet er en Elektron yderst ringe, omtrent som en enkelt Mursten i Forhold til et Kirketaarn. Man har saaledes beregnet, at et Kviksølvatom er sammensat af mindst 100 000 Elektroner.

To Elektroner frastøde hinanden med en i Forhold til deres Størrelse umaadelig stor Kraft. Anbringes de i en indbyrdes Afstand af 1 cm i et lufttomt Rum, er den frastødende Kraft $1{,}16 \cdot 10^{-19}$ Dyn. Denne Kraft er 10^{43} Gange større end Tyngdekraften.

Tænker man sig 2 Blykugler, hver med en Vægt af 1 g og i en Afstand af 1 cm, ville de tiltrække hinanden med en Kraft af $6{,}6 \cdot 10^{-8}$ Dyn, en Kraft, der er altfor lille til at maales med noget kendt Instrument. Tænke vi os 2 Kugler med ren negativ Elektricitet, hver af 1 g Vægt og i en Afstand af 1 cm, ville de frastøde hinanden med en Kraft af $31{,}4 \cdot 10^{34}$ Dyn eller 320 Kvadrillioner Tons. Hvis den ene var anbragt ved Sydpolen og den anden ved Nordpolen, vilde de dog frastøde hinanden med en Kraft af 192 Millioner Tons, trods det, at Kraften aftager med Kvadratet paa Afstanden. Dersom vi kun tænkte os 1 g negativ Elektricitet, der paavirkede 1 Elektron i 1 cm Afstand, var Kraften dog 194 Millioner Dyn. Selv om Elektronen fjernedes til Solen, vilde det paa denne Afstand ($1{,}53 \cdot 10^{13}$ cm) paavirkes med en saa stor Kraft, at det i Løbet af 20 Sekunder opnaaede Lysets Hastighed.

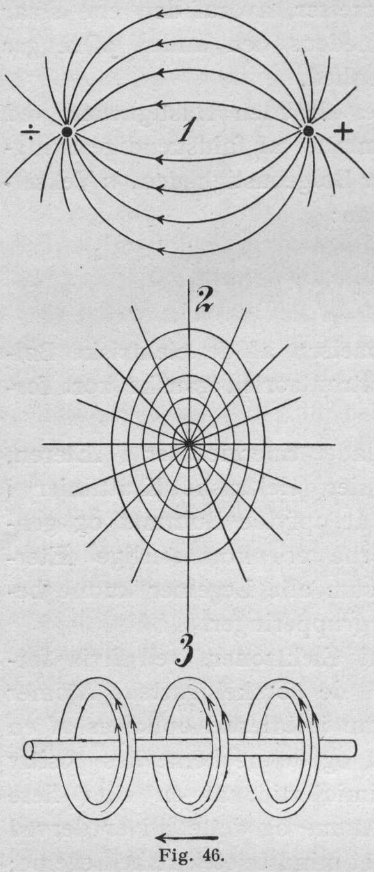


Fig. 46.

Naar en Elektron frigøres fra et Atom, bliver den dog stadig forbundet med det ved elektriske Kraftlinier, som altid ere til Stede, uanset om Afstanden er stor eller ringe. Saadanne Kraftlinier ere afbildede i Fig. 46,1. En Elektrons Bevægelse fremkalder imidlertid magnetiske Kraftlinier, der staa vinkelret paa de elektriske Kraftlinier. I Fig. 46,2 ere de elektriske Kraftlinier viste ved de rette Linier, hvorimod de sluttede, koncentriske Linier fremstille de magnetiske Kraftlinier, der staa vinkelret paa de første. I Fig. 46,3 er fremstillet 3 Ringe af

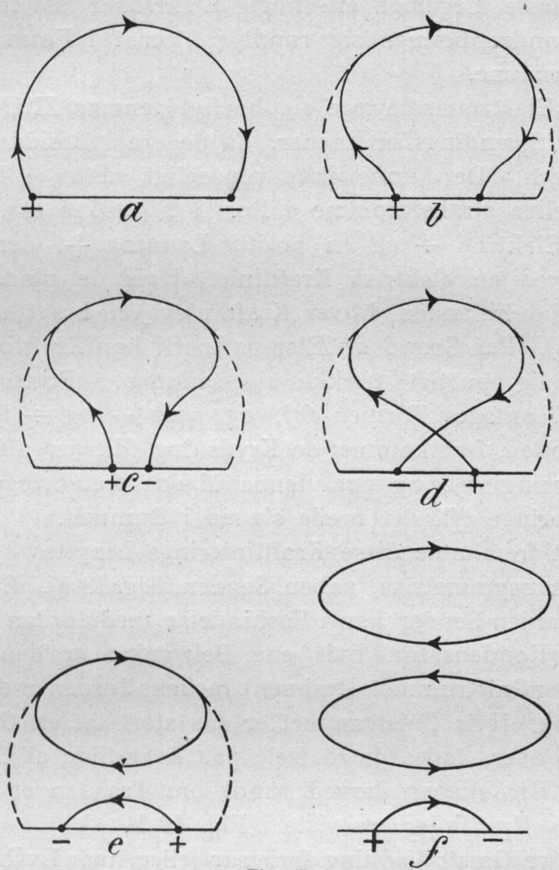


Fig. 47.

magnetiske Kraftlinier omkring en retlinet, elektrisk svingende Leder. Den saakaldte elektriske Strøm maa nemlig opfattes som en Elektron-Strømning gennem Lederen. Foregaar Bevægelsen i én Retning, haves en *Jævnstrøm*, medens en *Vekselstrøm* fremkommer, naar Elektronerne bevæge sig frem og tilbage i Lederen.

Som omtalt ere Elektronerne ikke bundne til deres bestemte Atom. Der kan godt finde en Udveksling af Elektroner Sted mellem de enkelte Atomer. Et Atoms Ensartethed maa nemlig kun betragtes som en Ensartethed i Formen, ikke i Massen. I faste Legemer ere nogle Elektroner fast forbundne, medens andre bevæge sig rundt i Atomet i Form af elektriske Strømme.

Naar Elektroner bevæge sig hurtigt gennem Æteren, fremkalde de Spændingsfænomener, da de ere i Besiddelse af en Slags Inerti. De kunne ikke pludseligt sættes i Bevægelse og ej heller straks komme i Ro. I Fig. 47, a er skematisk vist en Elektron ÷ og en positiv Ladning +, der ere forbundne ved en elektrisk Kraftlinie. Hvis de pludseligt bevæges mod hinanden, bliver Kraftlinievejen bragt ud af sin Form *(b)*. Paa Grund af Æterens Inerti kan Kraftlinien ikke tilstrækkelig hurtigt trække sig sammen. Fortsættes Bevægelsen, antages Formen *(c)*, og naar + og ÷ fjerne sig fra hinanden, fremkommer en Krydsning *(d)*, der afsnører en Kraftliniering *(e)*, og paa denne Maade frembringes stadig Kraftlinieringe *(f)*, der brede sig ud i Rummet.

Til at fremkalde disse Kraftlinieringe benyttes i Almindelighed en usymmetrisk, aaben Sender (Fig. 48, a). En saadan jordforbunden Sender kan i Forbindelse med Jorden betragtes som en Kondensator, hvis ene Belægning er den lodrette Traad over Gnistrummet (Lysbuen), medens Jorden er den anden Belægning. Hvis Gnistrummet er saa stort, at en Gnist ikke kan slaa over, lades de to Dele paa hver Side af Gnistrummet, og der skabes derved rundt om Traaden et elektrisk Felt, hvis Kraftlinier ere viste i Fig. 48, b.

Naar en Gnistudladning foregaar (eller naar Lysbuen tændes), finder, som tidligere omtalt, en svingende Udladning Sted, og Induktoren (eventuelt Frembringerkredsen eller Lysbuen) virker fuldstændigt som en Pumpe, der afvekslende pumper Elektroner ind i og ud af Traaden.

Er Lufttraaden f. Eks. ladet med Elektroner (største Spænding) (Fig. 48, c), bevæge disse sig — under Udladningen — mod Gnistrummet (Spændingen falder), og Kraftliniernes Form for-

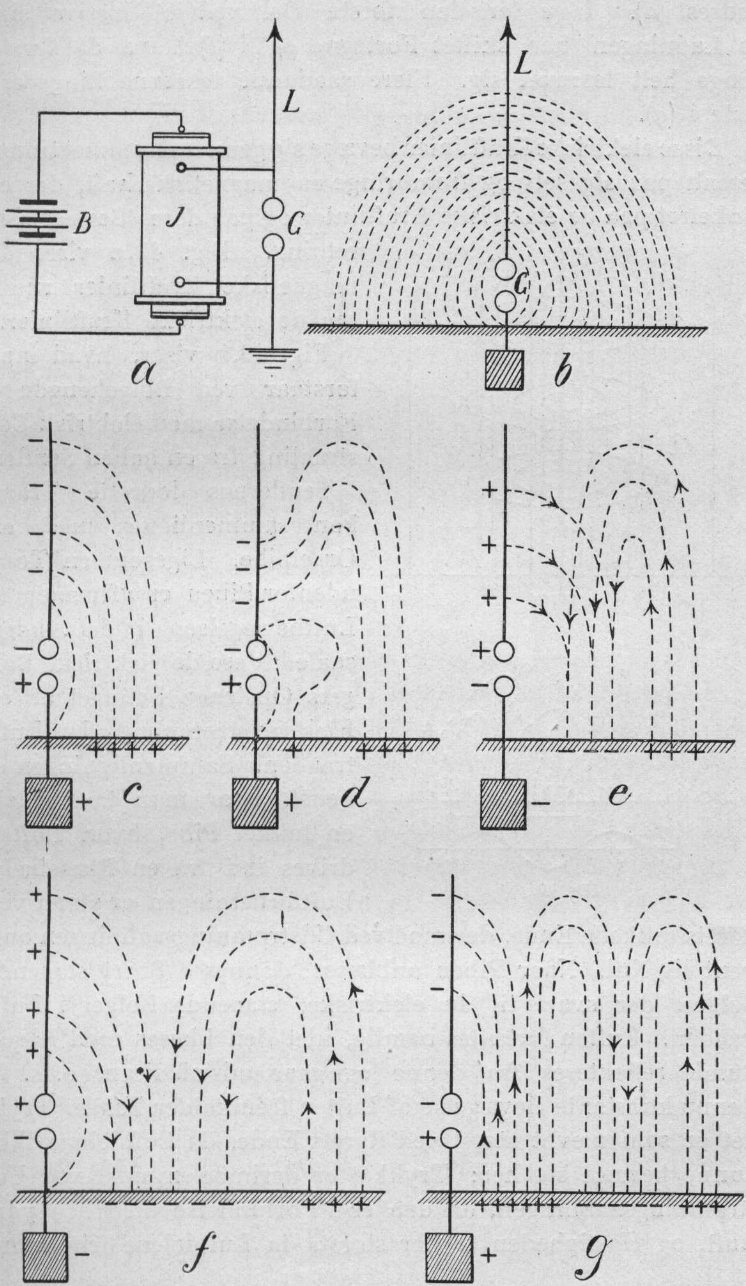


Fig. 48.

andres (*d*). I (*e*) er den første Del ved at løsrive sig, da Ladningen har skiftet Fortegn, og i (*f*) have de første Ringe helt løsrevet sig. Flere saadanne løsrevne Ringe ere viste i (*g*).

Disse elektriske Kraftlinier bevæge sig gennem Rummet transversalt paa sig selv og frembringe en magnetisk Kraft, der er vinkelret paa de elektriske Kraftlinier og paa deres Bevægelsesretning. Fig. 49, a viser de magnetiske Kraftlinier rundt om de elektriske Kraftlinier.

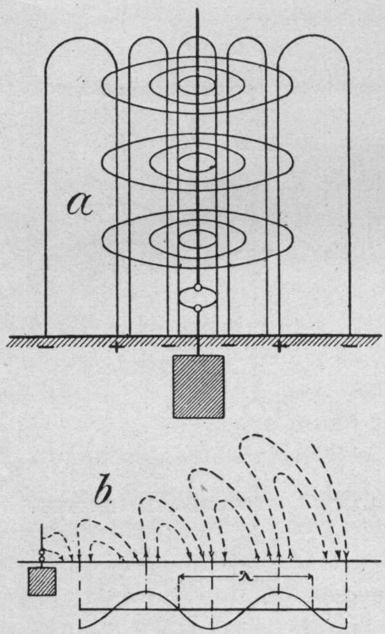


Fig. 49.

Fig. 49, b viser, hvad man forstaar ved Bølgelængde i Forbindelse med elektrisk Udstraaling fra en aaben Sender. Senderens lodrette Traad kan sammenlignes med en Orgelpibe. Ligesom en Tone udenfor Piben er afhængig af Luftbevægelsen i det Indre, saaledes ere de elektriske Bølgers Opstaaen betinget af en Elektronstrømning i Lufttraaden. Sammenligningen er bedst, naar man tænker sig en lukket Pibe, hvori Luften drives ind fra en Blæsebælg. Luftfortætningen er størst ved Rørets lukkede Ende, derimod ved Udstrømningsaabningen omtrent lig Nul. Naar Piben anblæses, dannes i Røret staaende Bølger, der svare til de elektriske, staaende Bølger i Lufttraaden. Luften fortættes nemlig, idet den blæses mod Rørets Bund, reflekteres fra denne og gaar ud af Røret o. s. fr. Denne konstante Bevægelse af Luften fremkalder *Tonen*. Trykket er som nævnt størst ved Rørets Ende, da Luftdelene ikke kunne bevæge sig her; Trykket er derimod mindst ved Udstrømningsaabningen, da den er i Forbindelse med den ydre Luft, og Hastigheden er her størst, da Luftdelene frit kunne bevæge sig. Den punkterede Kurve i Fig. 50, a viser Trykket i Røret, og Kurven i (*b*) Luftbevægelsens Hastighed. Til Sammenligning er en aaben Sender vist i Fig. 50, c—d, hvor (*c*) giver Spændingskurven. Spændingen stiger fra Gnistrummet til Traadens Ende, hvor Elektronbevægelsen er Nul, medens Hastigheden er størst ved Gnistrummet, som vist i (*d*), der gengiver en Strømstyrkekurve.

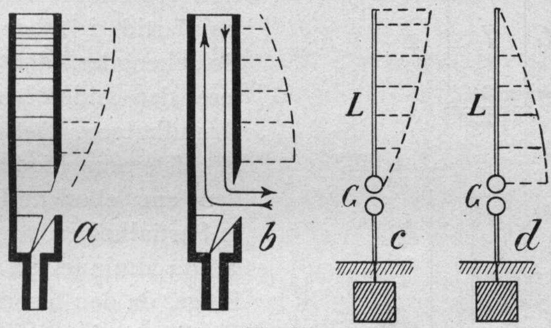


Fig. 50.

27. **Modtagere.** Da de elektriske Bølger som foran nævnt bestaa af periodisk svingende, elektriske og magnetiske Kraftlinier, frembringe de paa deres Vej gennem Rummet lignende Svingninger i de Ledere, som befinde sig indenfor deres Rækkeomraade.

Svingningerne kunne ikke direkte opfattes af de menneskelige Sanser, saaledes som Tilfældet er ved Lys eller Varme. Man maa derfor benytte sig af særlige Apparater, de saakaldte *Detektorer* (Indikatorer), som kunne lade sig paavirke enten af Svingningernes elektriske eller magnetiske Kraft, naar de paa en eller anden Maade sættes i Forbindelse med Lederen.

I Fig. 51,1 er vist en Afsender og en Modtager, bestaaende af en lodret, jordforbunden Traad, hvori forneden er anbragt en Bølgedetektor *K* (der maa reagere for Strømstyrke). Denne Modtager svarer fuldstændig til *Marconi*-Senderen. Gnistrummet *G* er blot erstattet med en Detektor *K*.

En saadan Afsender og Modtager kan opfattes som to uendelig løst sammenkoblede Svingningssystemer, og det er derfor umiddelbart indlysende, at den bedste Paavirkning opnaaes, naar Resonans er til Stede mellem Afsender og Modtager. De bør derfor være nøjagtigt afstemte, naar man ønsker den kraftigste Paavirkning. Som tidligere omtalt fremkommer imidlertid i Afsenderen to Bølgelængder, den ene kortere, den anden længere end Grundbølgen. Det er muligt at afstemme Modtageren til den ene eller anden af de to Partialbølger, og man vælger da almindeligst den korte Bølge, da den har den mindste Dæmpning.

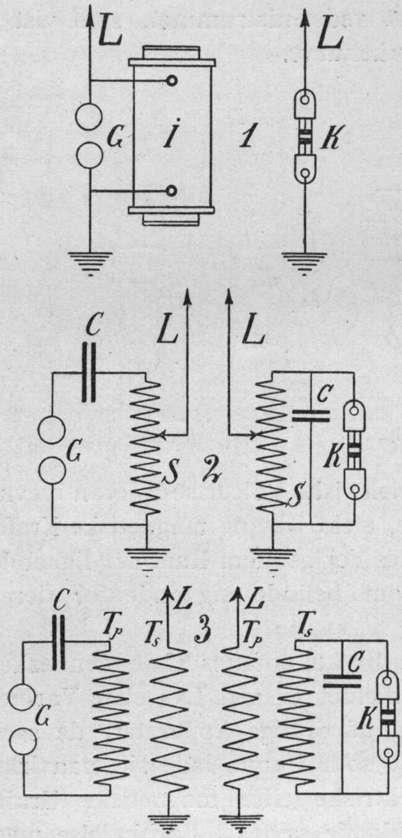


Fig. 51.

Da en Bølgedetektor altid besidder en større eller mindre ohmsk Modstand, vil den — anbragt i en aaben Svingningskreds — foraarsage en Dæmpning i denne. Ligesom ved Afsenderen benytter man derfor koblede Systemer. Detektoren kan da anbringes parallelt til en lukket Svingningskreds med Selvinduktion og Kapacitet, og kan enten *direkte* (Fig. 51,2) eller *induktivt* (Fig. 51,3) kobles til den aabne Svingningskreds. Det gælder ogsaa her, at de to Svingningskredse maa være i Resonans indbyrdes og med Afsenderen; bedst ere Forholdene, naar Afstemningen og Koblingsgraden er ens ved Afsender og Modtager, men da det er vanskeligt at udføre disse Maalinger nøjagtigt, benyttes hyppigst den ovennævnte Maade, nemlig at afstemme Modtageren til den korteste Partialbølge.

28. **Luftnet.** Hidtil har kun været omtalt Sendere eller Modtagere, der have bestaaet af en enkelt Metaltraad, *Lufttraaden* (Antennen), der er ført næsten lodret op i Luften, fastgjort til en Mast, Skorsten el. lign., medens den forneden gennem et Gnistrum (Lysbue) er forbundet med *Jord*. Den fremstiller saaledes en usymmetrisk Sender (Modtager), til hvis ene Side er forbundet en Leder med meget stor Overflade og Kapacitet. Ved denne Kapacitet findes derfor en Strømbug, henholdsvis Spændingsknude (§ 25).

En saadan Sender (Modtager) er *harmonisk*, idet Modstand, Selvinduktion og Kapacitet er jævnt fordelte over hele Lederens Længde.

Kapaciteten af en saadan Traad, hvis Længde er l cm og Radius r cm, er udtrykt ved:

$$C = \frac{l}{2 \ln \left(\frac{l}{r}\right)}.$$

Formlen forudsætter imidlertid, at Overfladespændingen overalt er den samme. Dette er ikke Tilfældet med Lufttraaden, idet Spændingen stiger henimod Traadens Top.

Da Spændingskurven kan antages at være en Sinuskurve, bliver Overfladespændingens Gennemsnitsværdi $\frac{2}{\pi} \times$ den maksimale Værdi, og den resulterende Kapacitet bliver som Følge heraf:

$$C_1 = \frac{2}{\pi} \frac{l}{2 \ln \left(\frac{l}{r}\right)}.$$

Paa lignende Maade vilde Selvinduktionskoefficienten, saafremt Strømstyrken i Traaden overalt var den samme, være udtrykt ved (tiln.):

$$L = 2l \ln \left(\frac{l}{r}\right).$$

Men da Strømstyrken ikke er den samme overalt, men tiltager fra Toppen og nedefter (som antaget efter en Sinuskurve), bliver Strømstyrkens Gennemsnitsværdi $\frac{2}{\pi} \times$ den maksimale

Værdi og dermed den resulterende Selvinduktionskoefficient:

$$L_1 = \frac{4}{\pi} l \ln\left(\frac{l}{r}\right).$$

Den *Thomson'ske* Svingningsformel $T = 2\pi\sqrt{LC}$ og Formlen for Bølgelængden $\lambda = 2\pi\sqrt{LC}$ (§ 13, a) gælder ogsaa for Lufttraaden, saafremt den betragtes som en Strømkreds, der bestaar af en kapacitetløs Ledning med Selvinduktionskoefficienten L_1 og Topkapaciteten C_1, altsaa:

$$T = 2\pi\sqrt{L_1 C_1} \quad \text{og} \quad \lambda = 2\pi\sqrt{L_1 C_1}.$$

Indsættes de ovenstaaende Værdier for L_1 og C_1 i Formlen for λ faaes:

$$\lambda = 2\pi\sqrt{\frac{4}{\pi} l \ln\left(\frac{l}{r}\right) \cdot \frac{2}{\pi} \frac{l}{2\ln\left(\frac{l}{r}\right)}} = 4l.$$

Lufttraaden svinger saaledes i $^1/_4$ Bølgelængde.

Kun hvor det drejer sig om korte Telegrafafstande kan man imidlertid benytte en saadan Sender, da der er Grænser for den Energimængde, som den kan udstraale.

Senderens Fjernvirkning er nemlig givet ved den tilførte Svingningsenergi, og denne kan højst være lig med Ladeenergien. Saafremt E er den størst tilladelige Spænding i Traaden og C_1 dennes Kapacitet, er Ladeenergien udtrykt ved (§ 2):

$$A_L = \frac{C_1 E^2}{2}.$$

Heraf sés, at Energien kun afhænger af den tilladelige Spænding i Traaden og af dennes Kapacitet. En Lufttraad er derfor kun i Stand til at optage en bestemt til Nytte kommende Energi.

For at forøge denne Energi kan man gaa to Veje, nemlig:

1. Lufttraaden kan omgives med et Isolationslag af større dielektrisk Værdi end Luft.

2. Lufttraadens Kapacitet kan forøges ved Anvendelse af flere Traade.

Den første Maade anvendes sjældent, dels fordi Isolatiolagets Tykkelse er begrænset, dels fordi Bekostningen er for stor.

Den anden Maade er den almindeligst anvendte, og Traadene kunne da anbringes paa forskellige Maader.

Den Forøgelse af Kapaciteten, som fremkommer ved Anvendelsen af flere Traade, er imidlertid ikke proportional med Traadenes Antal, men afhænger i høj Grad af Traadenes indbyrdes Afstand, idet de udøve en afelektricerende Virkning paa hverandre, saafremt Afstanden ikke er tilstrækkelig stor.

Nedenstaaende Tabel viser den samlede Kapacitet af to parallelle Traade ved forskellige Afstande (α angiver den Faktor, hvormed den dobbelte Kapacitet skal multipliceres):

Indbyrdes Afstand:	α	*Indbyrdes Afstand:*	α
5 cm	0,7	40 cm	0,917
10 —	0,775	60 —	0,958
20 —	0,842	80 —	0,983
30 —	0,883	100 —	1,000

Det fremgaar heraf, at Traadene ikke indvirke paa hverandre, saafremt Afstanden er over 1 m, og man har derfor ved denne eller større Afstande den dobbelte Kapacitet.

Selvinduktionen blev halv saa stor, hvis man kunde se bort fra den gensidige Induktion, som de to parallelle Traade udøve paa hinanden. Den gør imidlertid Selvinduktionen forholdsvis større.

Den i Løbet af en Svingning tilførte Energi er:

$$A_L = \frac{C_1 E^2}{2}.$$

Den pr. Sekund tilførte Energi er altsaa:

$$A_S = \frac{C_1 E^2}{2T},$$

eller, naar man indsætter $T = 2\pi \sqrt{L_1 C_1}$,

$$A_S = \frac{C_1 E^2}{4\pi \sqrt{L_1 C_1}} = \frac{E^2}{4\pi} \sqrt{\frac{C_1}{L_1}}.$$

Heraf fremgaar, at Svingningsenergien, der kan tilføres pr. Sekund, forøges, naar C_1 gøres større og L_1 mindre.

Naar to Traade derfor føres i tilstrækkelig stor Afstand fra

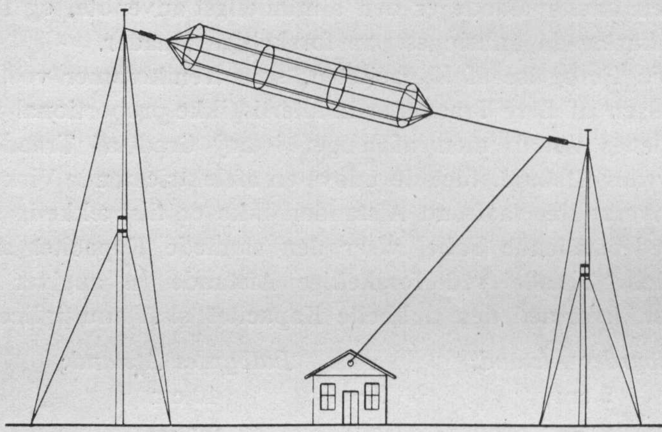


Fig. 52.

hinanden, fordobles Svingningsenergien pr. Sekund, og anvendes n Traade, kan Energien gøres n Gange saa stor. Det er dog en Nødvendighed, at de i Traadene opstaaende Svingninger

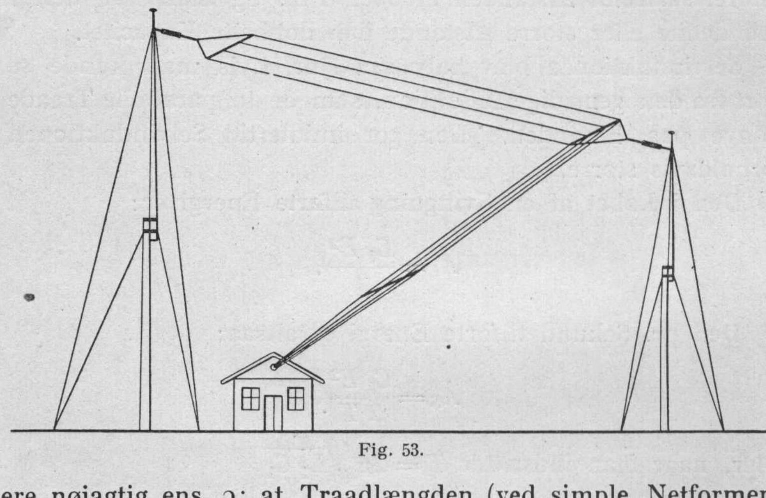


Fig. 53.

ere nøjagtig ens, ɔ: at Traadlængden (ved simple Netformer) er den samme i hver Traad. Forholdet er noget lignende, dersom Traadene ikke føres parallelt.

Af de forskellige Former paa Luftnet skulle følgende omtales nærmere:

Ruse-Nettet er vist i Fig. 52. Ved Lufttraadens øvre Ende er anbragt en Kapacitet bestaaende af flere parallelle Traade samlede til en Ruse. Ved Anbringelsen af denne Topkapacitet bliver Fjernvirkningen større, end naar en enkelt Traad benyttes, idet man dels forøger Strømstyrken i Nettet, dels kan forøge den pr. Sekund afgivne Svingningsenergi (som ovenfor vist).

Harpe-Nettet (Fig. 53) dannes af flere foroven anbragte parallelle Traade, der udspændes mellem Masterne, med

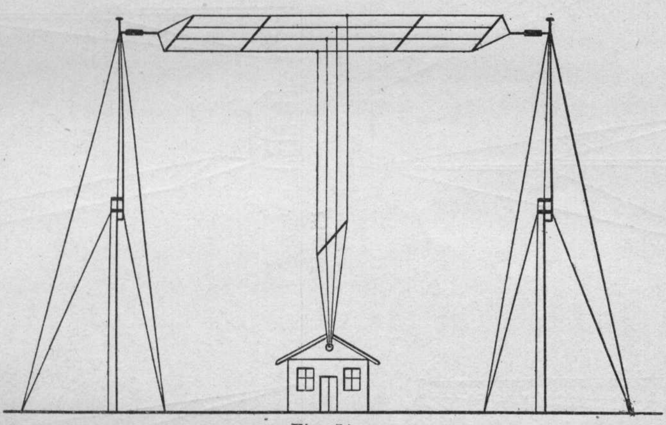


Fig. 54.

Traadenes Plan vandret. Harpen forbindes med Stationen ved flere sammenløbende eller parallelle Traade.

T-Nettet (Fig. 54) bestaaer af en foroven anbragt Harpe med flere parallelle Traade. Fra Midten af disse føres et tilsvarende Antal parallelle Traade ned til Stationen. Ofte forlænges Harpen nedefter til hver Side (Fig. 55).

Vifte-Net (Fig. 56). Mellem Masterne og isoleret fra disse er udspændt en Traad, hvorfra Traade føres sammenløbende ned til Stationen.

Medens de i Fig. 52 til 56 omtalte Net anvendes baade ved Land- og Skibsstationer, findes nogle Former, som udelukkende benyttes ved Landstationer.

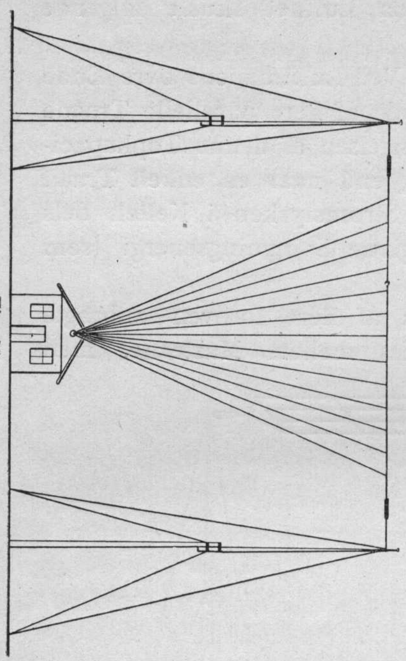


Fig. 56.

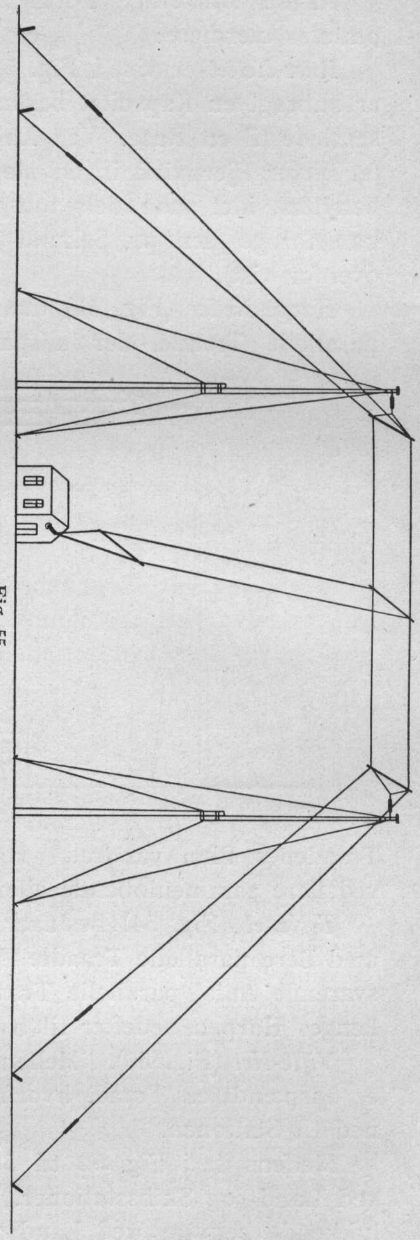


Fig. 55.

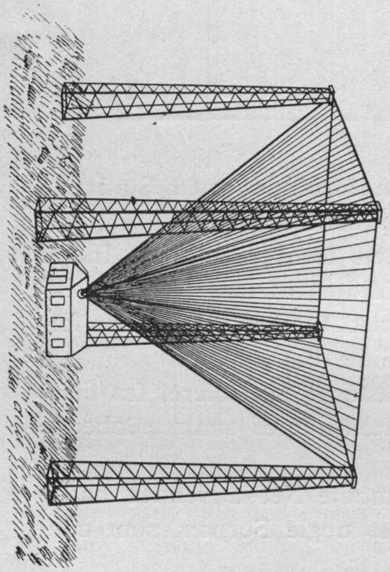


Fig. 57.

Pyramide-Net (Fig. 57). Nettet bestaar egentlig af fire Viftenet, sammenstillede saaledes at Traadene danne en omvendt Pyramide. Forneden samles Traadene og føres ind til

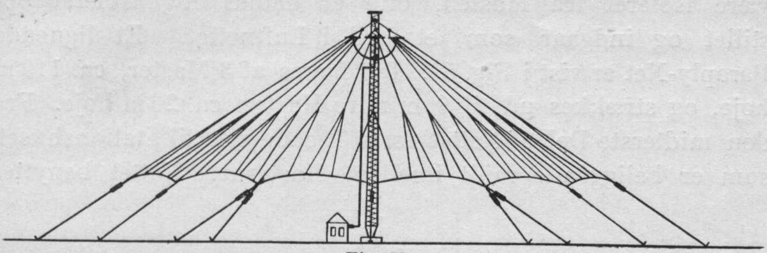


Fig. 58.

Stationen. Et saadant Net anvendes bl. a. ved den i *Poldhu* beliggende Marconistation, der benyttes til transatlantisk Telegrafering. Nettet er udspændt mellem fire 60 m høje Gittermaster.

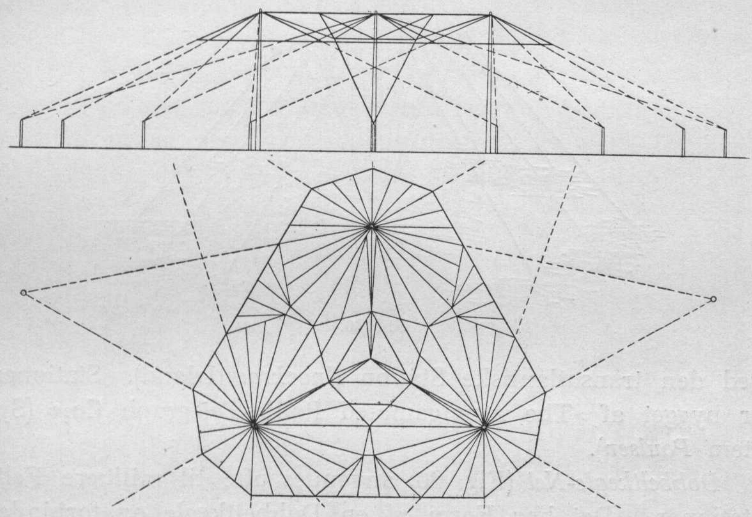


Fig. 59.

Paraply-Net (Fig. 58). Det har Form af en Kegle. Fra Stationen føres Traade (lodrette eller næsten lodrette) op til Mastens Top, hvorfra Traade gaa straaleformet udefter og nedefter. Saadanne Net benyttes hyppigt ved militære Felt-

Telegrafstationer. Et lignende Net finder Anvendelse ved *Telefunken's* 3000 km Station i *Nauen* (nærved Berlin). Til at bære Nettet anvendes et 100 m højt Gittertaarn. Nettet kan være isoleret fra Masten, ofte er denne dog isoleret opstillet og indgaar som et Led i Luftnettet. Et lignende Paraply-Net er vist i Fig. 59. Det bæres af 3 Master, ca. 110 m høje, og strækkes ud til 9 mindre Master, ca. 20 m høje. Fra den midterste Del af Nettet fører Traade ned til Stationshuset, som er beliggende midt imellem Masterne. Nettet benyttes

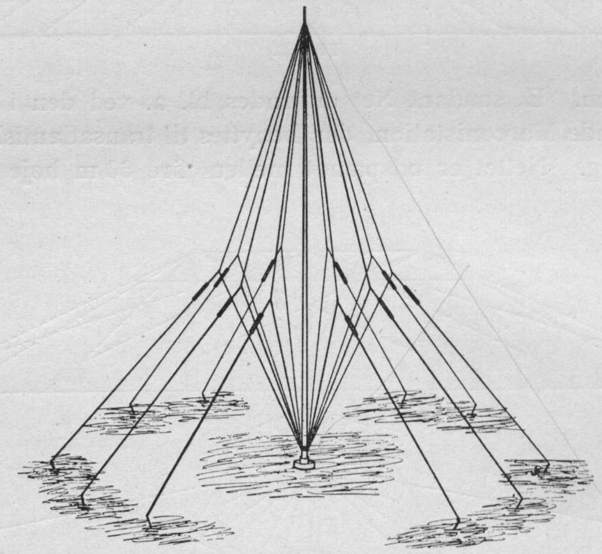


Fig. 60.

ved den transatlantiske Station *Knockroe* (Irland). Stationen er bygget af »The Amalgamated Radio-Telegraph Co.« (System *Poulsen*).

Dobbeltkegle-Net (Fig. 60) anvendes ofte til militære Feltstationer. Det har Form af en Dobbeltkegle og forbindes forneden med Stationen. Masten er isoleret opstillet. —

Luftnettet er næsten altid fælles for en Stations Afsender og Modtager. Under Afsendelse ere Modtageapparaterne afbrudte ved Hjælp af en Omskifter el. lign., der er saaledes indrettet, at der kun kan sendes, naar Modtageapparaterne ere afbrudte.

For at afbryde Afsendeapparaterne under Modtagelse er i Luftnettet, lige ovenfor Sekundærspolen, anbragt et lille Gnistrum (højst 1 mm). Det er tilstrækkelig stort til at forhindre de modtagne Bølger i at gaa ind i Afsenderen, medens det lille Gnistrum ikke er nogen Hindring for Afsendelsen.

29. **Forandring af et Luftnets Bølgelængde.** Med et givet Luftnet kan det ofte være ønskeligt at benytte *forskellige* Bølgelængder, der enten ere større eller mindre end den normale.

En *Forøgelse af Bølgelængden* kan opnaaes ved at anbringe en Selvinduktionsspole S mellem Luftnettet og Gnistrummet G, Lysbuen eller Koblingstransformatoren (ogsaa ved Modtagere) (Fig. 61,1). Medens Bølgelængden oprindelig var bestemt ved:

$$\lambda = 2\pi \sqrt{L_1 C_1},$$

vil man, efter at have anbragt Spolen, faa:

$$\lambda_1 = 2\pi \sqrt{L_2 C_1},$$

hvor L_2 er den resulterende, større Selvinduktionskoefficient. Kapaciteten er omtrentlig uforandret, da Spolens Kapacitet er forsvindende overfor Traadens Kapacitet.

Spolen kunde tænkes erstattet med en ækvivalent Traadlængde l_n (Fig. 61,2). Spændings- og Strømstyrkekurverne ere da ikke længere Sinuskurver (som vist punkteret), men antage en Form, lignende den i Figuren viste. Der fremkommer ved Spolens øverste Ende en Spændingsstigning, og for Afsenderens Vedkommende kan Spændingen let overstige den tilladelige

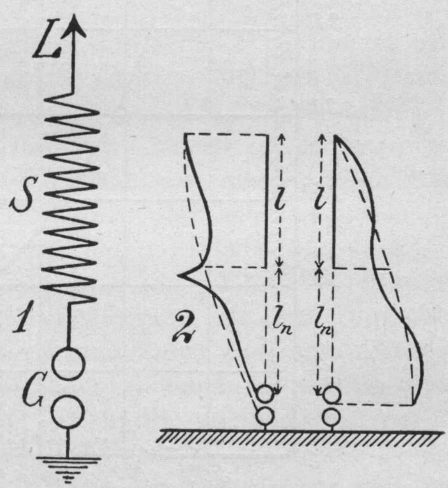


Fig. 61.

Overfladespænding, saaledes at det omgivende Luftlag gennembrydes, og en violet Udstraaling af Elektricitet bliver synlig. Ved denne Art Udstraaling foraarsages et direkte Energitab.

Naar *Forlængespoler* anvendes, bliver Fjernvirkningen altid mindre, idet den Svingningsenergi, som pr. Sekund kan tilføres en Afsender, nemlig:

$$A_s = \frac{E^2}{4\pi} \sqrt{\frac{C_1}{L_1}},$$

forringes paa Grund af den større Selvinduktion. Den ved Udladningen opstaaede Svingningsenergi bliver for største Delen i Spolen, og kun en mindre Del kan udstraales af Nettet.

Forsøg med et Harpenet (ca. 30 m Længde), hvori der var anbragt en Forlængespole og et Varmtraadsamperemeter, viste, at en Forøgelse af Bølgelængden med 100 % fremkaldte en Nedgang i Strømstyrken med ca. 30 %.

Et andet Eksempel er vist ved Kurven i Fig. 62. Abscisserne ere Bølgelængdens Forøgelse i Procent og Ordinaterne

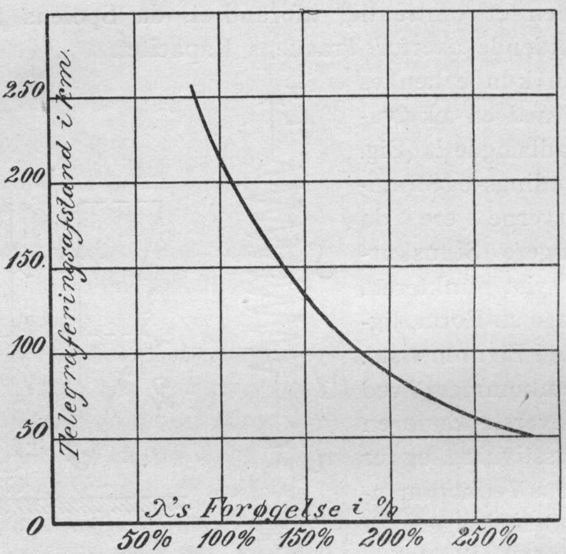


Fig. 62.

de størst opnaaelige Telegrafafstande. Den normale Bølgelængde var ca. 280 m, og der anvendtes Harpenet.

En *Formindskelse af Bølgelængden* kan ske ved at anbringe en Kondensator i Luftnettet lige over Gnistrummet (Lysbuen) eller Koblingstransformatoren (ogsaa ved Modtagere) (Fig. 63, a). Da denne Kapacitet er forbundet i Række med Luftnettets Kapacitet, bliver den resulterende Kapacitet (§ 5) og dermed Bølgelængden mindre. At Fjernvirkningen ogsaa her bliver mindre, er umiddelbart indlysende efter Formlen for Afsenderens tilførte Svingningsenergi pr. Sekund:

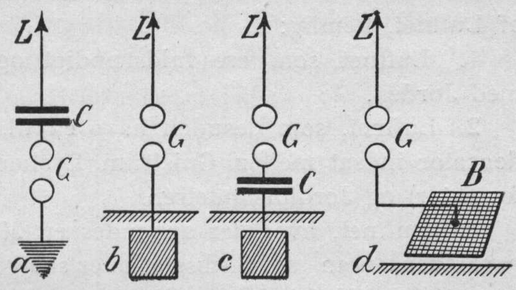


Fig. 63.

$$A_s = \frac{E^2}{4\pi}\sqrt{\frac{C_1}{L_1}}.$$

Svingningsforholdene ere iøvrigt ret indviklede.

30. **Jordforbindelse.** Naar Luftnettet er forbundet med *Jord*, findes, som foran omtalt, en Strømbug ved Jordforbindelsen, og Strømmen maa gaa ind i Luftnettet fra Jorden og omvendt. Der kræves derfor en fri Passage til og fra Jorden. Ved en *god Jordforbindelse* forstaar man i Almindelighed, at der mellem den nederste Ende af Lufttraaden og Jorden findes en metallisk Kontakt med stor Overflade (Fig. 63, b).

Den i (*c*) viste Lufttraad, hvor der mellem Gnistrummet (Lysbuen eller Koblingstransformatoren) og Jordforbindelsen er indsat en Kondensator, og Lufttraaden i (*d*), som forneden er forbundet med en stor Plade el. lign., kunne dog ogsaa kaldes *jordforbundne*, thi der findes en udæmpet Vej for Svingningerne fra Lufttraaden til *Jord*. Ved (*d*) kan Pladen *B* i Forbindelse med Lufttraaden nemlig betragtes som den ene Belægning af en Kondensator, hvis anden Belægning dannes af Jorden.

Med Hensyn til Jordforbindelsen findes altsaa tre Typer af Luftnet, nemlig:

1. Luftnet, som ere fuldstændigt og ledende forbundne med Jorden.

2. Luftnet, som desuden have en tilstrækkelig stor Kondensator indsat mellem Gnistrum (Lysbue eller Koblingstransformator) og Jordforbindelsen.

3. Luftnet, hvor der anvendes en *Modvægt.*

Medens man ved Skibsstationer saa godt som udelukkende benytter Jordforbindelse, eller som det her ofte benævnes *Vandforbindelse,* stille Forholdene sig anderledes, naar Talen er om Landstationer. Meningerne ere da meget delte med Hensyn til Fordelene ved at benytte den ene eller anden af de tre Maader. Erfaringen synes at vise, at Jordforbindelse er en absolut Nødvendighed, naar man skal telegrafere over lange Afstande. Strømstyrken angives at være ca. 1,5 Gange større, end naar Type (3) benyttes.

I den amerikanske Marine er afholdt forskellige Forsøg hvoraf fremgik:

Naar et Skib stod i Tørdok og Vejret var tørt, opnaaedes kun ca. 25 % af den almindelige, største Telegrafafstand.

Mellem et Skib og en Landstation, hvis almindelige Telegrafafstand var 120 km, kunde efter lang Tids tørt Vejr kun opnaaes ca. 75 km Afstand, men efter et Døgns Regn steg Telegrafafstanden til 130 km.

Naar Vandforbindelsen blev borttaget fra Modtageren i en Skibsstation, opnaaedes 30 % af Telegrafafstanden. Blev Vandforbindelsen tillige borttaget fra Afsenderen, opnaaedes kun 15 %.

Naar Luftnettets Forbindelse fjernedes fra Modtageren, medens Jordforbindelsen bibeholdtes, opnaaedes Forbindelse paa ca. 5 km, medens man kun kunde telegrafere over ca. 3 km, naar Luftnettet tillige borttoges fra Afsenderen. —

Medens Jordforbindelse er nødvendig, naar man ønsker at opnaa den størst mulige Telegrafafstand, giver Jordforbindelsen Anledning til flere atmosfæriske Forstyrrelser; Afstemningen mellem de forskellige Svingningskredse samt mellem Afsender og Modtager kan ikke gøres saa fin, og paa Grund af den hyppige Forandring af Jordforbindelsens Godhed (Regn, Tørke) varierer Dæmpningen og dermed Bølgelængden. Ved Landstationer benyttes derfor hyppigt *Modvægt*.

31. **Luftnettets Højde og den største Telegrafafstand.** *Marconi* har opstillet en empirisk Formel vedrørende Forholdet mellem den største Telegrafafstand D (i Meter) og **Højden** H (i Meter) af en enkelt lodret Lufttraad, nemlig:

$$H = c\sqrt{D},$$

hvor c er en Konstant, der afhænger af den anvendte Apparattype. Det forudsættes, at Telegraferingen foregaar over fri Sø.

Lignende Erfaringer ere gjorte af *Telefunken*. Fig. 64 viser en Kurve, der (tilnærmeligt) giver Forholdet mellem H og D ved *Telefunken's* Stationstype *Cm* 200, 1906.

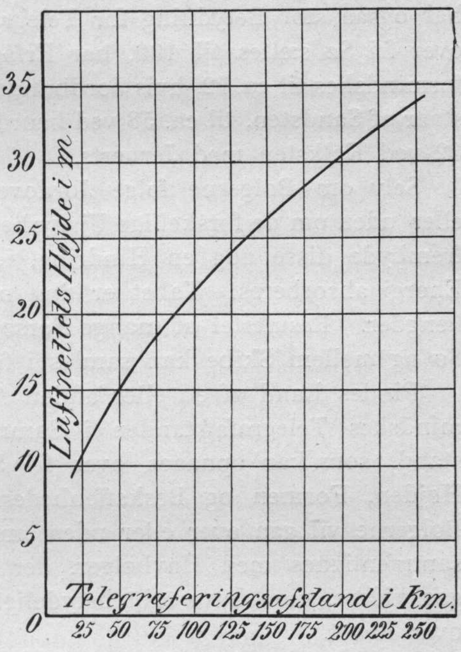


Fig. 64.

32. **Forhindringer mellem Telegrafstationer.** Ved en første Betragtning skulde det ikke ansés for muligt paa Grund af Jordkrumningen at telegrafere over større Strækninger, da de elektriske Svingninger forplante sig retlinet ligesom Lyset. Dette sidste er imidlertid kun rigtigt, saafremt man tænker sig en i Rummet frit anbragt Afsender.

Saasnart Afsenderen befinder sig nær ved Jordoverfladen — hvad der altid er Tilfældet —, vil Svingningernes Bevægelsesretning ikke længere være retlinet, men den vil paavirkes af Jordoverfladen; de elektriske Bølger glide langs denne paa lignende Maade, som de kunne forplante sig langs Ledere.

Da Jordens Overflade kan betragtes som en Leder, er det indlysende, at Telegraferingen kan foregaa betydeligt bedre over aaben Sø end over Land (navnlig ved mindre Bølgelængder) og lettere over en fugtig Jordbund (f. Eks. efter en Regn) end over en tør Jordbund. Jordbundens Beskaffenhed har ogsaa stor Betydning for Telegrafafstanden. Hvis denne over fri Sø sættes til 100, har Erfaringen vist, at Afstanden formindskes til ca. 72, hvis Jordbunden mellem Stationerne bestaar af Sandsten, til ca. 58 ved haard Kalksten og til kun ca. 32 ved Kalksten med Jernerts.

Selv om Bølgerne følge Jordoverfladen og gaa op over eller uden om de forskellige Ujævnheder (Skove, Høje, Bjærge), frembyde disse dog en Hindring, idet en Del af Bølgernes Energi absorberes. Tabet er dog mindre ved større Bølgelængder. Resultatet af mange Forsøg med Telegrafering over Sø og mellem Skibe kan samles i følgende:

Findes Land af en eller anden Art mellem to Skibe, formindskes Telegrafafstanden i Sammenligning med den Afstand, som kan opnaaes over fri Sø. Tabet varierer med Højden, Formen og Beskaffenheden af Landet. En Del af Bølgerne vil gaa over eller uden om Hindringerne. De kunne sammenlignes med Havbølger, der brydes over et Rev; de gaa videre, men have tabt betydeligt i Energi ved at passere over Revet.

Saadanne Hindringer danne tillige en Slags Skærm for de elektriske Bølger, og naar Skibe derfor komme tæt under Skrænter, Klippevægge eller store Bygninger med Kobbertage, kan det ske, at Paavirkningen ophører, indtil Afstanden fra de paagældende Hindringer er bleven større.

Atmosfærens Tilstand indvirker ogsaa paa Telegraferingen. Indeholder Luften smaa Partikler, f. Eks. Støv, Salt i fugtig Søluft eller Røg fra Skorstene, formindskes Telegrafafstanden.

Det har endvidere vist sig, ved Telegrafering med store Bølgelængder og over større Afstande, at Atmosfæren ikke er lige gennemtrængelig paa Døgnets forskellige Tider. Telegraferingen foregaar som Regel bedre om Natten end om Dagen. Den bedste Tid antages at være om Morgenen ved 5-Tiden.

En Forklaring gaar ud paa, at Sollyset formindsker Luftens Dielektricitetskonstant, saaledes at den violette Udstraaling af Elektricitet fra Luftnettet bliver større, d. v. s. den udstraalede Svingningsenergi mindre.

Ved en anden Forklaring fremhæves, at det ultraviolette Lys er i Stand til at udskille Elektroner fra Luftmolekylerne. Da Sollysets ultraviolette Lys i høj Grad absorberes af de øvre Lag i Atmosfæren, kan det meget vel tænkes, at der i den Del af Atmosfæren, som belyses af Solen, frigøres en Mængde Elektroner. Disse frigjorte Elektroner sættes i Bevægelse af Svingningerne, som derved tabe i Energi.

Det skal dog anføres, at *Fessenden* mener (1907) at have fundet en særlig Metode til Frembringelsen af de elektriske Svingninger, saaledes at disse ikke generes af Dagslyset, men endog ere noget kraftigere end om Natten. *Marconi* har gjort lignende Erfaringer, og det fremgaar af disse, at de elektriske Svingninger ikke hindres af Dagslyset, naar der benyttes Bølgelængder paa ca. 4000 m og derover.

33. **Retningstelegrafi.** En almindelig aaben Sender, der anbringes vinkelret paa Jordoverfladen, udstraaler de elektriske Svingninger i alle Retninger. Dette er en stor Mangel ved Radiotelegrafien, thi i de fleste Tilfælde skal man kun telegrafere med en enkelt Station, og den Energi, der udsendes i de øvrige Retninger, er ikke alene spildt, men den kan tillige forstyrre Telegraferingen mellem andre Stationer.

Man har derfor søgt at give de udstraalede Svingninger en bestemt Retning. *Hertz* var den første, der foretog saadanne Forsøg. Han viste, at Svingningerne ligesom Lyset lode sig bryde gennem Prismer og tilbagekaste af Spejle. Han benyttede et 12,5 cm parabolsk Spejl og en Bølgelængde af 66 cm. Spejle kunne imidlertid ikke fremstilles saa store, som det vilde udkræves ved de Bølgelængder, der benyttes i Radiotelegrafien.

De Forest har forsøgt at erstatte Spejlet med en Del lodrette Traade, parabolsk opstillede paa Jorden, medens selve Senderen anbragtes i Brændpunktet.

Braun benytter 3 lodrette Traade, opstillede i Hjørnerne af en ligesidet Trekant (ca. 30 m). Fra hver Traad føres en isoleret, vandret Traad ind til Stationshuset, beliggende i Midten. Princippet er følgende: I Traad 1 og 2 frembringes nøjagtigt samme Svingninger, medens Svingningerne i Traad 3 ere en Ubetydelighed forskudte i deres Fase. Faseforskydningen kan indstilles saaledes, at Svingningerne fra 3 fuldstændig ophæve Svingningerne fra 1 og 2; det kan ogsaa indrettes saaledes, at 3 forstærker 1 og 2. Man har heri et Middel til at undertrykke alle Svingninger, der ikke gaa i den ønskede Retning.

Marconi har angivet den simpleste og som det synes hidtil bedste Metode.

Naar en isoleret, vandret Traad *L* (Fig. 65,1) forbindes med et Gnistrum, hvis anden Side sættes til *Jord*, viser det sig, naar Svingninger frembringes, at Udstraalingen ikke er éns i alle Retninger. Den er mindst i den Retning, hvori den frie Ende peger, og størst i den modsatte Retning. Ligeledes vil et Modtager-Luftnet af samme Form bedst modtage de elektriske Svingninger i en Retning, der er modsat den frie Ende.

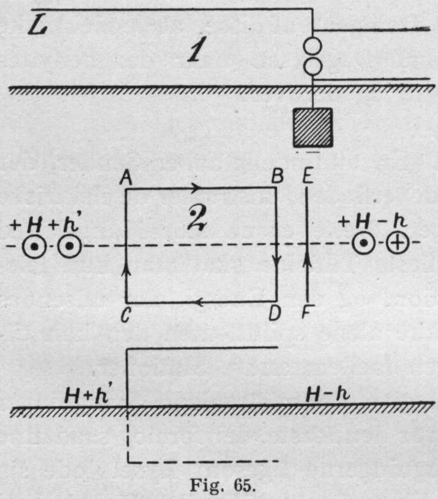


Fig. 65.

Naar en Afsender og Modtager af denne Form anbringes med de frie Ender vendende fra hinanden og i samme Plan, danne de et System, som har en større Rækkevidde i denne Retning end i nogen anden Retning.

At Udstraalingen er størst i Retninger modsatte den frie Ende, kan forklares paa følgende Maade: Tænker man sig en rektangulær, lukket Leder, som er halvt nedgravet i Jorden (Fig. 65,2) og med den i Figuren viste Strømretning, frembringes et magnetisk Felt, hvis Kraftlinier udenfor Rektanglet paa højre og venstre Side gaa mod Læseren. Tænker man sig dernæst, at der f. Eks. paa højre Side af Rektanglet anbringes en strømførende Leder *EF*, parallel med *BD* og med en Strømretning modsat Strømmen i *BD*, frembringes et magnetisk Felt, som paa højre Side gaar ind i Papirets Plan, paa venstre Side ud fra dette. Saafremt Lederne ere tæt sammen, og Strømstyrkerne ere lige store, ophæve de magnetiske Felter fra *BD* og *EF* hinanden, medens Feltet udenfor *AC* forstærkes. Med Henblik paa det magnetiske Felt er Virkningen den samme som om *BD* og *EF* ikke vare til Stede. Der foregaar kun en Udstraaling af magnetiske (og elektriske) Kraftlinier til venstre. Den Del, der er beliggende under Jorden, har ingen Indflydelse paa det magnetiske Felt over Jorden, og kan derfor helt bortfalde, og man har da *Marconi's* bøjede Lufttraad med Udstraaling i (omtr.) én Retning.

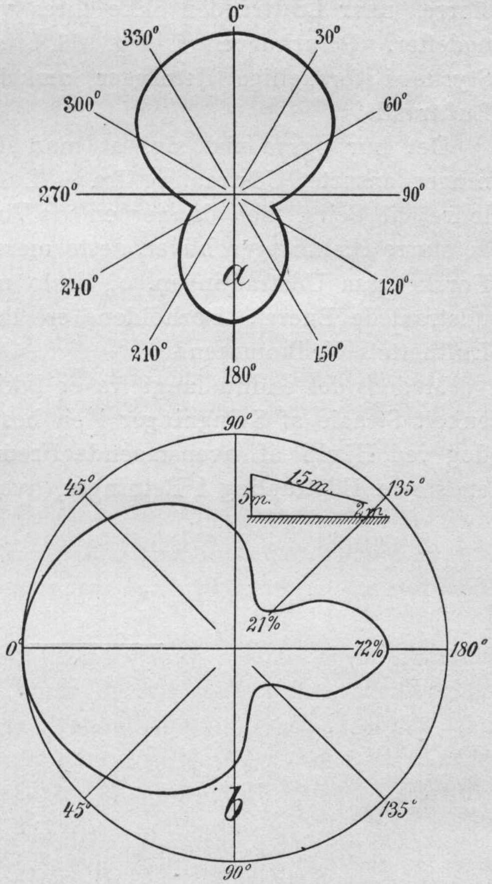


Fig. 66.

I Fig. 66, a er vist en Polarkurve, hvor den trukne Kurve angiver Strømstyrken i Modtageren, naar denne anbragtes i samme Afstand fra Afsenderen, men i forskellige Vinkler til denne.

Da Lufttraadens lodrette Højde ikke er ret stor, bliver den absolute Udstraalingsevne selvfølgelig forringet betydeligt.

For Modtager-Luftnettets Vedkommende gælder det samme, naar det har den ovenomtalte Form. Modtagelsen er daarligst i den Retning, hvori den frie Ende peger.

Fleming oplyser, at Forskellen i Udstraalingen bliver endnu større, naar Lufttraaden ikke føres vandret, men vises lidt nedefter. Polarkurven i Fig. 66, b angiver Udstraalingens Styrke i forskellige Retninger omkring en saaledes bøjet Lufttraad.

Det har ogsaa vist sig, at man ikke faar en i alle Retninger ensartet Udstraaling fra et Luftnet, som ikke er ført lodret til Vejrs, men danner en vis Vinkel med Horisontalen. Jo større Hældningen bliver, desto mere udpræget bliver denne Forskel paa Udstraalingen, og desto mere aftager tillige den udstraalede Energi. Forholdene ere de samme for Modtager-Luftnettets Vedkommende.

Medens det endnu langt fra er lykkedes at frembringe en enkelt Straale af Svingninger i en bestemt Retning, kan man dog ved Hjælp af ovenstaaende Fremgangsmaade forhindre en større Udstraaling i Retninger, hvor den ikke ønskes.