

Det Kgl. Danske Videnskabernes Selskab.
Mathematisk-fysiske Meddelelser. **IV**, 5.

EN METODE TIL BESTEMMELSE AF DEN
EFFEKTIVE MODSTAND
I HØJFREKVENTE SVINGNINGSKREDSE

AF

P. O. PEDERSEN



KØBENHAVN

HOVEDKOMMISSIONÆR: ANDR. FRED. HØST & SØN, KGL. HOF-BOGHANDEL
BIANCO LUNOS BOGTRYKKERI

1922

Indledning.

Bestemmelsen af en Leders Modstand overfor Jævnstrøm hører til den elektriske Maaletekniks simpleste Opgaver og kan foretages med en meget høj Grad af Nøjagtighed. Helt anderledes stiller Forholdet sig ved den effektive Modstand overfor højfrekvente Strømme. Maalingen af denne hører stadig til de vanskeligere Opgaver og kan ikke udføres med nogen høj Grad af Sikkerhed, selv om Fremkomsten af bekvemme Generatorer for kontinuerlige, højfrekvente Strømme ogsaa i saa Henseende betyder et stort Fremskridt.

De ældre Metoder¹ byggede saa at sige alle paa V. BJERKNES' grundlæggende Arbejder over elektrisk Resonans i enkelte og i koblede Kredse.² Disse ældre Undersøgelser foregik ofte paa den Maade, at den undersøgte Kreds eller Oscillator gennem en Gnistudladning sattes i Svingning, og Forløbet af disse Svingninger undersøgte da i en særlig Maalekreds, der som Regel var afstemt til Generatorkredsen og koblet ret løst til denne. Maalingerne foretoges hyppigst ved Hjælp af et Kvadrantelektrometer, hvis Udslag var proportionalt med Tidsintegralet af Spændingens Kvadrat. De

¹ E. NESPER: Die Frequenzmesser und Dämpfungsmesser der Strahlentelegraphie p. 165—238. (Leipzig. 1907).

² V. BJERKNES: (a). Dämpfung schneller electrischer Schwingungen, Wied. Ann. 44, p. 74. 1891.

(b). Ueber den zeitlichen Verlauf der Schwingungen im primären Hertzschen Leiter, Wied. Ann. 44, p. 513. 1891.

(c). Ueber electrische Resonanz, Wied. Ann. 55, p. 121. 1895.

fleste af de nyere Metoder¹ beror paa Anvendelsen af kontinuerlige, højfrekvente Svingninger, der fra en særlig Generatorokreds gennem en passende Koblingsanordning bringes til at paavirke den undersøgte Kreds, der i dette Tilfælde ogsaa er den Kreds, hvori Maalingerne foregaar, altsaa tillige Maalekredsen. Om de Vanskeligheder, man møder, og de Forholdsregler, man maa iagttage ved Udførelsen af disse Maalinger, giver sidstnævnte Arbejde gode Oplysninger.

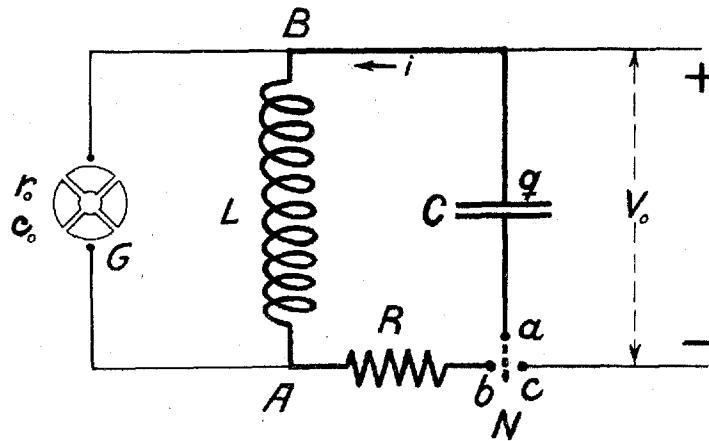


Fig. 1.

Fælles for alle de sidstnævnte Metoder er, at der benyttes en Generatorokreds, hvori der gaar Svingninger af den ønskede Frekvens, der gennem Kobling bringes til at indvirke paa Maalekredsen, som enten afstemmes fuldstændig til de nævnte Svingningers Frekvens eller gives en kendt Forstemning i Forhold til disse.

Det vilde i flere Henseender være en betydelig Fordel, om man kun havde at gøre med selve den undersøgte Kreds og de i den foregaaende Svingninger, idet man blandt andet

¹ J. H. DELLINGER: The Measurement of Radio Frequency Resistance. Proc. Inst. Rad. Eng. Vol. 7, p. 27—60. 1919.

i saa Fald vilde slippe for de Vanskeligheder, der skyldes Koblingen mellem Generatorkreds og Maalekreds.

For Svingningerne i en enkelt Kreds, bestaaende af Kondensatoren C , Selvinduktionen L og Modstanden R (se Fig. 1) gælder som bekendt

$$i = \frac{h^2}{\nu} V_0 C e^{-Kt} \sin \nu t = \frac{V_0}{\sqrt{\frac{L}{C} - \frac{R^2}{4}}} e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \left(\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} t \right), \quad (1)$$

hvor $K = \frac{R}{2L}$, $h^2 = \frac{1}{LC}$, $\nu = \sqrt{h^2 - K^2}$, og hvor V_0 er den Spænding, hvortil Kondensatoren har været opladet ved Udladningens Begyndelse. Fig. 2 viser et Eksempel paa det ved Formel (1) bestemte Strømforløb.

For svagt dæmpede Kredse kan Formel (1) med stor Tilnærmelse skrives:

$$i = V_0 \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-Kt} \sin ht = V_0 \sqrt{\frac{C}{L}} e^{-\frac{R}{2L}t} \sin \frac{t}{\sqrt{LC}}. \quad (1')$$

Skal man bestemme Kredsens effektive Modstand R alene paa Grundlag af de af Kredsen selv udførte Svingninger uden Benyttelse af nogen Hjælpekreds, saa maa man paa en eller anden Maade benytte sig af de for selve Svingningernes Forløb karakteristiske Konstanter. Er f. Eks. $\frac{a_1}{a_2}$ Forholdet mellem to paa hinanden følgende Maksimalamplituder til modsat Side (se Fig. 2), saa har man

$$\frac{a_1}{a_2} = e^{\frac{\pi}{2} R \sqrt{\frac{C}{L}}},$$

eller

$$R = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{L}{C}} \log \text{nat} \frac{a_1}{a_2}. \quad (2)$$

Kender man L , C og Forholdet $\frac{a_1}{a_2}$, saa kan man heraf beregne R .

Denne Metode er anvendt af E. RUTHERFORD¹ og J. ZENNECK.² Førstnævnte bestemmer paa sindrig Maade Forholdet $\frac{a_1}{a_2}$ ved Hjælp af den højfrequente Strøms magnetiske Indvirkning paa nogle i magnetisk Henseende mættede Staalnaale, medens sidstnævnte benytter sig af et BRAUNSK Rør til Bestemmelse af Forholdet mellem de paa hinanden føl-

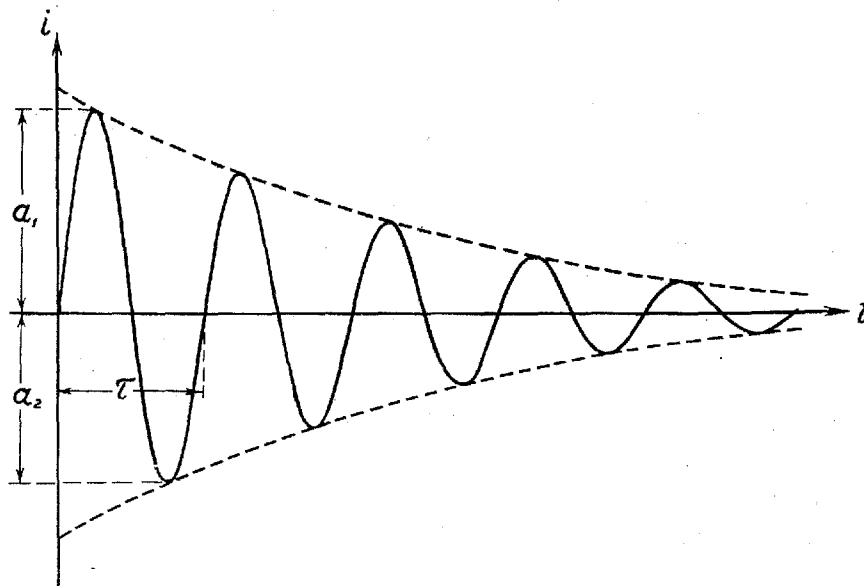


Fig. 2.

gende Maksimalamplituder af Spændingerne over Kondensatoren.

Begge de nævnte Metoder er dog ret besværlige og ikke særlig nøjagtige. Ingen af dem egner sig for meget svagt dæmpede Kredse.

Man kan imidlertid ogsaa paa anden Maade benytte sig

¹ E. RUTHERFORD: A Magnetic Detector of Electrical Waves, and some of its Applications. Phil. Trans. A. Vol. 189, p. 1. 1897.

² J. ZENNECK: Verfahren, um die Dämpfung elektrischer Schwingungen sichtbar zu machen. Ann. d. Phys. 7, p. 801. 1902.

af Svingningskurvens Forløb til Bestemmelse af R , og derved faa en Metode, der frembyder nogle Fordele i Sammenligning med de hidtil benyttede. Vi skal nu gaa over til Beskrivelsen at denne Metode, ved hvilken Maalingen foretages paa en Maade, der i flere Henseender ligner den af V. BJERKNES i Maalekredsen anvendte¹, men her er benyttet i direkte Tilknytning til den undersøgte Kreds, hvad der frembyder meget betydelige Fordele.

1. Den benyttede Metode.

Vi vil paany betragte den i Fig. 1 viste Opstilling. Kondensatoren C , der foreløbig forudsættes at være fri for Afledning, lades op til Spændingen V_0 , naar Nøglen N befinder sig i Stillingen ac . Lægges derefter N over i Stillingen ab , saa vil Elektricitetsmængden CV_0 udlade sig i den med tykke Linier angivne Kreds, idet Strømforløbet som Funktion af Tiden er givet ved Formel (1). Spændingen mellem Punkterne A og B er da $L \frac{di}{dt}$. Tidsintegralet P af denne Spændings Kvadrat taget fra $t = 0$ til $t = \infty$ findes let at være

$$P = \int_0^{\infty} \left(L \frac{di}{dt} \right)^2 dt = \frac{V_0^2}{4K} = V_0^2 \frac{L}{2R}, \quad (3)$$

eller

$$R = V_0^2 \frac{L}{2P}. \quad (3')$$

Størrelsen P kan f. Eks. maales ved Hjælp af et Kvadrantelektrometer, G , indskudt mellem A og B , idet det ene modstaaende Kvadrantpar og Naalen forbindes til det ene af de to nævnte Punkter, det andet Kvadrantpar til det andet Punkt (se Fig. 1 og 3). Udslaget vil da være propor-

¹ V. BJERKNES: Wied. Ann. 44, p. 77. 1891. S. LAGERGREEN: Über elektrische Energieausstrahlung. Stockholm. 1902.

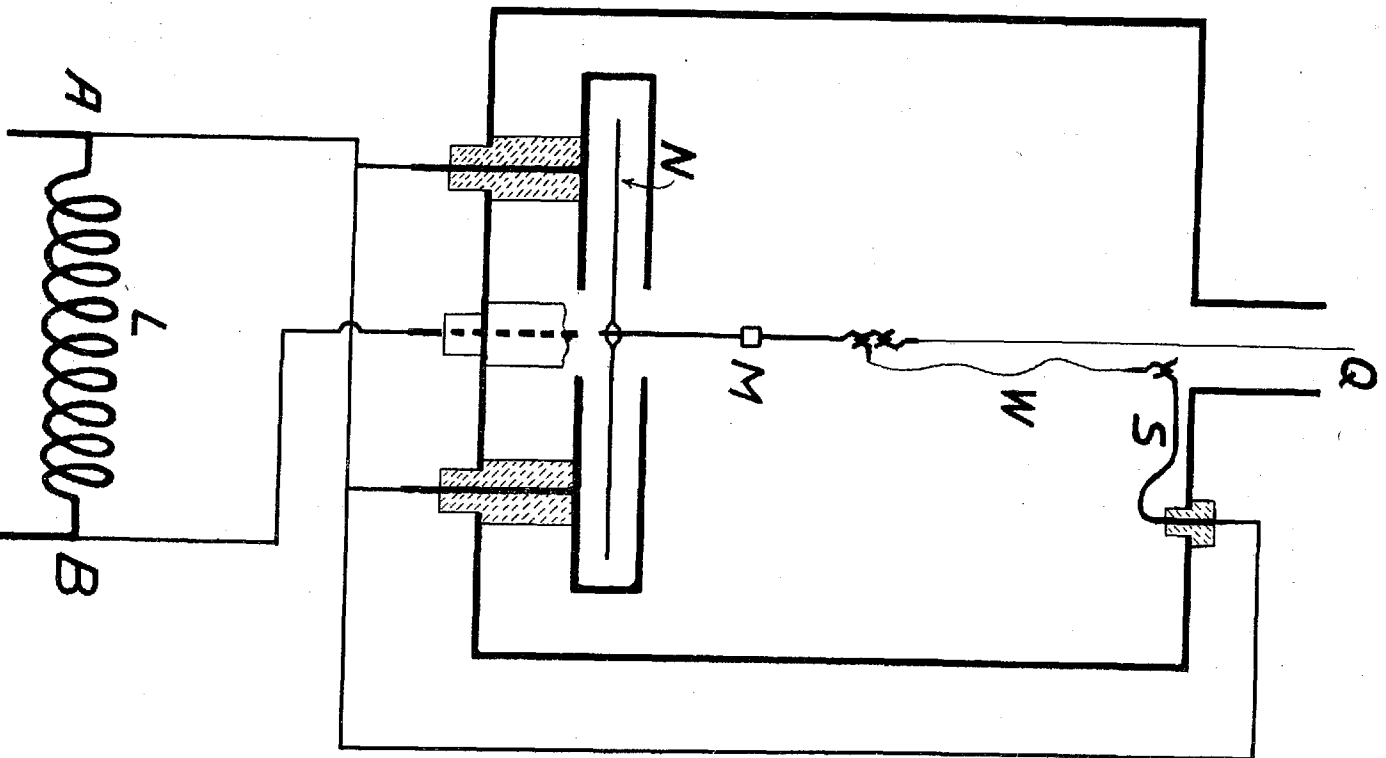


Fig. 3.

tionalt med P . Bestemmelsen af Proportionalitetsfaktoren kommer vi senere tilbage til.¹

Kender man Værdierne af V_0 , L og P , giver (3') direkte Værdien af R .

Holdes V_0 og L konstante og indskydes en ekstra Modstand r i Kredsen, faaes, naar P' er den tilsvarende Værdi af P ,

$$R + r = V_0^2 \frac{L}{2P'},$$

hvoraf i Forbindelse med (3'):

$$\frac{R+r}{R} = \frac{P}{P'}, \text{ eller } R = r \frac{P'}{P-P'}. \quad (4)$$

Ved Hjælp af to Maalinger, een foretaget med, en anden uden Ekstramodstand i Kredsen, kan man saaledes bestemme R uden Kendskab til Værdierne af V_0 , L eller af Elektrometrets ballistiske Følsomhed.

2. Undersøgelse af de mulige Fejkilder.

Er der Afledning i Kondensatoren, vil denne tabe en Del af sin Ladning i den Tid, der hengaar fra, at N bryder Kontakten med c , til den danner Kontakt med b (se Fig. 1). Er Kondensatorens Afledning betydelig, og er Tiden mellem Kontaktbrydningen ved c og Kontaktslutningen ved b ikke meget kort, saa kan dette Forhold give Anledning til en kendelig Fejl. Som det vil fremgaa af det følgende,

¹ V. BJERKNES og S. LAGERGREEN benyttede et Kvadrantelektrometer, i hvilket et Par modstaaende Kvadranter var fjernet, og de to spændingsførende Ledninger var forbundne med hver sin af de to resterende Kvadranter, medens Naalen var ophængt isoleret. Paa denne Maade undgaar man den ledende Tilledning til Naalen og derved den senere nærmere omtalte Vanskelighed ved at gøre Modstanden i denne Tilledning tilstrækkelig lille. Det er hidtil ikke lykkedes os paa denne Maade at give Elektrometret tilstrækkelig Følsomhed samtidig med, at det besad den fornødne Stabilitet.

er det forbundet med visse Vanskeligheder at gøre det nævnte Tidsinterval meget kort. Derimod kan Fejlen praktisk talt elimineres ved den i Fig. 4 viste Anordning. Her er R_0 to store Modstande, der er indskudt mellem Spændingskilden og Kondensatoren. Modstandene R_0 er som sagt store, men deres Værdi skal paa den anden Side være forsvindende i Sammenligning med Kondensatorens Isolationsmodstand. Disse Betingelser vil det som Regel være let at opfylde.

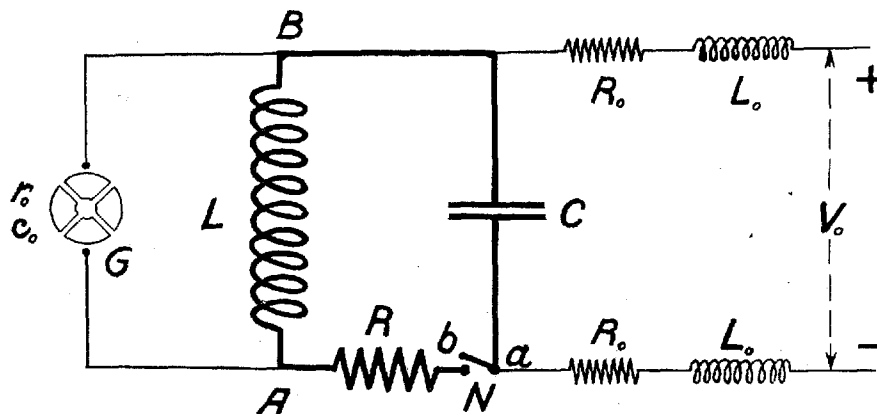


Fig. 4.

(Værdien af R_0 kan f. Eks. ligge mellem $1 \cdot 10^5$ og $1 \cdot 10^6$ Ohm). Spændingsledningerne kan da, som vist paa Figuren, forbindes permanent til C , idet der blot i Tilledningerne indskydes et Par store Selvinduktionsruller L_0 , der hindrer Svingningerne i at forplante sig ud ad Spændingsledningerne.

Der vil ganske vist i dette Tilfælde, saa længe N er sluttet, gaa en konstant Strøm gennem L , hvis Styrke er givet ved $V_0/2R_0$. Er den ohmske Modstand af L lig med r' , saa vil der som Følge heraf opstaa en Spændingsforskel paa $V_0 \cdot \frac{r'}{2R_0}$ mellem A og B . Er f. Eks. $V_0 = 400$ Volt, $R_0 = 200000$ Ohm og $r' = 1$ Ohm, og holdes Nøglen N

sluttet i 5 Sekunder, saa bliver den tilsvarende Værdi af (Spænding)²·Tid = $p = 5 \cdot 10^{-6}$ (Volt)²·Sek.

Den til Svingningerne svarende Værdi af P bliver af Størrelsesordenen

$$P = 100 \text{ (Volt)}^2 \cdot \text{Sek.}$$

Den af Jævnstrømmen gennem L foraarsagede Fejl er derfor ganske betydningsløs.

Ved Udledningen af Formel (3) er der ved Bestemmelse af Spændingerne mellem A og B kun taget Hensyn til Selvinduktionen L , ikke til Rullens effektive Modstand. Man overbeviser sig dog let om, at den derved begaaede Fejl for alle ikke ekstra stærkt dæmpede Kredse er ganske betydningsløs.

Endelig er der Mulighed for, at den ikke ubetydelige Modstand r_0 , der findes i Tilledningen til Kvadrantelektrometrets Naal, i Forbindelse med dens Kapacitet c_0 til det modstaaende Kvadrantpar paa to Maader kunde bevirke en kendelig Fejl, nemlig dels ved at forøge Kredsens Dæmpning, dels ved at reducere Spændingen paa Naalen.

Vi vil først betragte førstnævnte Fejlkilde. Er Kondensators-spændingens Maksimalværdi et vist Øjeblik lig med V , saa er Tabet ΔW i Tiden Δt bestemt ved

$$\Delta W = \frac{1}{2} V^2 \frac{C}{L} R \Delta t.$$

Tabet Δw i Elektrometertilledningen er i samme Tids-element bestemt ved

$$\Delta w = \frac{1}{2} V^2 \frac{c_0^2}{CL} r_0 \Delta t.$$

Følgelig er

$$\frac{\Delta w}{\Delta W} = \frac{c_0^2}{C^2} \frac{r_0}{R}. \quad (5)$$

For den senere hen behandlede Opstilling er c_0 højst 5 cm, $r_0 =$ højst 180 Ohm, $C =$ ca. 10000 cm, og $R =$ 0.6 Ohm. Man har da

$$\frac{\Delta w}{\Delta W} = 7,5 \cdot 10^{-5},$$

altsaa en ganske forsvindende Fejl. (For $C = 500$ cm bliver under iøvrigt samme Forhold $\frac{\Delta w}{\Delta W} = 0.03$).

Den Brøkdæl η af Spændingen, der tabes i Elektrometer-tilledningen, er, som man let ser, med stor Tilnærmelse givet ved

$$\eta = \nu c_0 r_0. \quad (6)$$

Sættes her $\nu = 1.10^6$, $c_0 = 5$ cm $= 5/9 \cdot 10^{-11} F$ og $r_0 = 180$ Ohm, saa er

$$\eta = 0.001.$$

Ogsaa denne Korrektion er, hvor Frekvensen ikke er meget høj, forsvindende.

Paa den anden Side viser Formlerne (5) og (6), at det er af Betydning, at Modstanden r_0 i Tilledningen til Naalen er saa ringe som mulig. Vil man hænge Naalen op i en forholdsvis kort og forholdsvis tyk Traad, saa bliver paa den anden Side Elektrometers Følsomhed for ringe. Man kan maaske lade Tilledningen foregaa gennem en Metaltraad, der fra Naalen hænger ned i en ledende Væske, medens Naalen iøvrigt hænger i en lang, tynd Kwartstraad. Det lykkedes os dog ikke paa denne Maade at naa til en tilfredsstillende Løsning. Derimod gav det i Fig. 3 viste Arrangement et tilfredsstillende Resultat. Naalen N er her hængt op i en Kwartstraad Q , og Tilledningen sker gennem den tykke Traad S , som bærer Wollastontraaden W , der sætter S i ledende Forbindelse med Naalen. Wollastontraadens Kærne bestaar af en 0.007 mm tyk Platintraad, men det ydre Sølvlag er kun fjernet paa dens midterste Del, medens det er bibeholdt ved begge Ender, saaledes at man der kan danne Kroge, der, som vist, tjener til Traadens Forbindelse

med S og N . Modstanden i denne Tilledning overstiger i hvert Fald ikke de foran nævnte 180 Ohm.

3. Udladenøglen.

Tilbage staar endnu at omtale de Fejl, der skyldes Tab i selve Udladenøglen N (Fig. 1 og 4). Det viste sig straks, at man her stod over for en meget betydelig Vanskelighed.

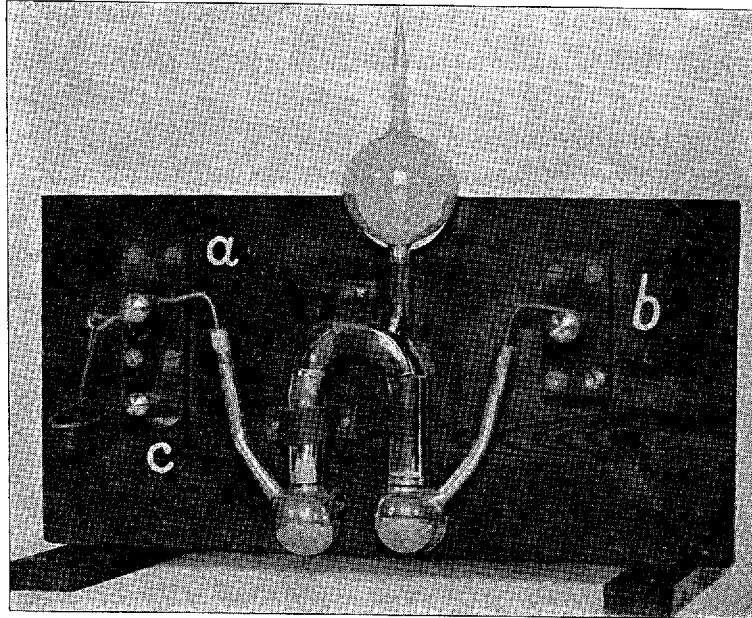


Fig. 5.

Til at begynde med benyttedes en almindelig Udladenøgle, men Elektrometers Udslag var da dels alt for smaa — helt ned til $\frac{1}{20}$ af den Værdi, de burde have, — dels meget uregelmæssige. Der kunde næppe være nogen Tvivl om, at dette skyldtes Slutningsgnisten ved b . Der prøvedes derfor en Mængde Anordninger, som tilsigtede en pludselig Tilvejebringelse af en god og sikker Kontakt. Her skal nævnes polerede Staal- og Kobberhamre, der med betydelig Hastighed sloges mod polerede Staal eller Kobberplader. Ingen af

de saaledes prøvede Metoder, hvor Kontakterne dannedes mellem faste Legemer, førte til det ønskede Resultat. Derimod viser det sig, at naar Kontakten dannes mellem en fuldstændig ren Kviksølvflade og en ren Metalstang (Staal, Wolfram, Platin), faar man store og konstante Udslag. Vel at mærke, naar man før hver Strømslutning fornyer Kviksølvoverfladen og renser Metallet.

Dette førte Tanken hen paa at lade Strømslutningen foregaa mellem to Kviksølvmasser i Vakuum. Denne Fremgangsmaade har vist sig at være fuldt ud tilfredsstillende. Vi har hidtil benyttet den i Fig. 5 viste Kviksølvlampe, hvor Strømslutningen simpelthen sker ved at vippe hele Lampen, saaledes at Kviksølvet fra den ene Gren i Form af en sammenhængende Straale løber over til Kviksølvet i den anden Gren. I det foreliggende Apparat er denne Straale forholdsvis lang, og den har naturligvis ikke altid samme Tværsnitsareal. Der kan herved indføres en Usikkerhed paa omkring 0.005 Ohm, medens hele Nøgleapparatets Modstand ligger omkring 0.01 Ohm. For at formindske denne Usikkerhed, kan man konstruere Kviksølvapparatet saaledes, at Straalen bliver betydelig kortere. Et saadant Apparat er under Bygning. I det følgende er der ikke taget særligt Hensyn til selve Nøglearrangementets Modstand. Naar denne ved forbedret Konstruktion formindskes, kan man derfor vente, at Resultaterne vil stemme endnu bedre overens end hidtil.

En nærmere Behandling af Grundene til disse Nøglevanskeligheder og deres Bortfald ved Vakuum-Kviksølvnøglen maa opsættes til en senere Lejlighed.

4. Bestemmelse af Elektrometrets ballistiske Følsomhed.

Til denne Bestemmelse har vi anvendt den i Fig. 6 skitserede Opstilling, hvor R_1 er en ret stor, saa vidt mulig

kapacitetsfri og selvinduktionsfri Modstand og C_1 en godt isoleret Glimmerkondensator. Lades C_1 ved Hjælp af Nøglen N op til Spændingen V_1 og udlades den derefter, ved at N føres over i Stillingen ab , gennem Modstanden R_1 , saa vil der mellem Punkterne A og B under Udladningen opstaa en varierende Spænding. Tidsintegralet af denne Spændings Kvadrat, B , lader sig let forudberegne.¹

For at se hvilken Indflydelse det har, at R_1 ikke er fri for Selvinduktion, gennemfører vi Regningen under den

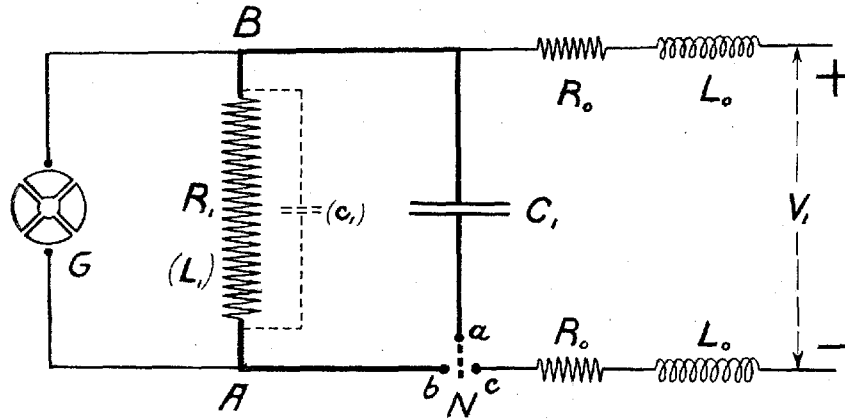


Fig. 6.

Forudsætning, at der foruden Modstanden R_1 tillige findes en Selvinduktion L_1 , idet vi dog gaar ud fra, at Kredsen $C_1 L_1 R_1$ er aperiodisk.

Kaldes den øjeblikkelige Værdi af Spændingen over Kondensatoren V_1 og indføres følgende Forkortelser

$$K_1 = \frac{R_1}{2L_1} \text{ og } h_1^2 = \frac{1}{L_1 C_1},$$

har man

¹ De i Spændingstilledningerne viste Modstande og Selvinduktionsruller er i og for sig overflødige ved denne Maaling. De er vist her, fordi de som Regel fandtes, da samme Opstilling benyttedes til Maalingerne i Fig. 4 og 6.

$$v_1 = \frac{V_1}{2\sqrt{K_1^2 - h_1^2}} \left((K_1 + \sqrt{K_1^2 - h_1^2}) e^{(-K_1 + \sqrt{K_1^2 - h_1^2})t} + \right. \\ \left. + (-K_1 + \sqrt{K_1^2 - h_1^2}) e^{-(K_1 + \sqrt{K_1^2 - h_1^2})t} \right). \quad (7)$$

Herefter faas let

$$B = \int_0^{\infty} v_1^2 dt = \frac{1}{4} V_1^2 \frac{4K_1^2 + h_1^2}{K_1 h_1^2} = \frac{1}{2} V_1^2 \left(R_1 C_1 + \frac{L_1}{R_1} \right). \quad (8)$$

Ved den i Fig. 6 viste Anordning vil R_1 sjælden være meget under 10000 Ohm og C_1 som Regel ikke mindre end $0.1 \cdot 10^{-6} F$. Sidste Led i Parentesen i (8) er da ganske forsvindende i Sammenligning med det første, og man kan med udmærket god Tilnærmelse sætte

$$B = \frac{1}{2} V_1^2 R_1 C_1. \quad (8')$$

Har Modstanden R_1 den med punkterede Linier antydede Kapacitet c_1 uden Modstand i Tilledningerne, saa vil denne øjeblikkelig ved Udladningens Begyndelse oplades til Spændingen $V_1 \cdot \frac{C_1}{C_1 + c_1}$, og samme Spænding vil findes paa C_1 . I saa Fald faar man

$$B_1 = \frac{1}{2} \left(V_1 \frac{C_1}{C_1 + c_1} \right)^2 R_1 (C_1 + c_1) = \frac{1}{2} V_1^2 \frac{C_1^2}{C_1 + c_1} R_1. \quad (9)$$

Heraf følger ved Sammenligning med (8'):

$$\frac{B_1}{B} = \frac{C_1}{C_1 + c_1}. \quad (10)$$

Ogsaa denne Korrektion vil, for gode Modstande, være ganske betydningsløs.

Tilbage staar Spørgsmaalet om Indflydelsen af det ved Kontakt slutningen ved b foraarsagede Tab. Her viser det sig, ganske i Overensstemmelse med det foran omtalte, at hvis man ved N anvender en almindelig Udladenøgle, saa

bliver de Udslag, man faar paa Elektrometret G , dels noget for smaa, dels ret usikre. Selv om Forholdene her ikke er saa ugunstige som ved Udladning af Svingningskredsen i Fig. 1 og 4, saa er en saadan Nøgle dog uanvendelig. Man kan ogsaa her overvinde Vanskeligheden paa ganske analog Maade ved at benytte det i Fig. 5 viste Vakuum-Kviksølv-apparat til Kontaktslutningen mellem a og b . Afbrydningen mellem a og c sker da automatisk ved Apparatets Vipning ved Hjælp af den i Fig. 5 viste, bevægelig ophængte Kobbertraad. Betegnelserne $a b c$ paa Fig. 5 svarer til de i Fig. 1, 4 og 6 anvendte.

Naar man benytter Vakuum-Kviksølvnøglen og anvender en Spænding V_1 paa 440 Volt, viser det sig, at Elektrometrets Udslag meget nær er konstante, og Nøgletabet er da sikkert meget ringe. Man kan da benytte Opstillingen i Fig. 6 til Bestemmelse af Elektrometrets ballistiske Følsomhed. Hertil kræves blot, at man heregner Værdien af B efter Formel (8') og maaler Elektrometrets Udslag S ; man har da

$$S = \gamma B, \quad (11).$$

hvor vi kalder Proportionalitetsfaktoren γ for Elektrometrets ballistiske Følsomhed.

5. Kontrollforsøg og Eksempler paa Maalinger.

Først blev det undersøgt, om Elektrometrets ballistiske Følsomhed γ var uafhængig af Udslagets Størrelse. Denne Undersøgelse foretoges ved Hjælp af et HELMHOLTZ' Pendul, der ved hvert Forsøg satte en Spænding V Volt paa Elektrometret i T Sekunder. Tiden T holdtes konstant, medens Spændingen varieredes indenfor vide Grænser. Det viste sig, at Udslaget S meget nær var proportionalt med V^2 .

Derimod viste det sig ved alle de foretagne Maalinger, at Følsomheden forandrede sig lidt fra Tid til anden. Dette

hænger vistnok sammen med Tilledningstraadens Tilknytning til det ophængte System og vilde maaske kunne undgaas ved en noget ændret Konstruktion af Elektrometret, men der har ikke været Lejlighed til at gaa nærmere ind paa dette Spørgsmaal. Variationen i Følsomheden andrager nogle faa Procent, og den er i de nedenfor refererede Maalinger søgt elimineret ved at bestemme Følsomheden før og efter Dæmpningsmaalingerne.

Vi skal derefter gaa over til at omtale nogle af de foretagne Maalinger.

Det blev først undersøgt, om Udslaget S for den undersøgte Svingningskreds uden ekstra Modstand var proportional med Kvadratet paa den benyttede Spænding. I nedenstaaende Tabel 1 viser S_0 de observerede Udslag og S_b de under den angivne Forudsætning beregnede.

Tabel 1.

V	S_0	S_b	$S_b - S_0$
440 Volt	107,3	107,3	
220 —	27,0	26,8	- 0,2
110 —	5,9	6,6	+ 0,7

Afvigelsen er her ikke større, end hvad der svarer til Usikkerheden ved Maalingernes Udførelse.

Tabel 2 gengiver Resultaterne af en Forsøgsrække, ved hvilken der var indskudt Ekstramodstande r i Kredsen. I Rubriken R er opført de paa Grundlag af Formel (4) beregnede Værdier af Kredsens egen, effektive Modstand.

Tabel 2 giver dels et Indtryk af Overensstemmelsen mellem de enkelte Maalinger, dels viser den, at Bestemmelsen af R indenfor vide Grænser er uafhængig af Værdien af den benyttede Ekstramodstand.

Tabel 2.

$$V = 432 \text{ Volt. } L = 1,345 \cdot 10^{-3} H.$$

r	S	S_{midd}	R	$R - R_{\text{midd.}}$	f
Ohm	mm	mm	Ohm	Ohm	%
0	$\left\{ \begin{array}{l} 102,0 \\ 101,9 \\ 101,5 \\ 101,4 \end{array} \right\}$	101.7	—	—	—
0.1	$\left\{ \begin{array}{l} 88,2 \\ 89,0 \\ 89,1 \\ 89,0 \end{array} \right\}$	88.82	0.689	+ 0.006	+ 1,0
0.3	$\left\{ \begin{array}{l} 71.1 \\ 70.7 \\ 69.9 \\ 72.0 \end{array} \right\}$	70.93	0.690	+ 0.007	+ 1,0
0.5	$\left\{ \begin{array}{l} 58.2 \\ 58.5 \\ 58.5 \\ 58.6 \end{array} \right\}$	58.45	0.676	- 0.007	- 1,0
1.0	$\left\{ \begin{array}{l} 41.5 \\ 40.7 \\ 40.1 \\ 40.5 \end{array} \right\}$	40.70	0.668	- 0.015	- 2,2
2.0	$\left\{ \begin{array}{l} 26.1 \\ 25.8 \\ 26.0 \\ 26.5 \end{array} \right\}$	26.1	0.691	+ 0.008	+ 1.2

$$R_{\text{midd.}} = 0.683 \text{ Ohm}$$

De i Tabel 1 og 2 opførte Resultater tyder bestemt paa, at Tabene ved Slutningsgnisten med den benyttede Vakuumpviksølvnøgle er forsvindende. I modsat Fald maatte man have ventet en bestemt Gang i Maalingernes Afvigelse fra Middeltallet. En saadan findes ingen af Stederne.

Endelig har man under Benyttelse af det i Fig. 6 viste

Arrangement bestemt det benyttede Kvadrantelektrometers ballistiske Følsomhed γ . Ved Bestemmelsen var $V_1 = 432$ Volt, $C_1 = 0.25 \cdot 10^{-6} F$. og $R_1 = 8000$ Ohm. Den tilsvarende Værdi af B er ifølge (8')

$$B = 186,6 \text{ (Volt)}^2 \text{ Sek.}$$

Hertil svarede et Udslag paa $S = 109,5$ mm. Af Ligning (11) følger da

$$\gamma = \frac{S}{B} = 0.588.$$

Ved samme Lejlighed bestemtes Udslaget svarende til Udladning gennem den undersøgte Svingningskreds uden Ekstramodstand. Til $V = 432$ Volt, $L = 1,345 \cdot 10^{-3} H$ svarede et Udslag paa 108 mm. Til Bestemmelse af R haves da ifølge Formel (3):

$$\frac{1}{2} 432^2 \frac{1,345 \cdot 10^{-3}}{R} = \frac{108}{\gamma} = 183,6.$$

Heraf faas $R = 0.684$ Ohm, der stemmer særdeles godt overens med den i Tabel 2 fundne Middelværdi, $R = 0.683$ Ohm. Ogsaa dette Resultat tyder bestemt paa, at man ved den anvendte Metode har elimineret den fra Kontakt slutningen hidrørende Usikkerhed.

Er Elektrometrets Følsomhed, γ , konstant, og har man een Gang for alle bestemt dennes Værdi f. Eks. ved den i Fig. 6 viste Metode, saa kan man bestemme den effektive Modstand i en Svingningskreds, naar man kender dennes Selvinduktion, ved en enkelt Maaling, idet man har

$$R = \frac{1}{2} V^2 L \cdot \frac{\gamma}{S}. \quad (12)$$

Slutning.

Som Fordele ved Metoden kan fremhæves:

1. Den er baade bekvem, og meget hurtig.
2. Den giver forholdsvis meget nøjagtige Resultater, især for svagt dæmpede Kredse.

3. Den kræver ingen særlig Generator for højfrekvente Svingninger, og den undgaar derfor ganske alt det med Afstemningen og Koblingen forbundne Besvær og alle de dermed følgende Vanskeligheder.

Ved Udførelsen af de ovenfor omtalte Forsøg har jeg haft udmærket Hjælp af Elektroingeniør CHR. NYHOLM. En Del af Udgifterne til Forsøgene er afholdte af en Understøttelse fra Carlsbergfonden.

*Laboratoriet for Telegraft og Telefoni. Den polytekniske Lærestanstalt.
November 1921.*