

Denne fil er downloadet fra
Danmarks Tekniske Kulturarv
www.tekniskkulturarv.dk

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

Rettigheder

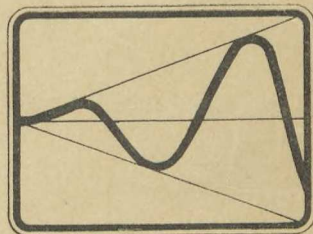
Du kan læse mere om, hvordan du må bruge filen, på
www.tekniskkulturarv.dk/about

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

10/4 1918

JUL. HARTMANN:

**NYE ENSRETTERE &
PERIODISKE AFBRYDERE**



Handwritten: 10/4 1918

JUL. GJELLERUPS FORLAG · KØBENHAVN 1918

DANMARKS
TEKNISKE BIBLIOTEK
LUNDTOFTE

1871

1871

1871

1871

G Weber
1/3 1924 af Dr. Hartmann.

NYE ENSRETTERE OG PERIODISKE
AFBRYDERE

Privatarkiv, København, den 10. April 1924
i Den politiske, kulturelle og sociale

Forsvaret finder Sted den 10. April Kl. 2
i Den polytekniske Læreanstalts Festsal.

G Weber
1/3 1924 af Dr. Hartmann.

NYE ENSRETTERE OG PERIODISKE
AFBRYDERE

*Denne Afhandling er af Den polytekniske Lærestalts
Lærerraad efter Indstilling af Censorerne A. K. Aubeck og
P. O. Pedersen antagen til at forsvares for den tekniske
Doktorgrad.*

Den polytekniske Lærestalt,

Kjøbenhavn, d. 4. Oktober 1917.

H. I. HANNOVER.

Direktor.

NYE ENSRETTERE OG PERIODISKE AFBRYDERE

ET NYT ELEKTROTEKNISK ELEMENTARSYSTEM OG DETS
ANVENDELSE TIL AUTOMATISK PERIODISK AFBRYDELSE
AF ELEKTRISKE STRØMME OG TIL AUTOMATISK ENSRET-
NING AF ELEKTRISK VEKSELSTRØM

AF

JUL. HARTMANN



KJØBENHAVN

JUL. GJELLERUPS FORLAG

1918

Copyright 1918 by Jul. Hartmann.

TRYKT HOS J. JØRGENSEN & CO (IVAR JANTZEN)

INDLEDNING.

Det efterfølgende Arbejde skal gøre Rede for en systematisk experimental Undersøgelse, der blev udført som Grundlag for den praktiske Uddannelse af en Række automatiske periodiske Afbrydere og en Række automatiske Ensrettere for Vekselsstrøm. Det skal desuden beskrive og diskutere selve de elektrotekniske Systemer, der blev Resultatet af det experimentale Arbejde. Fælles for disse Systemer er et vist Elementarsystem det, hvortil der sigtes i Titlen for den foreliggende Afhandling. Dette simple System bestaar af »en Kvægsølvstraale, der passerer et Magnetfelt med Kraftlinier vinkelrette paa Straalen for derefter at ramme en passende udformet Elektrode«. Det her antydede Elementarsystem synes at kunne finde ikke faa elektrotekniske Anvendelser; men de vigtigste af disse vil vistnok altid blive dem, der skal belyses i det følgende. Idet jeg skrider til Offentliggørelsen af mine Undersøgelser over Elementarsystemet og dets ovenfor antydede Anvendelser, ønsker jeg, for at undgaa Misforstaaelse, straks til en Begyndelse at gøre Rede for Systemets Historie. Det var i Foraaret 1907, at jeg fik den Tanke at anvende Kvægsølvstraalen, der passerer et Magnetfelt, som Element i en automatisk periodisk Afbryder. Endnu samme Aar indsaa jeg, at Grundsystemet i denne Afbryder frembød lovende Muligheder som Element i en Række andre elektrotekniske Apparater, og jeg besluttede systematisk at gennemarbejde det nyaabnede Felt. Jeg har god Grund til at tro, at jeg er den første, der har anvendt Elementarsystemet og erkendt dets mange-sidige Anvendelighed, men Prioriteten paa Systemet i dets Almindelighed tilhører dog ikke mig. Thi i Juni 1909 gjorde Engländeren *Howgrave-Graham* Krav gældende om et britisk Patent paa Grundsystemet og fik sit Krav godkendt i Juni 1910*).

*) Britisk Patent Nr. 14833. 1909.

Det paagældende Patentskrift antyder de forskellige Anvendelser; men *Howgrave-Graham* har i ethvert Fald for Ensretternes Vedkommende misforstaaet Systemets Virkemaade og det til den Grad, at man sikkert maa sige, at efter *Howgrave-Grahams* Anvisning kan der ikke bygges nogen Ensretter.

I Modsætning hertil vil man, haaber jeg, finde, at de Forsøg, der i det efterfølgende skal omtales, har stillet Konstruktionen af Ensrettersystemerne (og tillige af Afbrydersystemerne) paa et i alt væsentligt rationelt Grundlag saaledes, at de nye Systemer nu kan projekteres med en lignende Grad af Sikkerhed som Elektroteknikens øvrige Systemer. Dette er da Resultatet af mit Arbejde og netop det Resultat, som jeg i sin Tid satte som Maal for Arbejdet.

Efter denne Redegørelse skal jeg gaa over til — som Indledning til Hovedfremstillingen — at give en foreløbig Beskrivelse af de Systemer, som Afhandlingen selv detailleret skal belyse. Jeg vil herved søge at fremdrage de mest karakteristiske Træk ved Systemerne og dertil sammenstille disse med hidtil kendte Apparater af samme Art.

Den Tanke, der laa til Grund for den oprindelige Afbryder, var følgende. Naar man gennem Straalen i det ovenfor antydede Elementarsystem sender en pludselig eller jævnt opvoksende Strøm, maa der som Følge af Vekselvirkningen mellem Strøm og Felt paa Straalen danne sig en Bugt, der føres med af Straalen samtidig med, at den vokser i Højde. Anbringes nu til Siden for Straalen en Plade i en saadan Stilling, at Bugten maa løbe imod denne Plade, saa vil Straalen brydes i det Øjeblik, Bugten er naaet frem til Hindringen. Hermed er ogsaa Strømmen brudt, og de Kvægsølydele, der herefter presses ud af Straalehullet, vil danne en ny uafbøjet Straale med »fri Front«. Denne vil efter nogen Tids Forløb naa frem til Elektroden og derved atter slutte Strømmen. En ny Bugt vil danne sig, som vil løbe imod Afbryderpladen. Straalen og Strømmen vil paany brydes, og hele Spillet vil gentage sig forfra. Forsøg viste snart, at Afbryderen virkede som tænkt. Noget senere viste det sig, at Afbryderpladen paa en Maade var overflødig, idet Strømmen ved tilstrækkelig stærkt Felt var i Stand til ligefrem at rive Straalen over. To Afbrydertyper er altsaa mulige, en med og en uden Afbryder-

plade. Den sidste repræsenterer vel nok den simpleste af alle Kvægsølvstraaleafbrydere.

De nye Afbrydertyper kan bygges for saa smaa Induktorer, det skal være. Særligt egnede er de dog til Drift af større Induktorer (med Kondensator) som dem, der benyttes i Røntgen-installationer og i visse Anlæg for traadløs Telegrafi. De nye Afbrydere optræder derfor som Konkurrenter til de under Navnet Motorafbrydere kendte Systemer og særlig da til de af *Tesla**) , *Boas***) , *Dessauer****)) og andre konstruerede Former, de saakaldte Turbineafbrydere og Rotaxafbrydere. Sammenlignet med disse Systemer har de nye Afbrydere et væsentligt Fortrin i deres overordentlige konstruktive Simpелhed, der navnlig hænger sammen med, at alle roterende Dele er bortfaldne eller i hvert Fald ikke kan siges at være nødvendige. I Henseende til Driftsikkerhed, Reguleringsmuligheder og Økonomi staar de fuldt paa Højde med de bedste hidtil byggede Afbrydere, og de overgaar maaske disse noget med Hensyn til præcis Gang. I Virkeligheden er den leverede pulserende Strøm overordentlig regelmæssig, hvilket først og fremmest skyldes, at det ved Uddannelse af et særligt straaledannende Element er lykkedes at fremstille en Straale af en yderst veldefineret og konstant Hastighed.

Efter denne korte Redegørelse for Afbrydersystemerne gaar vi over til at betragte den anden af de ovenfor antydede Grupper af Apparater, Ensretterne for Vekselstrøm. Til Forstaaelse af den Opgave, disse Systemer skal løse, vil det være formaals-tjenligt at sige et Par Ord om Ensretterproblemet i det hele taget og om de Løsninger, der hidtil har foreligget af dette Problem. En fuldstændig Ensretning af en simpel Vekselstrøm kræver et Element — Ensretterelementet — der er i Stand til at slutte en Ledning netop i det Øjeblik, den ene Halvperiode begynder, og atter afbryde den i det Øjeblik, den hører op, eller mere almindeligt indrettet saaledes, at det lader Halvperioderne af det ene Fortegn passere, medens det forhindrer Halvperioderne af det modsatte Fortegn deri. Med et enkelt Element af denne Art udskyder man altsaa af en Vekselstrømskreds hveranden Halv-

*) N. Tesla. E. T. Z. 1898, pg. 671.

**) Hans Boas. Technisch wissenschaftliche Apparate. (Firmaet H. Boas' Katalog). Berlin 1907

***)) F. Dessauer. Phys. Zs. 10, pg. 673, 1909.

periode og opnaar derved en pulserende, afbrudt Strøm bestaaende af de øvrige Halvperioder. Ved Kombination af to Elementer eller ved at benytte to sammenbyggede Enkeltelementer — et Dobbeltelement — kan man faa en Strøm, der bestaar af begge Halvperioder lagt til samme Side altsaa en ubrudt pulserende Strøm. En Strøm af samme Art kan paa en teknisk set mere fuldkommen Maade opnaas ved fire Enkeltelementer eller to Dobbeltelementer. Den ubrudte pulserende Strøm kan man endelig udjævne ved Hjælp af en passende Drosselspole og saaledes fremstille en Strøm, der nærmer sig saa meget, det skal være, til en egentlig Jævnstrøm.

Ensretning af flerfaset Strøm kan i visse Tilfælde ske ved tre Enkeltelementer for simpel Vekselstrøm. I andre Tilfælde kræves et sammensat Ensretterelement, indrettet saaledes, at det indskyder hver af Strømmens n Faser i $\frac{1}{n}$ af Perioden og indskyder den paa et saadant Sted — eller saadanne Steder — af Perioden, at den resulterende ensrettede Strøm bliver saa stærk som mulig.

Af Ensretterelementer har man nu i Tidens Løb udtænkt eller udfundet ikke helt faa. Man kan skelne mellem to Typer: det mekaniske Ensretterelement og Ventilelementet. Det første er simpelthen en Strømsluttes, der paa en eller anden Maade bringes til at lukke og aabne Strømkredsen henholdsvis ved Begyndelsen og Afslutningen af hveranden Halvperiode. Ventilelementet derimod virker paa den Maade, at det lægger den ene Strømretning en saa stor Hindring i Vejen, at den helt eller delvis undertrykkes, medens det ikke yder nogen abnormt stor Modstand mod den anden Strømretning. Af den første Type er der her kun Grund til at nævne den roterende af en Synkronmotor drevne Kommutator, hvis praktiske Udførelsesformer vil være almindelig bekendt. Man kan med Benyttelse af dette Element bygge Ensrettere for Effekter paa nogle Kilowatt.*) Ved større Effekter svigter Principet af en Grund, der nedenfor skal antydes. Ensrettere for meget store Effekter er først bleven mulig gjort ved *Cooper Hewitts* Kvægsølvbueventil.**)

*) Se for Eks. E. T. Z. 1912, pg. 56.

**) Se E. T. Z. 1903, pg. 87 og 187.

Som Navnet antyder bestaar denne Ventil af en Art Kvægsølvbuelampe, der »brænder« i højt Vakuum (Trykket under 0.01 mm Hg). Buen dannes mellem en Kvægsølv- og en Jærnelektrode, og Ventilen tillader kun Strømmen at passere, naar Kvægsølvet er Kathode. Ventilvirkningen er utvivlsomt betinget af, at Strømmen i Hovedsagen er en Elektronstrøm, og at Elektronerne i det væsentlige kun kan produceres af Kvægsøvelektroden. Den praktiske Udformning af Kvægsølvbueensretterne skyldes især *General Electric Co. (G. E. Co.)* i Forbindelse med *Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft (A. E. G.)**, samt *Béla Schäfer****) i Forbindelse med et privat Selskab. Der er, som det synes, hidtil bygget Kvægsølvbueensrettere for Effekter op til 1000 kW. ved Spændinger op til et Par Tusinde Volt og derover og ved Frekvenser omkring 50. Driftsikkerheden skal herved være særdeles tilfredsstillende, og Virkningsgraden ved højere Driftspændinger meget betydelig for Eks. 95 %.

Ved lavere Spændinger trykkes Nyttevirkningen mere eller mindre ned ved det konstante Spændingsfald paa ca. 15 Volt, som gør sig gældende i Buen ved normal Strømretning. Imidlertid er Kvægsølvbueensretteren ubetinget den hidtil mest fuldkomne Ensretter ja vel den eneste, der har kunnet konkurrere med de elektromagnetiske Maskiner og Aggregater -- Etankeromformere, Kaskadeomformere, Motorgeneratorer -- til Omformning af Vekselsstrøm til Jævnstrøm. Det er da mod Kvægsølvbueensretteren, at nye Ensrettertyper skal maales forudsat, at de tager Sigte paa at løse de samme Opgaver som denne.

Endnu kan der i denne Oversigt være Grund til at nævne et tredje Ensretterelement, nemlig den saakaldte elektrolytiske Ventil. Denne bestaar, som Navnet skal antyde, af en elektrolytisk Celle. De to Elektroder i denne er forskellige. Den ene, den »aktive Elektrode« er saa at sige altid af Aluminium, medens den anden for Eks. kan være af Jærn. Som Elektrolyt kan mange forskellige Opløsninger benyttes, f. Eks. $(NH_4)_2HBO_3$, H_3PO_4 m. fl. Efter en »Formering«, ved hvilken Cellen i kortere eller længere Tid indskydes i en Jævnstrømskreds med Aluminium som Anode, udviser Cellen en udpræget Ventilvirkning. Naar Aluminium er

*) K. Norden. E. T. Z. 1913, pg. 1479. El. World 62, pg. 548, 1913.

**) Béla Schäfer. E. T. Z. 1911, pg. 2. 1912, pg. 1164. 1917, pg. 89 og 107.

Anode, modsætter den sig praktisk set en Strømgennemgang ved alle elektromotoriske Kræfter under en vis Grænse, der for Eks. kan ligge omkring 500 Volt. Naar Aluminium derimod er Kathode, viser Cellen blot et Spændingsfald paa et Par Volt.

Forklaringen paa Ventilvirkningen, som først skal være iagttaget af Buff^{*)}, skyldes især G. Schulze, der har gjort Cellen til Genstand for et indgaaende Studium^{**)}. Der danner sig ved Formeringen paa Overfladen af Aluminiumelektroden et tyndt Luftlag, der udad mod Elektrolyten støttes af en tykkere fast Hinde. Strømgennemgangen gennem Luftlaget er — ligesom ved Kvægsølvbueventilen — betinget af Tilstedeværelsen af Elektroder, og disse kan i Hovedsagen kun leveres af den metalliske Elektrode, ikke af Elektrolyten. Derfor kan en Strøm af nogen Styrke kun komme i Stand, naar Aluminiumelektroden er Kathode. Den elektrolytiske Ventil er først benyttet som Ensretterelement af Graetz^{***)}. Nogen stor Udbredelse har denne Type Ensrettere dog ikke vundet. Den synes især at være bleven anvendt til Drift af Røntgenanlæg paa Steder, hvor kun Vekselstrøm staar til Raadighed.

Efter denne Oversigt over hidtil foreliggende Ensretterelementer, hvis Anvendelighed ikke er begrænset til Omsætning af ganske smaa Effekter (eller til ekstremt høje Spændinger), skal der gøres Rede for det nye Ensretterelement.

Dette er af den mekaniske Type. Det kan bygges baade som Enkelt- og Dobbeltlement samt endvidere som flerdobbelt Element til Ensretning af flerfaset Strøm. Alle Former har det ovenfor antydede Elementarsystem fælles. Virkemaaden af Dobbeltlementet er mest anskuelig, og dette Element skal derfor her benyttes til Belysning af det fælles Princip. Vi tænker os, at Elementarsystemets Felt er konstant, og at der gennem Straalen sendes en Vekselstrøm. Straalepartiklerne vil da, efterhaanden som de passerer Feltet, afvekslende faa Hastigheder til modsat Side i en Plan vinkelret paa Feltets Kraftlinier, og Resultatet bliver, som det vil forstaas, at der i Feltet saa at sige skabes en fortsat Række Bølger, der bevæger sig fremefter med den op-

*) Buff. Lieb. Ann. 102, pg. 296, 1857.

**) G. Schulze. Ann. d. Phys. 21, pg. 292, 1906. 22, pg. 543, 1907. 23, pg. 226, 1907. 24, pg. 43, 1907. 26, pg. 273, 1908.

***) L. Graetz. Wied. Ann. 62, pg. 321, 1897.

rindelige Straales Hastighed, idet Højden af den enkelte Bølge vokser jævnt med Afstanden fra Feltet. Længden λ af en hel Bølge maa herved nødvendigvis blive lig med den Vej, som den strømløse Straales Dele vilde bevæge sig i Perioden for Vekselstrømmen. Under Bevægelsen fremefter følger de enkelte Straaledele naturligvis rette Linier, udgaaende fra Feltet, idet hver især danner en Vinkel med den oprindelige Straaleretning, der alene afhænger af Vekselstrømmens Værdi i det Øjeblik, Partiklen befandt sig i Feltet. Herved forudsættes det, at dettes Udstrækning i Straalens Retning er ringe i Forhold til Bølgebredden λ , og iøvrigt ses der i det anførte bort fra Tyngdens Virkning paa Straalen.

Betragtes nu Straalens Træffepunkt i Elementarsystemets Elektrode, indses det, at dette Punkt maa svinge i Takt med Vekselstrømmen. Men det vil være faseforsinket i Forhold til Strømmen, der frembringer Bevægelsen, eller mere almindeligt i Forhold til den periodiske mekaniske Kraft, som Bevægelsen skyldes. Faseforsinkelsen vil netop være lig den Tid, som den strømløse Straales Dele er om at gennemløbe Afstanden fra Feltet ud til Elektroden. Denne Tid er atter lig Afstanden x divideret med Straalens Hastighed v . I en Række ækvidistante Afstande bestemt ved

$$x = p \cdot \frac{vT}{2} = p \cdot \frac{\lambda}{2}$$

hvor p er et vilkaarligt, helt og positivt Tal, og hvor T betegner Vekselstrømmens Periode, vil Faseforsinkelsen, saaledes som det direkte læses af Udtrykket, være et Multiplum af Halvperioden eller maalt som Vinkel et Multiplum af π . Det vil sige, at Træffepunktet i disse Stillinger passerer sin Nulstilling nøjagtigt i det Øjeblik, Strømmen skifter Fortegn. Deler man altsaa Elektroden i to Halvdele adskilt ved en isolerende Væg, mod hvilken den strømløse Straale rettes, og stiller man Dobbeltelektroden ind i en af de Afstande fra Feltet, der bestemmes ved Udtrykket ovenfor, kan man gennem den ene Elektrodehalvdel bortlede alle Halvperioder af ét Fortegn og gennem den anden alle de øvrige. Man har med andre Ord faaet Vekselstrømmens to Strømretninger isolerede fra hinanden, og det er, hvad der kræves for at faa en Ensretning iværksat.

Paa det her beskrevne Ensretterelement og de øvrige ovenfor antydede har jeg utvivlsomt Prioriteten. Ganske vist har *Howgrave-Graham* i det tidligere citerede Patentskrift foreslaaet en Ensretter bestaaende af en Kvægsølvstraale, der passerer et Magnetfelt og under Indflydelse af Vekselvirkningen mellem Feltet og den gennem Straalen flydende Vekselstrøm skiftevis føres ind over den ene og den anden af to Elektroder anbragt til hver sin Side for Straalen. Men *Howgrave-Graham* har ikke forstaaet, at Dobbeltelektrodens Afstand fra Feltet er afgørende for Ensretningen, og at en fuldstændig Ensretning kun faas i en Række ganske bestemte Afstande, der ved konstant Felt og Dobbeltelektrode er givne ved Udtrykket ovenfor.

Ved de øvrige antydede Former for Ensretterelementet er der ligeledes en Række kritiske æquidistante Elektrodestillinger, der kun tør fraviges med en vis begrænset Tolerans. Det karakteristiske ved min Løsning af Ensretterproblemet ligger da i, at jeg anbringer »Elektroden i en saadan Afstand fra Feltet, at den ved Afstanden indførte Faseforsinkelse af Træffepunktets Bevægelse i Elektrodens Overflade i Forhold til den mekaniske Kraft, der bevirker Bevægelsen, bringer Træffepunktet til at passere Elektrodens Begrænsning eller Skillevæggen mellem Elektrodens Dele netop i det Øjeblik af Perioden, som den fuldstændige Ensretning kræver.«

Det nye Ensretterelement arbejder, som det vil forstaaes af Beskrivelsen, ganske som en roterende Kommutator dreven af en Synkronmotor. Men den nye Type har det afgørende Fortrin fremfor Kommutortypen, at den synkrone Bevægelse frembringes og vedligeholdes af selve den Strøm, der skal ensrettes. Sammenkoblingen af Bevægelsen og Strømmen er derfor saa fast som vel tænkelig, og kun en Ændring i Strømmens Frekvens ikke i dens Styrke kan give Anledning til, at Ensretningen bliver ufuldstændig. Det samme kan ikke siges om den roterende Kommutator. Grunden til, at man ikke har kunnet benytte dette Element til Konstruktion af større Ensrettere, er netop at søge i den for løse Kobling mellem Strøm og Bevægelse og nærmere bestemt i de Svingninger i Synkronmotorens Gang, som Ændringer i Strømkildens Belastning let giver Anledning til.

For at et Ensretterelement ligegyldigt af hvilken Type med Fordel skal kunne benyttes til Opbygning af Ensrettere for større Effekter, maa det selv kunne belastes med relativt store Effekter. Dette er jo blot en Konsekvens af et almindeligt teknisk Princip. Jeg er af den Anskuelse, at et afgørende Fortrin ved det nye Ensretterelement netop er at søge i dets meget betydelige Kapacitet og da særligt i Straalens overordenlig store Bæreevne for Strøm. Naar Kvægsølvstraalelederen kan belastes med en Strømtæthed, der er mange Gange større end den, som selv en Kobbertraad af de samme Dimensioner kan bære, ligger det naturligvis i, at Kvægsølvstraalen er en Leder, hvis Dele stadigt og hurtigt fornyes saaledes, at de ligefrem ikke faar Tid til at blive opvarmede af Strømmen. Det blev ovenfor nævnt, at Kvægsølvbueelementet var bleven anvendt til Ensrettere for relativt store Effekter. Naar det har været muligt at bygge saadanne Ensrettere, ligger det netop i, at det er lykkedes at udforme det enkelte Element til Omsætning af forholdsvis store Effekter, uden at Elementet table altfor meget af sin principielle Simpelhed. Imidlertid er det som antydnet særlig til Omformning af høje Spændinger, at Kvægsølvbueensretteren er egnet. Omsætningen af store Strømstyrker volder derimod Vanskeligheder, fordi store Strømtætheder kræver relativt meget store Anodearealer. Det vil da ses, at Kvægsølvbueensretterne og de nye Ensrettere paa en Maade supplerer hinanden, idet de førstes Anvendelsesomraade er de høje Spændinger, medens de sidstes formentlig vil blive de store Strømstyrker.

Det er ikke uden Interesse at lægge Mærke til, hvor mange Forhold der saa at sige har sammensvoret sig for at muliggøre de nye Ensrettere. Det var jo saaledes ikke paa Forhaand givet, at man med rimelige Felter kunde give en Straale af den nødvendige Tykkelse den for en sikker Kommuttering nødvendige Amplitude. Men det viser sig faktisk, at Ensretterelementet i Almindelighed kun kræver et relativt svagt Felt, hvilket naturligvis igen hænger sammen med, at Straalen kan vælges relativt meget let. Der er noget ejendommeligt i, at det overhovedet er muligt at faa en Leder, der er svær nok til at føre maaske flere Hundrede Ampère, til at »svinge» i Takt med en 50-periodet Vekselstrøm; men herved maa det dog erindres, at der jo faktisk ikke er Tale om nogen Svingning af Straalen, men kun af Træffestedet.

I Virkeligheden giver Feltet kun den enkelte Straalepartikel, der i et givet Øjeblik befinder sig i Feltet, — altsaa ikke Straalen som Helhed — en Hastighed paa tværs af Straalens oprindelige Retning, proportional med Strømmens øjeblikkelige Værdi. Straalen forholder sig med andre Ord ikke som en elastisk Fjeder, men dens enkelte Partikler bevæger sig meget nær uafhængigt af hverandre, eller Straalen opfører sig som en yderst bøjelig og yderst strækkelig Snor.

Naar Straalens Bevægelser har den antydede Karakter, hænger det sammen med Vædskernes almindelige Egenskaber. Nu er det et yderst heldigt Tilfælde, at der eksisterer en Vædske, der er en metallisk Leder og derfor har en relativt ringe Modstandsfylde. Thi ellers vilde man være henvist til elektrolytisk ledende Vædske, og Principets praktiske Udførelse vilde i de fleste Tilfælde være strandet paa et altfor stort Spændingstab i Straalen. Ved Kvægsølv derimod vil Spændingstabet i Straalen næsten altid være ganske forsvindende.

Endelig er det en for Ensretterne meget gunstig Omstændighed, at den normale Vekselstrømsfrekvens er af Størrelsesordenen 50. Ensretning af meget lave Frekvenser paa for Eks. 5 og navnlig af høje Frekvenser paa for Eks. 100—200 vilde nemlig have mødt betydelige Vanskeligheder. Ved lave Frekvenser, fordi der vilde kræves lange Straaler (sml. Udtrykket for Elektrodeafstanden) og ved høje Frekvenser, fordi en Elektrodestilling af højt Nummer maatte anvendes. Men jo højere Nummeret er, desto følsommere er Ensretteren ovenfor Ændringer i Frekvens eller Straalehastighed. Ved en Frekvens paa 50 derimod vil den første brugbare Elektrodestilling altid falde indenfor Straalens stabile Del, idet den ved en rimelig Trykhøjde for Eks. paa 25 cm gerne vil ligge ca. 2 cm fra Feltet. Paa den anden Side er $\frac{\lambda}{2}$, som ogsaa bliver af Størrelsesordenen 2 cm, saa stor, at det højeste Nummer for Elektrodestillingen, der i Almindelighed bliver Tale om at arbejde med, er 3 (eller 4), og ved dette Nummer kan der endnu tillades rimelige Svingninger i Frekvens og Hastighed.

Jeg skal afslutte denne Indledning med nogle Bemærknin-

ger om de Anvendelser, som den nye Ensrettertype kan tænkes at faa.

Som antydet er der nogen Grund til at tro, at den nye Type vil kunne blive Ensretteren for store Strømstyrker. Saadanne Strømstyrker finder vel især Anvendelse i visse Grene af den elektrokemiske Industri, og jeg kunde derfor tænke mig, at der her laa et naturligt Omraade for de nye Systemer. Jeg er af den Anskuelse, at det ikke vil kræve noget særligt omfattende Arbejde at uddanne Ensretterne — saaledes som de foreligger fra min Haand — til denne Anvendelse. Derimod indser jeg, at der bliver en Række tekniske Problemer særlig Reguleringsproblemer at løse, inden Ensretteren kan gaa ind som Mellemed mellem en Vekselstrømsgenerator og en Jævnstrømsmotor. Men jeg troer, at disse Problemer kan løses, og jeg vilde finde, at det var en yderst interessant Opgave at tage dem op til Behandling. Den Tanke at drive de i teknisk Henseende saa fuldkomne Jævnstrømsmotorer ved Vekselstrøm lover nemlig efter alt at dømme saa meget, at det nok vilde være Umagen værd at forsøge at realisere den. Foruden de to her antydede almindelige Anvendelsesomraader kan endnu fremdrages en Række mere specielle. Den nye Ensretter egner sig saaledes særdeles godt til Opladning af Akkumulatorbatterier for Eks. Automobilakkumulatorer ved Vekselstrøm. Den vil sikkert kunne bruges til Drift af Jævnstrømsbuelamper, altsaa særlig Projektører paa Steder, hvor kun Vekselstrøm staar til Raadighed, og endelig har det vist sig muligt at uddanne Ensretterelementet som Vekselstrømsafbryder saaledes, at Røntgeninduktorer direkte kan forsynes med Strømemergi fra et Vekselstrømsnæt.

Den foreliggende experimentale Undersøgelse har jeg udført med Støtte fra flere Sider, og det er naturligt, at jeg ved Arbejdets Afslutning føler Trang til at ytre min Taknemmelighed for denne Støtte. Jeg maa da først mindes afdøde Gehejmekonferensraad *G. A. Hagemann*, der stillede de Midler til Raadighed for mig, som de ret kostbare tekniske Forsøg krævede. *G. A. Hagemann* hjalp mig uden Forbehold og Betingelser; netop derfor nærer jeg overfor denne Mand en dyb Følelse af Hengiven-

hed og Forpligtelse, og jeg tror, at denne Følelse har været et stærkt Motiv for mig til at holde ud og overvinde mit Arbejdes Vanskeligheder. De mange fysiske Undersøgelser, der maatte til som Grundlag for de nye tekniske Systemer, er udført med Støtte fra *Carlsbergfondet*, hvis Bestyrelse jeg herved bringer min erbødige Tak. Denne vilde jeg i Særdeleshed have rettet til Professor *C. Christiansen*, om han havde levet. Nu mindes jeg min gamle Lærer med Taknemmelighed for den venlige Forstaaelse, hvormed han stedse omfattede mine Arbejder. Alle experimentale Undersøgelser er udført i den polytekniske Lærestalts fysiske Laboratorium. Jeg beder dette Laboratoriums Bestyrer Hr. Professor *K. Prytz* modtage min bedste Tak for den Velvilje, han har vist mit Foretagende ved at stille Plads og Apparater til Raadighed for mig.

De fleste Forsøgsrækker, som nedenfor skal omtales, har jeg vel udført personligt, men paa et Tidspunkt, da visse Forhold truede med at afbryde mit Arbejde, fik jeg i min tidligere Elev Hr. *Løgstrup-Jensen* en udmærket dygtig og overordentlig interesseret Medarbejder. Hr. Mekaniker *Liebach* ved den polytekniske Lærestalts elektrotekniske Laboratorium har udført alle Forsøgsmodeller og har udført dem med stor Samvittighedsfuldhed. Begge de sidstnævnte Herrer er jeg taknemmelig for et godt Samarbejde.

Til sidst føler jeg Trang til at udtrykke min Hengivenhed for den tekniske Højskole, ved hvilken jeg i sin Tid modtog min Uddannelse, og til hvilken jeg senere en lang Aarrække har været knyttet gennem min Undervisningsgerning. Ofte har jeg følt det som en stor Lykke at have denne Gerning ved Siden af min videnskabelige Virksomhed. Den har ført mig ind paa Arbejder, som staar mit Hjærte nær, og som jeg haaber med Tiden vil vise sig nyttige for den tekniske Undervisning. Og den har været en Kilde til Fornøjelse for mig ved stadig at give mig Lejlighed til at være sammen med en Ungdom, hvis Stræben jeg tror, at jeg i nogen Grad forstaar, og blandt hvilken jeg efterhaanden har faaet mange personlige Venner.

Med Ønske om Held for denne Ungdom og for den polytekniske Lærestalt vil jeg da afslutte dette Arbejde.

Kjøbenhavn, December 1917.

Jul. Hartmann.

INDHOLD.

I. DEL.

DET FYSISKE GRUNDLAG FOR DE TEKNISKE SYSTEMER.

Kap. I.

BIDRAG TIL KVÆGSØLVSTRAALENS FYSIK.

	Side
A. Udstrømningshastighed og Kontraktion. — Effektiv Kontraktion og virkelig Kontraktion. — Bestemmelse af den effektive Kontraktion. — Effektiv Kontraktion ved cylindriske Boringer. — Randvirkning. — Kontraktionens Afhængighed af Boringens Diameter. — Kontraktionen ved koniske Boringer. — Kontraktionens Afhængighed af Topvinklen. — Kontraktionens Afhængighed af Diameteren. — Resultaternes Anvendelse ved Bestemmelse af Straalens Hastighed. — Overfladespændingens Modtryk	25
B. Bestemmelse af en Kvægsølvstraales Diameter ved Modstandsmaaling. — Metoden. — Sammenligning af Kontraktionen bestemt ved Modstandsmaaling og ved Udstrømningsforsøg.	39
C. Hastighedsfordelingen i en Kvægsølvstraale. — Pitotrøret som Middel til Bestemmelse af Hastighedsfordelingen. — Hastighedsfordelingens Afhængighed af Trykhøjden og Straalens Diameter	44
D. Undersøgelser over den strømførende Straale. 1 ^o Kvægsølvstraalens Opvarmning ved en gennem Straalen sendt Strøm. — Teori. — Experimental Bestemmelse af Opvarmningen. — Resultater. — 2 ^o Kvægsølvstraalens termoelektriske Forhold. — Den strømførende Straale udgør et Termoelement med automatisk vedligeholdt Temperaturforskel. — Peltiereffekt. — Thomsoeffekt. — 3 ^o Det elektrodynamiske Tryk i en strømførende Kvægsølvstraale	53

Kap. II.

ELEMENTÆR TEORI FOR BEVÆGELSEN AF EN STRØMFØRENDE STRAALE,
DER PASSERER ET MAGNETISK TVÆRFELT.

Side

- A. Elementarsystemet. — Almindelig Teori for Straalens Bevægelse ved Lamelfelt. — Bevægelsen i specielle Tilfælde. — Konstant Strøm, konstant Felt. — Jævnt opvoksende Strøm, konstant Felt. — Vekselstrøm, konstant Felt eller Jævnstrøm, Vekselfelt. — Vekselstrøm, Vekselfelt. — Jævnstrøm, Drejefelt. — Geometrisk Konstruktion af Straalens Form. — Straalens Bevægelse ved Dæmpning 62
- B. Straalens Bevægelse ved udstrakt Felt. — Konstant Strøm, konstant Felt. — Vekselstrøm, konstant Felt. — Forholdene indenfor Feltet. — Forholdene udenfor Feltet 74

Kap. III.

EXPERIMENTAL PRØVE AF DEN ELEMENTÆRE TEORI.

- A. Relative Forsøg over Straalens stationære Afbøjning. — Afbøjning og Strømstyrke. — Afbøjning og Feltintensitet. — Afbøjning og Straalens Hastighed. — Afbøjning og Straalens Masse. 82
- B. Absolut Prøve af Teorien for Straalens stationære Afbøjning. 87
- C. Straalens Formforandring studeret ved Øjeblikksfotografier. — Silhouetbilleder af Straalen. — Straale, der brydes mod en »Afbryderplade«. — Straale, der rives over af Strømmen (Jævnstrøm og Vekselstrøm). — Straale førende Vekselstrøm i et konstant Felt. — Straale førende Vekselstrøm i et Vekselfelt. — Straalen fotograferet i Forbelysning. — Maaling af Bølgebredden ved en Straale førende Jævnstrøm i et Vekselfelt. 91

Kap. IV.

FORSØG SOM GRUNDLAG FOR AFBRYDERSYSTEMERNE.

- A. Undersøgelse af Afbrydersystemerne ved Oscillograf. — 1^o Afbryderen med Afbryderplade. — Strømsslutningstid t_s og Afbrydningstid t_a . — Teori for Afbryderen med Afbryderplade. — Experimental Prøve af Teorien. — t_s og Magnetiseringsstrømmen. — t_s og Afstanden y fra Straalen til Afbryderpladens Kant. — t_s og Straalens Hastighed. — t_a og Straalens Hastighed. — t_s og Afbryderpladens Afstand fra Feltet. — t_s og Straalens Masse. — t_a og Elektrodens Afstand fra Feltet. — Afbryderstrømmens Afhængighed af Strømkredsens øvrige Konstanter. — t_s og Driftspændingen. — t_s og Kredsens Selvinduktion. — t_s og Kredsens Modstand. — 2^o Afbryderen uden Afbryderplade for

- Jævnstrøm. — t_s uafhængig af Straalens Hastighed, af dens Længde og af Afstanden fra Straalens Træffepunkt i Elektroden til dennes Kant. — t_s vokser lineært med Straalens Masse pr. cm, med Reciprok-værdien af Feltets Intensitet og med Reciprok-værdien af Driftspændingen. — t_a vokser lineært med Elektrodens Afstand fra Feltet. — 3^o Afbryderen uden Afbryderplade for Vekselstrøm. — Teori for Strømmen gennem Afbryderen. — Oscillografisk Optagelse af Strømmen 104
- B. Afbrydersystemets og den afbrudte Strøms Konstanter bestemt ved Viserinstrumenter. — Teori for rektangulær og triangulær Strøm. — Prøve af Teorien. — Bestemmelse af $\frac{t_a}{t_s}$ ved Strømmaalning. — Bestemmelse af Straalens Hastighed ved Frekvensmaaler. 124

Kap. V.

FORSØG SOM GRUNDLAG FOR ENSRETTERSYSYSTEMERNE.

- A. Oscillografforsøg som Grundlag for Uddannelsen af Ensrettersystemerne. — Ensrettersystemernes Princip. — Faseforsinkelsen ϕ af Straalesporet i Forhold til Vekselstrømmen resp. Vekselfeltet. — Faseforsinkelsen undersøgt ved Oscillograf. — Metoderne ved Jævnstrøm, Vekselfelt og ved Vekselstrøm, Jævnfelt. — Forsøgsresultater. — Faseforskydningens Variation med Afstanden fra Feltet. — Faseforskydning og Trykhøjde. — Faseforskydning og Straalens Masse. — Faseforskydning og Feltets Form og Udstrækning. — Faseforskydning og Strømmen gennem Straalen. — Faseforskydning og Feltets Styrke. 130
- B. Faseforskydningsforsøg ved Hjælp af Viserinstrumenter. — Teori for Kombinationen Vekselstrøm, Jævnfelt. — Indflydelsen af Straalens Tykkelse. — Maaling af Kortslutningstiden. — Indflydelsen af en Dissymmetri i Straalens Stilling til Elektroden. — Teori for Kombinationen Jævnstrøm, Vekselfelt. — Forsøg 140

Kap. VI.

AMPLITUDEUNDERSØGELSER.

- A. Teori. — Amplituden og Feltets Længde. — Egentlig Dæmpning. 149
- B. Forsøg. — Iagttagelsesmaade og Materialets Behandling. — Amplitude og Strømstyrke. — Amplitude og Magnetfelt. — Amplitude ved Jævnfelt og Vekselfelt. — Amplitudeviftens Form. — Amplitudens Afhængighed af Feltets Afstand fra Straalens Begyndelse. — Amplitudeforholdets Afhængighed af Feltets Længde. — Dæmpning og Straalens Tværsnitsareal. — Dæmpning og Straalens Hastighed. — Dæmpning og Afstanden fra Feltets Midte. — Dæmpning og Frekvens. — Angivelse af en almindelig (empirisk) Formel for Dæmpningen. 153

II. DEL.
DE TEKNISKE SYSTEMER,
DERES PRAKTISKE UDFORMNING OG PROJEKTERING.

Kap. VII.

AFBRYDERSYSTEMER.

Side

- A. Oversigt over Afbrydersystemerne. — Afbryderen med Afbryderplade for Jævnstrøm. — Afbryderen uden Afbryderplade for Jævnstrøm. — Afbryderen uden Afbryderplade for Vekselsstrøm. — Afbrydere med Afbryderplade for Vekselsstrøm. 173
- B. Den tekniske Udformning af Afbrydersystemerne og deres Elementer. — Beskrivelse af to udførte Afbrydersystemer. — Afbryderpladen. — Den excentriske Elektrode. — Regulering af Strømslutningstiden. — Udvekslelige Straalehuller. — Magneten. — Transport af Kvægsølv. 175
- C. Konstruktionsteori for en Jævnstrømsafbryder med Afbryderplade 181

Kap. VIII.

ENSRETTERSYSTEMER.

- A. Oversigt over Ensrettersystemerne. — Ensrettere for simpel Vekselsstrøm. — *D. J.*-Systemet. — *D. V.*-Systemet. — *2 E. J.*-Systemet. — Dobbeltssystemer. — Oversigt over de brugbare Elektrodeafstande ved Ensrettersystemerne. — Ensrettere for Flerfasestrøm. — Ensrettere med en Straale resp. et Straalesystem for hver Fase. — Dobbeltssystemer. — Ensrettere med roterende Felt. 186
- B. Udjævning af den ensrettede Vekselsstrøm. 202
- C. Ensrettersystemerne i Rækkeforbindelse og Parallel-drift 205

Kap. IX.

DEN PRAKTISKE UDFORMNING AF ENSRETTERSYSTEMERNE
FOR SIMPEL VEKSELSTRØM.

Vædskekredsløbet. — Reservoir og Straalerør. — Transportpumper. — Fordelere. — Det straaledannende Element og Stralen. — Forskellige Typer af Hulplader. — Straalekamme. — Systemer af Straalekamme. — Lavere Grænse for Straalens Tykkelse. — Kvægsølvs Forstøvning. — Regeneration af det forstøvede Kvægsølv. — Elektroden. — Den simple Elektrode. — Elektroden med indbyggede Modstande til Hindring af Generatorens Kortslutning. — Elektrodens Montering. — Den skraatstillede Elektrodeflade som Middel

mod Straalens Beskadigelse ved nedfaldende Kvægsølydraaber. — Materiale for Elektrodens ledende Dele. — Amalgamerede Elektrodesider. — Materialet for de isolerende Skille vægge. — Beskrivelse af en udført Elektrode med Tilledninger. — Magnetsystemet. — Beskrivelse af en udført Magnet. — Regulering af Feltet. — Automatisk Feltregulering. — Nogle Undersøgelser over Feltets Entydighed og Konstans. — Den fuldstændige Ensretter. — Beskrivelse af et udført System for middelstore Effekter. — Kamret. — Dets Rumfang pr. kW. — Systemer med udvendig Magnet. — Gasfyldning. — Ensretterkamrets Montering. — Fordelingstavle til Ensrettersystemet. — Strømskema for et Ensrettersystem. 207

Kap. X.

PROJEKTERING AF ENSRETTERSYSTEMERNE.

Valg af Trykhøjde eller Straalehastighed. — Valg af det samlede Straaletværsnit. — Valg af Antallet af Straaler. — Valg af Knudepunkt. (Elektrodestilling.) — Feltets Udstrækning og Styrke. — Sammenstilling af Formler til Beregning af et Ensrettersystem. — Beregning af Drosselspole til Udjævning af den ensrettede Strøm. 238

I.

DET FYSISKE GRUNDLAG FOR DE
TEKNISKE SYSTEMER

DET FYSISKE GRUNDLAG FOR DE
TEKNISKE SYSTEMER

KAP. I.

BIDRAG TIL KVÆGSØLVSTRAALENS FYSIK *).

A. Udstrømningshastighed og Kontraktion. Ved de tekniske Anvendelser af Kvægsølvstraalen, som nedenfor skal omtales, frembragtes Straalen i Almindelighed ved et Apparat af den Type, der er vist i Fig. 1 a. Det bestaar af et Reservoir *R*, i hvilket Kvægsølvet holdes paa et konstant Niveau. Fra *R* strømmer Kvægsølvet til den cylindriske Kapsel *C* gennem Trykrøret *t* og den vandrette Fortsættelse *v* med Hanen *H*. I den Væg af *C*, der vender bort fra *v*, er der skaaret et indvendigt Gevind bestemt til at optage det straaledannende Element, der i de fleste Tilfælde bestod af en Staalplade med et cirkulært Hul eller Boring.

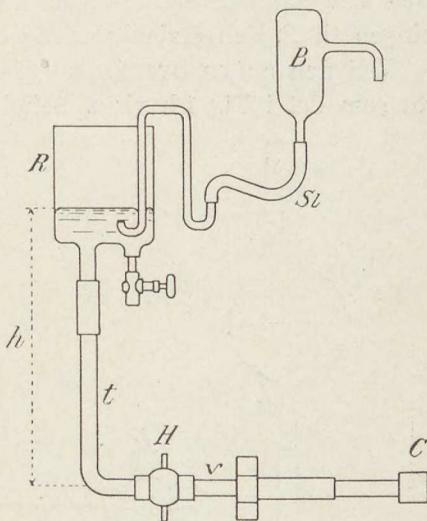


Fig. 1 a.

Det er nu for Anvendelsernes Skyld af Interesse at have et grundigt Kendskab til Kvægsølvets Udstrømningsforhold, og jeg har derfor i Tidens Løb foretaget en Del Forsøg herover. Ved disse Udstrømningsforsøg arbejdedes der med den ene eller anden af følgende to

*) Indholdet af dette Kapitel udgør i Hovedsagen et Resumé af en Række Undersøgelser over Vædskestraalens — særlig Kvægsølvstraalens — fysiske Forhold. Udførligere Beretninger om disse Undersøgelser med Diskussion af Metoder og Resultater vil fremkomme andet Steds.

Metoder. I den ene Metode benyttedes det Tilbehør, der er tegnet ind i Fig. 1 a. *B* er her en Beholder forbundet med *R* gennem et Rørsystem, i hvilket der er indskudt et Stykke bøjelig Slange *Sl*. Ved Begyndelsen af et Udstørningsforsøg fyldtes *B* med Kvægsølv, idet Forbindelsen til *R* holdtes lukket ved, at Slangen pressedes sammen mellem to Fingre. I et givet Øjeblik aabnedes Trykledningens Hane, og samtidigt sættes et Stoppeur i Gang. Det udstømmende Kvægsølv opsamledes i en Maalecylinder, der var anbragt foran Munden af Hulpladen. Under Udstømningen holdtes Kvægsølvet paa konstant Niveau i *R*, idet der aabnedes mere eller mindre for Slangen. Overfladens Stilling markeredes ved en tilspidset Staalpind gjort fast i lodret Stilling over Overfladen. Naar det meste Kvægsølv var strømmet ud, lukkedes Hanen, og samtidigt standsedes Stoppeuret. To Personer var nødvendige til Udførelsen af de antydede Manipulationer. Den ene aabnede og lukkede Hanen samt regulerede Tilstrømningen til *R*, den anden startede og standsede Stoppeuret.

Ved den anden ovenfor antydede Metode benyttedes et Apparat som det i Fig 1 b viste. Beholderen *R* fyldtes med Kvægsølv,

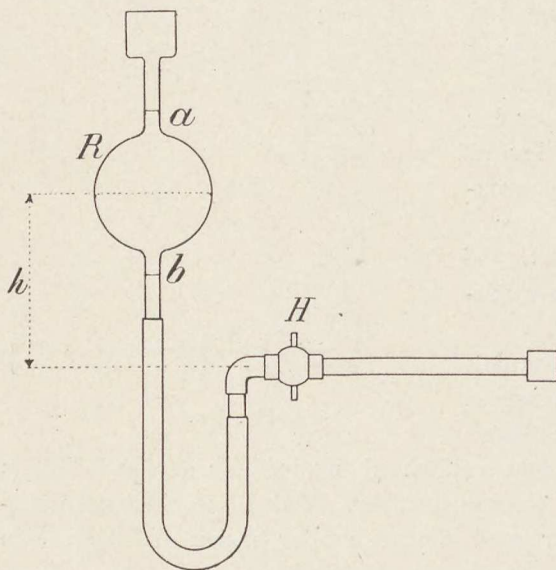


Fig. 1 b.

og man iagttog paa et Stoppeur Udstømningstiden for det mellem Mærkerne *a* og *b* indesluttede Volumen V_0 , der i Forvejen var udmaalt med passende Nøjagtighed. Under en Udstørningsbestemmelse af denne Type er Trykhøjden altsaa ikke konstant, og man maa følgelig bestemme den Gennemsnitstrykhøjde, ved hvilken Voluminet V_0 vilde

strømme ud i samme Tid som samme Volumen ved det faktiske Forsøgsapparat. Denne Bestemmelse foretages simpelthen paa den Maade, at man — efter at Udstømningstiden er fundet —

atter fylder Beholderen R , sætter Uret i Gang i det Øjeblik, Overfladen passerer a , og lukker Hanen, efter at den halve Udstømningstid er gaaet. Overfladens Højde over Straalehullets Midtpunkt er da, naar Trykhøjden er større end Kuglen R ' Diameter, med tilstrækkelig Tilnærmelse lig med Gennemsnitstrykhøjden.

Ved begge de ovenfor antydede Metoder, hvoraf den sidste vel nok er den sikreste, finder man det i et Sekund udstømmende Vædskevolumen V svarende til en bestemt Trykhøjde h . Ved et fuldstændigt Udstømningsforsøg vil man variere h og undersøge, hvorledes V ændres. Før vi gaar over til Spørgsmaalet om Behandlingen af Forsøgets Iagttagelsesmateriale, vil vi tænke over, hvilke de Forhold er, der bestemmer V . Efter *Torricellis* Lov skulde Hastigheden v af Delene i Straalens mindste Tværsnit være bestemt ved

$$v = \sqrt{2gh}.$$

Vi indser nu imidlertid, at h her maa rettes for Overfladespændingen C 's Modtryk, der repræsenterer en Kvægsølv søjle af Højde

$$h_0 = \frac{1}{\rho g} \cdot \frac{C}{r},$$

naar r er Straalens Radius og ρ Kvægsølvets Vægtfylde*). Dersom Straalens Diameter nu som Følge af Kontraktion er α_c Gange Boringens mindste Diameter d , skulde det i et Sekund udstømmende Volumen altsaa være

$$V = \frac{\pi}{4} (\alpha_c d)^2 \cdot v = \frac{\pi}{4} (\alpha_c d)^2 \cdot \sqrt{2g(h - h_0)}.$$

Imidlertid er der her ikke taget Hensyn til Indflydelsen af den indre Gnidning i Kvægsølvet. Dersom Diameteren i Trykrøret og den vandrette Gren (v i Fig. 1 a) ligger under en vis Grænse, finder der et kendeligt Tryktab Sted i Rørsystemet, og v bliver af den Grund mindre, idet man fra $h - h_0$ maa trække et Beløb h_p , der indenfor visse Grænser maaske kan sættes proportionalt med Straalens Hastighed. Ved videre Rør er dette Tab umærkeligt, men Gnidningen gør sig endnu gældende i selve Straalehullet eller Straaleboringen. Her bevirker den, at Straaledelene umiddelbart op til Væggen ligger stille, og at Delene i et tyndt Lag op ad Væggen faar en mindre Hastighed end Delene inde i

*) C. Christiansen: Ann. d. Phys. 5, 436, 1901.

Straalens Midte. Denne ulige Fordeling af Hastigheden i Straalehullet gaar naturligvis igen i Straalen. Undersøges Hastighedsfordelingen over Straalens Tværsnit umiddelbart udenfor Straalehullet, finder man, som vi nedenfor skal se, at Straalepartiklerne over den største Del af Diameteren virkelig har den Værdi, som *Torricellis* Udtryk giver, naar det korrigeres for Overfladespændingen. Kun i et tyndt Lag lige ude ved Overfladen falder Hastigheden af. Gennemsnitshastigheden over Tværnittet maa følgelig være noget mindre end den ved *Torricellis* Udtryk givne. Der- som Hastighedsfordelingen kun i ringe Grad afhænger af Trykhøjden, kan vi sætte

$$v = \kappa_f^2 \sqrt{2g(h - h_0)},$$

hvor κ_f er en Konstant, og faar saaledes

$$V = \kappa_c^2 \cdot \kappa_f^2 \cdot \frac{\pi}{4} d^2 \cdot \sqrt{2g(h - h_0)}.$$

Her kan vi nu i Stedet for $\kappa_c^2 \cdot \kappa_f^2$ sætte en enkelt Konstant κ^2 , hvor κ da kan betegnes som den effektive Kontraktionskoefficient. Den og kun den kan vi bestemme ved vore Udstrømningsforsøg. Om den effektive Kontraktion helt skal tilskrives Gnidningen, eller om en virkelig Kontraktion gør sig gældende, forbliver principielt uafgjort*).

Kvadreres Ligningen for V faas:

$$V^2 = \kappa^4 \cdot \left(\frac{\pi}{4} d^2 \right)^2 \cdot 2g(h - h_0),$$

hvoraf

$$h = A \cdot V^2 + h_0.$$

Afbildes altsaa Afhængigheden mellem V^2 og h fundet ved vore Udstrømningsforsøg, skal Resultatet blive en ret Linie, der af h -Aksen afskærer den til Overfladespændingen svarende Trykhøjde h_0 . Kun hvis et kendeligt Trykfald i Rørsystemet gør sig gældende, eller hvis Forudsætningen om, at κ_f er uafhængig af Trykhøjden, ikke slaar til, skal Linien krumme. Gør den det nu

*) Den her anførte Teori for Udstrømningen i Straaleform har jeg i den seneste Tid suppleret med en Korrektion for Tryktabet i Straaleboringeu. Hvis denne er cylindrisk, kan der ved mindre Trykhøjder gores Rede for Tabet ved fra h yderligere at trække en Trykhøjde h_p beregnet ved *Poiseuilles* Udtryk, altsaa ved

$$h_p = \frac{8\eta}{\pi g \rho} \cdot \frac{L}{r^4} \cdot V,$$

hvor η er den sædvanlige Værdi for den indre Gnidning, ρ Vædskenes Vægtfylde, L Boringens Længde (cm) og V det pr. Sek. udstrømmende Vædskesvolumen. Korrektionen tør betragtes som uvæsentlig i Forsøgene nedenfor.

ikke, kan vi udmaale dens Retningstangens A eller $\frac{1}{A}$ og herved bestemme z , idet

$$\frac{1}{A} = 2g \cdot z^4 \cdot \left(\frac{\pi}{4} d^2 \right)^2.$$

Vi anfører Resultaterne af nogle Udstrømningsforsøg udført efter de antydede Metoder. Efter den første af disse (konstant h) undersøgtes Udstrømningen gennem 4 Straalehuller, karakteriserede i følgende Oversigt:

	Mindste Diameter i Boringen.	Boringens Længde.	Boringens Form.				
a	0,995 mm.	7,0 mm.	konisk 2,8—1 mm, cylindrisk paa sidste 2 mm.				
b	1,49 -	6,8 -	—	2,8—1,5 -	—	-	1,5 -
c	1,97 -	14,0 -	—	5 -2 -	—	-	7 -
d	2,98 -	6,5 -	—	5 -3 -	—	-	1 -

Ved Forsøgene var den vandrette Gren v i Fig. 1 a inklusive C 40 cm lang. Rørvidden var 1,5 cm og Boringen i Hanen 1,4 cm. Trykrøret l var sat sammen af Rørstykker med væsentlig samme indvendige Diameter som v . I Fig. 2 er et Forsøg med Hulpladen paa 1,97 mm gengivet grafisk i den stærkt optrukne Kurve. Den stiplede gengiver Afhængigheden mellem V^2 og h , som den skulde være efter *Torricellis* Lov uden Rettelse for Overfladespændingen. Det ses, at den iagttagne Kurve er fuldkommen retliniet, og at den af Abscisseaksen afskærer et vist Stykke, der viser sig at stemme godt med den Trykhøjde, Overfladespændingen repræsenterer. I næstsidste Kolonne af hosstaaende Tabel I er de ved Forsøgene fundne effektive Diameterkontraktioner anført for alle fire Hulplader.

Tabel I.

$2r$ (cm)	$\frac{1}{A}$	$2g \left(\frac{\pi}{4} d^2 \right)^2$	z^2	Effektiv Tværsnits- kontraktion.	Effektiv Diameter- kontraktion.	Diameter- kontraktion ved Modstands- maaling.
0,0995	0,0960	0,120	0,894	10,6 %	5,3 %	3,6 %
0,149	0,584	0,597	0,990	1,0 -	0,5 -	0,7 -
0,197	1,587	1,818	0,935	6,5 -	3,3 -	2,6 -
0,298	7,85	9,53	0,908	9,2 -	4,6 -	4,0 -

De effektive Kontraktioner er, som det ses, gennemgaaende smaa. Til Sammenligning bestemtes Kontraktionerne senere for de tre sidste Boringer ved den anden Metode.

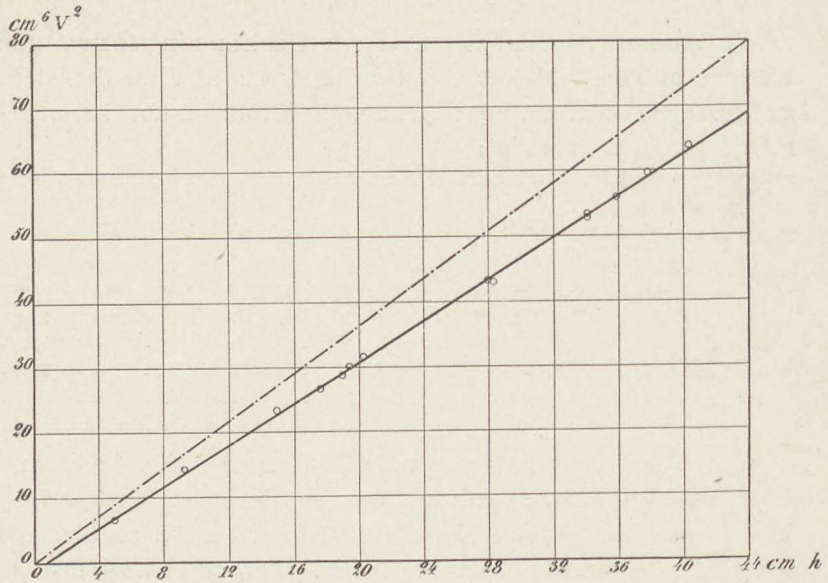


Fig. 2.

Herved fandtes:

Tabel II.

2r (cm)	Diameterkontraktion.			
0,149	0,5 %	—	—	—
0,197	4,6 -	4,2 %	3,4 %	3,0 %
0,298	4,0 -	—	—	—

Overensstemmelsen mellem de to Metoder er fuldt tilfredsstillende. De 4 Maalinger paa 0,197-Boringen blev foretaget i Løbet af 3 Dage i den anførte Rækkefølge. Det synes, at Kontraktionen har ændret sig systematisk. Aarsagen hertil maa vistnok søges i en Forandring i Boringens Overflade, der mellem hvert Forsøg blev gnedet af med en lille Trætap. Herved er den formentlig bleven mere og mere glat eller ren. Den store Værdi, Kontraktionen til en Begyndelse har sammenlignet med den tidligere

fundne, skyldes da formentlig den Omstændighed, at Hulpladen siden Bestemmelsen i Tab. I havde henligget ubenyttet i ca. 1 Aar og derved var bleven noget iltet.

Efter at den nu gengivne Sammenligning var foretaget mellem de to ovenfor antydede Metoder, og Berettigelsen af at bruge den sidste var godtgjort, benyttedes denne til en systematisk Undersøgelse over den effektive Kontraktions Afhængighed af Straalehullets karakteristiske Forhold. Bestemmelsen af Kontraktionen foretoges herved i Almindelighed blot ved eet Sæt sammenhørende Iagttagelser af det i 1 Sek. udstømmende Volumen V og Trykhøjden h . Ganske vist kræver Bestemmelsen af A , der atter giver os z , to Sæt Værdier for V og h . Men vi har ogsaa et Sæt foruden det iagttagne, idet vi kan beregne den Trykhøjde $h_0 = \frac{C}{r} \cdot \frac{1}{\rho g}$, for hvilken $V = 0$. Vi sætter ved denne Beregning $C = 525$ og r lig Radius i Straalehullet og kan nøjes med denne tilnærmede Værdi for r , fordi h_0 altid er meget lille. Vi har her-
 efter

$$\frac{1}{A} = \frac{V^2}{h - h_0}.$$

Undertiden er dog to Iagttagelsessæt benyttet, hvorved

$$\frac{1}{A} = \frac{V_1^2 - V_2^2}{h_1 - h_2}.$$

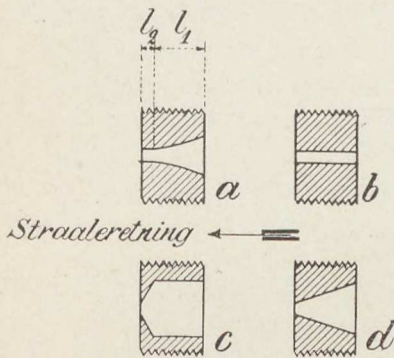


Fig. 3.

forskellige Plader fandtes de Kontraktioner, der er anførte Tabel III.

Vi begynder med at gengive en Undersøgelse over den effektive Kontraktion ved en Række cylindriske Boringer af det i Fig. 3 a viste Profil. Boringerne indledes, som det ses, med en konisk eller tragtformet Del l_1 , der altid var 5 mm lang og snævrede ind fra 3,5 til 2 mm. Den cylindriske Del havde ved alle Boringer en Diameter paa 2 mm; dens Længde l_2 varierede fra 0 til 10 mm. Med 6

Tabel III.

Længde af cylindrisk Del.	Boringens hele Længde.	Diameter i cylindrisk Del.	Diameterkontrak- tionen.		(I + II) : 2
			I	II	
0 mm	5 mm	0,206 cm	4,9 ‰	5,3 ‰	5,1 ‰
1 -	6 -	0,198 -	1,3 -	1,2 -	1,3 -
3 -	8 -	0,197 -	2,6 -	0,5 -	1,5 -
5 -	10 -	0,199 -	3,1 -	1,4 -	2,2 -
7 -	12 -	0,198 -	1,4 -	0,6 -	1,0 -
10 -	15 -	0,197 -	1,5 -	1,7 -	1,6 -

Bortset fra den første Hulplade giver alle Boringer uafhængigt af Længden en effektiv Diameterkontraktion paa ca. 1,5 ‰. Den større Værdi for Kontraktionen ved den første Hulplade, hvor den cylindriske Del er helt borttaget, skyldes rimeligvis, at der her gør sig en virkelig Kontraktion — Konvergenskontraktion — gældende foraarsaget ved Boringens koniske Form.

For herefter at undersøge Kontraktionens Afhængighed af Diameteren fremstilledes tre Boringer af Typen *a* Fig. 3 med Diametre i den cylindriske Del paa henholdsvis 3, 4 og 5 mm. Længden af den hele Boring var ved alle tre Plader 10 mm. Længden af den cylindriske Del 5 mm. I Tab. IV ses Resultater af Kontraktionsbestemmelser med disse Plader og en fornyet Bestemmelse med den tilsvarende Plade paa 2 mm. fra forrige Forsøg.

Tabel IV.

2r (cm)	Diameterkontrak- tion.
0,2	1,7 ‰
0,3	3,7 -
0,4	4,4 -
0,5	4,7 -

Den effektive Kontraktion synes altsaa at vokse noget med Diameteren, maaske fordi Strømningen gennem Boringen bliver i desto højere Grad turbulent, jo videre Boringen er.

Boringerne i Tab. IV var først ført lige igennem Hulpladen saaledes, at disse havde det i Fig. 3 b antydede Længdesnit. Strømningen gennem en Række Boringer af denne Type blev undersøgt ved Forsøg, hvis Resultater er gengivne i den anden Dobbeltkolonne af Tab. V.

Tabel V.

2r (cm)	Diameterkontraktion.			
	Ved skarp Kant.		Ved afrundet Kant.	Ved konisk Indledning af cyl. Boring.
	I	II		
0,1	—	12,2 %	6,2 %	—
0,2	—	—	—	1,7 %
0,3	20,0 %	11,4 -	5,0 -	3,7 -
0,4	21,9 -	11,1 -	5,4 -	4,4 -
0,5	21,2 -	10,9 -	3,9 -	4,7 -

Man kan i Almindelighed faa to Strømningsformer, idet Straalen kan løsne sig fra Boringens Væg eller følge denne. I første Tilfælde faas en virkelig Kontraktion paa ca. 21 % svarende til Udstrømning gennem et Hul i en plan Væg. I sidste Tilfælde faas en Kontraktion paa 11 — 12 %, der utvivlsomt alene er tilsyneladende. Den hidrører dog næppe fra egentlig Gnidning i Boringen, men fra en hydrodynamisk Modstand fremkaldt ved den pludselige Bøjning af Strømlinierne om Boringens indre Kant. Vi har altsaa her endnu en Aarsag til en Formindskelse af den udstrømmende Vædske mængde. Virkningen, som vi iagttagere, kan vi passende betegne som Randvirkning. Forfatteren undersøgte, hvorledes den ahang af Kantens Skarphed, og fandt, at den forsvandt selv ved en ganske ringe Afrunding af Kanten, saaledes som det fremgaar af Tab. VI.

Tabel VI.

Kantens Krumningsradius.	Udstrømningstid for 252 cm ³ .	Diameterkontraktion.
0 mm.	20,6 Sek.	10,1 %
0,6 -	18,55 -	} 5,0 -
0,9 -	18,15 -	
1,5 -	18,60 -	

Efter denne Undersøgelse blev den indvendige Kant paa alle Hulplader i Tab. V undtagen 0,2 cm-Pladen afrundet med en Krumningsradius paa ca. 1,5 mm. For Diameterkontraktionerne fandtes herefter de Tal, der er anført i tredje Kolonne Tab. V. Endelig blev den cirkulære Afrunding erstattet med en konisk Indledning af den cylindriske Boring nemlig den, Pladerne havde ved Forsøgene gengivne i Tabel IV. Denne Tabels Resultater er gentagne i Tab. V's sidste Kolonne. Det vil ses, at der neppe er nogen Forskel paa Kontraktionen ved de to Maader at indlede den cylindriske Boring paa.

Om man ved en cylindrisk Boring med indre skarp Kant faar den ene eller den anden af de to ovenfor antydede Strømningsformer, er ved Boringer af mellemstor Lysning tilfældig. Ved de videste Boringer ovenfor løsnede Straalen sig i Almindelighed fra Væggen. Ved de snævreste fulgte den af sig selv denne. Man kan dog altid meget let faa den til at følge Væggen, naar man blot sørger for, at Boringen til at begynde med er fyldt med Kvægsølv. Med det i Fig. 1 b viste Apparat sker det yderst simpelt derved, at man aabner Hanen og lukker for Straalehullet med en Finger. Naar Straalen ved de vide Boringer fulgte Væggen, havde den et ejendommeligt trævlet Udseende og syntes tykkere end svarende til Straalehullet. Det saa ud, som om den havde opløst sig i et Bundt af Strømfibre. Ved tyndere Straaler samlede disse Fibre sig meget snart til en glat Straale, eller de iagttoges overhovedet ikke.

Ved en cylindrisk Boring maa en glat Straale utvivlsomt meget nær have Boringens Diameter. Den effektive Kontraktion, som vi har iagttaget ved cylindriske Boringer med indre afrundet Kant eller med en indledende konisk Del, er altsaa formentlig i alt væsentligt tilsyneladende og hidrører fra Gnidningen op langs Væggen i Boringen. Det er nu højst ejendommeligt at se, hvor nær Kvægsølv i sine Udstrømningsforhold kommer en ideal Vædske. Af de cylindriske Boringer paa 2 mm. i Tab. III udstrømmer der en Kvægsølvsmængde, der kun er ca. 3% mindre end den, der vilde strømme ud, hvis Kvægsølvet var en ideal Vædske.

Der kan være Grund til at pege paa, at Straalens Diameter selv ved cylindrisk Boring principielt maa være lidt omend utvivlsomt

kun yderst lidt mindre end Boringens. Langs Væggen i den borede Kanal eller Tunnel ligger Vædskedelene nemlig stille, saa at Straalen i Virkeligheden saa at sige presses ud af en Vædskekappe. Den maa derved faa en Diameter saa meget mindre end Boringens som det dobbelte af Kappens Tykkelse, saaledes som antydtes i Fig. 4 a.

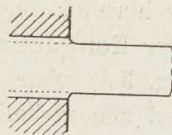


Fig. 4 a.

I Tab. I har vi ved den cylindriske Hulplade paa 0,197 cm konstateret en noget større Diameterkontraktion end ved Boringerne af samme Diameter i Tab. III. Jeg bestemte den virkelige Kontraktion for alle de i Tab. I betragtede Straaler ved Maaling af Straalernes Modstand. (Se nedenfor). Herved fandtes de Værdier, der er anført i Tab. I' sidste Kolonne. Betragter vi Hulpladen paa 0,197 cm er nu

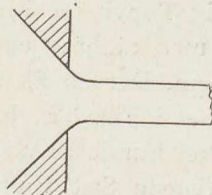


Fig. 4 b.

$$1 - z_c z_f = \frac{3,3}{100},$$

$$1 - z_c = \frac{2,6}{100},$$

hvoraf

$$1 - z_f = \frac{0,7}{100}.$$

At dømme efter Modstandsmaalingen er Kontraktionen for 2,6 % Vedkommende virkelig og for 0,7 % tilsyneladende. De 0,7 % stemmer nogenlunde med Resultaterne i Tab. III. Den virkelige Kontraktion paa 2,6 % kan forklares ved, at den maalte Diameter ved den cylindriske Boring ikke er Boringens mindste Diameter. Den, der maales, er Diametren i Boringens Spor i Hulpladens ydre Overflade; men det er jo ikke helt utænkeligt, at der kan findes et noget snævrere Sted længere inde i Kanalen. Iøvrigt ligger de betragtede Differenser i Kontraktion vistnok meget nær ved selve Bestemmelsernes Usikkerhed. Det skønnes nemlig, at Bestemmelsen af $100(1-z)$ ved Udstrømningsforsøgene har en absolut Usikkerhed paa ca. 0,5—1, medens $100(1-z_c)$ funden ved Modstandsmaaling maaske nok har en noget større Sikkerhed.

Vi gaar herefter over til at gengive Resultaterne af en Række Forsøg over Kontraktionen ved koniske Boringer af den i Fig. 3 c (og Fig. 3 d) viste Type. Ved saadanne Boringer er i Almindelighed den virkelige, koniske Kontraktion, der er antydnet i Fig. 4 b, overvejende. Der blev fremstillet et Sæt Hulplader med forskellig Topvinkel i den koniske Boring. Alle Boringer begyndte med at have en Diameter paa 1 cm og snævrede ind til ca. 0,2 cm. Derved fik Hulpladens Gennemsnit ved en stor Topvinkel det i Fig. 3 c viste Udseende, medens det ved en mindre Topvinkel kunde se ud som i Fig. 3 d. To Forsøgsrækker med det antydede Sæt Hulplader gav de Resultater, der er anført i Tab. VII.

Tabel VII.

Topvinkel.	Diameter $2r$ (cm).	Diameterkontraktioner.		$\frac{1}{2}(I + II)$.
		I	II	
0°	0,197	1,7 ‰	—	—
30	0,196	1,1 -	0,9 ‰	1,0 ‰
60	0,196	9,9 -	8,1 -	9,0 -
90	0,197	15,8 -	13,9 -	14,8 -
120	0,200	21,3 -	20,0 -	20,6 -
150	0,195	19,5 -	18,1 -	18,8 -

I Fig. 5 er Tabellens første Forsøgsrække afbildet grafisk. De iagttagne Punkter er supplerede med et svarende til Topvinklen 180° altsaa til en Hulplade med en plan (uendelig tynd) Væg. Den indtegnede Værdi er den, som *Bayer**) ad teoretisk Vej har udledt for Konvergenskontraktionen, nemlig

$$\left(1 - \frac{\pi}{4}\right) \cdot 100 = 21,5 \text{ ‰}.$$

Denne Værdi stemmer godt med de Kontraktioner, vi ovenfor fandt ved Kvægsølvets Udstrømning af en cylindrisk Boring, naar Straalen løsne sig fra Væggen. Gennem de iagttagne Punkter tvinges man til i Fig. 5 at tegne en Kurve som den stærkt optrukne. Imidlertid er der Grund til at tro, at denne Kurve i nogen Grad er forfalsket, og at den virkelige Afhængighed mellem Kontraktion og Topvinkel nærmer sig mere til en ret Linie mellem

*) *Bayer*: Compt. rend. 27, 1848.

o og c. Jeg drager den Slutning af senere Forsøg med Vand. Det fandtes ved disse Forsøg, at Vandstraaler udviser ganske de samme

Kontraktioner som Kvægsølv, naar de samme Boringer anvendes. Men det viste sig ogsaa ved Fremstilling af et ikke ringe Antal nye Hulplader, at de enkelte Boringer var ret stærkt individuelt prægede, hvad Kontraktionen angik. Navnlig blev det klart, at Kontraktionen iagttaget ved

Boringen paa 120° ovenfor afgjort var ab-

normt stor. En nærmere Undersøgelse af Pladen viste da ogsaa, at den yderste Del af den koniske Boring i sin Profil var stærkt affladet. Tegnedes alle Punkter iagttagne ved Vand og Kvægsølv ind i en og samme grafiske Fremstilling, bestemtes en Kurve, der vel syntes at have Kurven *abc'* karakteristiske Krumninger, men alligevel kom den rette Linie meget nær.

At den koniske Kontraktion er uafhængig af Boringens Diameter, viste et Forsøg, hvis Resultater er gengivne i Tab. VIII. Ved Forsøget var Topvinklen 120° .

DIAMETERKONTRAKTION VED KONISKE BORINGER

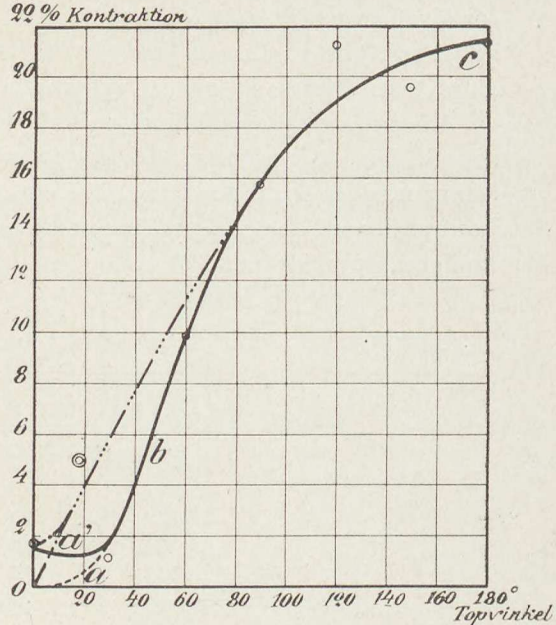


Fig. 5.

Tabel VIII.

2r (cm)	Diameterkontraktion.
0,5	16,6 %
0,4	17,2 -
0,3	16,5 -
0,2	18,6 -
0,1	15,5 -

Endelig viste Forsøg med Hulpladerne 0,5 cm og 0,3 cm, at Kontraktionen, saaledes som vi i det foregaaende overalt har forudsat, er uafhængig af Trykhøjden. Kurven $V^2 - h$ blev nøjagtigt retliniet i ethvert Fald op til en Trykhøjde paa 25 cm. Heraf kan sluttet, at ogsaa Tryktabet i den ca. 120 cm lange og ca. 1,5 cm vide Rørforbindelse mellem Reservoir og Straalekapsel (Se Fig. 1) er forsvindende selv ved en Straale af Tykkelse 5 mm med en Hastighed paa 250 cm. I Tabel IX er Diameterkontraktionen, funden ved forskellig Trykhøjde, anført for den koniske Hulplade paa 0,5 cm.

Tabel IX.

$h - h_0$	$(1 - \alpha) 100$
30,56 cm	17,7 ‰
26,17 -	17,1 -
23,51 -	16,7 -
19,39 -	18,0 -
11,71 -	16,7 -

Tabellen giver en Forestilling om Sikkerheden paa Kontraktionsbestemmelsen. Den beløber sig, som det ses, her til ca. 0,5 ‰ (absolut Usikkerhed).

Vore Udstrømningsforsøg har, som det ses, tilladt os at drage ret sikre Slutninger med Hensyn til Straalens virkelige Kontraktion og det til Trods for, at Forsøgene principielt kun giver Besked om den effektive. Naar man kender den virkelige Kontraktion — eller Straalens virkelige Diameter —, har man i en Bestemmelse af det i et Sek. udstrømmende Vædskevolumen V yderst simpelt Middel til at finde Straalens Hastighed, hvad der er af Betydning for de tekniske Systemer, der nedenfor skal omtales. Man har nemlig

$$v = \frac{V}{\frac{\pi}{4} (\alpha_c d)^2}$$

α_c kan man for koniske Boringer finde af en Kurve som Fig. 5. Ved cylindriske Boringer er $\alpha_c = 1$, Antagelig vil man kunne

regne med, at en saaledes funden Hastighed i Almindelighed ikke har en større Usikkerhed end 2—4 %.

En anden Vej at gaa er den at beregne Hastigheden ved *Torricellis* korrigerede Udtryk altsaa ved

$$v = z_f^2 \cdot \sqrt{2g(h - h_0)}.$$

Her kræves da Kendskab til z_f^2 eller til den tilsyneladende Kontraktion. Vore Forsøg synes at vise, at $1 - z_f$ ved cylindriske Boringer varierer noget med Boringens Diameter. Ved en Lysning paa 2 mm er $1 - z_f = \frac{1,5}{100}$, ved en Lysning paa 5 mm $\frac{4,5}{100}$.

Ved koniske Boringer vil z_f^2 formentlig i Almindelighed ligge 1 meget nær. Den Højde h_0 , Overfladespændingen repræsenterer, afhænger af Straalens Diameter, som ovenfor angivet. I Tab. X er h_0 anført for en Række Diametre d :

Tabel X.

d	h_0
0,1 cm	7,90 mm
0,2 -	3,95 -
0,3 -	2,62 -
0,4 -	1,97 -
0,5 -	1,58 -

Herved er Overfladespændingen for Kvægsølv sat lig 525 (cgs).

B. Bestemmelse af en Kvægsølvstraales Diameter ved Modstandsmaaling. I Forbindelse med den foregaaende Under søgelse skal jeg endnu omtale en Metode til direkte Bestemmelse af Straalens Diameter eller af den virkelige Kontraktion. Kombineret med en Udstrømningsbestemmelse giver den en absolut Maaling af Straalens Gennemsnitshastighed. Metoden bestaar i, at man maaler den elektriske Modstand i en given Længde af Straalen og heraf beregner Diametren. Modstandsmaalingen foretoges ved de Forsøg, hvis Resultater nedenfor skal gengives, ved Hjælp af Præcisionsviserinstrumenter for Jævnstrøm. Straalen

ramte en Elektrode. Gennem Straalen sendtes en Strøm I , der aflæstes paa et Ampèremeter. Paa et Millivoltmeter med passende Forlagsmodstand iagttoges Spændingsfaldet p mellem Elektroden og Kvægsølvet i Reservoirret. Dette Spændingsfald skyldes ikke alene Modstanden i Straalen, men tillige Overgangsmodstand særligt ved Elektroden. For at eliminere denne Modstand maa man iagttage p for to Længder l_1 og l_2 af Straalen. Er de hertil svarende Spændingsfald p_1 og p_2 , vil Modstanden pr. cm mellem l_1 og l_2 være

$$r = \frac{p_1 - p_2}{I} \cdot \frac{1}{l_1 - l_2}.$$

Vil man detaillere undersøge Straalen, giver man denne en Række Længder l og aflæser p svarende til hver Længde. Man afbilder herefter passende Forsøget grafisk, idet man tager l til Abscisse, p til Ordinat. Herved faar man en Kurve frem, der, saafremt r er konstant, skal blive en ret Linie. Liniens Retningstangens divideret med I bestemmer den søgte Størrelse r , af hvilken atter Straalens Diameter kan beregnes. Varierer Diametren kendeligt, viser det sig i Kurven, der i saa Fald bliver svagt krummet. Udtrykket for r er ikke helt rigtigt. En ringe Del af Strømmen I flyder gennem Millivoltmetret. Kaldes den samlede Modstand i dette og Forlagsmodstanden R , bliver Korrektionen paa r bestemt ved

$$\Delta r = \frac{i_1^2 - i_2^2}{I^2} \cdot \frac{R}{l_1 - l_2},$$

naar i_1 og i_2 betegner Strømmene gennem Millivoltmetret altsaa henholdsvis $\frac{p_1}{R}$ og $\frac{p_2}{R}$.

Ved Maalingerne nedenfor benyttedes et Weston-Millivoltmeter med Modstand 2 Ohm. 100 Inddelinger paa dette Instrument betyder 20 Milliampère eller 40 Millivolt uden Forlagsmodstand. Nu forsynedes Millivoltmetret altid med en Forlagsmodstand af en saadan Størrelse, at R numerisk var I , $2I$, $3I$ eller i Almindelighed $n \cdot I$. I de grafiske Afbildninger af Forsøgene afsattes i Stedet for p direkte Udslaget α paa Millivoltmetret. Kaldes den udmaalte Retningstangens k , vil den ukorrigerede Modstand r da være bestemt ved

$$r = \frac{R \cdot (i_1 - i_2) \cdot \frac{20}{100} \cdot 10^{-3}}{(l_1 - l_2) \cdot I} = 0,2 \cdot n \cdot k \cdot 10^{-3} \text{ Ohm,}$$

medens Korrektionen beregnes af

$$\Delta r = \frac{(i_1^2 - i_2^2) \cdot n}{I} \cdot \frac{1}{l_1 - l_2}.$$

Den er altsaa omvendt proportional med I . Ved at vælge Forlagsmodstanden paa den antydende Maade opnaaedes foruden et simpelt Regneudtryk tillige den Fordel, at Aflæsningen ved samme Straale altid i det væsentlige faldt paa samme Sted af Millivoltmetrets Skala. Det betød, at Kurver optagne for forskellig Strømstyrke kunde sammenlignes direkte og derfor med stor Sikkerhed.

Det viste sig snart, at den afgørende Betingelse for en sikker Maaling af Modstanden ja for en Maaling i det hele taget var amalgamerede Elektroder. Først ramte Straalen en Elektrode af uamalgameret Jærn, men herved iagttoges en Overgangsmodstand mellem Jærn og Kvægsølv, der var flere Gange større end Straalens Modstand og tillige i højeste Grad variabel og springende. Jærnelektroden erstattedes derefter med en Elektrode af amalgameret Kobber, og Strømtilledningen til Kvægsølvet i Reservoirret fandt Sted gennem en amalgameret Kobbertraad. Afledningerne til Millivoltmetret skete gennem Forbindelser, der altid toges fra Punkter indenfor Strømtillednings- og Fraledningspunkterne.

Med Opstillingen kunde der herefter opnaas en særdeles sikker Bestemmelse af Spændingsfald eller Modstand pr. cm i Kvægsølvstraalen. Dette vil fremgaa af Tabellerne XI og XII, der gengiver Maalinger udført ved forskellige Maalestrømme paa Straaler af forskellig Hastighed og Diameter fremstillede ved de samme Hulplader, der benyttedes ved Forsøgene i Tab. I. En nærmere Betragtning af Iagttagelsesmaterialet giver Grund til at antage, at Maalingen af Modstanden pr. cm i en given Straale kan drives op til en Nøjagtighed af 1 ‰ eller maaske Brøkdele af Promille. Maaleobjektet synes derimod ikke ved de benyttede Hulplader at kunne reproducere med saa stor Nøjagtighed. Mellem hver Bestemmelse altsaa ved Overgang fra en Strøm til en anden udtoges Straalepladen og Hullet rensedes. De større

Forskelle i k har utvivlsomt deres Forklaring i Ændringer i Straalen ved denne Behandling af Systemet, som var nødvendig for at undgaa systematiske Forandringer i Straalens Diameter.

Tabel XI.

Tempe- ratur.	Strøm.	Retnings- tangens k .	$r \cdot 10^3$ Ohm.	$r_{\text{kor.}} \cdot 10^3$ ved 30° Ohm.	Trykhøjde.	Straalehuls- diameter.	Under- søgt Længde.
32,1 ^o	5	8,27	3,308	3,287	17,0 cm	1,97 mm	7 cm
35,1	10	8,31	3,324	3,300			
37,1	15	8,51	3,404	3,378			
36,6	20	8,29	3,316	3,296			
33,9	25	8,26	3,304	3,289			
				3,310			
39,4 ^o	5	8,26	3,304	3,293	28,4 cm	1,97 mm	7 cm
32,8	10	8,46	3,384	3,385			
37,7	15	8,40	3,360	3,343			
39,1	20	8,40	3,360	3,338			
36,0	25	8,32	3,328	3,316			
				3,335			
35,5 ^o	5	8,20	3,280	3,250	39,8 cm	1,97 mm	10 cm
38,4	10	8,25	3,300	3,270			
—	15	—	—	—			
—	20	—	—	—			
37,2	25	8,30	3,320	3,297			
				3,272			

De elektriske Maalinger viser desuden, at Straalediametren ikke varierer kendeligt med Trykhøjden. — Beregner man Straalens Gennemsnitsdiameter paa den undersøgte Længde af Straalen, faas de Værdier for Kontraktionerne, der allerede tidligere er anført i Tab. I og der sammenlignede med de effektive Kontraktioner bestemt ved Udstrømningsforsøg.

Ved den nu antydede Maalemetode var der selvfølgelig en Række Forhold, hvis Indflydelse paa Resultatet maatte diskuteres. Ved Beregningen af Straalediametren forudsattes det, at Kvægsølv, i hvilket der var opløst noget Kobber fra Elektroderne, havde rent Kægsølvs Ledningsevne. Ved Præcisionsmaaling fandtes

Tabel XII.

Tempe- ratur.	Strøm.	Retnings- tangens k.	$r \cdot 10^3$ Ohm.	$r_{\text{kor.}} \cdot 10^4$ ved 30° Ohm.	Trykhøjde.	Straalehuls- diameter.	Under- søgt Længde.
37,5°	5	16,97	13,58	13,53	28,4 cm	0,995 mm	3,5 cm
38,2	10	16,57	13,26	13,18			
38,2	15	16,90	13,52	13,44			
38,2	20	16,77	13,42	13,33			
37,2	25	16,97	13,58	13,49			
				13,39			
29,8°	5	14,00	5,600	5,626	28,4 cm	1,49 mm	6 cm
27,6	10	13,92	5,567	5,595			
33,4	15	14,07	5,628	5,620			
29,2	20	14,07	5,628	5,639			
31,4	25	14,12	5,648	5,646			
				5,625			
39,4°	5	8,26	3,304	3,293	28,4 cm	1,97 mm	7 cm
32,8	10	8,46	3,384	3,385			
37,7	15	8,40	3,360	3,343			
39,1	20	8,40	3,360	3,338			
36,0	25	8,32	3,328	3,316			
				3,335			
34,4°	5	7,46	1,492	1,492	27,7 cm	2,98 mm	8 cm
37,8	10	7,60	1,520	1,513			
39,5	15	7,52	1,504	1,494			
38,3	20	7,62	1,524	1,514			
36,0	25	7,66	1,532	1,526			
				1,508			

for Modstanden i et og samme Rør fyldt med det benyttede Kvægsølv og med rent Kvægsølv henholdsvis 194,83 og 194,89 (relativt maalt, Temperatur $19,22^\circ$). Der er altsaa ingen kendelig Forskel paa de to Kvægsølvprøver. Ved Reduktionen af de forskellige Bestemmelser af Modstanden pr. cm i Straalen til samme Temperatur regnedes med Temperaturkoefficienten for rent Kvægsølv $0,92 \text{ } \frac{0}{100}$. En senere Bestemmelse gav for Temperaturkoefficienten mellem 19° og 29° af det benyttede amalgamerede Kvægsølv Tallet $0,908 \text{ } \frac{0}{100}$ — Kvægsølvmassen opvarmedes som Helhed

under Modstandsbestemmelsen; men denne Opvarmning oversteg aldrig et Par Grader*). Naar Straalen fører Strøm, stiger Temperaturen jævnt ned gennem Straalen i Bevægelsens Retning. Stigningen har jeg studeret gennem Forsøg, som nedenfor skal omtales. Ved Modstandsmaalingerne i Tabel XII naaede Temperaturforskellen mellem Enderne af Straalen i det højeste de Værdier, der er anført i Tabel XIII.

Tabel XIII.

Diameter.	Største Temperaturstigning i Straalen.
0,995 mm	8,0°
1,49 -	2,7
1,97 -	1,0
2,98 -	0,3

Temperaturstigningen nødvendiggjorde derfor ikke nogen Korrektion.

Temperaturstigningen ned gennem den strømførende Straale giver endelig Anledning til Termokræfter, som vi nedenfor skal betragte noget nærmere. Som det der vil vise sig, betegner disse Termokræfter kun en ganske uvæsentlig Kilde til Fejl ved Modstandsmaalingen.

C. Hastighedsfordelingen i en Kvægsølvstraale. Den almindelige Opfattelse af Bevægelsesforholdene i en Vædskestraale er vel den, at alle Dele i samme Tværsnit har samme Hastighed og altsaa følges ad i deres Bevægelse. En nærmere Overvejelse gør det dog indlysende, at Forholdene ikke kan være saa simple i ethvert Fald ikke paa Straalens første Del. Det er nu navnlig denne, der ofte udnyttes i de tekniske Anvendelser, der nedenfor skal omtales, og det forekom mig derfor af Interesse at faa Fordelingen af Hastighed og levende Kraft i denne Del af Straalen belyst ved nogle Forsøg. I det efterfølgende skal Resultaterne af en Række saadanne Forsøg gengives.

Til Undersøgelse af Hastighedsfordelingen over Tværsnittet af en Kvægsølvstraale paa ned til 1 mm i Diameter maa naturligvis

*) Man bør ved Modstandsmaalingen til Transport af Kvægsølvet anvende en Pumpe, i hvilken Vædsken ikke opvarmes væsentligt (se Kap. IX).

anvendes et Redskab af yderst ringe Udstrækning. Jeg benyttede et Pitotapparat af den i Fig. 6 antydede Form. *F* er her Stigrøret af Glas, der ved en Gummislange *E* er forbundet med Hovedet *DCBA*. Dette bestaar af et kort Staalrør endende i en videre Cylinder *C*.

I denne kan skrues en Plade *B*, gennem hvilken er ført et yderst snævert Staalkapillar *A*. Lysningen i dette var ved de Undersøgelser, som i det følgende skal omtales, ca. 0,2 mm. Kanten af Kapillaret var skærpet. Hovedet kunde ved Klodsen *D* spændes fast i et Leje anbragt paa en Kors-slæde med Mikrometer-skruer, der tillod Forskydning paa tværs af Straalen og i Retning

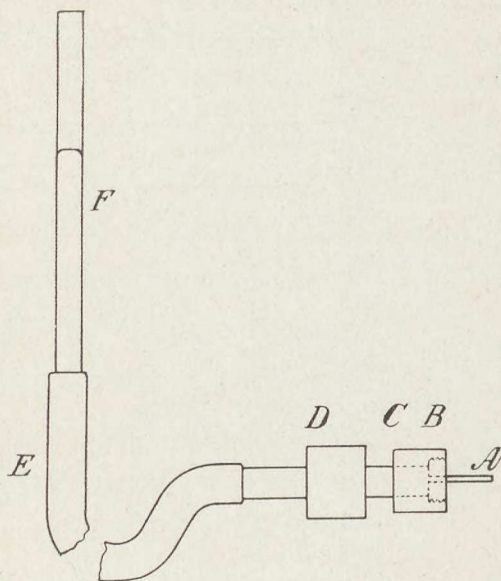


Fig. 6.

af denne samt Aflæsning af Kapillarets Stilling.

Ved Forsøgene over Hastighedsfordelingen blev Pitotrørets Kapillar anbragt i Højde med Straalens Akse. Førtes det nu ved Tværslæden ind i Straalen, iagttog man, at Kvægsølvet steg op i *F* til en vis Højde. Anbragtes Kapillaret i selve Aksen nogle faa Millimeter fra Straalehullet, hvor Strømningen endnu er meget homogen, saa man, at Kvægsølvet i *F* meget nær steg op i Højde med Overfladen i det Reservoir, hvorfra Kvægsølvet flød til Straalen. Tabet i Højde laa omkring 2 mm ved Trykhøjder paa imellem 20 og 40 cm.

Af dette og andre Forsøg, som der ikke her kan gøres Rede for, synes at fremgaa, at det beskrevne Pitotrør kan anvendes til at optage relativt rigtige Billeder af Hastighedsfordelingen eller Fordelingen af den levende Kraft i en Kvægsolvstraales første Del. Naar det paa Pitotapparatets Manometer ved en vis Stilling af Kapillaret aflæste Tryk er $p = \rho gh$ (ρ Kvægsølvets Vægtfylde, h Trykhøjden), er den levende Kraft pr. cm^3 i Strømningen

$\frac{1}{2}qv^2$ (v Strømningshastigheden) altsaa meget nær lig p , og Hastigheden selv er proportional med Kvadratroden af p eller h . Det bør her erindres, at qv^2 kan opfattes som den Bevægelsesmængde, der pr. Sek. flyder gennem 1 cm^2 af Straalens Tværsnit paa det

STRAALE 1.97 mm TRYKHØJDE 17.50 cm

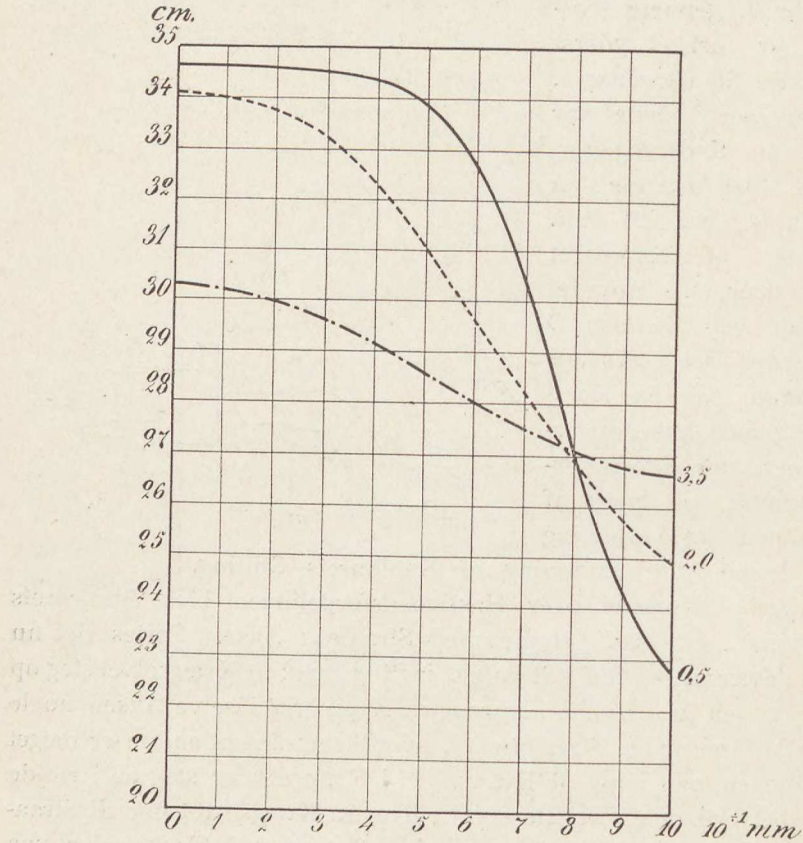


Fig. 7.

Sted i Tværsnittet, hvor Maalingen foretages. Gennemsnitsværdien af denne Størrelse er, som vi skal se i næste Kapitel, afgørende for den Afbøjning, en strømførende Straale lider i et Magnetfelt.

Figurerne 7—14 gengiver nu nogle Kurver, der afbilder de antydede Variationer i levende Kraft pr. cm^3 over en Række Diametre i vandrette Kvægsølvstraaler i forskellige Afstande fra disses Begyndelse. Straalerne dannedes ved de samme Hulplader, som be-

nyttedes ved Udstrømningsforsøgene i Tabel I ovenfor. I Fig. 7 er Variationerne vist for Straalen med en Diameter paa ca. 1,97 mm. Abscissen er Afstanden fra Aksen i $\frac{1}{10}$ mm, Ordinaten den dobbelte

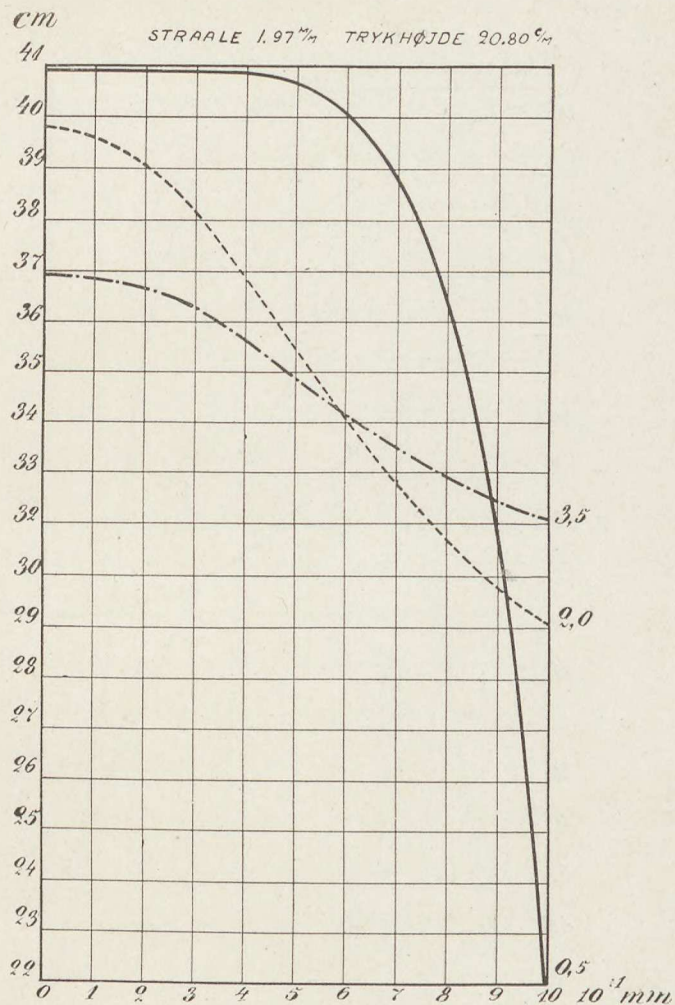


Fig. 8.

Stighøjde i Pitotrøret. Trykhøjden var 17,50 cm. Tallene, der er paaskrevet de enkelte Kurver, betyder den paagældende Diameters Afstand fra Straalehullet. Som det ses, er de første 3,5 cm af Straalen undersøgt. Fig. 8 svarer til samme Straale ved 20,80 cm Trykhøjde, og Fig. 9 og 10 viser endnu Variationerne for to

større Tryk, nemlig 28,70 cm og 37,90 cm. Endelig gengiver Fig. 11 og 12 Forholdene ved to tyndere Straaler, medens Fig. 14 viser Fordelingen ved Straalen paa 2,98 mm. Til Sammenligning

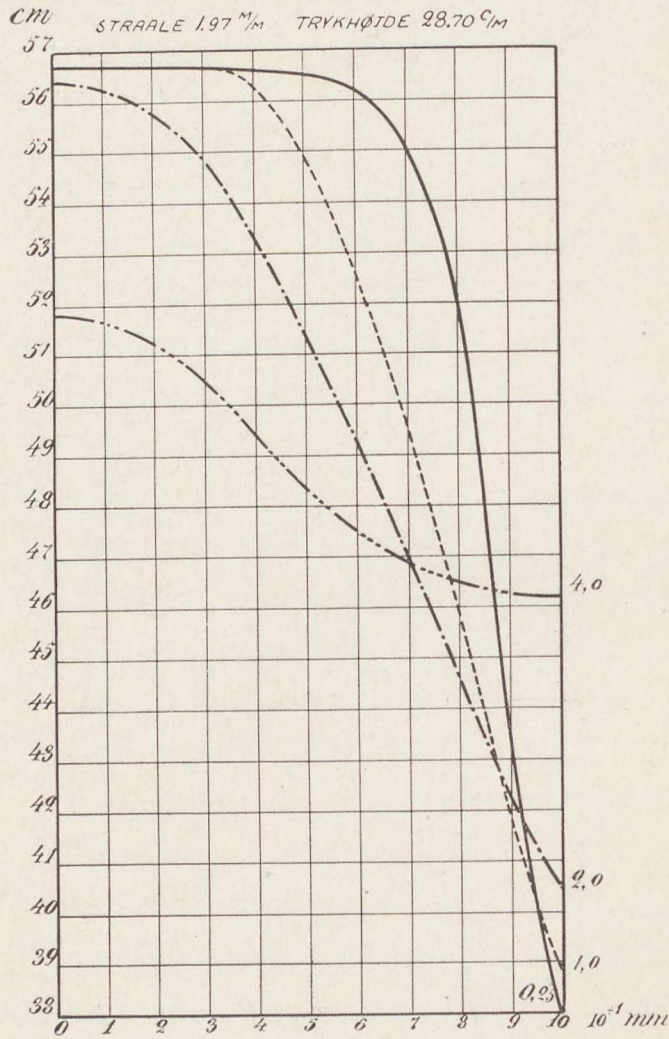


Fig. 9.

er en Forsøgsrække med Straalen paa 1,97 mm gentaget i Fig. 13. Iøvrigt er Forsøgene i Fig. 11—14, som det ses, udført ved meget nær samme Trykhøjde. Medens altsaa Fig. 7—10 gengiver Indflydelsen ved samme Straale af en Variation i Tryk-

højden, viser Fig. 11—14 Indflydelsen ved konstant Trykhøjde af Straalens Diameter.

De afbildede Forsøg giver nu for det første en meget tyde-

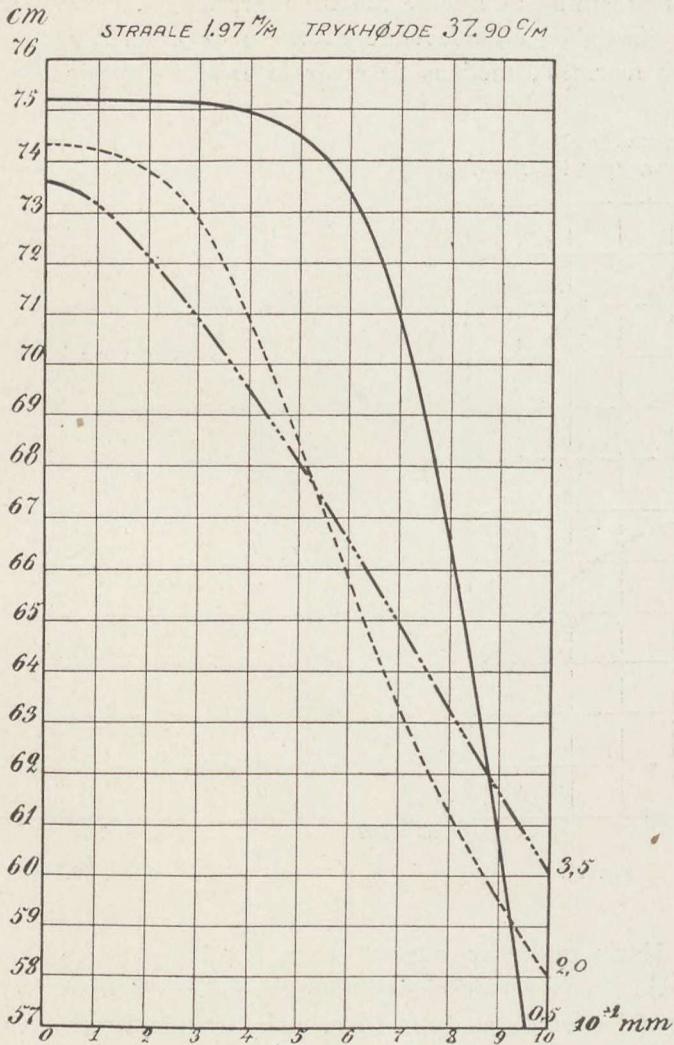


Fig. 10.

lig Forestilling om de Omsætninger i Hastighed, der finder Sted mellem Straalens Dele. Naar Delene lige er kommen ud gennem den korte Kanal, som former Straalen, har de samme Hastighed over en stor Del af Tværsnittet. Ude ved Overfladen aftager

Hastigheden dog stærkt svarende til, at Delene opad Kanalens Væg maa antages at ligge stille. Hvad der nu iagttages, naar man gaar ud langs Straalen, er, at der gives Overfladen Hastighed paa Bekostning af Delene indenfor Overfladen. Derved tages der først Hastighed eller levende Kraft fra de Dele, der ligger Overfladen nærmest, medens de centrale Dele i Begyndelsen afgiver

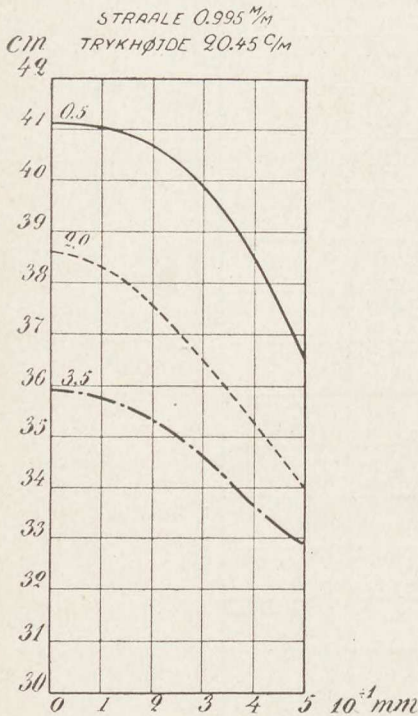


Fig. 11.

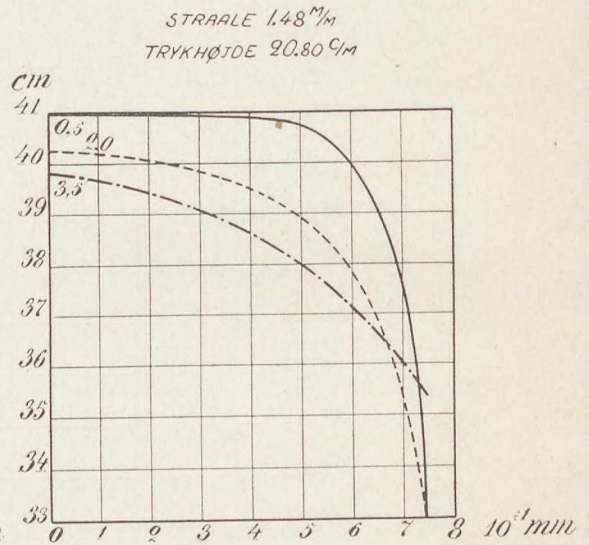


Fig. 12.

forholdsvis lidt eller intet af deres Hastighed. Den fra først af kantede Kurve bliver herved tungeformet. Tilsidst gaar det dog ogsaa ud over de centrale Dele, hvis levende Kraft eller Hastighed nu synker og det relativt pludseligt svarende til den ringe Masse, Fibrene inde i Midten har i Forhold til den lineære Udstrækning paa Figuren. Derved nærmer den levende Kraft og Hastigheden sig mere og mere til at blive konstant over hele Tværsnittet, og det maa antages, at en Tilstand tilsidst ind-

træder, hvor der ingen relativ Bevægelse finder Sted indenfor Straalen. Delene følges ad, men vil naturligvis faa en svagt

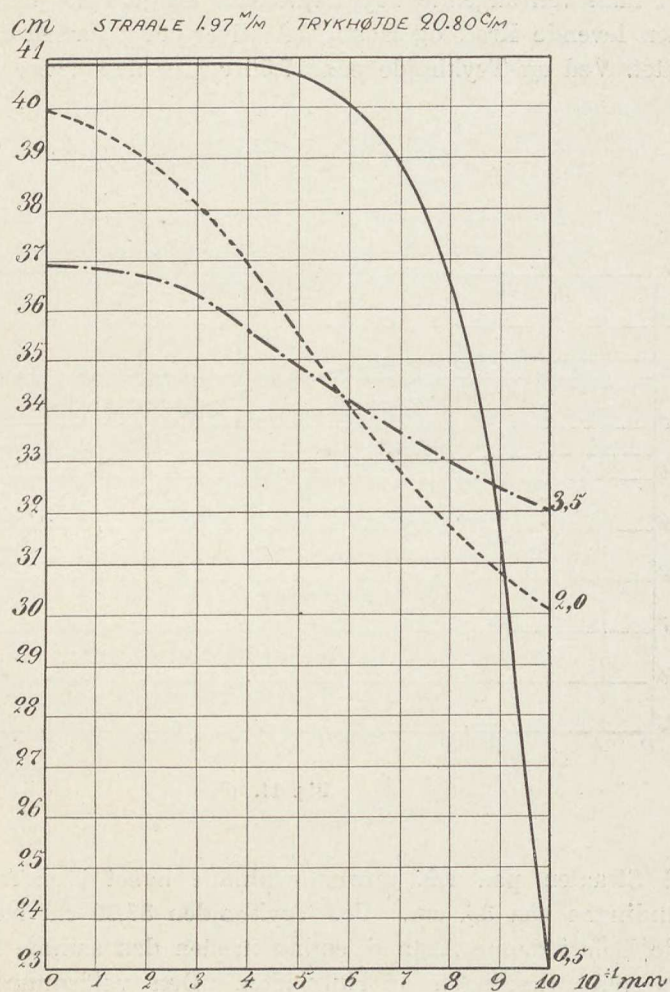


Fig. 13.

aftagende Hastighed som Følge af de Energital, Straalen lider. Vi har med andre Ord nu den ideale Strømningstilstand, man i Almindelighed forestiller sig, naar man tænker paa en Straale.

Retter vi herefter vor Opmærksomhed paa Indflydelsen af Trykhøjden paa den beskrevne Hastighedsomsætning, saa ses det meget tydeligt af Fig. 7—10, at denne i Hovedsagen bestaar i, at man ved stigende Trykhøjde skal længere ud paa Straalen, inden levende Kraft og Hastighed bliver jævnt fordelt over Tvær-snittet. Ved en Trykhøjde paa 17,50 cm er den jævne Fordeling

STRAALE 2.98 mm TRYKHØJDE 21.40 cm

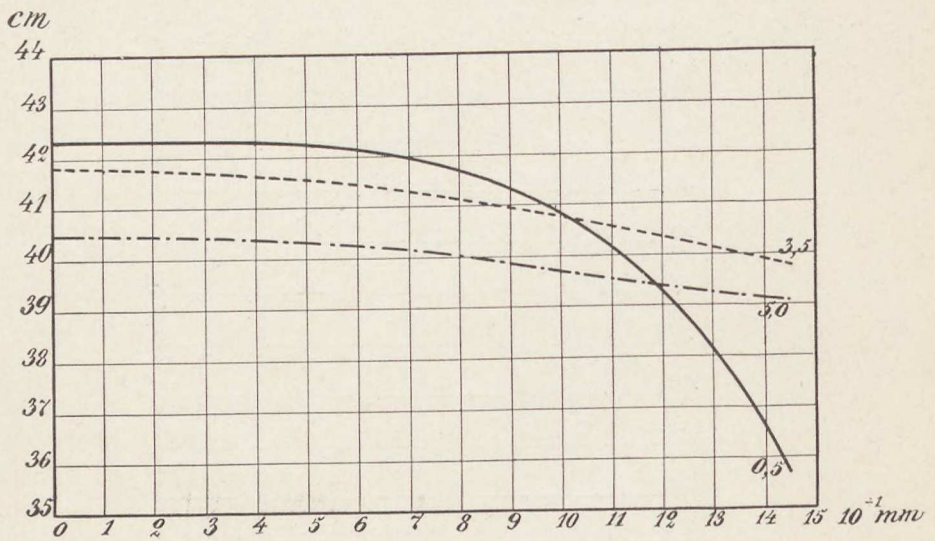


Fig. 14.

ved Straalen paa 1,97 mm nogenlunde naaet i en Afstand fra Munden paa 3,5 cm. Ved Trykhøjden 37,90 cm har de centrale Dele i denne Afstand endnu næsten den samme Hastighed som ved Munden af Hulpladen. Den voldsomme relative Bevægelse, der maa finde Sted i det Indre af en Straale under højt Tryk, forklarer vistnok tildels Straalens urolige Overflade. Ved lavere Tryk antager Straalen i kort Afstand fra Munden en glat, fuldstændig rolig Overflade.

Hvad endelig Indflydelsen af Straalens Masse eller Diameter angaar, er den altsaa belyst i Fig. 11—14. Straalen paa 1,49 mm

forholder sig i det væsentlige som Straalen paa 1,97 mm. Det samme gælder Straalen paa 2,98 mm. Sammenligner vi de to sidste Straaler, kunde det se ud, som om den ligelige Fordeling af Hastigheden over Tværsnittet naaedes desto hurtigere og med et desto mindre Tab i central Hastighed, jo tykkere Straalen er. Det vilde være forstaaeligt, thi jo sværere Straalen er, desto mindre en Del af den udgør det yderste Lag med den ringere Hastighed. Forholdene ved den meget tynde Straale paa ca. 1 mm er ejendommelige. Her fordeler den levende Kraft tæt ved Mundingen sig efter en Kurve af parabolisk Form. Nu vil det erindres, at Parablen er karakteristisk for *Poiseuilles* Strømning. Maaske er da Strømningen i Straalehullet her af denne Type, medens den ved de videre Straalehuller synes at være turbulent.

D. Undersøgelser over den strømførende Straale.

1°. **Kvægsølvstraalens Opvarmning ved en gennem Straalen sendt Strøm.** I en strømførende Straale maa Temperaturen stige i Straalens Bevægelsesretning. Et Element dl af Straalen vil i det Øjeblik, det dannes ved Straalehullet, begynde at opvarmes af Strømmen og fortsætte dermed, indtil det naar Elektroden. Det maa derfor faa en stadig stigende Temperatur, og det betyder, at Straalens Temperatur vokser fra Straalehul til Elektrode. Vi opskrifter Differentialligningen for Straalens Temperaturfordeling. Elementet dl (cm) af Straalen med Tværsnit S (cm²) modtager i Tiden dt (Sek.) en Varmemængde fra Strømmen I (Amp.), der er

$$dQ = 0,239 \cdot I^2 \cdot k \cdot \frac{dl}{S} \cdot dt,$$

hvor k er Vædsdens Modstandsfylde.

En nærmere Undersøgelse viser nu, at det er tilladeligt at se bort fra saavel Udstraalingen af Varme fra Overfladen som fra Varmeledningen paa langs af Straalen. Temperaturstigningen $d\theta$ (Celsiusgrader) i Straaleelementet vil derfor simpelthen blive bestemt ved Ligningen

$$c \cdot \rho \cdot S \cdot dl \cdot d\theta = 0,239 \cdot I^2 \cdot k \cdot \frac{dl}{S} \cdot dt$$

eller ved

$$cq \frac{d\vartheta}{dt} = 0,239 \cdot \frac{I^2 k}{S^2},$$

hvor c betegner Vædskens Varmefylde, q dens Vægtfylde.

Da

$$x = vt,$$

bliver

$$\frac{d\vartheta}{dt} = \frac{d\vartheta}{dx} \cdot \frac{dx}{dt} = v \cdot \frac{d\vartheta}{dx},$$

saa at Temperaturvariationen ned gennem Straalen bliver bestemt ved:

$$cq v \cdot \frac{d\vartheta}{dx} = 0,239 \cdot \frac{I^2 k}{S^2},$$

hvoraf Straalens Opvarmning i Grader i Afstanden x fra dens Begyndelse faas til:

$$\vartheta = 0,239 \cdot \frac{I^2 k}{S^2 cq v} \cdot x.$$

En Prøve af dette Udtryk skal nu anføres.

Under Elektroden E , — Fig. 15 — der rammes af Kvægsølvstraalen S , blev der anbragt en lille Kumme af Træ K , i hvilken Kvægsølvet opfangedes. I Kummen stilledes et to Gange bøjet

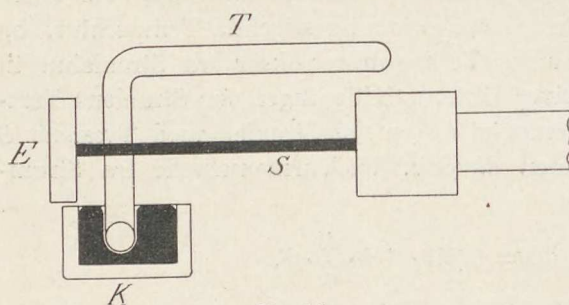


Fig. 15.

Termometer T . Det maa antages, at en Del af den Temperaturstigning, Termometeret udviser, naar der sendes Strøm gennem S , hidrører fra Udbredningsmodstanden

i Straalerør og Elektrode. Denne Del af Temperaturstigningen maa vel imidlertid formodes at være konstant, uafhængig af Straalens Længde, naar Strømmen er konstant. Temperaturstigningen pr. cm i Straalen maa derfor kunne bestemmes uafhængigt af Udbredningsmodstand og anden Modstand ved Iagttagelse af Forandringen i T ' Visning ved Forskydning af Elektroden. Behandles Iagttagelsesmaterialet grafisk, idet Elektrodeforskydningen tages til Abscisse, Temperaturstigningen til Ordinat, skal der efter

Teorien fremkomme en ret Linie, hvis Retningstangens er Temperaturstigningen pr. cm, hvilken Stigning igen er bestemt ved

$$\frac{d\theta}{dx} = 0,239 \cdot \frac{I^2 k}{S^2 c q v}.$$

Forsøg, som det her antydede, blev udført med en Straale paa 1,5 mm' Diameter. Det viste sig, at Overgangsmodstanden mellem Straalerøret af Jærn — paa hvilket den ene Strømklemme var anbragt — og Kvægsølv i Røret var i højeste Grad skadelig for Bestemmelsens Sikkerhed (ganske som ved Maaling af det elektriske Spændingsfald). Der indførtes derfor en amalgameret Kobbertraad stukket ned i Kvægsølvreservoiret som Strømtilledning. Elektroden bestod af en amalgameret Kobberplade. Bestemmelsen af Temperaturstigningen er tildels analog med den tilsvarende Bestemmelse ved et Kalorimeterforsøg. Hvis Kvægsølvets Temperatur er højere end Omgivelsernes, — hvad den var i de efterfølgende Forsøg, — vil man uden Strøm iagttage et stadigt Fald i Straalens Temperatur. Naar Strømmen sættes paa, stiger T pludseligt med et vist Beløb. Herefter stiger Temperaturen langsomt og jævnt hidrørende fra, at der stadig tilføres den hele Kvægsølvmasse Varme. Under Hensyntagen til de her antydede Forhold — den jævne Varmeafgivning ved den ikke strømførende Straale og den jævne Varmemodtagelse ved den strømførende — bestemtes den søgte Temperaturstigning i Straalen paa følgende Maade.

Ved Begyndelsen af et Minut iagttoges T , og Strømmen sættes paa. Efter $\frac{3}{4}$ Minut iagttoges T anden Gang og efter endnu $\frac{3}{4}$ Minut tredje Gang, idet Strømmen samtidig blev brudt. Efter Forløbet af $\frac{3}{4}$ Minut iagttoges T igen og endelig sidste Gang efter endnu $\frac{3}{4}$ Minut. Kaldes Temperaturerne i den antydede Rækkefølge $t_1 t_2 t_3 t_4 t_5$, bestemmes to Værdier for Temperaturstigningen ved

$$\theta_1 = (t_2 - t_1) - (t_3 - t_2)$$

$$\theta_2 = (t_3 - t_4) - (t_4 - t_5)$$

De to Bestemmelser skal falde sammen og gjorde det i Almindelighed ogsaa. Som Eksempel skal her anføres Iagttagelserne fra et Forsøg med Straalen paa 1,5 mm ved en Hastighed paa 2,53 m og en Strøm paa 20 Amp.

Tabel XIV.

Straalelængde.	ϑ_1	ϑ_2	$\vartheta_2 - \vartheta_1$	$\frac{\vartheta_1 + \vartheta_2}{2}$
8,5 cm	1,23°	1,20°	- 0,03°	1,21°
8,0 -	1,10	1,18	+ 0,08	1,14
7,5 -	1,03	1,05	+ 0,02	1,04
7,0 -	0,94	0,95	+ 0,01	0,95
6,5 -	0,85	0,82	- 0,03	0,83
6,0 -	0,68	0,71	+ 0,03	0,70
5,5 -	0,58	0,58	+ 0,00	0,58

TEMPERATURSTIGNINGEN UD GENNEM EN KVEGSØLVSTRAALE PAA
 1,5 % MED EN HASTIGHED 2,53 M. VED EN STRØM PAA 20 AMP

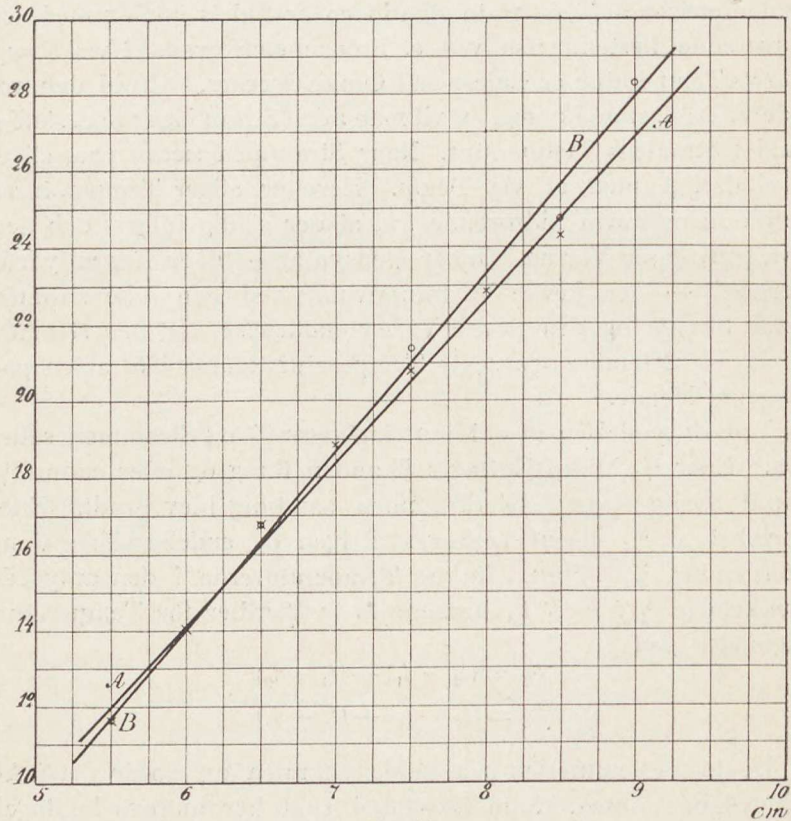


Fig. 16.

I Fig. 16 er Forsøget indtegnet som A, medens B fremstiller en Fortsættelse. Det ses, at Afhængigheden virkelig er retliniet

men Retningstangens varierer, som det fremgaar af A og B samt af andre Bestemmelser, fra Forsøg til Forsøg. Variationen afspejler vistnok tilfældige Ændringer i Hastigheden *). Disse giver sig ikke til Kende i Maalingen af det elektriske Spændingsfald, der derfor gav sikrere Resultater. Temperaturstigningerne beregnet af Retningstangenserne for A og B bliver:

$$\begin{array}{rcl} \text{Ved A} & 0,213^0 & \text{pr. cm} \\ - \text{ B} & 0,232^0 & - \\ \hline \text{Middel } \vartheta_i & = 0,223^0 & \text{pr. cm.} \end{array}$$

Beregnet af det teoretiske Udtryk findes:

$$\vartheta_b = 0,272^0.$$

Temperaturstigningen pr. cm findes altsaa noget for lille, hvad vel ogsaa er at vente, naar Forsøgsbetingelserne tages i Betragtning og da navnlig Muligheden for et Tab af Varme, før Temperaturen kan maales. Vi gengiver her endnu Resultaterne af en Række Bestemmelser indbefattende den allerede anførte.

Tabel XV.

Forsøgs- datum.	Hastig- hed.	Strøm.	$\vartheta_{\text{lagt.}}$	$\vartheta_{\text{ber.}}$	$\frac{\vartheta_{\text{ber.}}}{\vartheta_{\text{lagt.}}}$	Antal Bestemmelser.
$10/_{12}$ 15	190 cm	15 Amp.	0,145	0,203	1,40	2
$11/_{12}$ 15	190 -	10 -	0,066	0,090 ₆	1,36	2
$11/_{12}$ 15	190 -	20 -	0,312	0,36 ₂	1,16	2
—	—	—	0,243	—	1,49	1
$16/_{12}$ 15	253 -	20 -	0,223	0,27 ₂	1,22	2
$17/_{12}$ 15	253 -	20 -	0,237	0,27 ₂	1,15	1

Ses bort fra et enkelt Forsøg d. $11/_{12}$ 15, synes Afvigelsen ved 20 Amp. at være relativt mindre end ved 10 og 15 Amp., hvad der taler for, at Afvigelsen hidrører fra Forsøgsbetingelserne og for Eks. ikke fra Teoriens Ufuldkommenhed. Det volder ingen Vanskeligheder at opstille en fuldstændigere Teori, der tager Hensyn til Varmeledning og Udstråling. Gør man det, finder man dog blot, som allerede antydnet, at disse Processer ikke

*) Forsøgene blev udført med en cylindrisk Boring. Ved de senere fremstillede koniske Boringer vilde Hastigheden have været væsentligt konstantere.

kendeligt kan forandre Forholdene, som de er givet ved den simple Teori.

De anførte Forsøg viser, at man med den Nøjagtighed, der bliver Brug for ved de tekniske Anvendelser, tør benytte Udtrykket

$$\vartheta = 0,239 \cdot \frac{I^2 k}{S^2 c \varrho v}$$

til Beregning af Temperaturstigningen pr. cm i Straalen. Ved en Kvægsølvstraale vil $k = 0,0001$, $c = 0,033$ og $\varrho = 13,6$, hvorved Formlen for ϑ med god Tilnærmelse bliver

$$\vartheta = 5 \cdot 10^{-5} \frac{I^2}{S^2 v},$$

hvor Enhederne er Ampère, Sekund og cm. Lad Straalehastigheden være 200 cm/Sek., Straalens Tværsnitsareal 0,15 cm² (Diameteren ca. 4 mm) og lad endelig Strømmen være 100 Amp., saa bliver $\vartheta = 0,1^\circ$. I en Straale paa ca. 10 cm' Længde vil Temperaturstigningen da blive 1° og ved 500 Amp. kun 25° . Disse Tal giver et Begreb om de meget store Strømtætheder, man kan til-lade i Kvægsølvstraalen.

2^o. Kvægsølvstraalens termoelektriske Forhold. Kvægsølvstraalen med de to Elektroder danner et Termoelement. Naar Straalen fører Strøm, vedligeholder denne en bestemt Temperaturforskul mellem Elektroderne og altsaa en bestemt Termokraft. Er Elektroderne af Kobber, vil Termokraften pr. Grads Temperaturforskul være ca. $0,7 \cdot 10^{-5}$ Volt, og denne Kraft vil i det varme Lodsted — d. v. s. Straalens Træffepunkt i den modstillede Elektrode — være rettet fra Kvægsølv til Kobber. Ved Straalen paa 3,5 cm' Længde, ca. 1 mm' Diameter og Hastighed 240 cm/Sek. i Modstandsmaalingen ovenfor var Temperaturstigningen 8° for en Strøm paa 25 Amp. Ved denne Strøm er Termokraften altsaa ca. $5,6 \cdot 10^{-5}$ Volt. I Modstandsmaalingen betød denne Termokraft, som allerede antydct, ingen Fejlkilde, idet hver Inddeling paa Millivoltmetret i det betragtede Tilfælde svarede til $2000 \cdot 10^{-5}$ Volt. Heller ikke ved Maalingen paa nogen af de andre Straaler var Termokraften kendelig.

Naar en Strøm passerer »Lodstederne« for det Termoelement, Straalen med Elektroderne danner, maa en Peltiereffekt gøre sig gældende. Denne bestaar som bekendt i, at der pr. Sek. transporteres en vis Varmemængde Q proportional med Strømmen I — $Q = \pi \cdot I$ — fra det ene »Lodsted« til det andet. Om Transporten gaar i Retning af eller mod Straalen, afhænger af Strømmens Retning. Ved Kobberelektroder vil en Strøm i Straalens Retning give Anledning til en Transport af Varme imod Straalen. For en Strøm paa 1 Amp. er den transporterede Varmemængde pr. Sek. ca. $18 \cdot 10^{-4}$ Watt. For

Strømmen 20 Amp. i Forsøget ovenfor over Straalens Opvarmning er Varmemængden altsaa 0,036 Watt pr. Sek. Tænker vi os, at denne Varmemængde tilføres eller berøves den Kvægsølvsmængde, Straalen fører pr. Sek., vil Varmetoning, som denne Masse skulde udvise, ved en Straale paa 1,5 mm med en Hastighed paa 2,5 m/Sek. være ca. 0,004°. Peltiereffektens Varmetoning ligger altsaa, som det ses, lige paa Grænsen af, hvad der i Almindelighed kan iagttages ved en Forsøgssopstilling som den ovenfor anvendte. Men Peltiereffekten gør sig ikke gældende som Fejlkilde ved vor Bestemmelse af Temperaturstigningen pr. cm, fordi denne Bestemmelse foretages som en Differensmaaling.

I den strømførende Straale vil der endvidere optræde Thomson-effekt, fordi Temperaturen varierer fra Tværsnit til Tværsnit. Effekten bestaar i, at der alt efter Strømmen I Retning i et Længdeelement dl af Straalen pr. Sek. afsættes eller absorberes en Varmemængde

$$dQ = \sigma \cdot \frac{d\vartheta}{dx} \cdot I \cdot dl,$$

hvor $\frac{d\vartheta}{dx}$ betegner Temperaturstigningen pr. cm, og hvor σ er en Konstant, der for Kvægsølv ved 30° synes at være

$$\text{ca. } 1,5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{gr. Cal.}}{\left(\frac{\text{Grad}}{\text{cm}} \cdot \text{Coulomb. cm} \cdot \text{Sek.}\right)}.$$

Ved Kvægsølvstraalen er $\frac{d\vartheta}{dx}$ konstant. Dersom Straalens Længde er L og dens Hastighed v , befinder Længdeelementet dl sig $\frac{L}{v}$ Sek. i Strømbanen og faar en Opvarmning eller Afkøling $d\vartheta$ bestemt ved

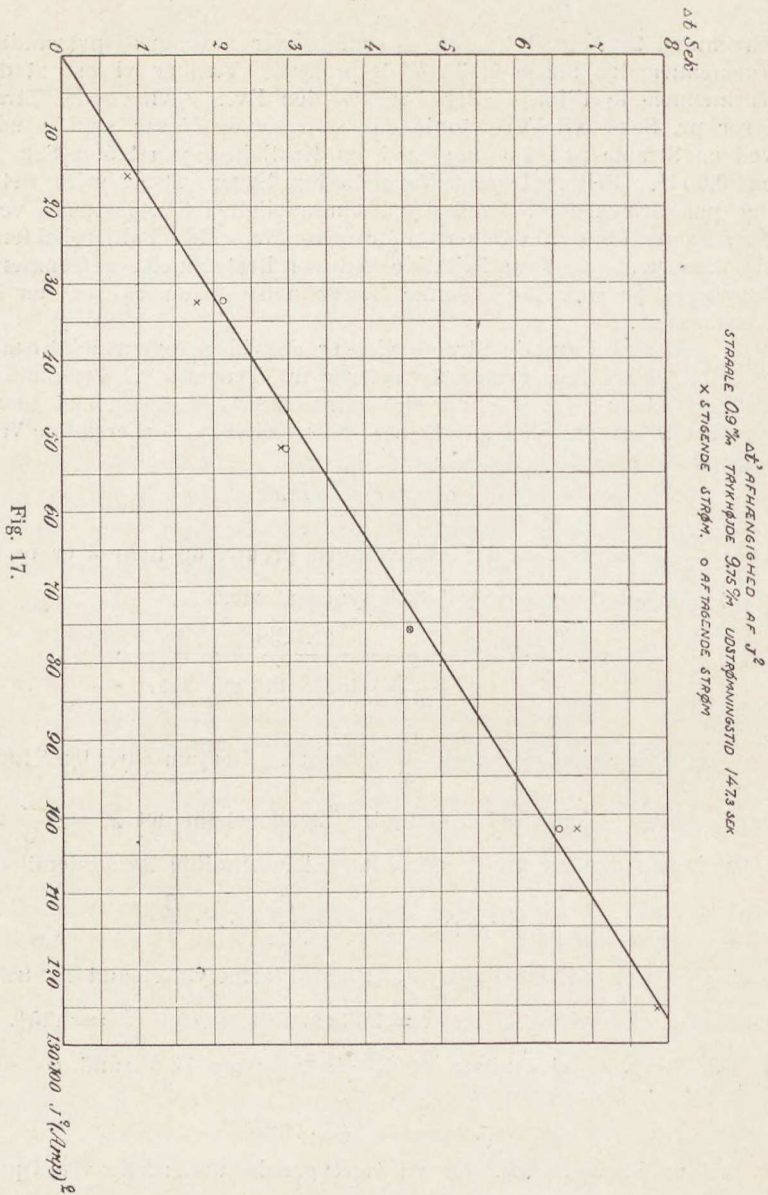
$$\left(\frac{\pi}{4} d^2 \cdot dl\right) \cdot \varrho \cdot c \cdot d\vartheta = \sigma \cdot \frac{d\vartheta}{dx} \cdot I \cdot dl \cdot \frac{L}{v},$$

idet ϱ er Kvægsølvs Vægtfylde, c dets Varmefylde, samt d Straalens Diameter. Lad $d = 0,15$ cm, $v = 200$ cm/Sek., saa er $\frac{d\vartheta}{dx} = 0,25^\circ$, naar $I = 20$ Amp. Idet σ altsaa er $1,5 \cdot 10^{-6}$ og $\varrho = 13,5$ samt $c = 0,033$, faas for en Straalelængde paa 1 cm

$$d\vartheta = \text{ca. } 0,05 \cdot 10^{-4}^\circ,$$

d. v. s. en Varmetoning, der vil være ganske umærkelig ved Opvarmningsforsøg som de ovenfor anførte.

3°. Det elektrodynamiske Tryk i en strømførende Kvægsølvstraale. Vi skal endnu omtale en ejendommelig Virkning af en gennem Kvægsølvstraalen sendt Strøm. Virkningen ytrer sig ligesom Overfladespændingen som et Modtryk mod Kvægsølvsojlen i Trykledningen. Den hidrører fra, at de enkelte parallelle Strømfibre, hvori



man kan tænke sig den strømførende Straale delt, tiltrækker hinanden, saaledes som parallelle Strømme altid gør det. Det derved opstaaende elektrodynamiske Tryk varierer fra Nul ved Straalens Overflade til en Maximalværdi i Straalens Akse bestemt ved

$$p_m = \frac{I^2}{\pi r^2},$$

hvor r er Straalens Radius, medens I er Strømstyrken. Gennemsnits-trykket over Straalens Tværsnit er nøjagtigt det halve heraf, altsaa

$$p_g = \frac{I^2}{2\pi r^2}.$$

Dette Tryk modsætter sig Udstømningen. Da Tiden t for Udstømningen af et vist Volumen er omvendt proportional med Kva-

$$\frac{\Delta t}{t} \text{ AFHÆNGIGHED AF } \frac{1}{h}$$

STRAALE 0.9 mm
STRØM 85 AMP

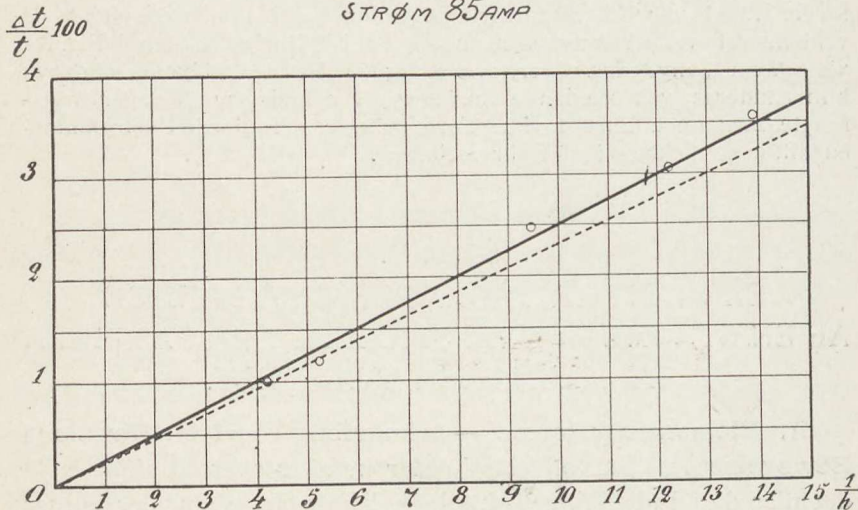


Fig. 18.

dratroden af Trykket p , under hvilket Udstømningen finder Sted, vil t sættes op med et relativt Beløb bestemt ved

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{1}{2} \cdot \frac{p_g}{p}.$$

Heraf faas altsaa:

$$\frac{\Delta t}{t} = \frac{1}{2} \cdot \frac{I^2}{2\pi r^2} \cdot \frac{1}{p} = \frac{1}{2} \cdot \frac{I^2}{2\pi r^2} \cdot \frac{1}{13.55 \cdot g \cdot h},$$

naar h er Trykhøjden og g Tyngdens Acceleration.

Af dette Udtryk ses, at $\frac{\Delta t}{t}$ eller Δt ved konstant Trykhøjde skal være proportional med I^2 . Forsøg bekræfter fuldtud dette, saaledes som det fremgaar af Fig. 17*). $\frac{\Delta t}{t}$ skal endvidere for samme Strøm

*) Efter en principielt forskellig Metode er det elektrodynamiske Tryk i en vædskeformet Leder studeret af E. F. Northrup (Phys. Rev. 24, 474, 1907).

være proportional med $\frac{1}{h}$. I Fig. 18 gengiver den fuldt optrukne

Linie den iagttagne Afhængighed mellem $\frac{\Delta t}{t}$ og $\frac{1}{h}$, medens den punkterede fremstiller den af Teorien fordrede. Afvigelsen kan utvivlsomt forklares ved den absolute Bestemmelses Vanskeligheder.

Det fremgaar af Formler og Forsøg, at man for at faa en nogenlunde stor Virkning frem maa arbejde med smaa Trykhøjder, relativt tynde Straaler og stærke Strømme. Det ses, at Straalen paa 0,9 mm har været belastet med indtil 110 Amp. Til Trods for denne enorme Strømtæthed var Udstømningshastigheden fuldkommen konstant og veldefineret vel at mærke, naar en konisk Boring af den i Fig. 3 c viste Type benyttedes. Overhovedet kunde det elektrodynamiske Tryk kun studeres ved saadanne Boringer. I cylindriske Boringer frembragte Strømmen hurtigt visse Forandringer, der gjorde Udstømningen altfar uregelmæssig for disse Forsøg.

KAP. II.

ELEMENTÆR TEORI FOR BEVÆGELSEN AF EN STRØMFØRENDE STRAALE, DER PASSERER ET MAGNETISK TVÆRFELT.

A. Elementarsystemet. — Almindelig Teori for Straalens Bevægelse ved Lamelfelt. Vi gaar herefter over til at betragte det allerede i Indledningen antydede Elementarsystem, der danner et Hovedelement i alle de Afbrydere og Ensrettere, der nedenfor skal beskrives. Elementarsystemet er skematisk fremstillet i Fig. 19. Det bestaar som angivet af en Kvægsølvstraale S — eller mere almindeligt af en ledende Vædskestraale, — der passerer et Magnetfelt F og rammer en Elektrode E . Magnetfeltets Kraftlinier

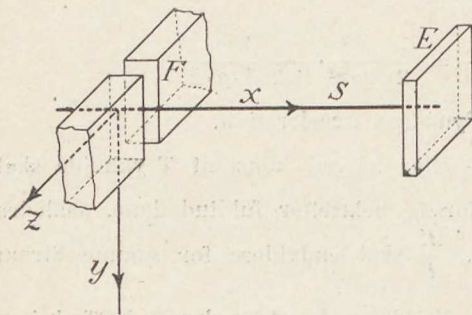


Fig. 19.

er rettede paa tværs af Straalen. Gennem E og Straalerøret, der ikke er vist i Figuren, kan en Strøm ledes ind og ud af Straalen. Under Paavirkning af den mekaniske Kraft, Vekselvirkningen mellem en Strøm i Straalen og Feltet giver Anledning til, vil Straalens Dele faa en

Bevægelse paa tværs af Straalens oprindelige Retning og Feltet. I indeværende Kapitel vil vi søge at opstille en Teori for denne Bevægelse. Vi vil herved først tænke os, at Feltets Udstrækning i Straalens Retning er relativt ringe, eller at Feltet er, hvad vi vil kalde et Lamelfelt. Endvidere vil vi gennem hele Undersøgelsen se bort fra Tyngdens Indflydelse.

Vor Teori vil vi bygge paa den Forudsætning, at Straalens enkelte Dele i deres Bevægelse er uafhængige af hverandre, eller at Straalen kan betragtes som en yderst bøjelig og yderst strækkelig Snor. Denne Antagelse er naturligvis kun til en vis Grad opfyldt. Det vil imidlertid under Analysen være let at se, hvor Forudsætningen brister. Dette vil forstaas gennem et simpelt Eksempel, der iøvrigt kan tjene til at kaste Lys over de Betragtninger, som ligger til Grund for Teorien.

Vi tænker os, at Feltet er et konstant Felt, og at der gennem Straalen i et givet Øjeblik sluttet en Jævnstrøm. Under Indflydelse af denne og Feltet vil et kort Element dx af Straalen, som netop træder ind i Feltet, faa en Hastighed paa tværs af dette og Straalens oprindelige Retning. Hvis Strømretningen falder sammen med Straalens Bevægelsesretning, og hvis Feltet i Fig. 20 a gaar ud fra Papirets Plan, vil den paa Straalepartiklen virkende mekaniske Kraft være rettet nedad. Den Hastighed, Straaleelementet faar, vil følgelig have samme Retning. Denne Hastighed vil vokse under Passagen af Feltet og vil, i det Øjeblik Partiklen træder ud af Feltet, have naaet en vis Værdi, som Partiklen i Hovedsagen beholder paa sin Vej videre frem. Straaledelen vil altsaa fjerne sig mere og mere fra Straalens oprindelige Retning, og da

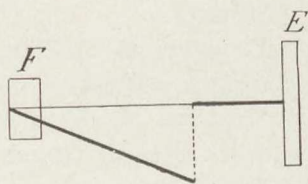


Fig. 20 a.

alle de efterfølgende Dele forholder sig som den betragtede, betyder det, at der saaledes som vist i Fig. 20 a paa Straalen danner sig et Knæk, der løber fremad med Straalens Hastighed. Dersom Straalens Dele ikke i nogen Maade var bundne til hverandre, maatte Knækket være ganske skarpt, som det er tegnet i Fig. 20 a. I Virkeligheden faar den Bugt, der danner sig paa Straalen, den i Fig. 20 b viste afrundede Form. Heri bestaar altsaa i det betragtede Tilfælde Forskellen mellem den teoretiske

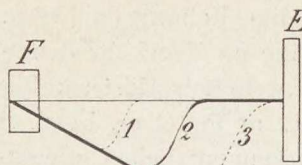


Fig. 20 b.

og virkelige Straale. Fig. 20 b antyder Bugtens Stilling til tre paa hinanden følgende Tidspunkter 1, 2 og 3.

Vi gaar herefter over til Opstilling i matematisk Form af Teorien for Straaledelenes Bevægelse og Straalens Formforandringer. Vi benytter herved det i Fig. 19 antydede Koordinatsystem. Ved

dette lægger vi Begyndelsespunktet i det Punkt, hvor Straalen træder ind i Feltet. X -Aksen vælger vi i den uafbøjede Straales Retning. Z -Aksen vælges vinkelret paa Papirets Plan med Retning ud fra dette, og Y -Aksen falder altsaa, da Systemet er retvinklet, i Papirets Plan; dens Retning vælges positiv nedad.

Retningen af en gennem Straalen sendt (positiv) Strøm vil vi betegne som positiv, naar den gaar i X -Aksens og altsaa ogsaa i Straalens Retning. Feltet er tilsvarende positivt, naar dets Retning falder sammen med den positive Z -Akse. Med disse Definitioner ser vi, at hvis Straalen fører en Strøm af positiv Retning i et positivt Felt, vil den paavirkes af en mekanisk Kraft i Y -Aksens positive Retning, og dens Dele vil faa en Hastighed og Afvigelse i samme Retning. I det følgende betegnes ved

x en Straalepartikels Afstand fra Feltets Begyndelse.

y en Straalepartikels Afstand fra den oprindelige uafbøjede Straale.

dx Længden af et Element af Straalen begrænset ved Planerne x og $x + dx$.

m Straalens Masse pr. cm.

v den uafbøjede Straales Hastighed.

H Feltets Intensitet.

dl Feltets Udstrækning i Straalens Retning.

i den øjeblikkelige Værdi af den gennem Straalen flydende Strøm.

t Tiden.

Vi følger nu Bevægelsen af et bestemt Element dx af Straalen. Dette Element karakteriserer vi ved dets Plads til Tiden $t = 0$. Vi antager, at det til denne Tid befandt sig Stykket ξ bagved Feltet, at det altsaa havde Abscissen — ξ .

Differentialligningerne for Partiklens Bevægelse, efter at den har passeret Feltet, vil være

$$\frac{dx}{dt} = v$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{i \cdot H \cdot dl}{mv},$$

hvor den sidste Ligning udtrykker, at Straalepartiklen under Passagen af Feltet har modtaget en Bevægelsesmængde i Y-Aksens Retning bestemt ved

$$m \cdot dx \cdot \frac{dy}{dt} = H \cdot i \cdot dx \cdot \frac{dl}{v},$$

idet $\frac{dl}{v}$ er den Tid, Straaledelen er om at passere Feltet, medens $H \cdot i \cdot dx$ er den mekaniske Kraft, der indenfor Feltet virker paa Partiklen dx . Den mekaniske Kraft pr. cm af Straalen er altsaa Hi . Sættes den lig F , bliver Ligningen ovenfor

$$\frac{dy}{dt} = \frac{F \cdot dl}{mv}$$

I Almindelighed vil nu F være en Funktion af Tiden, enten fordi Feltet eller Strømmen eller maaske fordi begge varierer med Tiden. Vi erstatter derfor F med $F(t)$ og faar da til Bestemmelse af en Straalepartikels Bevægelse de to Ligninger:

$$\frac{dx}{dt} = v$$

$$\frac{dy}{dt} = \frac{F(t_0)}{mv} dl,$$

hvor t_0 er det Tidspunkt, til hvilket den betragtede Partikel passerer Feltet. Integreres faas

$$x = vt + k_1$$

$$y = \frac{F(t_0)}{mv} dl \cdot t + k_2$$

Konstanterne k_1 og k_2 bestemmes derved, at $x = 0$ og $y = 0$ til Tiden $t = t_0$. For den betragtede Partikel er t_0 nu lig $\frac{\xi}{v}$, saa at

$$x = v \left(t - \frac{\xi}{v} \right)$$

$$y = \frac{F\left(\frac{\xi}{v}\right)}{mv} \cdot dl \cdot \left(t - \frac{\xi}{v} \right).$$

Elimineres ξ , faas Ligningen for Straalens Form til et vilkaarligt Tidspunkt. Ligningen bliver

$$y = \frac{dl}{mv^2} \cdot x \cdot F\left(t - \frac{x}{v}\right).$$

Denne Ligning gengiver ogsaa Bevægelsen af Straalens Træffepunkt eller Spor i en Plan i Afstanden x fra Feltets Begyndelse. Den viser, at Bevægelsen er givet ved samme Funktion af Tiden som den bevægende Kraft; men Bevægelsen er forsinket i Forhold til Kraften en Tid $\frac{x}{v}$ lig den, som den uafbøjede Straales Dele bruger for at naa fra Feltet hen til Planen. Amplituden i Bevægelsen vokser, som det ses, proportionalt med Planens Afstand x fra Feltet. Den er omvendt proportional med mv^2 eller med den Bevægelsesmængde, der i hvert Sekund passerer ethvert af Straalens Tværsnit.

Det er nu en simpel Sag at angive Straalens Formforandring og Bevægelse under Indflydelse af Strømme og Felter af forskellige Typer. Man skal blot i Udtrykket for y indsætte det specielle Udtryk for $F(t)$. Vi betragter følgende Tilfælde.

Konstant Strøm, konstant Felt. $F(t)$ er en Konstant $H \cdot I$, og Straalens stationære Form bliver

$$y = \frac{HI \cdot dl}{mv^2} \cdot x$$

d. v. s. Straalen stiller sig ind efter en ret Linie. Straalens Afbøjning er proportional med Strøm og Felt.

Jævnt opvoksende Strøm, konstant Felt. Vi anlager $i = ct$, saa at $F = cHt$. Ligningen for Straalens Form bliver altsaa

$$y = \frac{H \cdot dl}{mv^2} \cdot c \cdot x \cdot \left(t - \frac{x}{v}\right).$$

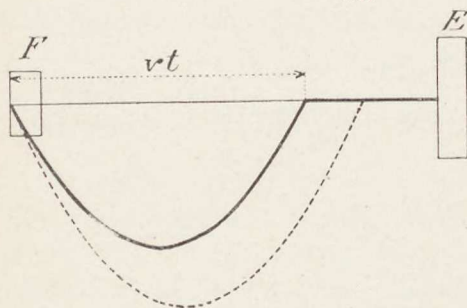


Fig. 21.

Dette Udtryk gengiver en Parabel beliggende som antydnet i Fig. 21. Parablen spænder over Stykket $x = vt$, og dens nederste Punkt befinder sig til Tiden t i en Dybde under den uafbøjede Straale bestemt ved

$$y_m = \frac{H \cdot dl}{mv^3} \cdot c \cdot \left(\frac{vt}{2} \right)^2.$$

Det betragtede Tilfælde faar Betydning for Grundsystemets Anvendelse i periodiske Afbrydere til Drift af Induktorer. Den normale Induktorstrøm er nemlig retliniet opvoksende.

Vekselstrøm, Jævnfelt eller Jævnstrøm, Vekselfelt. Endnu større Interesse knytter der sig til de Tilfælde, hvor Straalen fører Vekselstrøm i et Jævnfelt eller Jævnstrøm i et Vekselfelt. I begge Tilfælde vil Udtrykket for den bevægende Kraft blive

$$F = I_0 H_0 \cdot \sin \omega t,$$

dersom Strøm resp. Felt antages at variere sinusformet med den cykliske Frekvens ω . For Straalens Form faas altsaa:

$$y = \frac{I_0 H_0}{mv^2} \cdot dl \cdot x \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

Af denne Ligning ses, at Straalen i et givet Øjeblik har Form af en Bølgelinie — Fig. 22 — med en Amplitude, der vokser op mellem de to rette Linier

$$y = \pm \frac{I_0 H_0}{mv^2} \cdot dl \cdot x$$

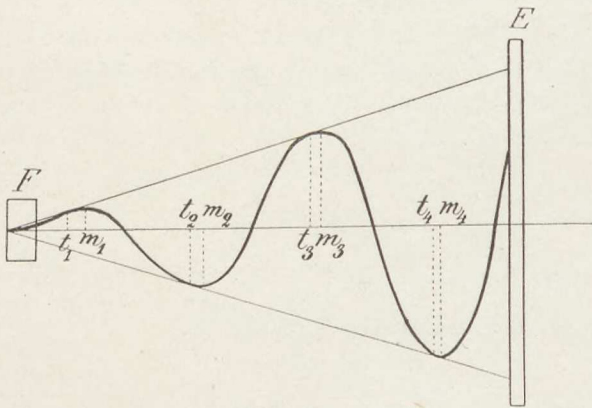


Fig. 22.

d. v. s. de to Linier, efter hvilke Straalen vilde stille sig stationært ind, dersom den ved et konstant Felt H_0 førte en konstant Strøm I_0 af den ene eller den anden Retning. Bølgelinien skærer Straalens oprindelige Retning i en Række Punkter, Nulpunkterne,

der, naar Hastigheden ikke forandres ud langs Straalen, følger efter hinanden med en indbyrdes Afstand

$$\frac{\lambda}{2} = v \cdot \frac{\pi}{\omega} = v \cdot \frac{T}{2},$$

hvor T er Perioden for Vekselfelt eller Vekselstrøm. Nulpunkterne og dermed det hele Tog af Bølger løber fremad med en Hastighed lig den uafbøjede Straales Hastighed v . Under denne Bevægelse rører Bølgelinien stadig de to ovenfor antydede rette Linier i Punkter (l), der projicerede ned paa den uafbøjede Straale ligger midt imellem to paa hinanden følgende Nulpunkter. Bølgenes Toppunkter (m) ligger derimod noget længere fremme i Bevægelsens Retning, saaledes som det fremgaar af Fig 22, hvor Bølgetoget er tegnet til Tiden $t = 0$. Til dette Tidspunkt er Nulpunkternes Plads bestemt ved

$$x = p \cdot v \cdot \frac{T}{2},$$

hvor

$$p = 1, 2, 3 \dots$$

medens Bølgetoppenes Abscisser er bestemt ved

$$\operatorname{tg} \omega \cdot \frac{x}{v} = -\omega \cdot \frac{x}{v}.$$

Som bekendt kan denne Ligning løses grafisk ved, at man søger Skæringspunkterne mellem Kurverne

$$y = \operatorname{tg} x'$$

og

$$y = -x',$$

hvor x' staar for $\omega \cdot \frac{x}{v}$. Af Fig. 23, hvor disse Kurver er indtegnede, ses, at Løsningerne kan skrives

$$x' = p \cdot \frac{\pi}{2} + \delta,$$

hvor $p = 1, 3, 5 \dots$ medens δ er en Størrelse, der aftager med stigende Ordenstal p . For Abscisserne til Bølgetoppunkterne faas altsaa

$$x = p \cdot v \cdot \frac{T}{4} + v \cdot \frac{\delta}{\omega} = p \cdot v \cdot \frac{T}{4} + \delta',$$

hvoraf den antydede Beliggenhed af Toppunkterne fremgaar.

Undersøger man herefter Bevægelsen af Straalesporet i en Plan vinkelret paa den uafbøjede Straale i Afstanden x fra Feltet, ser man af Udtrykket for y , at Sporet vil svinge synkront med den bevægende Kraft — altsaa enten med Vekselstrømmen eller med Vekselfeltet. Men Svingningerne er forsinkede i Forhold til Kraften eller kommer i Fase bagefter denne. Faseforsinkelsen er givet ved

$$\varphi = \omega \cdot \frac{x}{v} = \frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi,$$

hvor λ ligesom ovenfor er lig den Vej $v \cdot T$, som Straalen skrider frem i Perioden for den bevægende Kraft.

Af Udtrykket for φ drager vi den for Anvendelserne betydningsfulde Slutning, at der maa være en Række Punkter ud langs Straalen, — Knudepunkterne vil vi kalde dem, — hvor Straalesporet gaar gennem Nul i samme Øjeblik, som den bevægende Kraft gaar gennem Nul. Disse Punkter er bestemt ved

$$\frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi = p \cdot \pi,$$

hvor $p = 0, 1, 2 \dots$

Deres Abscisser er altsaa givne ved

$$x = p \cdot \frac{\lambda}{2}$$

d. v. s. Punkterne følger efter hinanden med en indbyrdes Afstand lig den Vej, Straalen bevæger sig i Halvperioden for den bevægende Kraft.

Vekselstrøm, Vekselfelt. Vi antager herefter, at baade Strøm og Felt er periodiske og tillige synkrone. De kan være givne ved

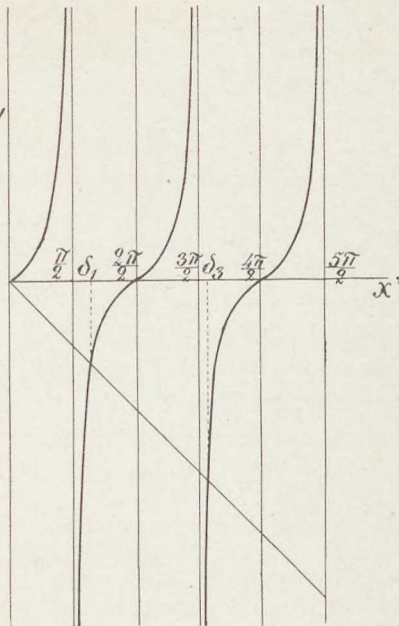


Fig. 23.

$$i = I_0 \cdot \sin \omega t$$

$$H = H_0 \cdot \sin (\omega t + \varphi_0).$$

Der bestaar altsaa en Faseforskel φ_0 mellem dem. Nu er

$$F = I_0 H_0 \cdot \sin \omega t \cdot \sin (\omega t + \varphi_0).$$

Indsættes i det almindelige Udtryk for y , faas

$$y = \frac{1}{2} \frac{I_0 H_0 \cdot dl}{mv^2} \cdot x \cdot \cos \varphi_0 + \frac{1}{2} \frac{I_0 H_0 \cdot dl}{mv^2} \cdot x \cdot \sin \left[2\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi_0 - \frac{\pi}{2} \right].$$

Dette Udtryk viser, at Straalen faar en konstant Afbøjning proportional med Cosinus til Faseforskydningsvinklen mellem Strøm og Felt. Ud langs den afbøjede Straale vil der løbe Bølger med en Bølgebredde, der nu er det halve af den Vej, Straalen løber fremad i Strømmens Periode. Bølgebredden er altsaa kun det halve af, hvad den er ved konstant Felt. Den konstante Afbøjning bliver Nul, naar Faseforskydningen er $\frac{\pi}{2}$. Straalen er da fremstillet ved

$$y = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_0 H_0 \cdot dl}{mv^2} \cdot x \cdot \sin 2\omega \left(t - \frac{x}{v} \right)$$

og antager altsaa samme Form som, hvis den i et konstant Felt af Styrke H_0 og iøvrigt af samme Udstrækning førte en Vekselsstrøm af den dobbelte Frekvens med den halve Amplitude. Den maximale Afbøjning faas, naar Faseforskydningen er Nul. Den er da

$$y_0 = \frac{1}{2} \cdot \frac{I_0 H_0 \cdot dl}{mv^2} \cdot x$$

altsaa det halve af den, Straalen vilde faa, hvis saavel Felt som Strøm var konstant og havde Værdien resp. H_0 og I_0 .

Jævnstrøm, Drejefelt. Vi betragter endelig det Tilfælde, hvor Straalen fører en Jævnstrøm I_0 i et Drejefelt H_0 , der roterer med en Periode T eller en cyklisk Frekvens $\omega = \frac{2\pi}{T}$. Lad os fastslaa den Omløbsretning som positiv, der set fra x -Aksens positive Side falder sammen med Urets. Med positiv Rotationsretning for Feltet vil Vektoren for den bevægende Kraft $F = I_0 H_0$ da komme Vinklen $\frac{\pi}{2}$ bag efter Feltvektoren.

Feltet kan vi antage frembragt ved to periodiske Felter i Retning henholdsvis af Y- og Z-Aksen i Fig. 24. De to Felter bliver

$$H_y = H_0 \cos \omega t$$

$$H_z = H_0 \sin \omega t.$$

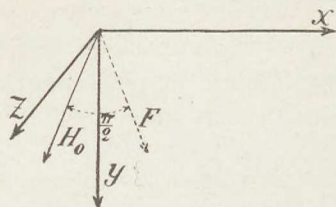


Fig. 24.

Ved Bestemmelsen af Straalens Bevægelse har vi blot at undersøge, hvilken Bevægelse hver af disse Komposanter for sig vilde give Straalen, og herefter sammensætte de to Bevægelser. Opgaven er altsaa i Hovedsagen allerede løst med det ovenfor anførte. Man faar for Straaledelenes Bevægelse i Retning henholdsvis af Y- og Z-Aksen

$$y = \frac{I_0 H_0}{mv^2} \cdot dl \cdot x \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right)$$

$$z = - \frac{I_0 H_0}{mv^2} \cdot dl \cdot x \cdot \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

I en Plan vinkelret paa Straalen i Afstanden x fra Feltet vil Straalesporet rottere med Frekvensen ω i en Cirkel med Radius

$$r = \frac{I_0 H_0}{mv^2} \cdot dl \cdot x = \frac{F}{mv^2} \cdot dl \cdot x.$$

Radiusvektor vil i denne Bevægelse være Vinklen

$$\varphi = \frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi$$

bagefter Vektoren for den bevægende Kraft. Den øjeblikkelige Form af Straalen er en Art Skruelinie med Stighøjde $v \cdot T$ tegnet paa en Omdrejningskegle, hvis halve Toppunktsvinkel er givet ved

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{I_0 H_0}{mv^2} \cdot dl.$$

Geometrisk Konstruktion af Straalens Form. Det skal

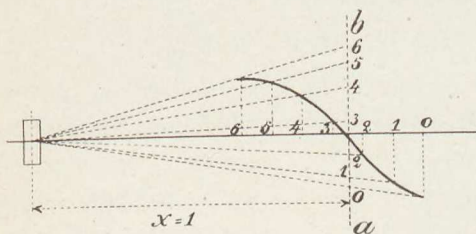


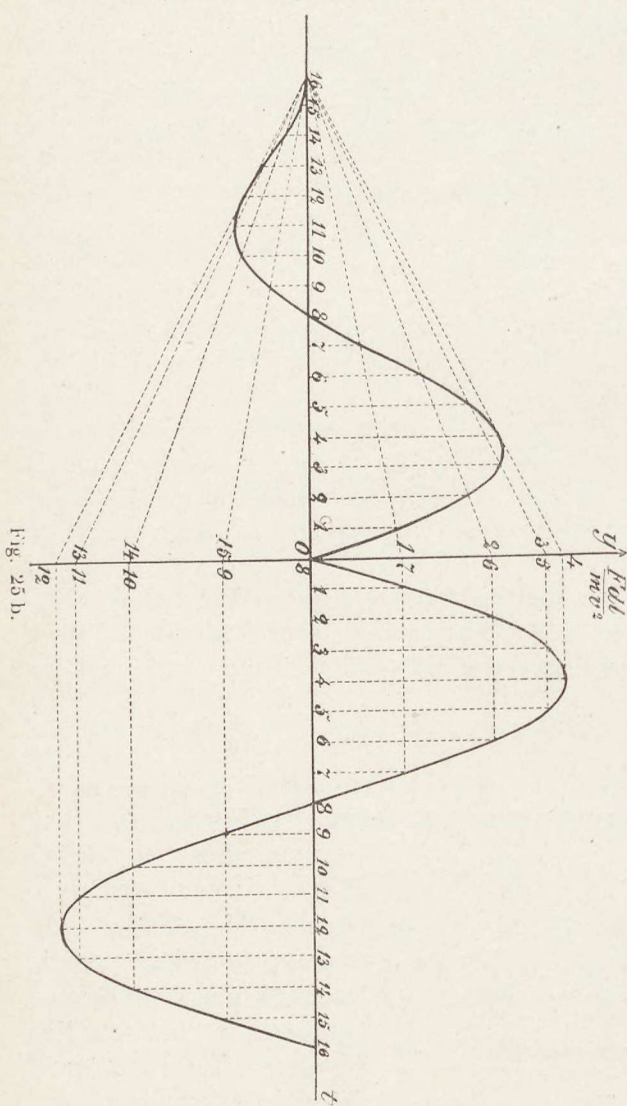
Fig. 25 a.

herefter vises, hvorledes Straalens Form i et givet Øjeblik kan findes ved en meget simpel geometrisk Konstruktion. Vi indskrænker os til at betragte Bevægelsen i en Plan, men det anførte kan let anven-

des paa en rumlig Bevægelse. Det fremgaar af Teorien, at Banen for den enkelte Straalepartikel er en ret Linie udgaende fra Feltet. Retningstangens for Linien er i det samme Koordinatsystem som ovenfor bestemt ved

$$\frac{dy}{dx} = \frac{H \cdot i \cdot dl}{mv^2} = \frac{F \cdot dl}{mv^2}.$$

F betegner herved, som det fremgaar af det tidligere anførte, den Værdi, den mekaniske Kraft havde i det Øjeblik, Straalepartiklen befandt sig i Feltet. Vi tegner nu i Fig. 25 a



de retliniede Baner for de Partikler, der til Tiderne 0, 1, 2... befandt sig i Feltet. Linierne faas ved at afsætte Værdierne

$$\text{for } \frac{F \cdot dl}{mv^2} \text{ til de}$$

samme Tider ud ad en ret Linie ab vinkelret paa den uafbøjede Straale i Afstanden $x=1$ fra Feltets Midtpunkt. Herved kommer vi til Punkterne 0, 1, 2, 3... Linierne gennem disse Punkter og Feltets Midtpunkt er de søgte Baner. Vi afsætter ud ad x -Aksen Stykker lig de Veje, som de betragtede Partikler har tilbagelagt fremefter i

den uafbøjede Straales Retning, siden de passerede Feltet. Herved bestemmes de i Almindelighed ækvidistante Punkter 0, 1, 2... paa Abscisseaksen. Hvert af disse Punkter føres nu op paa Partikelbanen med samme Nummer, og i det derved fundne Punkt have den paagældende Partikels Stilling i det betragtede Øjeblik, medens alle Punkter tilsammen giver Straalens Form til samme Tidspunkt. I Fig. 25 b er Konstruktionen af Straalen ved sinusformigt varierende F gengivet. Figuren viser, hvorledes de retliniede Partikelbaner kan konstrueres ved Hjælp af en grafisk Fremstilling af Størrelsen $\frac{Fdl'}{mv^2}$ Variation med Tiden.

Straalens Bevægelse ved Dæmpning. Det er indlysende, at Straalens Dele maa virke paa hinanden med Kræfter, der modsætter sig Tværbevægelsen. Dersom man antager, at Kraften, der modsætter sig Straaleelementets Bevægelse i Retning af y -Aksen, kan sættes proportional med Hastigheden $\frac{dy}{dt}$ i y -Aksens Retning, altsaa pr. cm af Straalen lig

$$-p \cdot \frac{dy}{dt},$$

bliver Bevægelsesligningerne for et Element af Straalen:

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{dt^2} &= 0 \\ m \frac{d^2y}{dt^2} &= -p \cdot \frac{dy}{dt}. \end{aligned}$$

Idet det antages, at den bevægende Kraft ligesom ovenfor betegnes ved $F(t)$, bliver Ligningen for Straalens Form ved et Lamelfelt:

$$y = \frac{dl}{mv} \cdot \frac{m}{p} \cdot \left(1 - e^{-\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}}\right) \cdot F\left(t - \frac{x}{v}\right).$$

Udtrykket viser, at Straalesporets Bevægelse i en vilkaarlig Plan vinkelret paa den oprindelige Straale stadig gengives ved samme Funktion af Tiden som den bevægende Kraft. Den er ogsaa stadig forsinket Tiden $\frac{x}{v}$ i Forhold til Kraften. Men Amplituden er naturligvis sat ned nemlig i Forholdet

$$\frac{1 - e^{-\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}}}{\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}}.$$

B. Straalens Bevægelse ved udstrakt Felt. Ved de Anvendelser af Grundsystemet, der nedenfor skal omtales, vil det ikke altid være muligt at arbejde med et Felt, hvis Udstrækning i Straalens Retning er praktisk set forsvindende sammenlignet f. Eks. med Længden af de Bølger, vi lige har betragtet. Der kan derfor være Grund til at søge den elementære Teori udvidet til Felter af større Udstrækning. Dersom man nøjes med at betragte Tværbevægelser med en Amplitude, der er ringe sammenlignet med Straalens Længde regnet fra Feltets Begyndelse, kan Udvidelsen foretages paa følgende Maade.

Man deler Feltet op i Lameller dl . En vilkaarlig har Afstanden l fra Feltets Begyndelse. Den frembringer en Amplitude dy , der i Afstanden x fra Feltets Begyndelse er

$$dy = \frac{dl}{mv^2} \cdot (x - l) \cdot F\left(t - \frac{x - l}{v}\right),$$

hvor

$$F = H \cdot i.$$

Den hele Sideafvigelse faaes ved at opsummere de Afvigelser, alle Lamellerne dl giver Anledning til. Den bliver følgende

$$y = \frac{1}{mv^2} \int_0^x (x - l) \cdot F\left(t - \frac{x - l}{v}\right) dl.$$

F kan herved være en Funktion ikke alene af Tiden, men ogsaa af l , idet Feltet muligvis varierer fra Lamel til Lamel. I det efterfølgende vil vi dog nøjes med at betragte det Tilfælde, hvor Feltet gennem hele sin Længde L har en konstant Intensitet H . Hvis Strømmen da er givet ved

$$i = f(t),$$

bliver Amplituden i et Punkt indenfor Feltet bestemt ved

$$y = \frac{H}{mv^2} \int_0^x (x - l) f\left(t - \frac{x - l}{v}\right) dl$$

og i et Punkt udenfor ved

$$y = \frac{H}{mv^2} \int_0^L (x - l) f\left(t - \frac{x - l}{v}\right) dl.$$

Konstant Strøm, konstant Felt. Udtrykkene for y er tilnærmede. Den Fejl, man begaar ved Beregningen af y , bestaar i, at

man forudsætter, at den bevægende Kraft staar vinkelret paa Straalens oprindelige Retning til Trods for, at Straalen allerede inde i Feltet er bøjet og altsaa danner en Vinkel med x -Aksen. Fejlens Størrelse kan man danne sig en Forestilling om ved at betragte det simple Tilfælde, hvor Straalen fører en konstant Strøm I i et homogent Felt H . Afbøjningen indenfor Feltet i Afstanden x fra dets Begyndelse faas af det første Udtryk ovenfor til

$$y_t = \frac{IH}{mv^2} \cdot \frac{x^2}{2}.$$

Index t skal betegne, at det fundne y kun er en tilnærmelsesvis rigtig Værdi for Afbøjningen. En rigtigere Værdi faas ved følgende Betragtning. Den bevægende Kraft staar i Virkeligheden overalt vinkelret paa Straaleelementet. Den er pr. cm $I \cdot H$. Under Paavirkning af Kraften vil Partiklen bevæge sig i en Cirkel, hvis Radius er bestemt ved

$$\frac{mv^2}{r} = IH.$$

Afbøjningen fra Straalens oprindelige Retning vil følgelig blive

$$y = r - \sqrt{r^2 - x^2}.$$

Dersom x er lille mod r , kan man for Afbøjningen benytte Rækkeudviklingen

$$y = \frac{1}{2} \cdot \frac{x^2}{r} + \frac{1}{8} \cdot \frac{x^4}{r^3} + \frac{1}{16} \cdot \frac{x^6}{r^5} \dots,$$

hvor første Led er identisk med det tilnærmede Udtryk. Den relative Fejl, man begaar ved at benytte Udtrykket for y_t , er anført i hosstaaende Tabel for en Række Værdier af Forholdet $\frac{y}{x}$. Fejlen er negativ, d. v. s. det tilnærmede Udtryk giver en for lille Værdi for Afbøjningen.

$\frac{y}{x}$	$\frac{\Delta y}{y} \cdot 100$
0,05	0,2 %
0,10	1 -
0,20	5 -
0,33	10 -
0,50	20 -
1,00	50 -

Af Tabellen ses, at hvis Fejlen ved Brugen af den tilnærmede Teori skal holdes nede under 5 %, maa Afbøjningen ikke være mere end $\frac{1}{5}$ af Straalens Længde altsaa f. Eks. 2 cm ved en Straale paa 10 cm.

Vekselstrøm, Jævnfelt. Forholdene indenfor Feltet. Antager man, at Straalen passerer af en Strøm

$$i = I_0 \sin \omega t,$$

finder man ved Anvendelse af det almindelige Udtryk, at Amplituden indenfor Feltet kan gives ved

$$y = \frac{I_0 H}{m \omega^2} \cdot \sqrt{A^2 + B^2} \cdot \sin(\omega t - \varphi),$$

hvor

$$A = \frac{\omega x}{v} \cdot \sin \frac{\omega x}{v} + \cos \frac{\omega x}{v} - 1$$

og

$$B = \frac{\omega x}{v} \cdot \cos \frac{\omega x}{v} - \sin \frac{\omega x}{v},$$

samt

$$\operatorname{tg} \varphi = -\frac{B}{A}.$$

Heraf ses, at Straalens Spor i en Plan vinkelret paa den uafbøjede Straale vil svinge synkront med Strømmen, men faseforskudt i Forhold til denne eller den bevægende Kraft. Sporet vil gaa gennem Nul samtidigt med Strømmen i en Række Stillinger af Planen bestemt ved

$$\operatorname{tg} \frac{\omega x}{v} = \frac{\omega x}{v}.$$

Knudepunkterne er altsaa ikke længere æquidistante. Praktisk set vil Afstanden mellem Knudepunkterne dog meget snart blive konstant, idet den antager Værdien

$$\frac{\lambda}{2} = v \cdot \frac{T}{2}$$

ganske som udenfor et Lamelfelt. Afstanden fra Feltets Begyndelse til det første Knudepunkt er dog næsten $\frac{3}{2}$ Gange denne Afstand.

Amplitudekurven er givet ved

$$y = \frac{I_0 H}{m\omega^2} \cdot \sqrt{A^2 + B^2} = \frac{I_0 H}{m\omega^2} \cdot \sqrt{(x' - \sin x')^2 + (1 - \cos x')^2},$$

naar vi for $\frac{\omega x}{v}$ indfører Betegnelsen x' .

Som det ses, nærmer Amplitudekurven sig snart til den rette Linie

$$y = \frac{I_0 H}{m\omega^2} \cdot x'.$$

Med god Tilnærmelse kan den gives ved

$$y = \frac{I_0 H}{m\omega^2} \cdot (x' - \sin x').$$

Kurven $y = x' - \sin x'$ er til Belysning af Amplitudekurvens Form tegnet i Fig. 26. Den danner en Slags Trappe, der stiger op langs Linien $y = \frac{I_0 H}{m\omega^2} \cdot x'$. Den har vandrette Tangenter i de æquidistante Punkter

$$x' = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$$

d. v. s. i Afstande fra Feltets Begyndelse lig et Multiplum af den Vej, Straalen bevæger sig i Strømmens Periode. Det samme gælder i Virkeligheden ogsaa for den Kurve, der fremstiller det første fuldstændigere Udtryk for Amplituden.

Undersøger man Straalens Profil, finder man, at Straalen skærer den oprindelige Retning i en Række Nulpunkter. Til Tiden $t = 0$ falder disse Nulpunkter sammen med de ovenfor betragtede Knudepunkter og er altsaa ikke æquidistante. De bevæger sig heller ikke fremad med konstant Hastighed. Hastigheden svinger under Bevægelsen om Straalens Hastighed v . Imidlertid dør disse Svingninger snart bort med voksende Afstand fra Feltets Begyndelse, og Knudepunkterne løber da fremad med Straalens Hastighed ganske som udenfor et Lamelfelt.

Alt i alt er Straalens Bevægelse indenfor et udstrakt Felt kun paa Straalens første Del væsentligt forskellig fra Bevægelsen udenfor et Lamelfelt. Efter nogle faa Bølger kan Bevægelsen tænkes frembragt ved et Lamelfelt, hvis Længde er bestemt ved

$$dl = \frac{vT}{2\pi}.$$

Ved en Straalehastighed paa 200 cm/Sek. og en Frekvens paa 50 vil Udstrækningen af det æquidistante Lamelfelt blive ca. 0,64 cm.

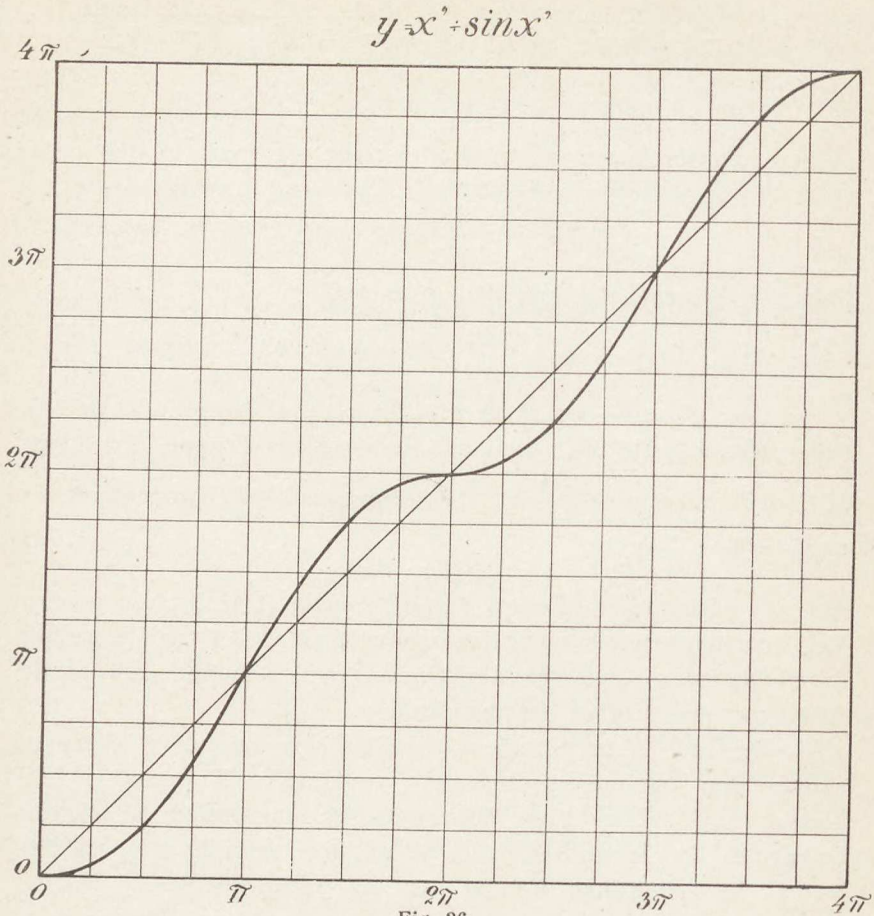


Fig. 26.

Bevægelsesforholdene udenfor Feltet. Med Benyttelse af det almindelige Udtryk finder man for Straalens Form til Tiden t

$$y = \frac{2I_0 H}{m\omega^2} \left[\left(\frac{\omega \frac{L}{2}}{v} \cdot \cos \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} - \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} \right) \cdot \cos \omega \left(t - \frac{x - \frac{L}{2}}{v} \right) + \frac{\omega \left(x - \frac{L}{2} \right)}{v} \cdot \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} \cdot \sin \omega \left(t - \frac{x - \frac{L}{2}}{v} \right) \right].$$

Dette Udtryk giver for $x = L$, som det skal, samme Værdi for y som Formlen gældende indenfor det homogene Felt. Udtrykket viser, at Straalesporets Bevægelse i en Plan vinkelret

paa Straalen stadig er synkron med Strømmen gennem Straalen. Men Faseforskydningen er nu givet ved

$$\varphi' = \varphi - \omega \frac{x - \frac{L}{2}}{v},$$

hvor

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\frac{\omega \frac{L}{2}}{v} \cdot \cos \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} - \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}{\frac{\omega \left(x - \frac{L}{2}\right)}{v} \cdot \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}.$$

Af det sidste Udtryk ses, at φ med voksende Afstand $x - \frac{L}{2}$ fra Feltets Midtpunkt nærmer sig til Nul, saafremt Feltet ikke netop har en saadan Længde, at $\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} = 0$. I Almindelighed vil Faseforskydningen φ' altsaa nærme sig til at være bestemt ved sidste Led i Udtrykket ovenfor, d. v. s. Knudepunkterne vil nærme sig til en æquidistant Fordeling med den indbyrdes Afstand $\frac{\lambda}{2} = v \cdot \frac{T}{2}$, ganske som ved et Lamelfelt.

Amplitudekurven for Straalen vil have Ligningen

$$\begin{aligned} y &= \frac{2I_0 H}{m\omega^2} \sqrt{\left(\frac{\omega \frac{L}{2}}{v} \cdot \cos \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} - \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}\right)^2 + \left(\frac{\omega \left(x - \frac{L}{2}\right)}{v} \cdot \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}\right)^2} \\ &= \frac{2I_0 H}{m\omega^2} \cdot \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} \cdot \frac{\omega \left(x - \frac{L}{2}\right)}{v} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}. \end{aligned}$$

Dette sidste Udtryk viser, at Amplitudekurven under Forudsætning af, at $\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}$ ikke er Nul, med voksende Afstand fra Feltets Midtpunkt nærmer sig til en ret Linie gennem dette Punkt. Udenfor en vis Afstand fra Feltet vil Straalens Bevægelse altsaa blive ganske lig den, et Lamelfelt af passende Længde eller Intensitet anbragt i det virkelige Felts Midte vilde frem-

bringe. Forudsat samme Intensitet for Lamelfeltet og det udstrakte Felt maatte det ækvivalente Lamelfelt have en Længde dl bestemt ved

$$dl = v \cdot \frac{T}{\pi} \cdot \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} = \frac{\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}{\left(\frac{\omega \frac{L}{2}}{v} \right)} \cdot L.$$

Særlige Bevægelsesforhold faas, naar Feltet har ganske bestemte kritiske Længder. Vi betragter her to Tilfælde. Lad L ved given Hastighed og Frekvens være valgt saaledes, at

$$\frac{\omega \frac{L}{2}}{v} \cdot \cos \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} - \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} = 0$$

altsaa saaledes, at

$$\operatorname{tg} \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} = \frac{\omega \frac{L}{2}}{v},$$

da bliver

$$\operatorname{tg} \varphi = 0,$$

og man faar straks udenfor Feltet de Bevægelsesforhold, som i det almindelige Tilfælde først optræder i en vis Afstand fra dette. Den første Længde af Feltet, der vil give en Bevægelse som den her antydede, er bestemt ved

$$\frac{\omega \frac{L}{2}}{v} = k \cdot \frac{3}{2} \pi,$$

hvor k er et Tal noget mindre end 1. Lad $v = 200$ cm/Sek., og $\omega = 2\pi \cdot 50 = \text{ca. } 300$, saa bliver den første kritiske Feltlængde ca. 2 cm.

Lad dernæst Længden af Feltet være valgt saaledes, at

$$\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} = 0,$$

saa bliver $\operatorname{tg} \varphi = \infty$ og $\varphi = p \cdot \frac{\pi}{2}$. Udtrykket for Straalens Form bliver

$$y = \frac{2I_0 H}{m\omega^2} \cdot \frac{\omega}{v} \cdot \frac{L}{2} \cdot \sin \left(\omega t - \omega \frac{x - \frac{L}{2}}{v} + p \cdot \frac{\pi}{2} \right),$$

hvorved fremstilles et Bølgetog med konstant Amplitude og med Nulpunkter følgende efter hinanden med den konstante Afstand $v \cdot \frac{T}{2}$. Man faar Felter med den her beskrevne Virkning, naar man skærer Feltet af i de Punkter, hvor den indvendige Amplitudekurve har vandrette Vendetangenter. Disse Punkter var nemlig bestemt ved Ligningen

$$1 - \cos \omega \frac{x}{v} = 0,$$

der for x giver samme Værdier, som Ligningen $\sin \frac{\omega}{v} \frac{L}{2} = 0$ giver for L .

KAP. III. EXPERIMENTAL PRØVE AF DEN ELEMENTÆRE TEORI.

Indledning. Den ovenfor anførte elementære Teori for Straalens stationære Afbøjning og for dens Bevægelse under Paavirkning af periodiske eller ikke periodiske Kræfter er bleven prøvet gennem en Række Forsøg, af hvilke der i de følgende Kapitler skal gives en Fremstilling. Det skal straks siges, at Forsøgene viser, at vor Grundopfattelse af Straalen som en yderst bøjelig og yderst strækkelig Snor i høj Grad svarer til de faktiske Forhold. En kendelig Sammenhæng mellem Straalens Dele gør sig dog gældende og mærkes især paa Straalebølgernes Amplitude ved en periodisk virkende Kraft. Amplituden bliver væsentligt mindre end den af Teorien fordrede. Hvorledes den afhænger af Straalens og Strømmens Konstanter, er bleven undersøgt ved en Række Forsøg, der skal gengives i Kapitel VI.

I Kapitlerne III, IV og V skal derimod omtales nogle Forsøg over Forhold ved Straalens Bevægelse og Afbøjning, der i mindre Grad eller slet ikke berøres af den antydende Sammenhæng mellem Straalens Dele. Jeg begynder med i indeværende Kapitel at give en kort Oversigt over Arbejder, der direkte tog Sigte paa en experi-

mental Prøve af den elementære Teori. Derefter meddeles i Kap. IV og V Resultaterne af Forsøg, der navnlig blev udført for at faa et sikkert Grundlag for Projekteringen af den Række tekniske Systemer, om hvilke anden Del af vor Fremstilling skal handle. Men ved Siden af, at de opfylder dette Formaal, tjener de ogsaa til Bekræftelse paa den elementære Teori. Og endelig giver de en Række Metoder til Undersøgelse af de tekniske Systemer.

A. Relative Forsøg over Straalens stationære Afbøjning.
I Følge Udtrykket

$$y = \frac{I \cdot H \cdot dl}{mv^2} \cdot x$$

Udslag og Strøm ved Afbøjningsforsøg

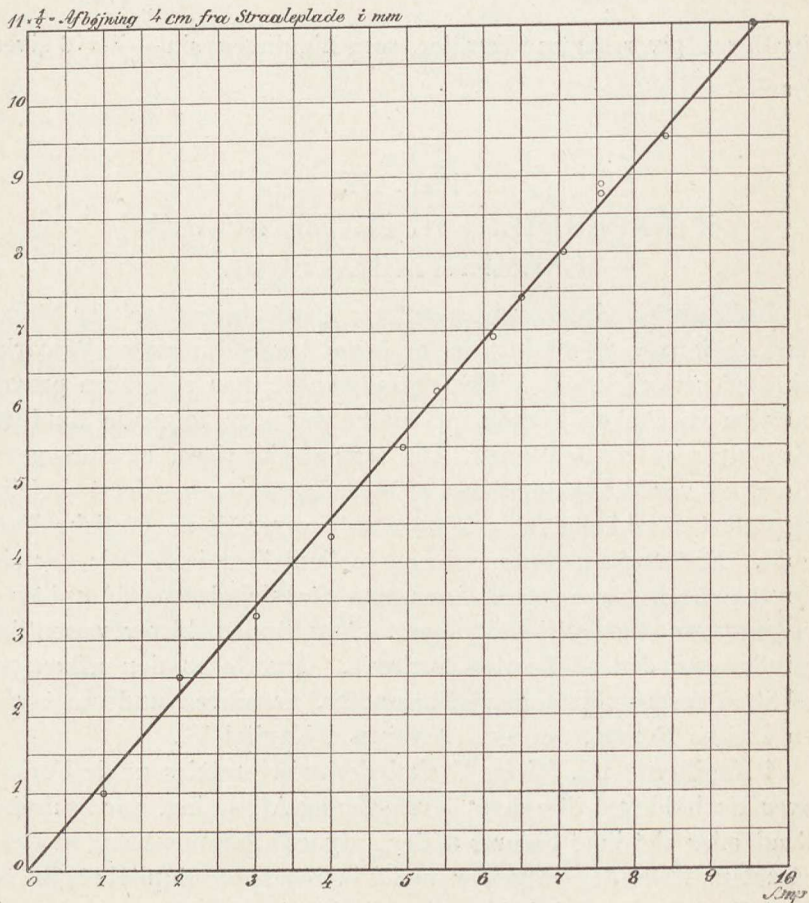


Fig. 27.

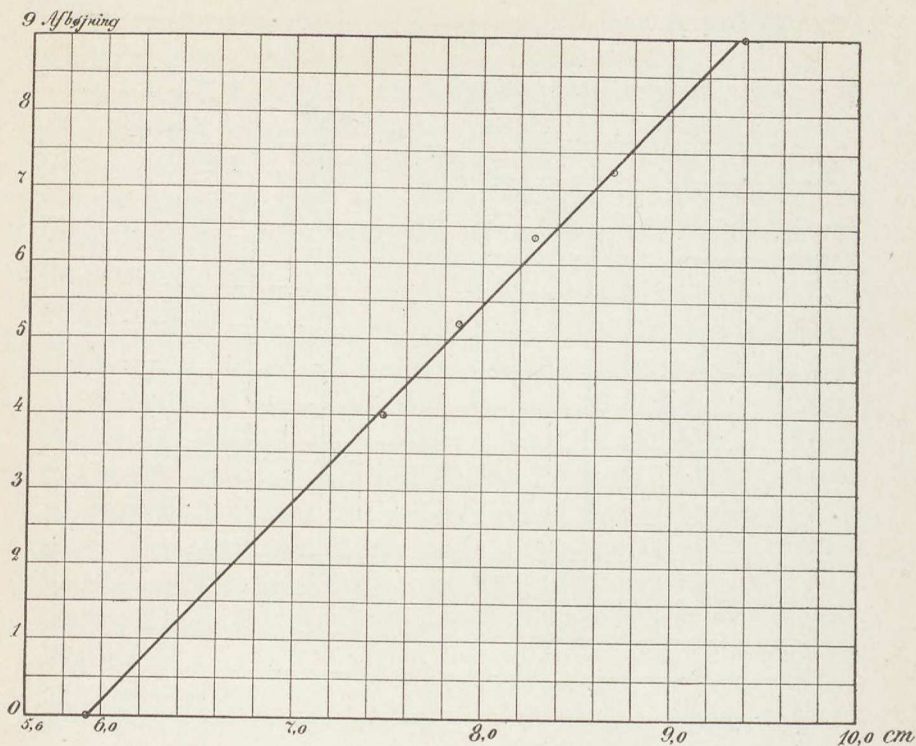


Fig. 28.

skal Straalens stationære Afbøjning ved konstant Strøm og Felt være proportional med I , x og H . At den ogsaa i Hovedsagen er det, fremgaar af de Forsøg, der ere afbildede i Fig. 27—29. Ved disse Forsøg aflæstes Straalens Afbøjning direkte paa en Maalestok anbragt under Straalen paa tværs af denne. Polskoene havde i Straalens Retning en Udstrækning paa ca. 10 mm. Mellem Straalehulspladen og Feltet var Afstanden ca. 10 mm. I Fig. 27 er Afbøjningens Variation med Strømstyrken afbildet for en Straale paa 1.5 mm. I Fig. 28 ses Afbøjningens Variation ud langs Straalen. Abscissens Tal er aflæst paa en vilkaarligt anbragt Maalestok. Feltets »Tyngdepunkt« har ligget omtrent i Punktet 5,9 cm. I Fig. 29 A endelig er y' Ændring med den magnetiserende Strøm vist. Kurven har, som det ses, ganske samme Form som en almindelig Magnetiseringskurve. For at undersøge, om der var fuldstændig Proportionalitet mellem y og Feltintensiteten, blev dennes Variation med den magnetiserende Strøm undersøgt ved

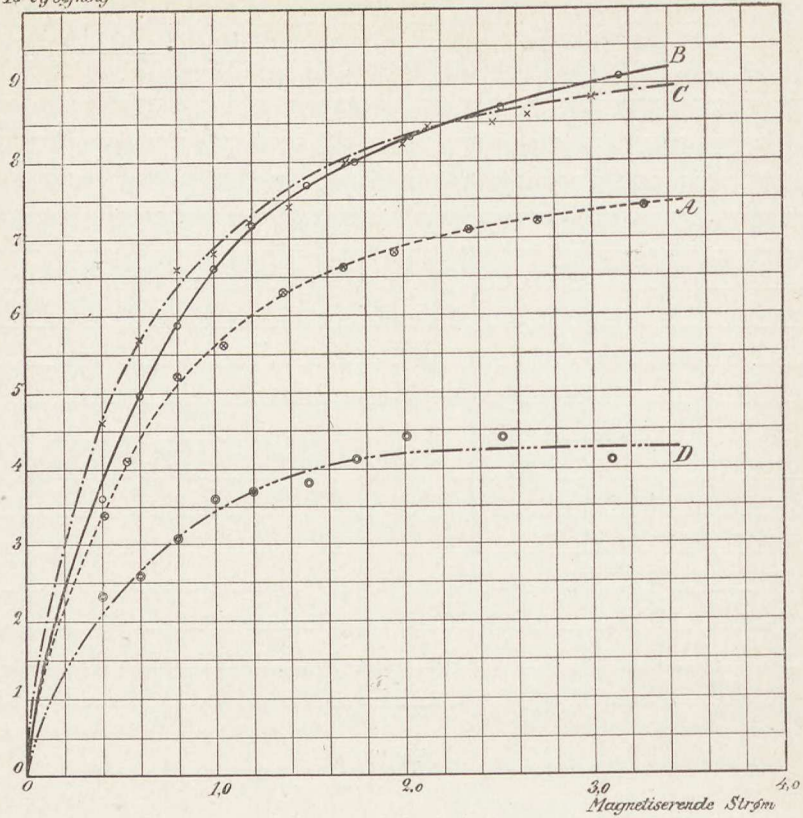


Fig. 29.

den ballistiske Metode. Resultatet af Undersøgelsen er gengivet i Fig. 29 B. Tilsvarende Ordinater i A og B udmaalttes. Deres Forhold er anført i hosstaaende Tabel I.

Tabel I.

Strøm i Magnet.	Ballistiske Udslag Gange 4.	Straalens Afbøjning Gange 2.	Forhold.
0,5	4,40	3,90	1,13
1,0	6,60	5,60	1,18
1,5	7,70	6,40	1,20
2,0	8,25	6,90	1,20
2,5	8,70	7,15	1,22
3,0	9,00	7,35	1,22

Afbøjningen er altsaa utvivlsomt med stor Tilnærmelse proportional med Feltintensiteten.

Interessant var det at faa undersøgt y' Variation med v og m eller med mv^2 . Som det fremgaar af en tidligere Undersøgelse, er der i Straalens første Del en betydelig Forskel paa Hastigheden inde ved Aksen og ude ved Overfladen, og Forskellen er gennemgaaende desto betydeligere og holder sig paa en desto større Længde af Straalen, jo større Straalens Gennemsnitshastighed er. Det var derfor muligt, at den ulige Hastighedsfordeling kunde gøre sig kendeligt gældende ved et Afbøjningsforsøg, i hvilket Gennemsnitshastigheden varieredes. For at undersøge dette Spørgsmaal udførtes en Række Forsøg, hvis Resultater er anført i Tabel II nedenfor. I Tabelens første Kolonne er Straalehullets Diameter opført, i anden Trykhøjden, i tredje Kvadratet paa det i 1 Sek. udstømmende Volumen Kvægsølv, der skulde være proportionalt med Kvadratet paa Gennemsnitshastigheden, saafremt den virkelige (ikke den effektive) Kontraktion er uafhængig af Trykhøjden, hvad Forsøgene i Kap. I i høj Grad tyder paa. I fjerde Kolonne er under $tg\alpha$ opført Afbøjningen for 1 Ampère gennem Straalen. Hvert af Tallene i Kolonnen under $tg\alpha$ er fundet ved grafisk Behandling af et Forsøg over Afbøjningens Afhængighed af Strømmen gennem Straalen.

Til Maaling af Afbøjningen benyttedes nu en Staalpind — Synaal — anbragt paa en Slæde, der ved en Mikrometerskrue kunde forskydes paa tværs af Straalen. Berøringen mellem Staalpinden og Straalen konstateredes ad elektrisk Vej ved en Strømkreds med et Tørelement og et Voltmeter. Feltet frembragtes ved en stærk Permanentmagnet. Det havde en Udstrækning i Straalens Retning paa ca. 1 cm. Afbøjningen maalttes 30 mm fra Feltets Begyndelse.

Som det ses, er Produktet af V^2 og $tg\alpha$ meget nær konstant. Dog spores der en svag Stigning ved voksende Hastighed i Produktets Talværdi. Ved Forsøgene var Polskoene anbragt 15 mm fra Straalehullet. Ved at formindske Afstanden til 6 mm fandtes ved 1,97-Hullet de Afbøjninger og Værdier for $V^2 \cdot tg\alpha$, der er anført i Tabel III. Nu er der fuldkommen Konstans i $V^2 \cdot tg\alpha$. Alt i alt er der altsaa ved vore Forsøg konstateret en meget nøje Proportionalitet

Tabel II.

Straalehulsdiam.	h	V^2	$\text{tg } \alpha$	$V^2 \cdot \text{tg } \alpha$	Anm.
1,47 mm	18,9 cm	10,70 cm ⁶	0,640 mm	6,85	usikker
	28,8 -	16,60 -	0,413 -	6,86	
	37,9 -	21,95 -	0,321 -	7,04	
	48,4 -	28,20 -	0,248 -	7,00	
	56,0 -	32,80 -	0,218 -	7,16	
1,97 mm	18,5 cm	28,5 -	0,452 ₆ mm	12,90	usikker
	21,7 -	33,6 -	0,378 -	12,70	
	27,1 -	42,2 -	0,298 -	12,58	
	30,0 -	46,7 -	0,271 -	12,65	
	33,6 -	52,3 -	0,249 -	13,01	
	41,0 -	64,5 -	0,203 -	13,05	
	46,0 -	74,0 -	0,179 -	13,25	
2,98 mm	18,9 cm	148,5 -	0,163 mm	24,2	
	28,6 -	227 -	0,114 ₂ -	25,9	
	28,7 -	228 -	0,112 ₀ -	25,5	
	33,9 -	269 -	0,100 ₇ -	27,1	
	37,7 -	300 -	0,084 ₇ -	26,6	
	44,5 -	355 -	0,069 ₀ -	24,5	

Tabel III.

h	$\text{tg } \alpha$	V^2	$V^2 \cdot \text{tg } \alpha$
18,6 cm	0,4107 mm	28,7 cm ⁶	11,79
31,4 -	0,2420 -	48,9 -	11,84
35,9 -	0,2100 -	55,9 -	11,75
44,8 -	0,1683 -	70,5 -	11,86

mellem y og $\frac{1}{V^2}$ og dermed utvivlsomt ogsaa mellem y og $\frac{1}{v^2}$, naar v er Straalens Gennemsnitshastighed.

Afbøjningens Afhængighed af Straalens Masse eller Diameter kan prøves ved Resultaterne i Tabel II. Afbøjningen skulde være omvendt proportional med mv^2 . Gaar vi foreløbig ud

fra, at ingen virkelig Kontraktion gør sig gældende, er $v = \frac{V}{\frac{\pi}{4}d^2}$

og $m = \varrho \cdot \frac{\pi}{4}d^2$, hvor d er Straalehullets Diameter og ϱ er Kvægsølvets Vægtfylde. Følgelig skal Produktet

$$\frac{V^2 \cdot \operatorname{tg} \alpha}{d^2}$$

vise sig at være konstant. I Tabel IV' anden Kolonne er Produktet anført for de tre ovenfor undersøgte Straaler.

Tabel IV.

d	$\frac{V^2 \cdot \operatorname{tg} \alpha}{d^2}$	$\frac{V^2 \cdot \operatorname{tg} \alpha}{d^2}$ kor.
1,47 mm	3,05	3,01
1,97 -	3,32	3,15
2,98 -	2,88	2,65

Man vil, dersom man regner efter, ikke finde ganske den anførte Værdi ved Diametren 1,47. Dette ligger i, at V^2 i Tabel II i Virkeligheden skal sættes ned med ca. 5,3 %. De anførte Værdier for V^2 blev nemlig fundne ved Udstrømningsforsøg med en Hulplade med 1,49 mm Diameter, men ellers ganske Magen til den ved Afbøjningsforsøgene brugte.

Man finder altsaa ogsaa Afhængigheden af Massen nogenlunde bekræftet. Imidlertid bør Størrelsen $\frac{V^2 \cdot \operatorname{tg} \alpha}{d^2}$ korrigeres for de forskellige virkelige Kontraktioner. Vi kan hertil benytte Værdier for Kontraktionen fundne ved Modstandsmaaling. Værdierne er anført i Kap. I, Tabel I for de to sidste Pladers Vedkommende. For Pladen 1,47 tør vi regne med Diameterkontraktionen 0,7 % anført for Pladen 1,49 i samme Tabel. Efter Rettelsen for Kontraktionerne faas de Værdier, der er opført i sidste Kolonne af Tabel IV.

B. Absolut Prøve af Teorien for Straalens stationære Afbøjning. Vi anfører herefter et Forsøg paa en absolut Prøve af Formlen for Straalens stationære Afbøjning. Ved Prøven bestemtes de i denne Formel indgaaende Størrelser hver for sig, hvorefter y beregnedes. Det beregnede y sammenlignedes herefter med det direkte iagttagne. Vi nøjes i det følgende med at antyde Gangen i Prøven.

Størrelsen af mv^2 bestemtes ved Udmaaling af Straalehullets Dia-

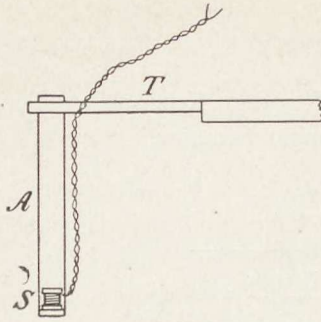


Fig. 30.

meter d og Voluminet V af det Kvægsølv, som strømmede ud i 1 Sek. d fandtes lig 1,48 mm og V lig 3,18 cm³ ved en Trykhøjde paa 20,5 cm. Af disse Værdier beregnes $mv^2 = 7950$ (cgs), naar man ser bort fra den virkelige Kontraktion. Denne var meget ringe, formentlig ca. 0,5 % (Diameterkontraktionen). Regnes med dette Tal, skal Værdien for mv^2 sættes 1 % op, saa

$$mv^2 = 8030 \text{ (cgs)}.$$

Hvad Feltet angaar, maatte baade dets Form og Intensitet bestemmes. Formen undersøgtes ballistisk ved en ganske lille Prøve-spole S , Fig. 30, der kunde forskydes langs den Linie, i hvilken

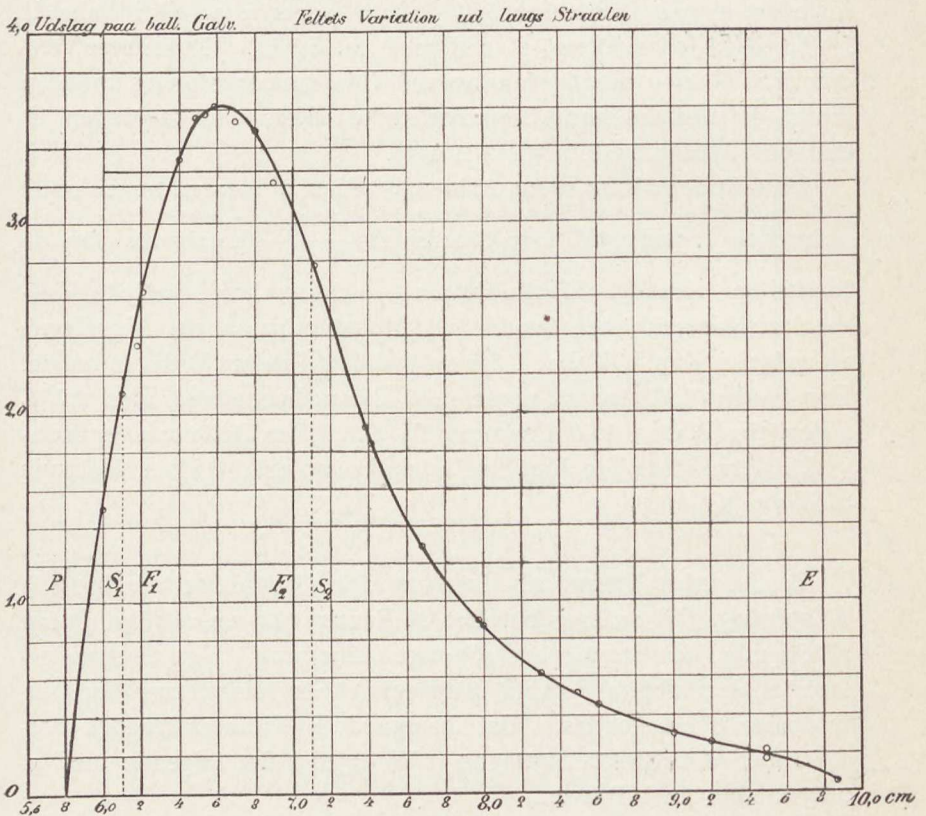


Fig. 31.

den uafbøjede Straale befandt sig. Spolen sad paa Enden af en ombøjet Arm A, der var gjort fast til Tungen *T* af en Skydelære. Fig. 31 gengiver Resultatet af Feltets Opmaaling ved denne Spole. I det grafiske Billede er Stillingen af Straalehulspladen (*P*) og Polskoenes Overflader (F_1 og F_2) indtegnet. Elektrodens Overflade laa ca. 0,38 cm bagved *E* i Figuren. *E* betegner Stillingen af den Maalestok, paa hvilken Straalens Afbøjning iagttoges ved den direkte Bestemmelse.

For herefter at faa Betydningen af det ballistiske Udslag i absolut magnetisk Enhed eller Gauss blev en større Prøvespole paa ca. 1 cm's Diameter anbragt midt imellem Polskoene. Ved at kommutere Feltet iagttoges et Udslag paa det ballistiske Galvanometer paa 9,95 cm. Ved at trække Spolen ud af et Normalfelt paa 1840 cgs fandtes et Udslag paa 9,40 cm. Gennemsnitsfeltet indenfor Spolen beregnes heraf til

$$H_g = 974 \text{ cgs.}$$

Den magnetiserende Strøm var baade ved Bestemmelsen af Feltets Form og ved Maalingen af H_g lig 2,00 Amp.

I Kurven Fig. 31 er Spolens Stilling i sidste Bestemmelse indtegnet som S_1S_2 . Vi deler nu det af Spolens Vikling begrænsede Areal op i Strimler som vist i Fig. 32 og multiplicerer Arealet af hver Strimmel med Intensiteten af Feltet over Midten af Strimlen. Denne Intensitet er Kurvens Ordinater multipliceret med Værdien *C* i Gauss af Ordinatenheden. I hosstaaende Tabel er den antydede Regning udført. *r* betegner i Tabellen Prøvespolens Radius.

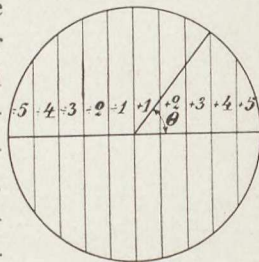


Fig. 32.

Areal-strimmel.	Areal: $\frac{r^2}{2}$	Ordinat $\div$	Ordinat $+$	Sum.	Antal Kraftlinier gennem Areal.
+ 1	0,795	3,59	3,60	7,19	5,716
- 1	—				
+ 2	0,759	3,47	3,54	7,01	5,248
- 2	—				
+ 3	0,691	3,19	3,40	6,59	4,550
- 3	—				
+ 4	0,570	2,77	3,21	5,98	3,409
- 4	—				
+ 5	0,326	2,32	2,95	5,27	1,718
- 5	—				

$$20,641 \cdot \frac{r^2}{2} \cdot C$$

Herefter har vi $20,64 \cdot \frac{r^2}{2} \cdot C = 974 \cdot \pi \cdot r^2,$

hvoraf $C = 296,5.$

Vi er nu i Stand til at beregne den Afbøjning, Kvægsølvstraa-
len skulde faa i Magnetfeltet. Vi tænker os Feltet delt op i
Lameller. Ved at passere en Lamel dx med Abscissen x skulde
Straalepartiklen faa en Tværhastighed

$$v_y = \frac{1}{10} \cdot \frac{I \cdot H_x}{mv} \cdot dx,$$

naar I er Strømmen i Ampère.

Ved Ankomsten til det Sted med Abscissen l , hvor Afbøjnin-
gen iagttages, vil denne Hastighed have ført Straalen et Stykke
ud til Siden bestemt ved

$$dy = \frac{1}{10} \cdot \frac{I \cdot H_x}{mv^2} \cdot (l - x) \cdot dx.$$

Den hele Afbøjning, der iagttages, bliver Summen af de Af-
bøjninger, de enkelte Lameller giver, altsaa

$$\begin{aligned} y &= \frac{1}{10} \cdot \frac{I}{mv^2} \cdot \int_0^l H_x \cdot (l - x) \cdot dx \\ &= \frac{1}{10} \cdot \frac{I \cdot C}{mv^2} \cdot \int_0^l y_x \cdot (l - x) \cdot dx, \end{aligned}$$

hvor y_x er Ordinaten i Kurven for Feltets Form. Integralet blev
bestemt ved at dele hele Afstanden fra P til E i Fig. 31 i 40
Dele hver repræsenterende 1 mm. Hver Dels Midterordinat ud-
maaltes og multipliceredes med $(l - x)$. Resultatet blev

$$\int_0^l y_x (l - x) dx = 15,83.$$

Herefter beregnes Afbøjningen for en Strøm paa 10 Ampère i
Straalen til

$$y_b = \frac{10}{10} \cdot \frac{296,5 \cdot 15,83}{8030} = 0,584 \text{ cm.}$$

Dette Resultat maatte dog sættes op med 1,5 %, fordi det viste
sig, at den gensidige Induktionsnormal, der benyttedes ved Be-
stemmelsen af Normalfeltet, havde en Fejl af denne Størrelse.
Resultatet er altsaa

$$y_b = 0,593 \text{ cm.}$$

Af et direkte Afbøjningsforsøg — det, der er afbildet i Fig. 27 — fandtes nu en Afbøjning

$$y_i = 0,572 \text{ cm}$$

ligeledes for en Strøm paa 10 Ampère i Straalen. Forskellen mellem den beregnede og maalte Værdi er, som det ses, godt 3 3/0, d. v. s. saa lille, at den med Lethed kan forklares ved Bestemmelsens mange Kilder til Usikkerhed og Fejl. Alene Usikkerheden skønnes at kunne give Anledning til en Afgivelse paa op mod 3 0/0.

C. Straalens Formforandringer studeret ved Øjebliksfotografi-er. Silhouetbilleder af Straalen. Den mest direkte Metode til Studium af Straalens Formforandringer under Paavirkning af variable Kræfter bestaar i at fotografere Straalen ved momentan Belysning. I det efterfølgende skal gengives en Række Resultater af saadan Fotografering udført ved en Opstilling som den, der er vist i Fig. 33. S er her Straalen, der passerer et snævert Felt F lige udenfor Straalerøret R ' Munding. E er den sædvanlige Elektrode. Bag Straalen anbragtes en Glasplade M , hvorpaa der var klæbet Milliimeterpapir. Bag Pladen igen var opstillet

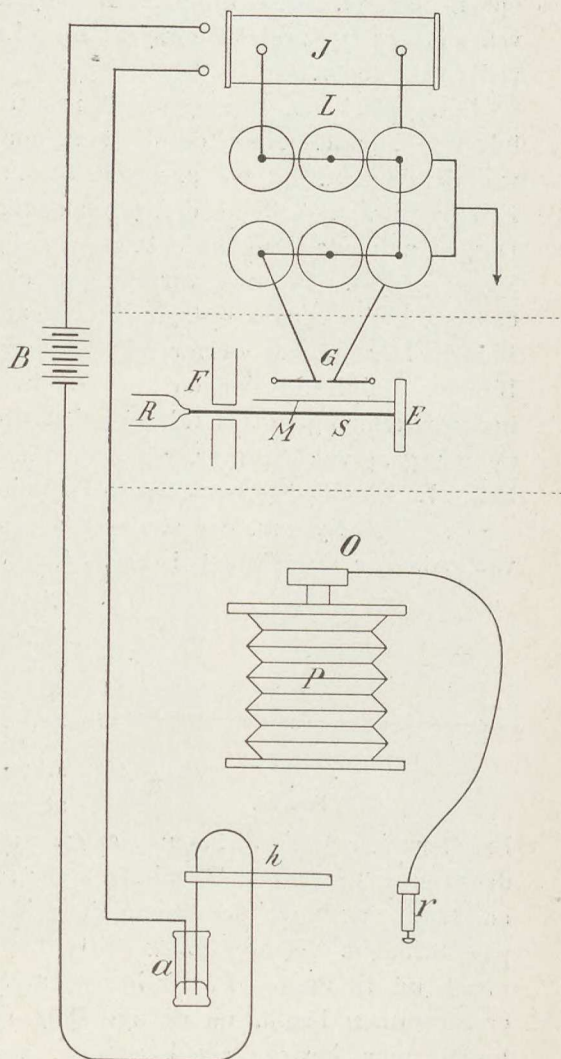


Fig. 33.

en Gnistbane G med Elektroder af Magniumtraad. Gnisten, der tjente til Momentbelysning af Straalen, frembragtes ved en 25 cm' Induktor J med et Batteri af 6 middelstore Leydnerflasker L . Den udløstes ved Afbrydning af den primære Strøm ved Hjælp af Arrangementet a . Dette bestod af et Glas med Kvægsølv. Over Kvægsølvet stod Alkohol. Strømmen afbrødes, idet en Staalpind gjort fast til Enden af en Lakstang h hurtigt førtes op af Glasset. Den momentant belyste Straale fotograferedes ved Fotografiapparatet P forsynet med Lukkeren O , der betjentes ved Udløseren r .

Fotograferingen foretoges i et mørkt Værelse og foregik paa følgende Maade. Naar det System, man ønskede at undersøge var tilvejebragt, og en passende Strøm respektive et passende Felt frembragt, sluttedes den primære Strøm gennem Induktoren. Derpaa aabnedes Lukkeren O , og endelig afbrødes den primære Strøm ved a . Hermed var Fotografiet taget. Det viste sig, at der vanskeligt kunde optages mere end eet Billede paa samme Plade. Der maatte derfor benyttes en ny Plade for hvert nyt Billede. Imidlertid var en kort Række Optagelser i Almindelighed tilstrækkelig til saa fuldstændigt, som det er sket i de nedenfor gengivne Figurer, at belyse Mekanismen i Bevægelsen. En halv Snes Optagelser forslog i Almindelighed fuldtud.

Det første System, der studeredes paa den nu antydede Maade, var det, der er afbildet i Fig. 34. Det bestod af Elementar-

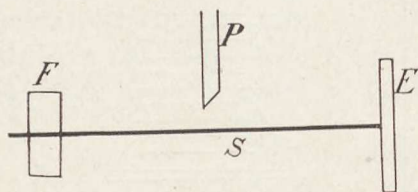


Fig. 34.

systemet FSE samt af en Plade P anbragt over den uafbøjede Straale i kort Afstand fra denne. Feltet F var konstant. Gennem Straalen sluttedes pludselig en Strøm af en vis Styrke. Hvad der

herefter sker med Straalen fremgaar af Fig. 35 a til f. I a ses den endnu uafbøjede Straale. I b ser man, at Strømmen i Overensstemmelse med den elementære Teori har dannet en Bugt paa Straalen. Denne løber fremad med Straalen og er i b naaet ud til Pladen P , der har skaaret Straalen over. Hermed er Strømmen brudt, og de nye Dele, der presses ud af Straalehullet, maa bevæge sig lige frem, saaledes som det ses af d. Delene til højre for P bevæger sig naturligvis videre frem imod

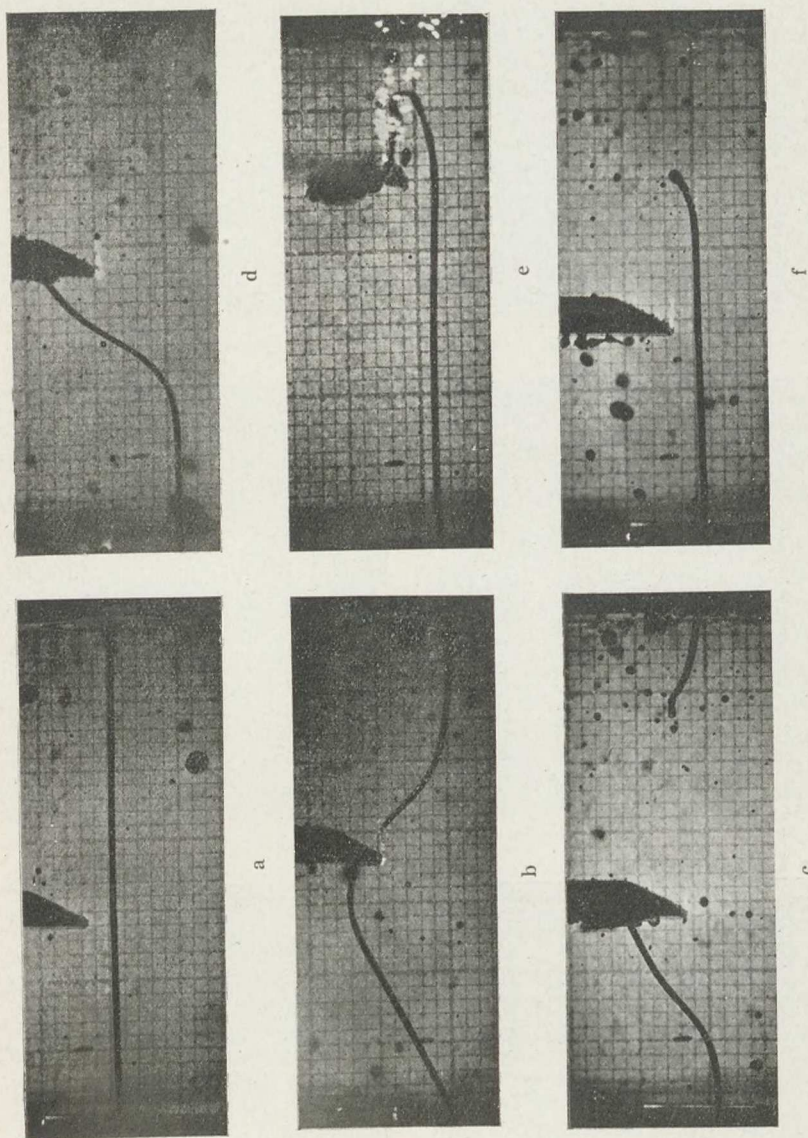
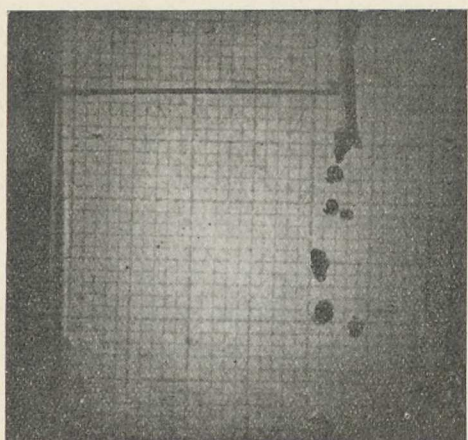
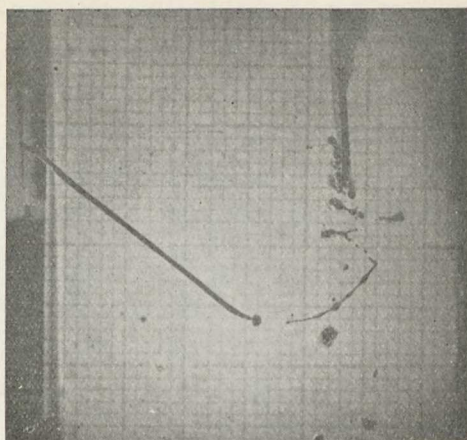


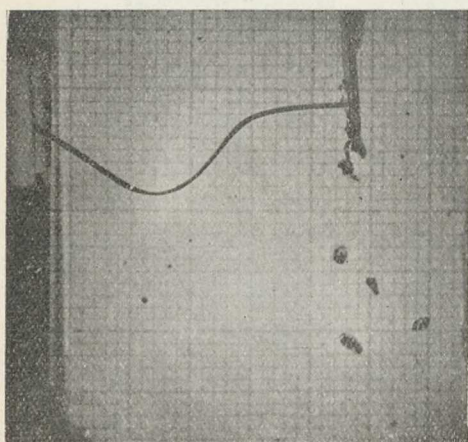
Fig. 35.



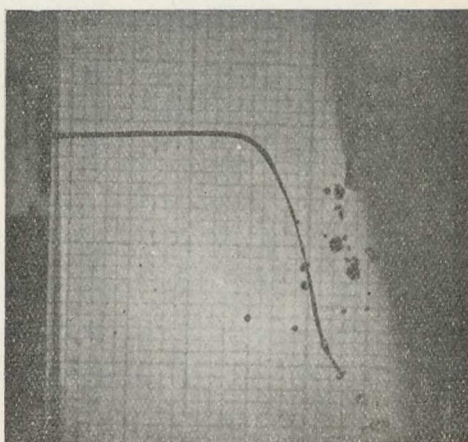
a



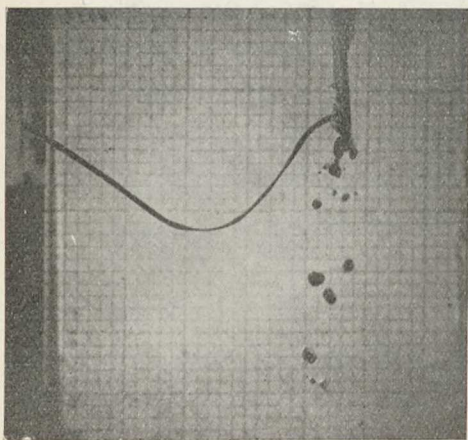
d



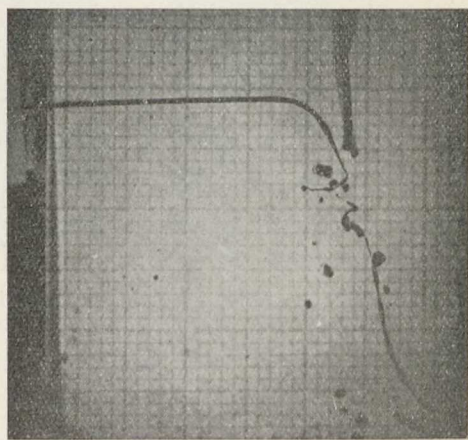
b



e



c



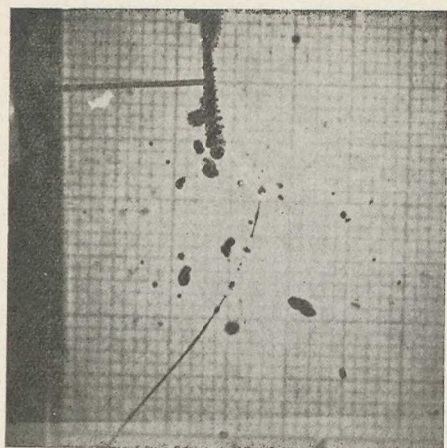
f

Fig. 36.

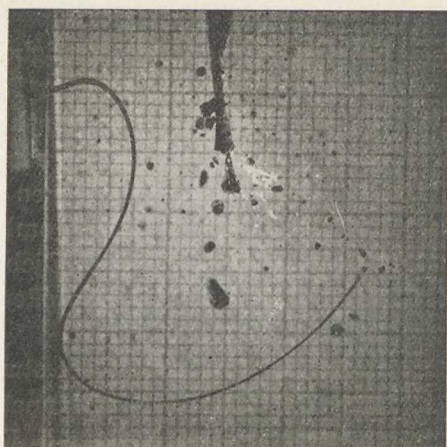
Elektroden med den Hastighed og Retning, de havde lige efter Bruddet af Straalen. I c er Reststraalen næsten helt gaaet ind i Elektroden; i d er den ganske forsvundet, medens den nye uafbøjede Straale omtrent er naaet frem til Pladen P. I e har den nye Straale passeret P, men er stadig forbundet med denne Plade gennem en skarpt ombøjet Stræng. I f endelig er denne Stræng bristet, og om et Øjeblik vil den nye Straale være naaet frem til Elektroden, hvorefter hele Spillet, der f. Eks. varer ca. $\frac{1}{50}$ Sek., gentages.

Det vil forstaaes, at det studerede System danner en periodisk Afbryder. Jeg har uddannet denne Afbryder til Drift af Induktorer. I Beskrivelsen i Kap. VII nedenfor betegnes Systemet som »Afbryderen med Afbryderplade for Jævnstrøm« for at skelne Systemet fra »Afbryderne uden Afbryderplade for Jævnstrøm og Vekselstrøm«. Ogsaa disse to Systemers Virkemaade er bleven studeret ved den fotografiske Metode. Resultatet er for Jævnstrømsafbryderens Vedkommende gengivet i Fig. 36 a til f. Systemet er her det simplest tænkelige, nemlig selve Elementarsystemet bestaaende alene af det konstante Felt F, Straale S og Elektrode E. Gennem Straalen sluttet atter en Jævnstrøm, som i det her betragtede Tilfælde straks antager sin endelige Værdi. I a ses Straalen umiddelbart før Strømslutningen. I b ser man Bugten, som Strømmen og Feltet frembringer. c viser den samme Bugt, der nu er naaet noget længere frem. Men Undersiden har ikke ændret Retning, og heri stemmer Straaleformen med den af den elementære Teori forudsagte. Bugtens Forside er dannet af et lille Parti af den oprindelige uafbøjede Straale. Dette Parti trækkes mere og mere ud, alt som Bugten vokser i Størrelse, og Resultatet er i det studerede Tilfælde blevet, at Straalen er bristet omtrent i Bugtens nederste Punkt. I d ses den brudte Straale. Med Straalen brydes ogsaa Strømmen, og en ny uafbøjet Straale dannes, der bevæger sig fremad med en Front, paa hvilken Resterne af den gamle Straale hænger. — Efter en vis kort Tid naar Fronten frem til Elektroden — f —, og den hele Bevægelsesproces gennemløbes paany.

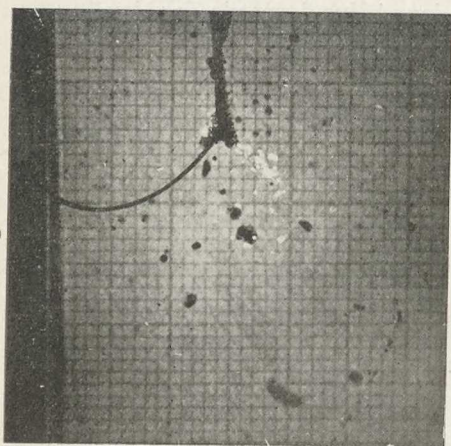
Bevægelsesforholdene ved Afbrydersystemet uden Afbryderplade for Vekselstrøm fremgaar af Fig. 37 a til f. Det er atter Elementarsystemet, vi her har med at gøre, men Elektroden maa nu stilles ind i en ganske bestemt Afstand fra det konstante Felt nemlig i



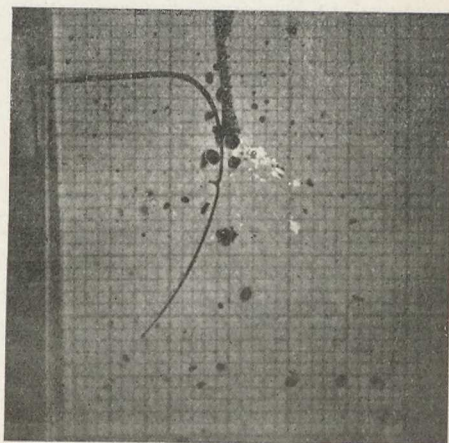
a



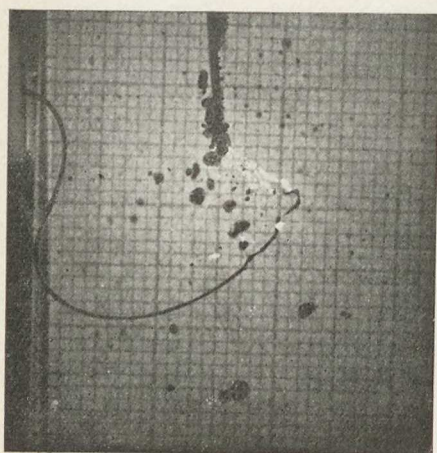
d



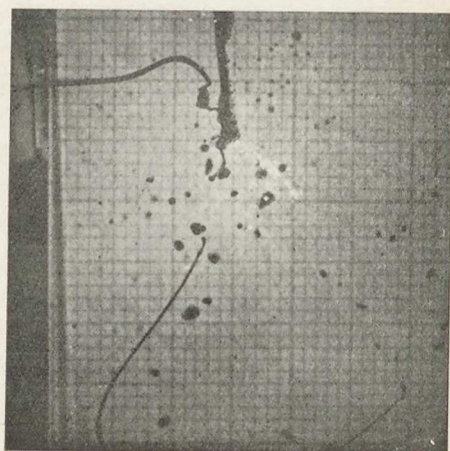
b



e



c



f

Fig. 37.

en Afstand, der meget nær er den Vej, den uafbøjede Straales Dele bevæger sig i Halvperioden for den benyttede Vekselstrøm.

Strømmen sluttet da ved Begyndelsen af en Periode. Der dannes en Bugt paa Straalen, og denne Bugt vil efter en vis Tid være bleven saa stor, at dens Forbindelse med Elektroden slipper. Hermed er Strømmen afbrudt. Afbrydningen sker henimod Slutningen af den første Halvperiode. Herefter medgaar ved den

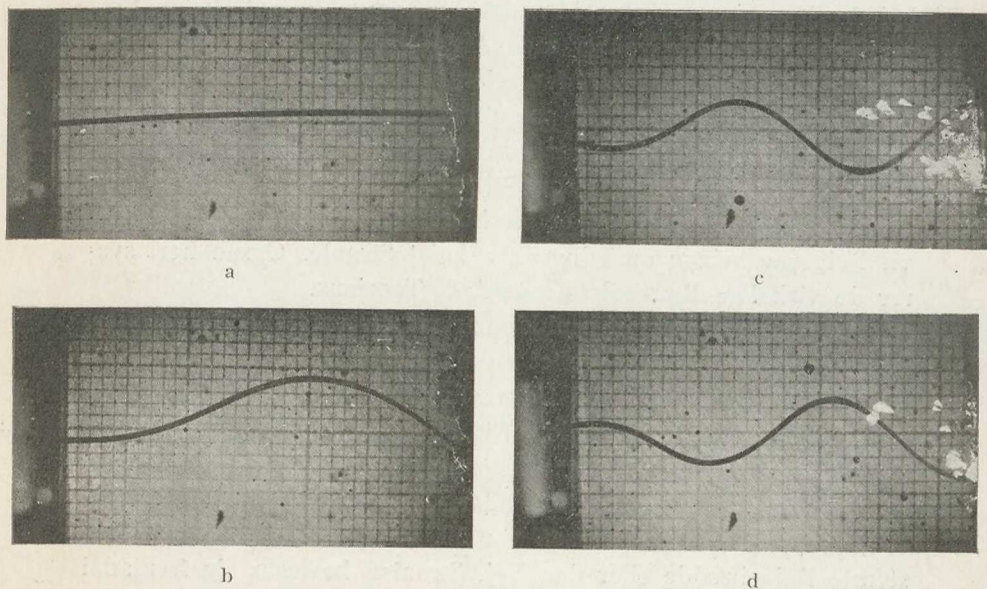


Fig. 38.

antydende Indstilling af Elektroden Resten af Halvperioden og hele den følgende, inden den nye uafbøjede Straale, der ses i e og f, naar frem til Elektroden. Strømmen sluttet altsaa ved den her antydende Afbryder kun en Gang i hver Periode, og det er altid samme Strømretning, der sluttet, saaledes som det nødvendigvis maa være, hvis Afbryderen skal kunne benyttes til Induktordrift ved Røntgeninstallationer.

De gængsne Fotogrammer giver Mekanismen ved tre Afbrydertyper, til hvilke vi nedenfor flere Gange skal vende tilbage. De bekræfter dertil, som det vil ses, i Hovedsagen den Forestilling, der ligger til Grund for den elementære Teori. Der er næppe nogen Antydning af, at Straalen afbøjes som et Hele, eller

som en Stang gjort fast i den ene Ende. Derimod giver Fotografierne et meget ejendommeligt Indtryk af den overordentlige Evne til at lade sig »trække ud«, som Straalen besidder. Navnlig fremgaar denne Evne af Fig. 37 c og d og af Fig. 35 e.

Der blev herefter optaget en Række Billeder af Straalen førende teknisk Vekselstrøm paa 50 Perioder i et konstant Felt. I Fig. 38 b ses den Form, Straalen antager. I Overensstemmelse med Teorien finder man, at der ud langs Straalen (den uafbøjede Straale er gengivet i Fig. 38 a) løber en fortsat Række Bølger, hvis Amplitude vokser med Afstanden fra Feltet. Ligeledes i Overensstemmelse med den elementære Teori finder man — Fig. 38 c og 38 d, — at der paa Straalen danner sig Bølger med den halve Bølgebredde, naar Jævnfeltet erstattes med et Vekselfelt med samme Frekvens som Strømmens gennem Straalen. Hvis Strøm og Felt ikke netop er forskudt 90° i Forhold til hinanden, vil Bølgerne svinge omkring en afbøjet Straale. Ogsaa heri svarer de virkelige Bevægelsesforhold til Teoriens.

Det ses som antydnet umiddelbart af de gengivne Fotografier, at Bølgebredden i Vekselfeltet er meget nær det halve af Bølgebredden i Jævnfeltet. Ved Udmaaling af Fig. 38 c fandtes for Bølgebredden 21,7 mm, medens Fig. 38 d gav 21,8 mm. Den halve Bølgebredde i Fig. 38 b er 21,3 mm. Under Forudsætning af, at Straalen ingen Kontraktion lider, skulde dens Hastighed være 195,5 cm/Sek. Da Frekvensen var 50, bliver den ved Teorien bestemte Bølgebredde eller den Vej, Straalen bevæger sig fremad i Perioden, lig $2 \cdot 19,55$ mm. Den udmaalte Bølgebredde findes altsaa lidt større end den beregnede. En skarpere Prøve blev senere udført. Ved denne fandtes med en Trykhøjde paa 22,6 cm en Bølgebredde paa $2 \cdot 18,8$ mm, medens den af Straalehastigheden beregnede blev $2 \cdot 18,0$ mm. Et Forsøg med Trykhøjden 50,3 cm gav en Bølgebredde paa $2 \cdot 27,3$ mm og nøjagtigt samme Værdi beregnet af Straalens Hastighed.

Straalen fotograferet i Forbelysning. — Maaling af Bølgebredden ved en Straale førende Jævnstrøm i et Vekselfelt. De ovenfor gengivne fotografiske Forsøg blev alle udført med relativt tynde og derfor korte Straaler. I den allersidste Tid har jeg foretaget nye Forsøg med en Straale fremstillet ved en konisk Boring med en Diameter paa 2,5 mm og en Topvinkel

paa 90° . Denne Straale var stabil paa 10—12 cm' Længde. Ved Udstrømningsforsøg bestemtes den effektive Diameterkontraktion, der viste sig at være 15,9 %. Den fotografiske Metode var delvis ændret. Thi medens de tidligere Fotografier optoges som Silhouetbilleder med Belysning bagfra, lykkedes det mig nu at fotografere Straalen i Forbelysning. Egentlig er det dog ikke Straalen selv, man faar optaget ved den sidste Metode, men derimod en Glanslinie i den blanke Straale. Fremgangsmaaden har væ-

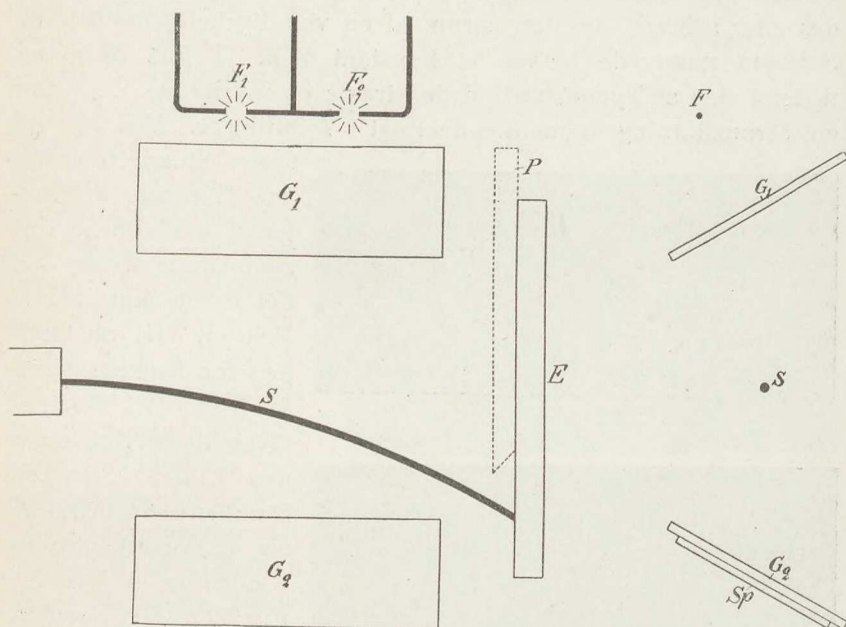
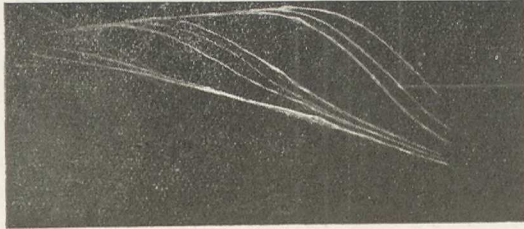


Fig. 39.

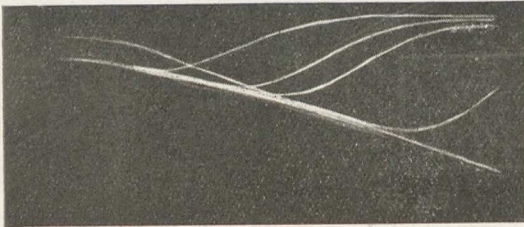
sentlige Fordele og navnlig den, at man paa samme Plade kan optage et meget stort Antal Billeder. For at faa en sammenhængende Glanslinie er det nødvendigt, at Straalen befinder sig saa at sige i et Bad af diffust Lys. Der benyttedes derfor en Opstilling som den, der er vist i Fig. 39. S er her Straalen, der bøjes noget nedad af Tyngden. $F_1 F_2$ er to i Række indskudte Gnistbaner anbragt over den skraatstillede Matglasplade G_1 . G_2 er en anden Matglasplade under Straalen. Under G_2 var der atter anbragt et Planspejl Sp . Gnisten frembragtes i Almindelighed ved en Max-Kohl-Induktor paa 25 cm med det samme

Leydnerflaskebatteri, der benyttedes ved Øjeblikksfotograferingen ovenfor. Induktoren gav imidlertid nu en uafbrudt Række Gnistere. Ved Indstilling af det fotografiske Kameras Øjeblikslukker afpassede man Antallet af Billeder ved den enkelte Optagelse. Som Objektiv anvendtes et Goerz »Weitwinkel Lynkeioskop, Serie F Nr. 0« med størst mulig Blænderaabning. De benyttede fotografiske Plader var S. S. Imperial.

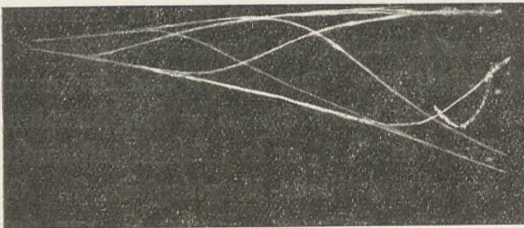
Vi gengiver først i Fig. 40 a, b og c tre Fotografier af de Bølger, der dannede sig paa Straalen, naar der pludseligt sluttedes eller afbrødes en Jævnstrøm af en vis Styrke gennem den. Straalen passerede herved et konstant Felt. I Fig. 40 a ses nederst den af Tyngden afbøjede Straale og iøvrigt ses den efter en Strømslutning fremadilende Bugt i 7 Stillinger. Ved den ret



a



b



c

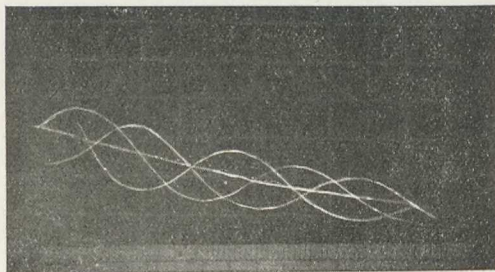
Fig. 40.

svære Straale, der her var Tale om, er Bugtens Forside meget lidt stejl. Muligvis har dog det temmeligt aabne Felt en Del af Skylden for Bugtens ringe Stejlhed. At Bugtens Overside iøvrigt følger den Linie, i hvilken Straalen tilsidst vil stille sig stationært ind, er udenfor al Tvivl.

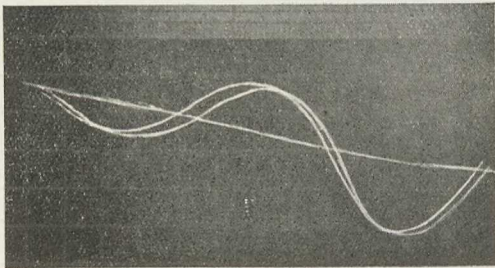
Fig. 40 b viser herefter, hvorledes Afbøjningen forsvinder efter en pludselig Afbrydelse af Strømmen. Man ser altsaa i denne Figur Bagsiden af den Bølge, en rektangulær Strømsimpuls gennem Straalen frembringer. Bølgen ses i fire Stillinger. Tillige viser Figuren Forsiden af en ny

Bølge, der er i Færd med at løbe ud langs Straalen. Endelig viser Fig. 40 c Forsiden af to og Bagsiden af tre Bølger. For stadigt at have Bølger til Raadighed indrettede jeg det ligesom ved de tidligere Optagelser saaledes, at Straalen automatisk afbrød og sluttede Strømmen. Hertil benyttedes en Porcellænsplade P , Fig. 39, der simpelthen blev fastgjort paa Elektrodepladen E lidt over Straalens Træffepunkt. Ved hver Afbrydelse dannedes der naturligvis en lille Gnist. Mod Lyset fra denne maatte den fotografiske Plade beskyttes ved en lille Skærm af sort Papir. Induktoren fødtes ved de nys gengivne Optagelser med Vekselstrøm paa 50 Perioder, der blev afbrudt ved den ovenfor antydede Vekselstrømsafbryder.

Ved en anden Forsøgsrække fotograferedes Straalen førende Jævnstrøm i et Vekselfelt paa 50 Perioder. Fra disse Forsøg gengiver Fig. 41 a og b to Billeder. I det første ses Straalen i tre Stillingen. Straalehastigheden er forholdsvis ringe. I Fig. 41 b er den saf op, hvad der meget tydeligt fremgaar af den længere Bølgebredde. Det vil forstaas, at de fotografiske Optagelser indeholdende et Billede af den uafbøjede Straale samt en Gengivelse af en i Straalens Afstand anbragt Maalestok tillader en særdeles nøjagtig Udmaaling af Bølgens Længde i vandret Retning og hermed af den



a



b

Fig. 41.

Hastighed, hvormed Bølgen skrider frem. Efter den elementære Teori skulde denne Hastighed være lig Hastigheden af den strømløse Straale. En Række Forsøg blev udført, ved hvilke Trykhøjden h varieredes i Trin. For hvert Trin optoges et Billede af den uafbøjede Straale tilligemed et eller

flere Sæt Bølger. Hvert Forsøg resulterede i en Række sam-
menhørende Værdier for h og Bølgebredden λ bestemt ved
Udmaaling af to efter hinanden følgende Halvbølger. Det var

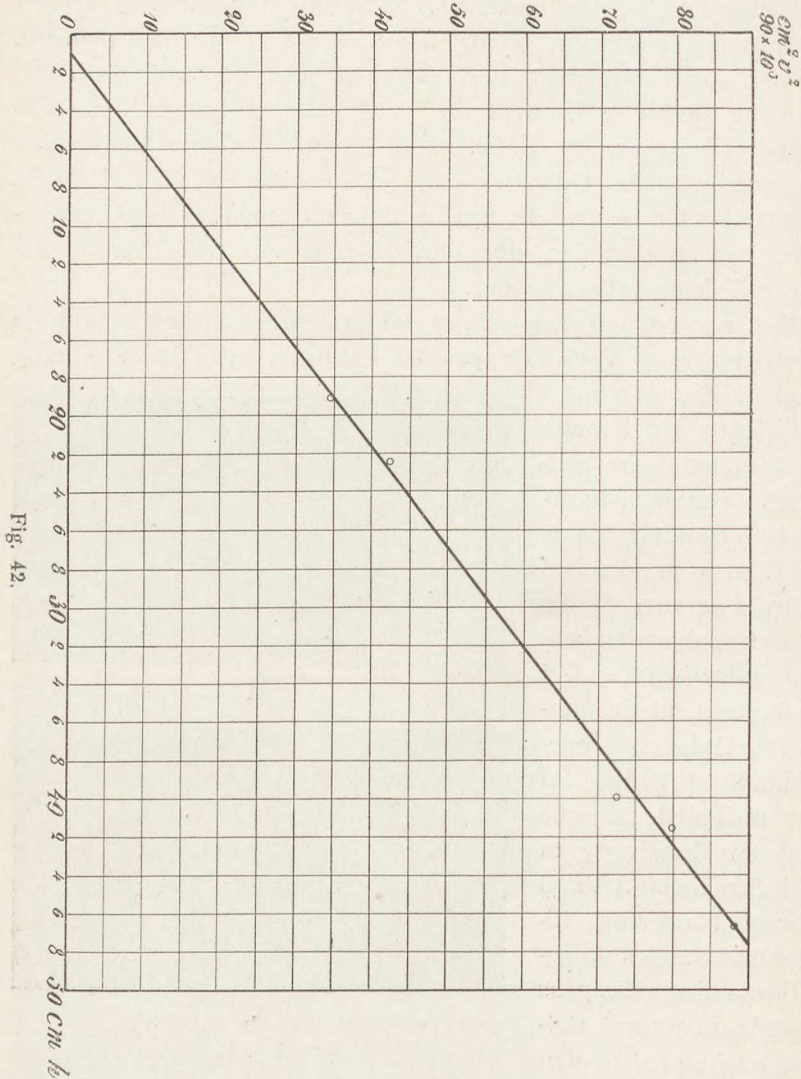


Fig. 42.

nødvendigt at bruge to Halvbølger for at eliminere en mulig
Forskydning af Bølgebilledet paa tværs af Nullinien. Af λ be-
regnedes Bølgens Hastighed v ved

$$v = \frac{\lambda}{2} \cdot 100,$$

idet Frekvensen var 50. Paa et Stykke Millimeterpapir afsattes h som Abscisse og v^2 som Ordinat. Er Bølgens og Straalens Hastighed den samme, skal i Følge Kap. I Forsøget give en ret Linie

$$v^2 = \kappa_f^4 \cdot 2g (h - h_0),$$

hvis Retningstangens bestemmer κ_f^4 , idet

$$\frac{dv^2}{dh} = 2g\kappa_f^4.$$

Fig. 42 gengiver Resultatet af et Forsøg. Ved Udmaaling af Retningstangens for den rette Linie og for tre andre fandtes følgende Værdier for $\frac{dv^2}{dh}$: $1,92 \cdot 10^3$, $2,00 \cdot 10^3$, $1,90 \cdot 10^3$ og $1,78 \cdot 10^3$ (*). Middeltallet er $1,90 \cdot 10^3$. Da $2g = 1,96 \cdot 10^3$, bliver den tilsyneladende Diameterkontraktion $(1 - \kappa_f) \cdot 100$ knapt 1 %. Dette Resultat er i den bedst mulige Samklang med Udstrømningsforsøgene i Kap. I, af hvilke vi sluttede, at den tilsyneladende Kontraktion ved en Boring som den her benyttede maatte være meget lille og vel netop $\frac{1}{2}$ —1 Procent. Det maa da sikkert være berettiget at drage den Slutning, at de her betragtede Bølger i vandret Retning skrider frem med en Hastighed, der i ethvert Fald kun afviger nogle faa Promille fra den uafbøjede Straales Begyndelseshastighed. Det skal endnu anføres, at Resultaterne af Udmaaling paa et større Antal fotografiske Optagelser intet Tegn viste til, at Bølgebredden aftog ud langs Straalen, saaledes som man maaske vilde vente det i Betragtning af, at Feltets Udstrækning i Straalens Retning ikke var helt ringe. Imidlertid maa det herved bemærkes, at det i Almindelighed ikke var muligt at maale Bølgebredden umiddelbart udenfor Feltet, men først i nogen Afstand fra dette. Desuden viser en nærmere Diskussion af den elementære Teori, at Forlængelsen af den første Bølgebredde i Forhold til de senere ved Forhold som de her foreliggende kun kan beløbe sig til et Par Procent, saa at den næppe kunde iagttages med Sikkerhed.

I Forbindelse med de antydede Forsøg blev der optaget Billeder af Straalen førende Jævnstrøm i et Drejefelt. Disse Billeder

*) Jeg er tilbøjelig til at tro, at denne sidste Værdi, der blev fundet ved en relativt ringe Amplitude, er noget for lille, og at Forfalskningen hidrører fra den Maade, hvorpaa Glanslinien ses fra Fotografiapparatet.

er — i Konsekvens med den elementære Teori — næppe til at adskille fra Billederne af Straalen i et simpelt Vekselfelt af samme Frekvens. Med blotte Øje ser man derimod, at Straalen danner en Art Skruelinie beliggende paa en Kegleflade.

KAP. IV.

FORSØG SOM GRUNDLAG FOR AFBRYDER-SYSTEMERNE.

A. Undersøgelse af Afbrydersystemerne ved Oscillograf.

1^o. Afbryderen med Afbryderplade. Vi skal herefter gaa over til at omtale en Række Undersøgelser over de ovenfor antydede Afbrydersystemer udført ved Hjælp af Oscillograf. Først studeredes Afbrydersystemet med Afbryderplade, Fig. 34. Ved det benyttede System kunde Pladen P anbringes i forskellige Afstande fra Feltet F , og den kunde nærmes til eller fjærnnes fra Straalen. Elektroden E kunde forskydes ind imod eller bort fra Feltet. Endelig kunde Magnetfeltets Intensitet varieres ved Ændring af den magnetiserende Strøm, og Straalens Hastighed kunde forandres ved Variation af Trykhøjden. Forsøgene, der her skal omtales, blev udført med Straaler af Tykkelser mellem 0,4 og 0,7 mm.

Afbrydersystemet var indskudt i en Kreds med konstant Driftspænding i Række med en Induktor paa maksimalt 25 cm' Gnistlængde (Max-Kohl-Typen). Ved normal Drift af Induktoren var Strømmen retliniet opvoksende. Den periodiske Strøm, der kommer i Kredsen, bliver følgelig en triangulær, pulserende Strøm som den, der er antydnet i Fig. 55 nedenfor, altsaa en Strøm, der kan karakteriseres fuldstændigt ved Værdierne af de tre Størrelser: Maximalstrømmen I_m , Strømslutningstiden t_s og Afbrydningstiden t_a .

I Oscillografen haves et Middel til Optegning af den afbrudte Strøm. Paa Oscillogrammet kan Tiderne t_a og t_s foruden I_m udmaales. Oscillogrammet bliver altsaa et Middel til at studere, hvorledes t_a og t_s varierer med de Forhold, der karakteriserer Afbrydersystemet, og derved, som det vil forstaas, igen til at

undersøge Straalens Bevægelsesforhold. Den Tid, der medgaar, fra Strømmen begynder, til Straalebugten i sin Bevægelse naar Afbryderpladens Kant, er jo nemlig t_s , og den Tid, der herefter medgaar, inden den nye uafbøjede Straale naar frem til Elektroden E , er t_a .

Ved de Forsøg, der nedenfor skal omtales, benyttedes en Duddell-Dobbeltoscillograf. Oscillogrammerne optoges paa en faldende Plade. Ved Forsøgene undersøgtes efterhaanden t_s og t_a ' Afhængighed af følgende Systemegenskaber:

- 1^o Magnetfeltets Intensitet H (Magnetiseringsstrømmen).
- 2^o Afstanden y fra Straalen til Afbryderpladen.
- (3^o Straalens Masse m pr. cm).
- 4^o Straalens Hastighed v .
- 5^o Afbryderpladens Afstand x fra Feltet.
- 6^o Elektrodens Afstand b fra Feltet.

Før vi gaar over til at gengive Forsøgenes Resultater, skaffer vi os et Overblik over de Afhængigheder, som den elementære Teori forudsiger.

Teori for Afbryderen med Afbryderplade. Den Strøm, man har med at gøre ved normal Induktordrift, kan udtrykkes

$$i = \frac{E}{L} \cdot t,$$

hvor E er Driftspændingen, L den effektive Selvinduktion i Induktorens primære Kreds og t Tiden. Under Indflydelse af denne Strøm vil Straalen antage en Form givet, som vi har set, ved

$$y = \frac{H}{mv^2} \cdot dl \cdot \frac{E}{L} \cdot x \cdot \left(t - \frac{x}{v} \right).$$

Dersom vi antager, at Straalen brydes i det Øjeblik, den rører Kanten af Afbryderpladen, finder vi Strømslutningstiden t_s ' Afhængighed af de forskellige Størrelser: H , y , x , m og v ved at løse Ligningen for y med Hensyn til Tiden, idet vi lader x i Ligningen betyde Afbryderpladens Afstand fra Feltet og y dens Kantafstand fra Straalen.

Vi finder herved

$$a. \quad t_s = c_1 \frac{1}{H} + \frac{x}{v},$$

hvor c_1 betegner en Konstant. Strømslutningstiden skal altsaa vokse lineært med Reciprokværdien af Feltintensiteten. Med voksende Intensitet skal t_s nærme sig til $\frac{x}{v}$, d. v. s. den Tid, som Straalebugten er om at bevæge sig fra Feltet ud til Afbryderpladen. At Strømmen mindst maa være sluttet i denne Tid er indlysende.

Dernæst finder vi

$$b. \quad t_s = c_2 y + \frac{x}{v}.$$

Strømslutningstiden skal vokse lineært med Afstanden fra Straalen til Pladens Kant. Men selv om Kanten rører Straalen, er t_s ikke Nul, thi om en Afbrydning af Straalen kan der selvsagt her som i forrige Tilfælde ikke være Tale, før Straalebugten naar frem til Afbryderpladen, hvad der sker efter Tiden $\frac{x}{v}$.

Endvidere findes

$$c. \quad t_s = c_3 m + \frac{x}{v}$$

d. v. s. t_s skal vokse lineært med Massen pr. cm. af Straalen.

Ejendommelig er t_s ' teoretiske Afhængighed af Straalens Hastighed v . Her finder vi

$$d. \quad t_s = c_4 v^2 + \frac{c_5}{v}.$$

Dette Udtryk har et Minimum for en Værdi v_m af v , der er bestemt ved

$$v_m^3 = \frac{H \cdot dl}{2m\gamma} \cdot \frac{E}{L} \cdot x^2.$$

Indsættes Værdien v_m for v i Udtrykket d , faas Minimumsværdien for t_s

$$t_{s_m} = \frac{3}{2} \cdot \frac{x}{v_m}.$$

Heraf ses, at naar man benytter den Hastighed, for hvilken t_s bliver Minimum, udgør Tiden $\frac{x}{v_m}$, som Straalebugten er om at bevæge sig frem til Afbryderpladsen, $\frac{2}{3}$ af den hele Strømslutningstid.

Endelig finder vi, hvad t_s ' Afhængighed af x angaar, at

$$e. \quad t_s = c_6 \frac{1}{x} + c_7 x.$$

For en vis Afstand x_m af Afbryderpladen fra Feltet skal t_s altsaa blive Minimum.

For x_m findes

$$x_m = \sqrt{\frac{mv^3}{H \cdot dl} \cdot \frac{L}{E} \cdot y},$$

der giver

$$t_{sm} = 2 \cdot \frac{x_m}{v},$$

hvoraf følger, at den Tid, Straalebugten er om at naa frem til Afbryderpladen, naar den kritiske Afstand x_m benyttes, netop er den halve Strømslutningstid.

Strømslutningstidens Afhængighed af Afbryderpladens Stilling kan iøvrigt anskueliggøres meget tydeligt ved den grafiske Fremstilling i Fig. 43. Her er vist en Række Billeder af Straalen svarende til ækvivalente Tidspunkter f. Eks. 2, 4, 6, 8 og $10/1000$ Sek. efter Strømslutningsøjeblikket. Anbringes Afbryderpladen i Afstanden

$$0a = v \cdot \frac{2}{1000} \text{ cm}$$

fra Lamelfeltet og berører den netop den uafbøjede Straale, vil Straalen brydes til Tiden $\frac{2}{1000}$ Sek. eller efter et Antal $\frac{1}{1000}$ Sekunder lig det Tal, der er paaskrevet den første Kurve. Dette Tal angiver Minimalstrømslutningstiden ved den paagældende Pladeaf-

stand. Føres Afbryderpladen nu efterhaanden ud til Siden til Stillingerne b, c, d og e , vokser Strømslutningstiden for hver Flytning med $\frac{2}{1000}$ Sek. Men nu er $ab = bc = cd = de$; altsaa vokser Strømslutningstiden lineært med Pladens Afstand fra Straalen. Forskydes Afbryderpladen i en vandret Linie fg fra venstre til højre, ses det, at Straalen i Rækkefølge vil brydes til Tiderne 10, 8, 6, 4, 4, 6, 8, $10 \cdot \frac{1}{1000}$ Sek. efter Strømslutningsøjeblikket. Strømslutningstiden har altsaa et Minimum.

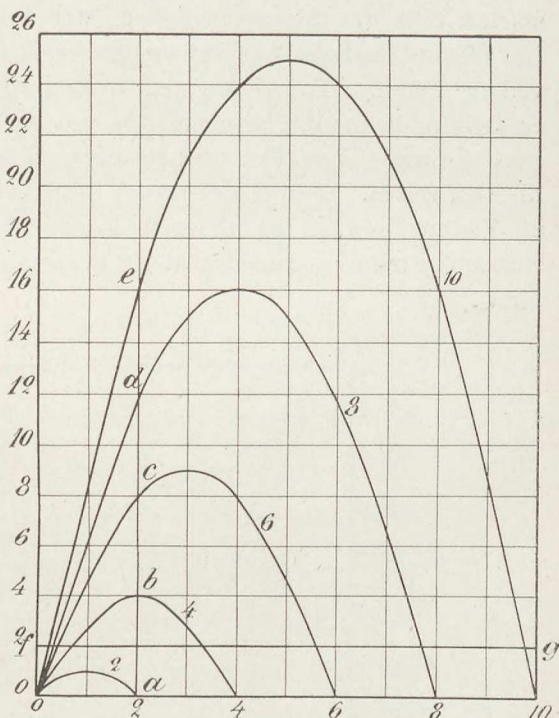


Fig. 43.

Vi betragter herefter Teorien for Afbrydningstiden t_a . Denne Teori er den simplest tænkelige. Efter at Straalen er brudt, skal en ny Straale, før Strømmen atter kan sluttes, gennemløbe en Strækning, der meget nær maa være lig Afstanden b fra Feltet ud til Elektroden. Kaldes Straalens Hastighed v , bliver altsaa

$$t_a = \frac{b}{v},$$

d. v. s., t_a skal vokse proportionalt eller snarere lineært med b og proportionalt med Reciprokværdien af Straalens Hastighed. Af H , y , x og m skal t_a være uafhængig, saafremt en Forandring i disse Størrelser ikke ændrer det Punkt, hvorfra den nye Straale starter, eller den Straalehastighed, der indgaar i Udtrykket for t_a . Denne Hastighed er vel næppe Straalens konstante Hastighed ved fri Front. Thi vi har set, at den nye Straale i nogen Tid er forbunden med Afbryderpladen ved en Streng, der utvivlsomt maa forlænge den Tid, der forløber, inden Straalen naar frem til Elektroden. Nu er det meget muligt, ja i høj Grad rimeligt, at Vedhængningen og dermed Forsinkelsen ændres, naar Afstanden y ændres, saaledes at y i nogen Grad bliver bestemmende for t_a .

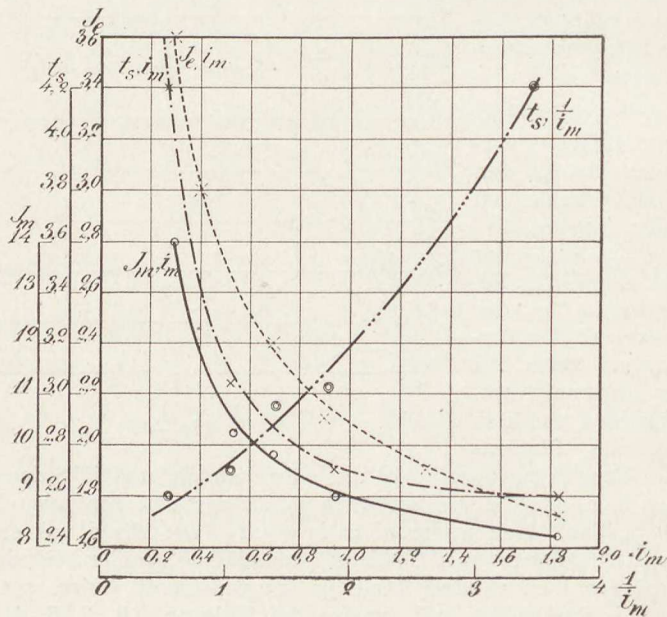


Fig. 44 a.

Experimental Prøve af Teorien. Vi sammenligner herefter de ovenfor fundne teoretiske Resultater med dem, Oscillograf-forsøgene førte til. Disse sidste gengiver vi i det væsentlige i grafisk Form.

Fig. 44 a viser da først den experimentalt fundne Afhængighed for t_s af Magnetiseringsstrømmen i_m , hvormed Feltintensiteten H i første Tilnærmelse er proportional. Kurven t_s, i_m har, som den efter Teorien skal have, Hyperbelform, og det samme er Tilfældet med den parallelltløbende Kurve for Maximalværdien I_m , hvortil Strømmen vokser op under Strømslutningstiden, samt for den pulserende Strøms Effektivværdi I_e , der blev maalt paa et Blødt-jærnsinstrument. En skarpere Prøve for den teoretiske Afhængighed mellem t_s og i_m faas, naar man tager $\frac{1}{i_m}$ til Abscisse. Forsøget gengives da med god Tilnærmelse ved en ret Linie. Den Afvigelse, der er fra den retliniede Form af Kurven, forklares i Virkeligheden ved, at Feltintensiteten ved voksende Magnetiseringsstrøm paa Grund af Jærnets Mætning ikke længere vokser proportionalt med i_m .

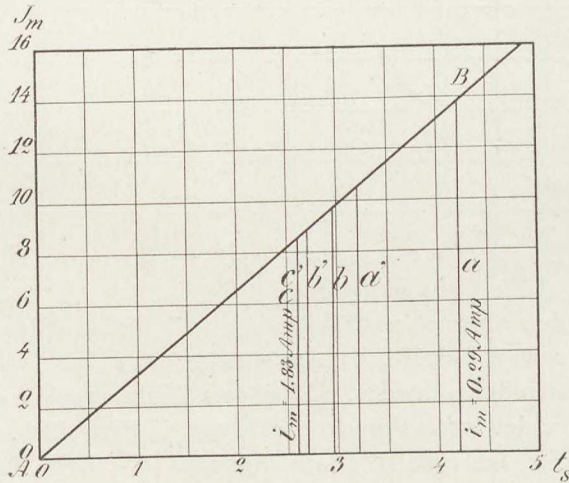


Fig. 44 b.

Lægger man Oscillogrammer optagne for forskellige Værdier af i_m resp. H over hverandre, faar man et Billede frem som det i Fig. 44 b gengivne. Strømmen stiger selvfølgelig efter en og samme rette Linie uafhængigt af det magnetiske Felts Styrke, men den brydes ved en desto lavere Værdi, jo stærkere den magnetiserende Strøm er. I Fi-

guren er denne sidste varieret saa stærkt, som det var muligt ved den paagældende Magnet. Det ses, at man ved Variation af Feltet kan ændre t_s fra ca. 2,5 til 4 eller I_m fra ca. 8 til 14. Da en Induktors Gnislængde er proportional med I_m , ses det, at man ved Regulering af Magnetfeltet kan forøge Gnislængden med ca. 70 % (af den korteste Værdi).

Fig. 45 a viser herefter, hvorledes t_s varierer med Afbryderpladens Afstand y fra Straalen. En Enhed i Abscissen betyder herved ca. 0,72 mm. Ved Forsøget afbildet i Fig. 45 a var Af-

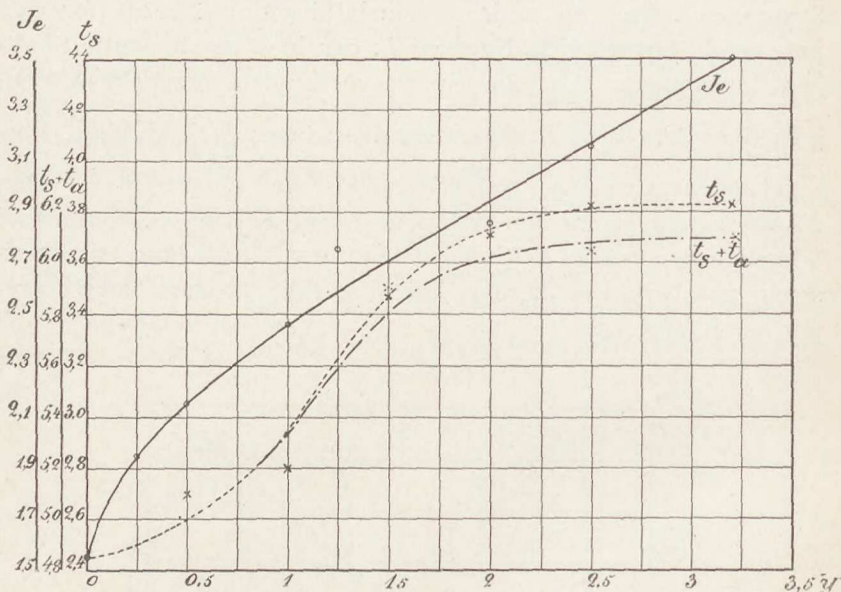


Fig. 45 a.

bryderpladen anbragt umiddelbart op til Feltet. Paa dette Forsøg finder vor Teori ikke Anvendelse; t_s vokser vel med Afstanden, men ikke lineært. Med god Tilnærmelse er dette derimod Tilfældet ved Forsøget afbildet i Fig. 45 b. Her var Afstanden x fra Felt til Plade 7,6 mm. I begge Figurerne er Kurverne for Variationen af den effektive Strøm I_e og Afbrydningens Periode $t_s + t_a$ afbildet. Man vil lægge Mærke til, at Kurverne t_s og $t_s + t_a$ ikke er parallelle. Ændringen af y har altsaa forandret t_a , der viser sig at aftage med voksende y . Forklaringen maa vistnok søges i den Vedhængning af Straalen ved Afbryderpladen, som Fig. 35 e godt gør Tilstedeværelsen af.

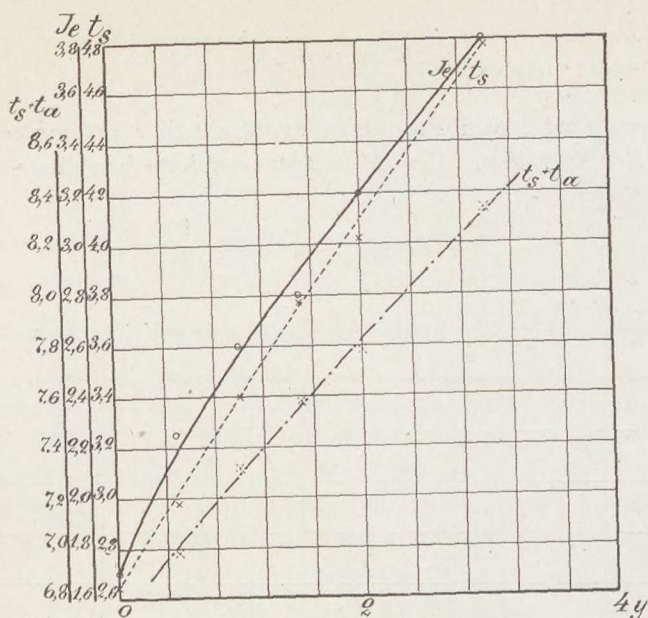


Fig. 45 b.

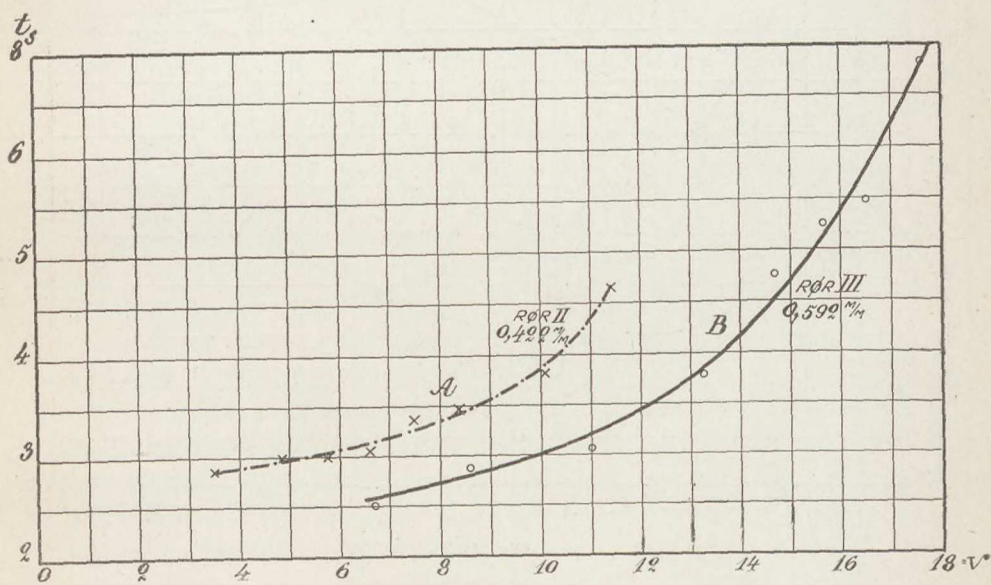


Fig. 46 a.

Variationen af t_s med Straalens Hastighed fandtes ved Forsøg at have den Karakter, Fig. 46 a viser. For at prøve, om Kurverne kan fremstilles ved et Udtryk af den ved Teorien givne Form altsaa ved

$$t_s = a \cdot v^2 + \frac{b}{v}$$

bestemtes a og b ved Punkterne svarende til $v = 8$ og $v = 16$ af Kurve B i Fig. 46 a. Herved fandtes med de benyttede vilkaarlige Enheder

$$t_s = 0,0177 \cdot v^2 + 12,92 \cdot \frac{1}{v},$$

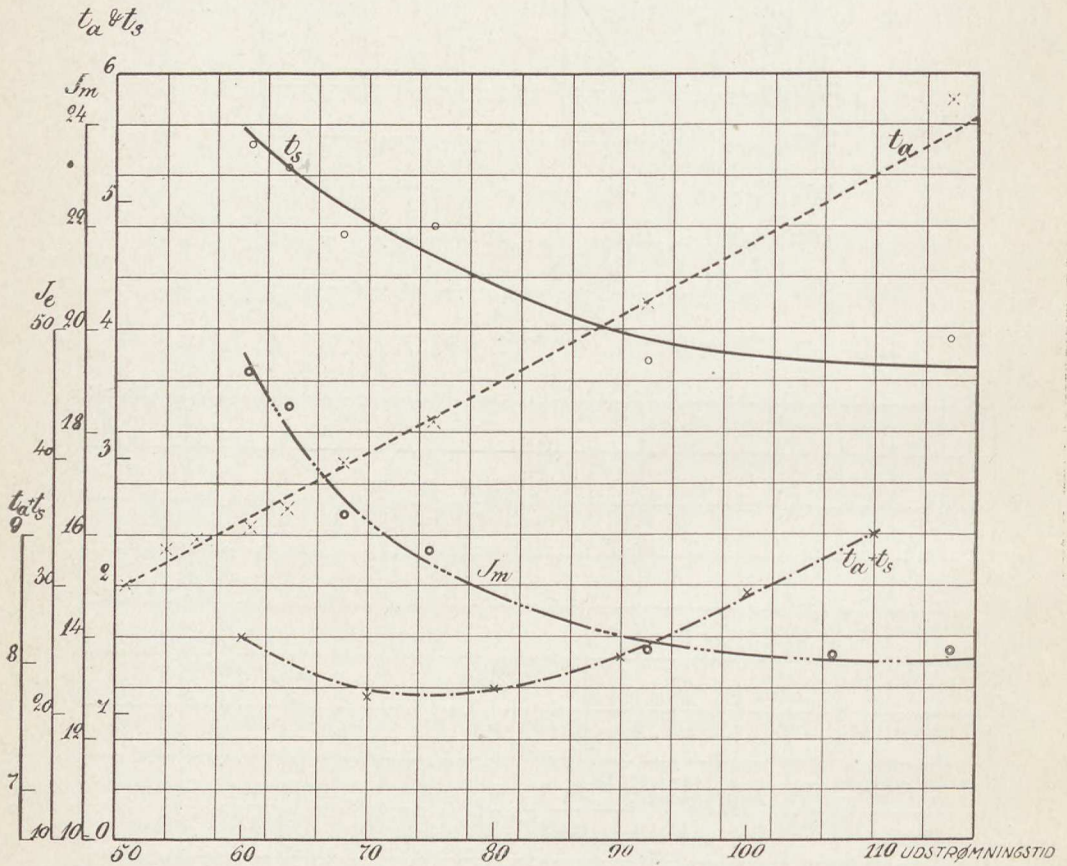


Fig. 46 b.

af hvilket Udtryk t_s atter beregnedes for $v = 10, 12$ og 14 . De beregnede Værdier er i hosstaaende Tabel sammenlignede med Kurvens.

v	$t_{s\text{ber.}}$	$t_{s\text{iagt.}}$	Forskel
8	(2,75)	2,75	
10	3,08	3,00	+ 0,08
12	3,25	3,45	- 0,20
14	4,40	4,15	+ 0,25
16	(5,35)	5,35	

Vi finder altsaa Teorien bekræftet, hvad Afhængighedens Form angaar.

I Fig. 46 b er gengivet en Undersøgelse over, hvorledes baade t_a og t_s varierer med Hastigheden ved samme Straale. Abscissen er dog ikke selve Hastigheden, men proportional med dens Reciprovkærdi eller med Udstømningstiden for 1 cm³ Kvægsølv. t_s aftager, naar Udstømningstiden vokser; men t_a vokser proportionalt med Udstømningstiden, saaledes som den skal efter vor Teori. Resultatet bliver, at Perioden $t_s + t_a$ faar et Minimum, der ved det afbildede Forsøg falder ved en Trykhøjde paa ca. 40 cm. Arbejder man med Udstømningstryk omkring det, der svarer til Minimum for Perioden, vil denne sidste være i høj Grad uafhængig af Trykket.

Den ved Forsøg fundne Afhængighed mellem t_s og Afbryderpladens Afstand fra Feltet er vist i Fig. 47. Afhængigheden ses at være nøjagtigt lineær, hvad man i Virkeligheden ogsaa maa vente efter Teorien. Thi kun for ganske smaa Værdier af Afstanden, — der næppe kan realiseres, — vil det første Led i Udtrykket for t_s gøre sig gældende. Bedst indses dette ved en Betragtning af Fig. 43. Det maa bemærkes, at Abscissen i Fig. 47 ikke giver Afstanden regnet fra Feltets Midte, men kun Forskydningerne af Pladen regnede fra den Stilling, hvor den er Magnetsystemet nærmest.

Over t_s ' Variation med Straalens Masse pr. cm haves endnu ikke systematiske Forsøg derimod talrige tilfældige Iagttagelser

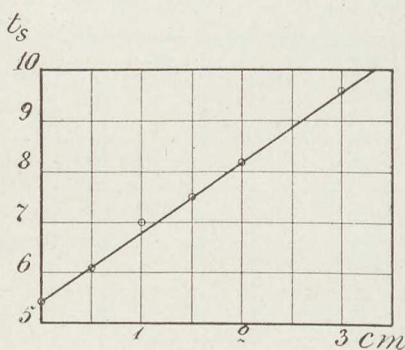
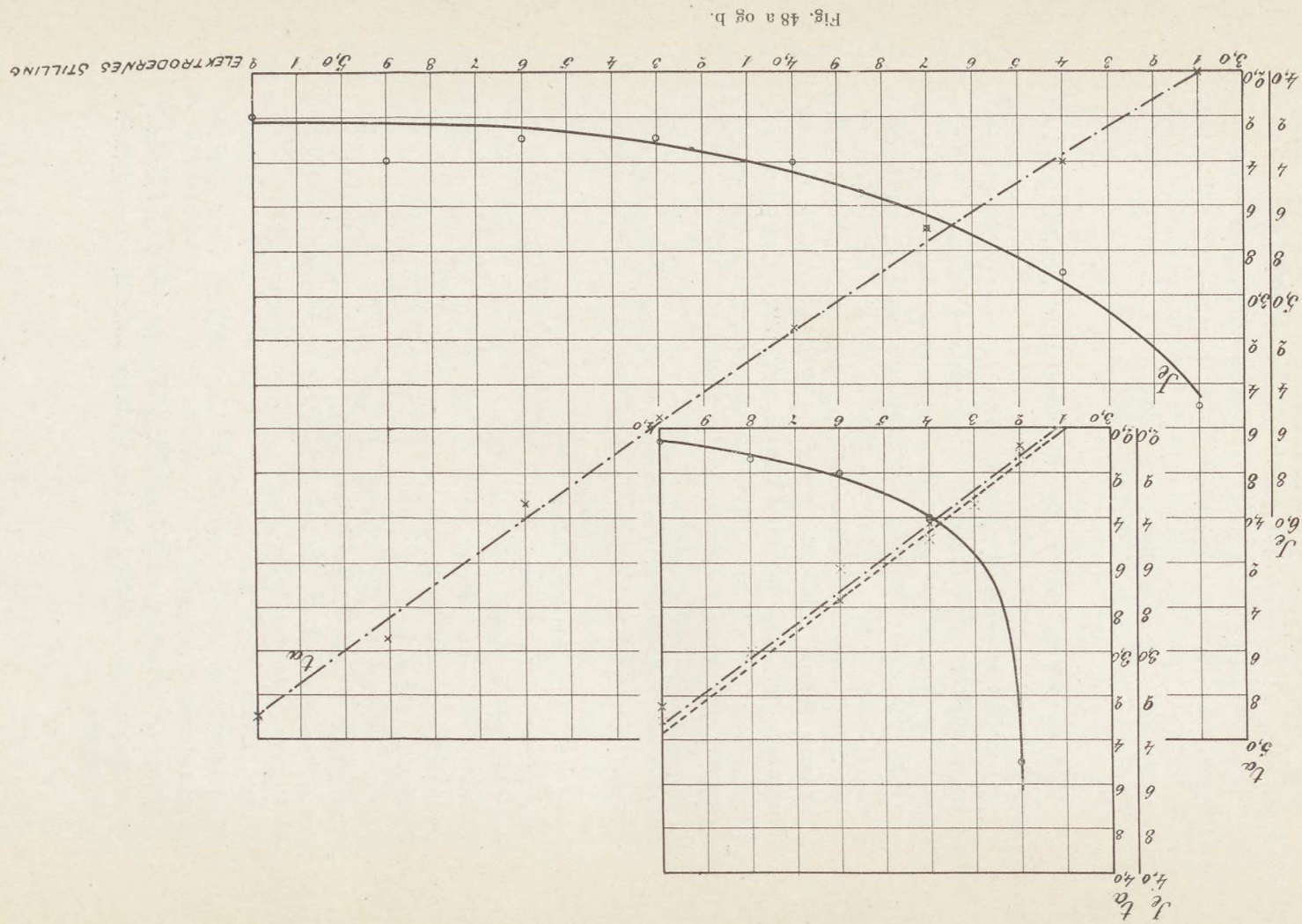


Fig. 47.



(fra de udførte Konstruktioner). Af disse fremgaar det, at t_s vokser med Massen og utvivlsomt lineært med denne. Sml. Stykke 2^o, pag. 119.

Vi har tilbage at gengive Forsøgene over t_a ' Variation med Elektrodens Afstand fra Feltet (eller Straalens Begyndelse). t_a skal variere proportionalt eller i ethvert Fald lineært med denne Afstand forudsat, at Straalens Hastighed er konstant ud langs Straalen. Hvor nøje denne Afhængighed findes bekræftet, viser Fig. 48 a og b. Abscissen er her Elektrodens Stilling. De to Forsøg blev udført med to Straaler paa henholdsvis ca. 0,4 og 0,7 mm. I begge Figurer er den effektive Strøms Afhængighed af Elektrodeafstanden indtegnet.

Variationen af t_a med Straalens Hastighed har vi allerede ovenfor — Fig. 46 b — fundet i kvalitativ Overensstemmelse med Teorien. Alt i alt bekræftes denne altsaa hvad »Formen« angaar af vore Forsøg, hvilket utvivlsomt berettiger os til kvalitativt at lægge Teorien til Grund for Projekteringen af Afbrydersystemet, saaledes som vi nedenfor vil gøre det.

Afbryderstrømmens Afhængighed af Kredsens Konstanter E , R og L . Den Kreds — som oftest en Induktorkreds, — i hvilken Afbryderen er indskudt, vil i Almindelighed være karakteriseret ved tre Konstanter, den elektromotoriske Kraft E , Modstanden R og Selvinduktionen L . Tænker vi os først, at Modstanden er meget lille, giver vort Udtryk for Straalesporets Amplitude os, hvorledes t_s afhænger af L og E ved en given Afbryder. Vi har fundet, at:

$$t_s = \left[\frac{y}{x} \cdot \frac{mv^2}{H \cdot dl} \right] \cdot \frac{L}{E} + \frac{x}{v}.$$

t_s vokser altsaa lineært med Selvinduktionen og med Reciprok-værdien af Kredsens elektromotoriske Kraft. Endvidere giver

$$i = \frac{E}{L} \cdot t$$

for Maximalstrømmen, (der bestemmer Induktorens Gnistlængde),

$$I_m = \frac{y}{x} \cdot \frac{mv^2}{H \cdot dl} + \frac{E}{L} \cdot \frac{x}{v}.$$

Maximalstrømmen vokser altsaa lineært med Driftspændingen og med Reciproværdien af Selvinduktionen.

Vil vi undersøge Virkningen af Kredsens Modstand — bestaaende for Eks. i det væsentlige af en Forlagsmodstand til In-

duktoren, — maa vi gaa tilbage til det fuldstændige Udtryk for Strømmen i en Kreds med Modstand og Selvinduktion. Dette er som bekendt

$$i = \frac{E}{R} \cdot \left[1 - e^{-\frac{R}{L}t} \right].$$

Udtrykket for Straalesporets Amplitude bliver nu

$$y = \frac{H}{mv^2} \cdot dl \cdot x \cdot \frac{E}{R} \cdot \left[1 - e^{-\frac{R}{L} \left(t - \frac{x}{v} \right)} \right],$$

hvoraf

$$t_s = \frac{x}{v} - \frac{L}{R} \log \text{nat} \left[1 - \frac{y}{x} \cdot \frac{mv^2}{H \cdot dl} \cdot \frac{R}{E} \right].$$

Udvikler vi sidste Led i Række, og antager vi R saa lille, at vi kan nøjes med at medtage Rækkens første Led, faas det allerede udledte Udtryk for t_s . Medtages andet Led, findes

$$t_s = \frac{x}{v} + \frac{L}{E} \cdot \frac{y}{x} \cdot \frac{mv^2}{H \cdot dl} + \frac{1}{2} \cdot \frac{L}{E} \cdot \frac{R}{E} \cdot \left(\frac{y}{x} \cdot \frac{mv^2}{H \cdot dl} \right)^2,$$

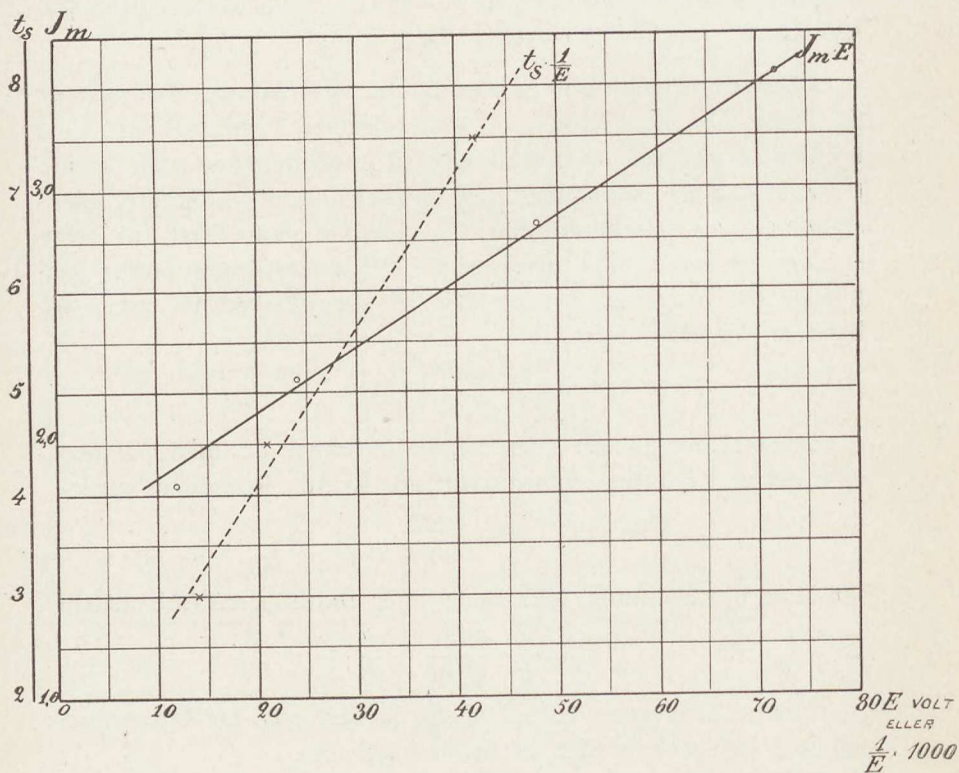


Fig. 49.

der viser, at t_s vil vokse lineært med R , saalænge R ikke bliver meget stor. Det fuldstændige Udtryk viser iøvrigt, at t_s i ethvert Tilfælde vokser lineært med Selvinduktionen.

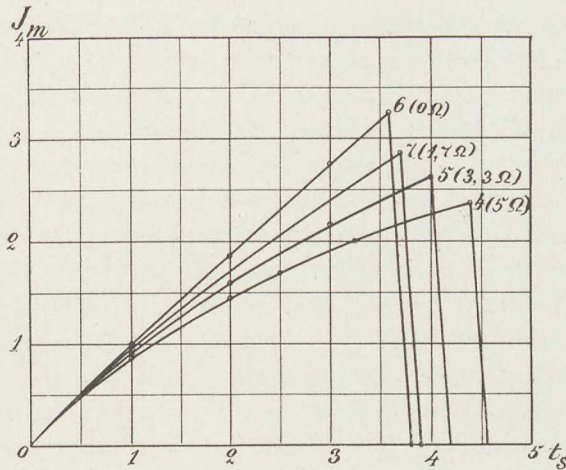


Fig. 50.

Vi anfører enkelte Forsøg, der vel tør siges at bekræfte den nu opstillede Teori:

I Fig. 49 ses saaledes, hvorledes t_s og I_m varierer med henholdsvis $\frac{1}{E}$ og E . Figuren viser, at Afhængighederne er lineære,

saaledes som Teorien fordrer det. Fig. 50 viser en Række Oscillogrammer, der blev optaget ved forskellige Forlagsmodstande. Med Forlagsmodstanden Nul er Oscillogrammet en ret Linie. I de øvrige Tilfælde gør højere Led i Rækkeudviklingen for den exponentielle Strøm sig gældende, og Oscillogrammet bliver krumliniet.

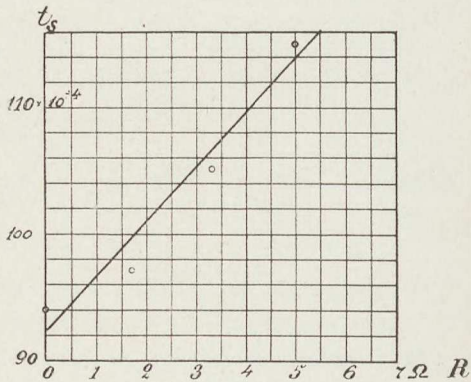


Fig. 51.

I Fig. 51 er t_s ' Afhængighed af R afbildet. Afhængigheden er sikkert i Hovedsagen lineær, som forudsagt af Teorien.

2°. Afbryderen uden Afbryderplade for Jævnstrøm. Vi skal herefter gengive en Række Oscillografforsøg over Strømslutningstidens og Afbrydningstidens Variation med de forskellige bestemmende Forhold ved Afbryderen uden Afbryderplade for Jævnstrøm. Ved Forsøgene benyttedes Afbryderen til Drift af den samme Max-Kohl-Induktor paa maximalt 25 cm' Gnistlængde, der anvendtes ved Undersøgelserne over Afbryderen med Afbryderplade. Induktorens virksomme Selvinduktion under den primære Strøms Opvoksen, altsaa ved aaben sekundær Vikling, var $62,5 \cdot 10^{-3}$ Henry. Naar undtages de Forsøg, ved hvilke Elektrodens Afstand fra Feltets Midtpunkt varieredes, var denne sidste Afstand konstant lig med 1,02 cm. Polskoenes Udstrækning i Straalens Retning var 1,05 cm, og Afstanden fra Straalepladen til Feltets Midte var 0,95 cm. Straalens hele Længde var altsaa i Almindelighed meget nær lig 2 cm.

Strømslutningstiden t_s ' Afhængighed af Trykhøjden og Straalens Diameter fremgaar af efterfølgende Tabel. Boringerne var i alle Tilfælde koniske med en Topvinkel paa 120° , sml. Fig. 3 c. Svarende hertil har Diameterkontraktionen for Straalen i Følge Kap. I været 15—18 %.

Boringens Diam.	Straale- diameter. *)	Trykhøjde.	t_s **)	t_a	Anm.
0,120 cm	0,102 cm	30,2 cm	6,83	2,67	Straalelængde 2 cm. Driftspænding 60 Volt.
—	—	13,4 -	7,12	5,12	
—	—	6,2 -	7,07	—	
0,100 cm	0,085 cm	29,4 cm	6,44	2,68	
—	—	13,6 -	6,00	4,72	
—	—	7,4 -	5,95	7,42	
0,080 cm	0,068 cm	29,7 cm	4,30	2,79	
—	—	13,2 -	4,02	6,38	
—	—	6,8 -	4,20	8,73	
0,060 cm	0,051 cm	27,1 cm	3,88	3,07	

Af Tabellen fremgaar, at Strømslutningstiden er praktisk set uafhængig af Trykhøjden, altsaa af Straalens Hastighed.

*) Diameterkontraktionen er sat lig 15 %.

**) Enheden for t_s og t_a er tilfældig. Her og i det følgende svarer 3,8 til 0,01 Sek. t_s og t_a varierer altsaa fra ca. $\frac{1}{100}$ til $\frac{2}{100}$ Sek.

Dette Resultat er ret mærkeligt, men det er fuldkommen sikkert fastslaaet ved de anførte og andre Forsøg. Det gælder uafhængigt af Straalens Længde.

Saaledes fandtes ved en Straale, frembragt ved en Boring paa 1 mm, følgende Værdier for t_s , naar Elektrodens Afstand fra Feltets Midtpunkt var 2,38 cm i Stedet for 1,02 cm i Forsøget ovenfor:

Trykhøjde.	t_s
13,0 cm	5,90
16,8 -	5,30
27,0 -	5,80

De anførte Værdier for t_s repræsenterer dog i sidste Tilfælde de største ved Forsøget fundne Værdier. Ogsaa mindre Værdier iagttoges, og Aarsagen hertil var øjensynligt, at Elektroden nu befandt sig tæt ved Grænsen af Straalens stabile Del saaledes, at det kunde hænde, at Straalen tilfældigvis brast, inden den var trukket ud til den Længde, ved hvilken den normalt gik over.

Hvad t_s ' Afhængighed af Straalens Masse m pr. cm angaar, viser en grafisk Fremstilling, at den, som det var at vente, er lineær. Ved den benyttede Feltintensitet, Driftspænding og Selvinduktion vil t_s kunne beregnes af Formlen

$$t_s = 0,0050 + 0,126 \cdot m \quad (\text{Sek. g.}).$$

Variationen af t_s med Magnetfeltets Intensitet er gengivet i hosstaaende Tabel.

Magnetiseringsstrøm.	Felt H	$\frac{1}{H}$	t_s	t_a	Anm.
0,2 Amp.	1250 cgs	$800 \cdot 10^{-6}$	5,75	3,00	Straalehul 0,6 mm. Straalelængde ca. 2 cm. Feltets Længde 1 cm. Driftspænding 80 Volt. Trykhøjde 27,1 cm.
0,5 -	2500 -	400 -	4,68	—	
1,1 -	3800 -	263 -	3,50	3,26	
1,8 ₅ -	4450 -	225 -	3,20	3,20	

2°. **Afbryderen uden Afbryderplade for Jævnstrøm.** Vi skal herefter gengive en Række Oscillografforsøg over Strømslutningstidens og Afbrydningstidens Variation med de forskellige bestemmende Forhold ved Afbryderen uden Afbryderplade for Jævnstrøm. Ved Forsøgene benyttedes Afbryderen til Drift af den samme Max-Kohl-Induktor paa maximalt 25 cm' Gnistlængde, der anvendtes ved Undersøgelserne over Afbryderen med Afbryderplade. Induktorens virksomme Selvinduktion under den primære Strøms Opvoksen, altsaa ved aaben sekundær Vikling, var $62,5 \cdot 10^{-3}$ Henry. Naar undtages de Forsøg, ved hvilke Elektrodens Afstand fra Feltets Midtpunkt varieredes, var denne sidste Afstand konstant lig med 1,02 cm. Polskoenes Udstrækning i Straalens Retning var 1,05 cm, og Afstanden fra Straalepladen til Feltets Midte var 0,95 cm. Straalens hele Længde var altsaa i Almindelighed meget nær lig 2 cm.

Strømslutningstiden t_s Afhængighed af Trykhøjden og Straalens Diameter fremgaar af efterfølgende Tabel. Boringerne var i alle Tilfælde koniske med en Topvinkel paa 120° , sml. Fig. 3 c. Svarende hertil har Diameterkontraktionen for Straalen i Følge Kap. I været 15—18 %.

Boringens Diam.	Straale- diameter:*)	Trykhøjde.	t_s **)	t_a	Anm.
0,120 cm	0,102 cm	30,2 cm	6,83	2,67	Straalelængde 2 cm. Driftspænding 60 Volt.
—	—	13,4 -	7,12	5,12	
—	—	6,2 -	7,07	—	
0,100 cm	0,085 cm	29,4 cm	6,44	2,68	
—	—	13,6 -	6,00	4,72	
—	—	7,4 -	5,95	7,42	
0,080 cm	0,068 cm	29,7 cm	4,30	2,79	
—	—	13,2 -	4,02	6,38	
—	—	6,8 -	4,20	8,73	
0,060 cm	0,051 cm	27,1 cm	3,88	3,07	

Af Tabellen fremgaar, at Strømslutningstiden er praktisk set uafhængig af Trykhøjden, altsaa af Straalens Hastighed.

*) Diameterkontraktionen er sat lig 15 %.

**) Enheden for t_s og t_a er tilfældig. Her og i det følgende svarer 3,8 til 0,01 Sek. t_s og t_a varierer altsaa fra ca. $\frac{1}{100}$ til $\frac{2}{100}$ Sek.

Dette Resultat er ret mærkeligt, men det er fuldkommen sikkert fastslaaet ved de anførte og andre Forsøg. Det gælder uafhængigt af Straalens Længde.

Saaledes fandtes ved en Straale, frembragt ved en Boring paa 1 mm, følgende Værdier for t_s , naar Elektrodens Afstand fra Feltets Midtpunkt var 2,38 cm i Stedet for 1,02 cm i Forsøget ovenfor:

Trykhøjde.	t_s
13,0 cm	5,90
16,8 -	5,30
27,0 -	5,80

De anførte Værdier for t_s repræsenterer dog i sidste Tilfælde de største ved Forsøget fundne Værdier. Ogsaa mindre Værdier iagttoges, og Aarsagen hertil var øjensynligt, at Elektroden nu befandt sig tæt ved Grænsen af Straalens stabile Del saaledes, at det kunde hænde, at Straalen tilfældigvis brast, inden den var trukket ud til den Længde, ved hvilken den normalt gik over.

Hvad t_s ' Afhængighed af Straalens Masse m pr. cm angaar, viser en grafisk Fremstilling, at den, som det var at vente, er lineær. Ved den benyttede Feltintensitet, Driftspænding og Selvinduktion vil t_s kunne beregnes af Formlen

$$t_s = 0,0050 + 0,126 \cdot m \quad (\text{Sek. g}).$$

Variationen af t_s med Magnetfeltets Intensitet er gengivet i hosstaaende Tabel.

Magnetiseringsstrøm.	Felt H	$\frac{1}{H}$	t_s	t_a	Anm.
0,2 Amp.	1250 cgs	$800 \cdot 10^{-6}$	5,75	3,00	Straalehul 0,6 mm. Straalelængde ca. 2 cm. Feltets Længde 1 cm. Driftspænding 80 Volt. Trykhøjde 27,1 cm.
0,5 -	2500 -	400 -	4,68	—	
1,1 -	3800 -	263 -	3,50	3,26	
1,8 ₅ -	4450 -	225 -	3,20	3,20	

Tabellen viser, at t_s vokser, naar Feltet aftager. Utvivlsomt vokser t_s lineært med Feltets Reciprokværdi. Af en grafisk Fremstilling udledtes for det gengivne Forsøg Formlen

$$t_s = 0,0063 + 11,2 \cdot \frac{1}{H} \quad (\text{Sek. Gauss}).$$

For Variationen af t_s med Driftspændingen fandtes:

Driftspænding E Volt.	t_s	t_a	Anm.
30	5,36	2,82	Straalehul 0,6 mm.
60	4,20	3,10	Straalelængde 2 cm.
70	3,93	3,16	Felt 4500 egs.
90	3,68	3,19	Feltlængde i Straalens Retning 1 cm.
120	2,83	3,23	Trykhøjde 27,2 cm.

Af den grafiske Fremstilling ses, at t_s varierer lineært med Reciprokværdien af Driftspændingen, ganske som Tilfældet var ved Afbryderen med Afbryderplade. Svarende til Forholdene ved det i Tabellen gengivne Forsøg findes følgende Formel for t_s

$$t_s = 0,0071 + 0,212 \cdot \frac{1}{E} \quad (\text{Sek. Volt}).$$

Denne Formel vil det sikkert være tilladeligt at ændre, saa den bliver mere almindelig. Afgørende for, hvor hurtigt Straalen brydes, er nemlig utvivlsomt alene den Hastighed, hvormed Strømmen vokser op. Denne Hastighed er nu $\frac{E}{L}$, hvor L er den virksomme Selvinduktion i Induktorens primære Kreds. Vi slutter, at t_s maa vokse lineært med det omvendte Forhold $\frac{L}{E}$, da vi har set, at t_s vokser lineært med $\frac{1}{E}$. Udtrykket for t_s danner vi ved at multiplicere og dividere andet Led med Selvinduktionen $L = 62,5 \cdot 10^{-3}$. Herved faas da,

$$t_s = 0,0071 + 3,39 \cdot \frac{L}{E} \quad (\text{Sek. Henry, Volt}).$$

Med Afstanden x fra Felt til Elektrode varierer t_s ikke. Det fremgaar af efterfølgende Tabel.

x	t_s	t_a	Anm.
0,56 cm	3,93	1,98	Straalehul 0,8 mm.
1,02 -	3,60	2,98	Felt 4500 cgs.
1,58 -	3,85	—	Feltets Længde 1 cm.
2,18 -	3,85	5,16	Driftspænding 80 Volt.
2,78 -	3,72	6,90	Trykhøjde 27,3 cm.

Optegner man grafisk, hvorledes t_a varierer med x , finder man, at Afhængigheden er fuldkommen retliniet, og man beregner, at Hastigheden af Straalen med fri Front er 180 cm/Sek. I Mod-sætning hertil giver Torricellis Teori for Hastigheden Værdien 227 cm/Sek., naar Hensyn tages til Overfladespændingens Modtryk. Aarsagen til, at Hastigheden findes saa meget mindre end den be-regnede, er utvivlsomt at søge i, at Straalen med den frie Front maa slæbe Resterne af den gamle Straalebugt med sig — se Fig. 36 e — og derved tynges ned, saa Fronten ankommer senere til Elek-troden. Ved en tidligere Bestemmelse fandtes en Hastighed paa 167 cm/Sek. imod en beregnet paa 196 cm/Sek., i et tredje Til-fælde 261 cm/Sek. mod 283 cm/Sek.

I de to sidste Tilfælde dannedes Straalen ved cylindriske Bo-ringer, og Tallene 196 resp. 283 blev fundet ved Udstrømnings-forsøg. Straalen med fri Front bevæger sig altsaa tilsyneladende med en Hastighed, der er 10—20 % mindre end den stationære Straales.

Endnu skal anføres, at det blev fundet, at t_s var meget nær uafhængig af Afstanden fra Straalens Spor i Elektroden til Kanten, ud over hvilken Straalen føres ved Afbrydningen.

Sammenfattes de ovenfor gjorte Erfaringer, ses altsaa, at

t_s er uafhængig af Straalens Hastighed.

t_s er uafhængig af Straalens Længde (Elektrodens Afstand fra Feltet).

t_s er uafhængig af Straalesporets Afstand fra Elektrodens Kant.

t_s vokser lineært med Straalens Masse pr. cm.

t_s vokser lineært med Reciprokværdien af Feltets Intensitet.

t_s vokser lineært med Reciprokværdien af Driftspændingen.

t_a vokser lineært med Elektrodens Afstand fra Feltet.

Man vil bemærke, at det konstante Led i Formlerne for t_s overalt nogenlunde har samme Størrelse utvivlsomt svarende til, at Straalens Længde altid var den samme og Trykhøjden ligesaa. Med Benyttelse af Gennemsnitsværdien for Leddet kan de tre Formler for t_s drages sammen til følgende Formel

$$t_s = 0,0061 + 0,126m + 3,39 \left(\frac{L}{E} - 1,04 \cdot 10^{-3} \right) + 11,2 \left(\frac{1}{H} - \frac{1}{4500} \right)$$

(Sek. g. Henry, Volt. Gauss),

en Formel, der formentlig tør anvendes til Projektering af den her betragtede Afbrydertype, naar man fastslaar en normal Feltlængde paa 1 cm, og naar iøvrigt Straalens Længde og Hastighed ikke afviger altfor meget fra de Værdier, disse Størrelser havde under vore Forsøg.

3°. Afbryderen uden Afbryderplade for Vekselstrøm.

Den Strøm, man faar gennem en Induktor ved Anvendelsen af en Afbryder for Vekselstrøm, vil ved en sinusformet Driftspænding

$$e = E_0 \sin \omega t$$

være givet ved Udtrykket

$$i = \frac{E_0}{\sqrt{R^2 + \omega^2 L^2}} \left[\sin(\omega t - \varphi) + \sin \varphi \cdot e^{-\frac{R}{L} t} \right].$$

hvor

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L\omega}{R}.$$

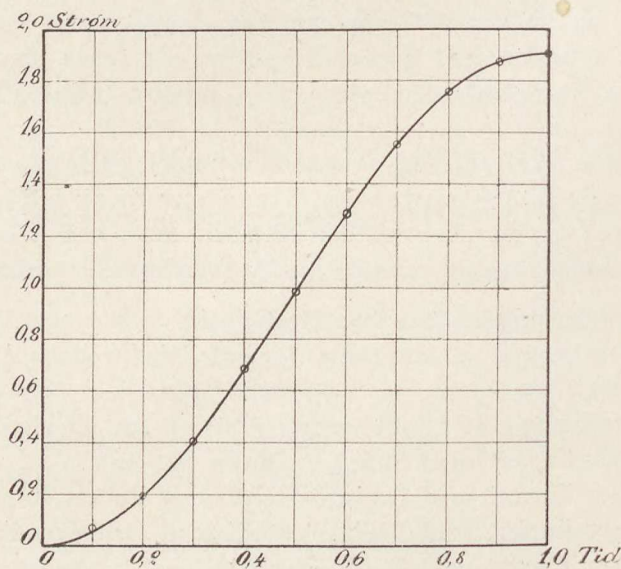


Fig. 52.

Her betyder R Strømkredsens Modstand og L Induktorens effektive Selvinduktion. I Fig. 52 er der tegnet et Billede af i Variation i Løbet af en Halvperiode for det Tilfælde, hvor

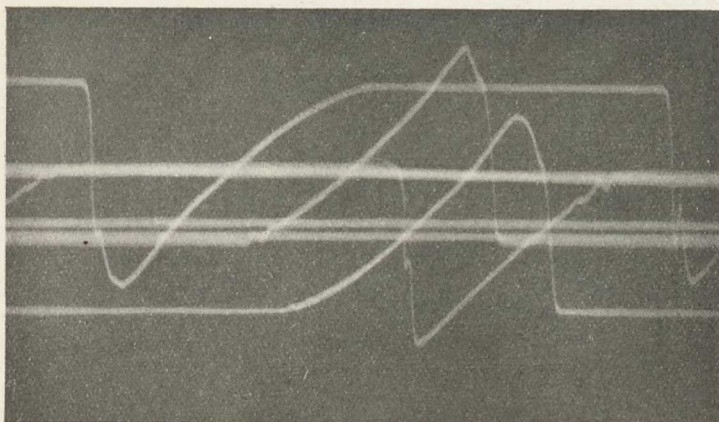


Fig. 53.

$E_0 = 200$ Volt, $\omega = 300$ (Vekselstrøm paa ca. 50 Perioder), $L = 0,1$ Henry og $R = 1$ Ohm. Optager man et Oscillogram af Induktorstrømmen, finder man, som det fremgaar af Fig. 53, en Strømkurve i god Overensstemmelse med den af Teorien beregnede. Navnlig viser Oscillogrammet den samme jævne Opvoksen af Strømmen som Fig. 52. Naar det ikke ender med at krumme nedad, ligger det i, at Strømmen faktisk afbrydes før Afslutningen af Halvperioden.

Jeg optog nogle Oscillogrammer for at studere, hvorledes Strømmen ændredes ved en Forskydning af Elektroden bort fra den rigtige Stilling. I Fig. 54 ses Oscillogrammerne paaskrevne Elektrodestillingerne, (Nulpunktet vilkaarligt). Stillingen 9,43 i 2 er den normale Stilling. Ved den 2,6 mm større Elektrodeafstand i 1 er Oscillogrammet dog ogsaa særdeles regelmæssigt. Ved den for korte Afstand i 3 sluttet Strømmen for tidligt d. v. s. før Begyn-

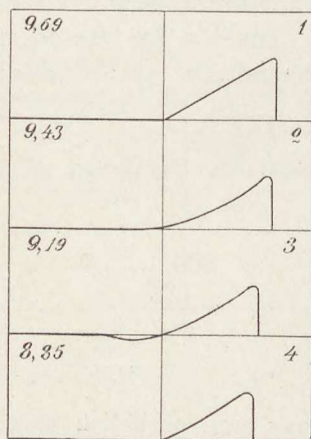


Fig. 54.

delsen af den Halvperiode, der skal anvendes. Endnu mere udpræget er Fejlen i 4. Den Vej, Straalens Dele bevægede sig i Halvperioden for Vekselstrømmen, var i det antydede Forsøg ca. 2 cm.

At Strømmen afbrydes inden Forløbet af en Halvperiode fremgaar tydeligt af et Forsøg over t_s og t_a Variationer med Trykhøjden h . Forsøget er gentaget i hosstaaende Tabel.

h	t_s	t_a	$t_s + t_a$
23,7 cm	2,80	4,70	7,50
32,6 -	3,50	4,00	7,50
40,4 -	3,60	3,95	7,55
51,3 -	3,55	4,05	7,60

Naturligvis er $t_s + t_a$ konstant nemlig lig Vekselstrømmens Periode. t_s aftager maaske noget ved Formindskelse af Straalens Hastighed.

B. Afbrydersystemets — og den afbrudte Strøms — Konstanter bestemt ved Viserinstrumenter.

Teorien for Metoden. Vi skal endnu give Teorien for Bestemmelsen af Strømslutningstiden, Afbrydningstiden, den af-

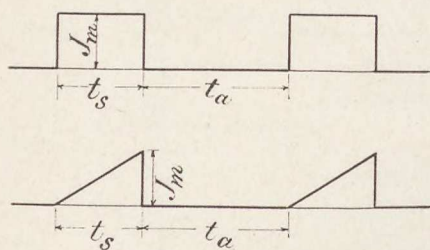


Fig. 55 a og b.

brudte Strøms Maximalværdi og Straalens Hastighed ved Hjælp af Viserinstrumenter. Vi opstiller Teorien for de to i Fig. 55 a og b viste Strømformer, altsaa for en rektangulær Strøm og for en triangulær Strøm. Den første faas,

naar man periodisk slutter og afbryder en Strømkreds med konstant elektromotorisk Kraft, men uden Selvinduktion. Den anden fremkommer, naar Kredsen har en større Selvinduktion, men kun ringe Modstand.

Ved vor Metode maaler vi Strømmens Gennemsnitsværdi I_g ved et Jævnstrømsviserinstrument og Strømmens Effektivværdi

I_e med et Vekselstrømsviserinstrument. De to Maalinger giver da Forholdet $\frac{t_a}{t_s}$.

Ved triangulær Strøm haves nemlig.

$$I_e = \sqrt{\frac{1}{t_s + t_a} \int_0^{t_s} i^2 dt} = \sqrt{\frac{1}{t_s + t_a} \int_0^{t_s} \frac{I_m^2}{t_s^2} \cdot t^2 dt} = \sqrt{\frac{1}{3} \frac{t_s}{t_a + t_s}} \cdot I_m$$

og

$$I_g = \frac{1}{t_s + t_a} \cdot \int_0^{t_s} \frac{I_m}{t_s} \cdot t dt = \frac{1}{2} \frac{t_s}{t_s + t_a} \cdot I_m,$$

hvoraf

$$\text{I. } \frac{t_s + t_a}{t_s} = 1 + \frac{t_a}{t_s} = \frac{3}{4} \left(\frac{I_e}{I_g} \right)^2 \text{ (triangulær Strøm).}$$

Tilsvarende udledes for rektangulær Strøm

$$\text{II. } \frac{t_s + t_a}{t_s} = 1 + \frac{t_a}{t_s} = \left(\frac{I_e}{I_g} \right)^2 \text{ (rektangulær Strøm).}$$

Maales nu desuden Afbrydningernes Frekvens n ved en Tungefrekvensmaaler, haves

$$\text{III. } \frac{1}{t_s + t_a} = n.$$

Kombineres III med I eller II, kan baade t_s , t_a og herefter I_m beregnes.

Antager vi, at vi kender Straalens Hastighed v , kan vi finde de tre Størrelser t_s , t_a og I_m uden Frekvensmaaler. Man giver da blot Elektroden en Forskydning d , der maales i cm, og iagttager paa ny I_e og I_g . Faas Værdierne I'_e og I'_g , haves nu ved triangulær Strøm

$$\frac{t_s + t_a}{t_s} = \frac{3}{4} \left(\frac{I_e}{I_g} \right)^2 = A$$

$$\frac{t_s + t_a + \frac{d}{v}}{t_s} = \frac{3}{4} \left(\frac{I'_e}{I'_g} \right)^2 = A',$$

hvoraf

$$t_s = \frac{\left(\frac{d}{v} \right)}{A' - A}.$$

Ved rektangulær Strøm faas et ganske tilsvarende Udtryk.

Blot betyder A resp. A' her $\left(\frac{I_e}{I_g} \right)^2$ resp. $\left(\frac{I'_e}{I'_g} \right)^2$.

Omvendt kan man endelig, naar Hastigheden ikke er kendt, bestemme den ved Hjælp af Frekvensmaaleren. Man noterer Frekvensen n for en Række Stillinger d af Elektroden. Iagttagelserne skal da tilfredsstille Relationen.

$$\frac{1}{t_s + t_a + \frac{d}{v}} = n.$$

Afbildes Variationen af $\frac{1}{n}$ med d , skal Resultatet blive en ret Linie. Retningstangens $\frac{\delta \left(\frac{1}{n} \right)}{\delta (d)} = \frac{1}{v}$. Om den ene eller anden Strømform bruges ved Bestemmelsen, er principielt ligegyldigt.

Prøve af Teorien. Bestemmelse af $\frac{t_a}{t_s}$ ved Strømmaalning.

Den nu anførte Teori blev prøvet, idet Forholdet $\frac{t_a}{t_s}$ dels bestemtes ved Maaling af I_e og I_g dels direkte blev udmaalt paa Oscillogrammer, der optoges lige efter eller lige før Iagttagelsen af Strømmen. I hosstaaende Tabel er Resultaterne af et Forsøg med rektangulær Strøm anført. Afbrydningstallene laa ved de efterfølgende Forsøg omkring 60.

Elektrode-afstand.	I_e	I_g	$\left(\frac{I_e}{I_g} \right)^2 - 1 = \frac{t_a}{t_s}$	$\frac{t_a}{t_s}$ udmaalt.	Forhold.
5,0	2,45	1,400	2,08	2,81	1,35
4,8	2,51	1,458	1,99	2,68	1,35
4,6	2,56	1,518	1,89	2,41	1,27
4,4	2,63	1,580	1,79	2,23	1,25
4,2	2,70	1,648	1,71	2,16	1,26
4,0	2,79	1,736	1,60	1,95	1,22

Som det ses, divergerer det direkte maalte Forhold stærkt fra det ved I_e og I_g bestemte. Afvigelsen synes at maatte forklares ved en Fejl i Maalingen af I_e eller I_g . Blødtjærnsinstrumentet, der benyttedes til Bestemmelse af I_e , syntes at maale denne

Værdi rigtig; i ethvert Fald gav det samme Værdi for I_e som et Varmtraadsinstrument og en Siemens-Halskes dynamometrisk Præcisionsstrømmåler, saaledes som det fremgaar af hosstaaende Sammenligning, der udførtes ved et Afbrydningstal paa 68.

Varmtraadsinstrument	2,94
Blødtjærnsinstrument	2,97
Dynamometrisk Instrument	2,97

Paa den anden Side blev det ganske vist ogsaa fundet, at Jævnstrømsviserinstrumenter af forskelligt Fabrikat gav samme Gennemsnitsværdi for Strømmen. Nu er alle Jævnstrømsviserinstrumenter af Westontypen imidlertid meget nær ens, saa det næppe tør slutes af Sammenligningen, at I_g maales fejlfrit ved et saadant Instrument.

Ejendommeligt er det, at Overensstemmelsen ved triangulær Strøm synes meget bedre end ved rektangulær. Et Forsøg gav saaledes

Elektrode-afstand.	I_e	I_g	$\frac{t_a}{t_s}$ ber. af I_e og I_g	$\frac{t_a}{t_s}$ udmaalt.	Forskel.
4,0	2,51	1,404	1,44	1,38	4,2 %
4,2	2,48	1,342	1,57	1,46	7,7 -
4,8	2,30	1,184	1,84	1,79	3,0 -

Det maalte Forhold er her mindre end det beregnede. Det samme fandtes allerede ved de allerførste orienterende Prøver, hvor to Forsøg gav

$\frac{t_a}{t_s}$ ber.	$\frac{t_a}{t_s}$ udm.	Forskel.
1,032	1,056	2,5 %
1,179	1,24	5,0 -

Det synes altsaa, at man kan faa en Bestemmelse, om end maaske kun en grovere af Forholdet $\frac{t_a}{t_s}$ ved Strømmåaling, naar

Talen er om triangulær Strøm, d. v. s. den Strøm, man sædvanligvis har med at gøre ved Anvendelse af Afbrydersystemet.

Bestemmelse af Straalens Hastighed ved Frekvensmaaler. En Tunge-Frekvensmaaler blev indskudt mellem et Afbrydersystems Poler. Kredsen var induktionsfri, dens Modstand var 14 Ohm, dens elektromotoriske Kraft 120 Volt. Frekvensmaaleren opførte sig i alt væsentligt som i en Vekselstrømskreds. Dens Angivelse af det dobbelte Afbrydningstal svarende til forskellige Stillinger af Elektroden er anført i hosstaaende Tabel, der indeholder Resultaterne af fire Forsøg, som blev udført for at bedømme Metodens Sikkerhed.

Elektrodestilling.	N_1	N_2	N_3	N_4
3,8	—	—	154	—
3,9	148	148	—	—
4,0	144	143	144	143
4,1	142	140	—	—
4,2	—	139	136	138
4,3	137	134	—	—
4,4	132	130	130	130
4,5	129	126	—	—
4,6	—	124	124	126
4,7	124	121	—	—
4,8	—	118	117	119
4,9	117	115	—	—
5,0	115	—	113	114
5,1	113	—	—	—
5,2	—	—	—	—
5,3	108	—	—	—

To af disse Rækker N_1 og N_4 blev behandlet efter Teorien ovenfor, hvorved N_1 -Rækken gav Hastigheden

$$v = 278,2 \text{ cm/Sek.},$$

medens N_4 -Rækken gav

$$v = 277,7 \text{ cm/Sek.}$$

Sammen med sidste Forsøg optoges Oscillogrammer. Paa disse udmaales t_a og $t_a + t_s$. Resultaterne er anført i hosstaaende Tabel.

Elektrode- stilling.	t_a	$t_a + t_s$	N_4	$\frac{2}{N_4} : (t_a + t_s)$	t_s
4,0	3,68	5,18	143	0,00273	1,50
4,2	4,00	5,52	138	263	1,52
4,4	4,35	5,88	130	262	1,53
4,6	4,62	6,27	126	253	1,65
4,8	4,90	6,58	119	255	1,68
5,0	5,10				

Her er altsaa med en vis Tilnærmelse Proportionalitet mellem $\frac{2}{N_4}$ og $t_a + t_s$. Afbilder man t_a i dens Afhængighed af Elektrodeafstanden, giver den grafiske Fremstilling for Hastigheden Værdien

$$v = 244 \text{ cm/Sek.},$$

der afviger ca. 12 % fra den ved Frekvensmaaleren fundne.

En Betragtning af $\frac{2}{N_4} : (t_a + t_s)$ viser en systematisk Gang i dette Forhold. Danner man t_s af $t_a + t_s$ og t_a , finder man ogsaa en systematisk Gang i denne Størrelse.

Det synes, at t_s vokser med Straalens Længde. I vor Teori for Bestemmelsen af v er vi imidlertid gaaet ud fra, at t_s er konstant. Vi maa følgelig faa en forfalsket Værdi for Hastigheden. Man kunde tænke sig, at Forøgelsen i t_s hidrørte fra, at en større Masse ved større Længde af Straalen skal bevæges ud til Siden. Det er jo nemlig ikke alene den i Feliet værende Del, der sættes i Bevægelse, men faktisk en større Del af Straalen. Er det nu Tilfældet, turde man maaske vente mindre Fejl ved en mindre voldsom Afbrydning. I hosstaaende Tabel er anført Resultater af en Gentagelse af Forsøget ovenfor med 20 Ohm indskudt i Kredsen i Stedet for 14 Ohm. Mellem hvert Sæt Iagttagelser regenereredes Straalen*), d. v. s. Straalehullet rensedes ved en særlig Fremgangsmaade, der blot bestod i, at en i Trykledningen indskudt Gummislange et Øjeblik pressedes sammen.

*) En saadan Regeneration fandt ikke Sted ved Forsøget ovenfor. Hvis Straalens Hastighed har ændret sig under dette, finder man en Art Gennemsnits-hastighed, men man skulde derfor ikke finde forskellige Talværdier ved de to Metoder. De 4 N-Rækker ovenfor tyder iøvrigt ikke paa nogen synderlig Ændring i Hastigheden.

N	t_a	$t_a + t_s$	$\frac{2}{N} : (t_a + t_s)$	t_s
112,5	5,00	6,78	0,00262	1,78
118	4,72	6,48	262	1,76
124	4,38	6,20	260	1,82
130	4,02	6,84	264	1,80
138	3,84	5,62	258	1,78
144	3,40	5,30	262	1,80

Anomalierne er nu ganske forsvundne. Af Frekvensmaalingerne faas $v = 258$ cm/Sek., af Oscillogrammerne 256 cm/Sek. Det synes altsaa, at de to Metoder ved ikke for voldsom Afbrydning (og ved en veldefineret Hastighed af Straalen) giver samme Værdi for Hastigheden.

Der blev tilsidst foretaget Forsøg med triangulær Strøm gennem en Induktor. Udmaaling paa Oscillogrammet af t_a og grafisk Fremstilling af t_a Variation med Elektrodestillingen gav nu

$$v = 274 \text{ cm/Sek.}$$

der afviger 16 fra den ovenfor fundne Hastighed eller ca. 6 %. Denne Afvigelse kan vistnok forklares ved Usikkerhed maaske i Forbindelse med en svag Ændring i Straalens Hastighed.

KAP. V.

FORSØG SOM GRUNDLAG FOR ENSRETTER-SYSTEMERNE.

A. Oscillografforsøg som Grundlag for Uddannelsen af Ensrettersystemerne.

Ensrettersystemernes Princip. I anden Del af vor Fremstilling skal det vises, hvorledes Straalens periodiske Bevægelse, naar den for Eks. fører Vekselstrøm i et konstant Felt, kan anvendes til automatisk Ensretning af Vekselstrømmen. Ensretningen beror paa, at Straalens Spor i en Elektrodes Overflade under Paavirkning af den periodiske mekaniske Kraft, som Vekselvirkningen mellem Strøm og Felt giver Anledning til, vil svinge frem og til-

bage om den uafbøjede Straales Træffepunkt synkront med Kraften omend faseforsinket i Forhold til denne.

Deler man Elektroden i to Dele ved en isolerende Skillevæg, mod hvis fremspringende (skærpede) Kant den uafbøjede Straale tænkes rettet, kan man i Følge den i Kap. II anførte Teori ved passende Valg af Elektrodens Afstand fra Feltet opnaa, at det svingende Straalespor passerer Væggen netop i det Øjeblik, Vekselstrømmen i Straalen skifter Fortegn. Herved faar man da Strømmens to Halvperioder fuldstændigt adskilt, hvorefter den ene Halvperiode let kan kommuteres, saa den sammen med den anden giver en ubrudt pulserende Jævnstrøm — den ensrettede Strøm.

Den elementære Teori ovenfor giver Besked om, i hvilken Afstand Elektroden i det antydede simple Tilfælde bør anbringes. Vi har nemlig set, at Faseforsinkelsen af Sporet i Forhold til den bevægende Kraft, og det vil her sige det samme som Faseforsinkelsen af Sporet i Forhold til Vekselstrømmen, er givet ved

$$\varphi = \omega \cdot \frac{x}{v} = \frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi.$$

Vil vi have, at Sporet skal passere sin Nulstilling, altsaa den isolerende Væg, samtidigt med, at Strømmen gaar gennem Nul, maa Elektroden følgelig — saaledes som det allerede er paapeget i Kap. II — stilles ind i en saadan Afstand x fra Feltet, at φ bliver et Multiplum af π , d. v. s.: x maa være bestemt ved

$$x = p \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (p = 1, 2, 3 \dots).$$

Af Hensyn til den Betydning, som Teorien for Faseforsinkelsen φ har for de tekniske Anvendelser, fandt jeg det ikke helt overflødigt at gøre denne Teori til Genstand for nogle Prøver. Disse anstilledes saavel for det Tilfælde, hvor Straalen fører Vekselstrøm i et Jævnfelt, som for det, hvor den fører Jævnstrøm i et Vekselfelt. Jeg giver i det følgende en kort Oversigt over Forsøgenes Resultater.

Dersom Straalens Hastighed v er konstant gennem hele Straalen, eller hvad der bliver det samme, hvis Straalens Tværsnit er konstant, skal φ altsaa vokse proportionalt med x . φ skal være uafhængig af Feltets og Strømmens Styrke. Den skal være omvendt proportional med v . Vort Udtryk er udledt under Forudsætning af et Felt af ringe Udstrækning. Ved Felter af større

halvdel for Eks. E_1 flydende Strøm og 2^o Magnetiseringsstrømmen, hvormed Feltet er i Fase. Herved benytter man de Oscillografshunter, der i Figuren skematisk er fremstillede som S_1 og S_3 . Paa den fotografiske Plade kan man herefter direkte udmaale Faseforskydningen mellem Straalesporets Bevægelse og Strømmen. Fig. 58 anskueliggør dette. $abcd$ er Billedet af den gennem E_1 flydende Strøm. Den begynder til Tidspunktet a , i hvilket Øjeblik Straalesporet altsaa er passeret fra E_2 til E_1 . Den Halvperiode af Vekselfeltet, som har givet Anledning til Bevægelsen, er afbildet som efg . Straalesporet kommer altsaa i Tid Stykket ea bagefter Feltet, eller Faseforsinkelsen er

$$\varphi = \frac{ea}{et} \cdot 2\pi.$$

Det maa naturligvis nærmere undersøges, om det virkelig er efg , der er Aarsag til den Bevægelse af Sporet, som afspejler sig i $abcd$, eller om $abcd$ ikke skyldes en tidligere Halvperiode, i hvilket Tilfælde der maa føjes π , 2π eller i Almindelighed $p\pi$ til det ovenfor bestemte φ . I det konkrete Tilfælde bliver der dog sjældent nogen Tvivl om φ ' absolute Værdi.

Ved Opstillingen i Fig. 57 studerer man som antydte Straalens Bevægelse, naar den fører Vekselstrøm i et Jævnfelt. Vekselstrømmen leveres af Generatoren V , og de to Komposanter, hvori den deles, kan reguleres ved Modstandene R_1 og R_2 . Ved Forsøgene fotograferer man nu alene Strømmen gennem den ene Side af Systemet og benytter herved enten Oscillografshunter S_1 eller S_2 . Oscillogrammet kan her have et Udseende omtrent som vist i Fig. 59 ved Kurven over den skraverede Del $ab \dots f$. Kurven udgør, som det ses, en Del af en Vekselstrømskurve; af er i Tid lig en halv Periode. I Øjeblikket a har Straalesporet passeret Grænsen mellem E_1 og E_2 . Denne Bevægelse skyldes, antager vi, Vekselvirkningen mellem Feltet og den Strømretning, der begynder i a . Faseforskydningen mellem Sporets Bevægelse og Vekselstrømmen gennem Straalen er da

$$\varphi = \frac{\alpha\alpha}{\alpha\beta} \cdot 2\pi$$

eller udtrykt ved Størrelser, der direkte kan maales

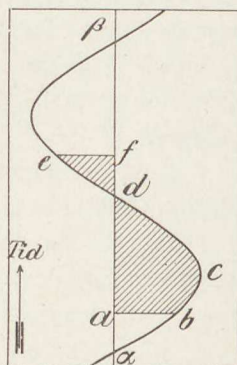


Fig. 59.

$$\varphi = \frac{df}{af} \cdot \pi.$$

Ogsaa her bliver der principielt — faktisk dog ikke — en vis Ubestemthed med Hensyn til den absolute Størrelse af φ . Begge Figurer 58 og 59 er Idealfigurer. De faktiske Oscillogrammer ser noget anderledes ud omtrent som Fig. 60 og 61. Hakkene i Kurverne hidrører fra, at Straalen paa Grund af sin Bredde et Øjeblik rører begge Elektroder, saa at Strømmen flyder gen-

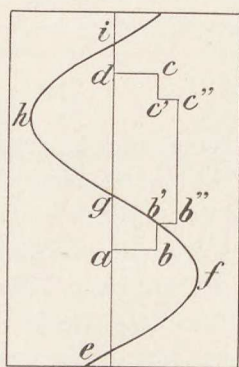


Fig. 60.

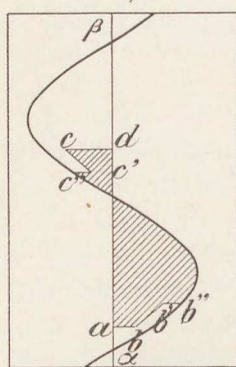


Fig. 61.

nem begge Halvdele af Systemet. Derved falder Driftspændingen mer eller mindre og dermed Strømmen igennem den betragtede Side af Systemet. I Fig. 60 vil Straalen altsaa netop træde ind paa Elektrodehalvdelen E_1 i Tidspunktet a . I Tiden bb' rører Straalen baade E_1 og E_2 , i Tiden $b''c''$ kun E_1 . Til Tiden c'' passerer den underste Begrænsning af Straalesporet atter den isolerende Plades Kant paa Vejen fra E_1 til E_2 . Faseforskydningen er altsaa korrekt maalt ved Afstanden fra e til Projektionen af Midtpunktet mellem b og b' paa Linien ei — eller fra g til Projektionen af $c'c$.

Fig. 61 er at opfatte paa samme Maade som 60 og udmaales ligesom dette Oscillogram.

I Fig. 62 er nu tegnet et skematisk Billede af det ved Forsøgene benyttede System, og i Figuren er indført Betegnelser for Systemets geometriske Forhold; a betyder Længden i Straalens

Retning af Polskoene. Disse var udvekslelige og skruedes fast paa Armen x . Afstanden fra denne til Elektroden E betegner vi i det følgende ved b , Afstanden fra x til Straalerørets Spids betegnes ved c Trykhøjden endelig ved h . I det efterfølgende

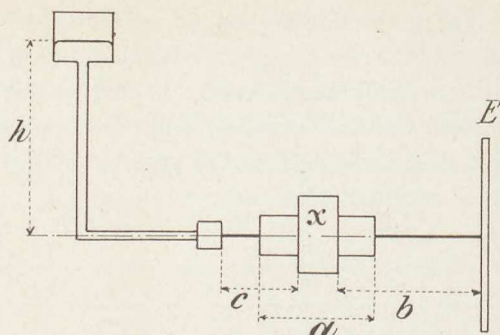


Fig. 62.

gengiver vi Resultaterne af en Række Undersøgelser over Faseforskydningens Afhængighed af a , b , c og h foruden af Feltets Intensitet, Styrken af Strømmen gennem Straalen, Afstanden mellem Polskoene, Feltets Form og Straalens Masse.

Forsøgsresultater. Faseforskydningens Variation med Afstanden fra Feltet. I Tabellerne I, II og III er gengivet tre Forsøg over Faseforskydningens Variation med Afstanden b fra Feltet til Elektroden.

Vekselfelt.

I. $a = 15$ mm. Trykh. 26 cm. $c = 5,2$ mm. Straalehul 0,61 mm.			II. $a = 6$ mm. Trykh. 26 cm. $c = 13$ mm i Forsøgene 38-40. $c = 3,5$ mm i Forsøgene 41-42. Straalehul 0,61 mm.		
Nr.	b	$\frac{\varphi}{2\pi}$	Nr.	b	$\frac{\varphi}{2\pi}$
29	19,1 mm	0,496	38	16,8 mm	0,415
30	5,4 -	0,237	39	8,0 -	0,212
31	13,0 -	0,408	40	12,0 -	0,310
32	22,5 -	0,608	41	8,0 -	0,209
			42	24,8 -	0,615

Jævnfelt.

III. $a = 15$ mm. Trykh. 26 cm.
 $c = 6,3$ mm. Straalehul 0,55 mm.

Nr.	b	$\frac{\varphi}{2\pi}$
67	17,8 mm	0,718
68	22,0 -	0,788
69	14,0 -	0,625
70	10,0 -	0,566
71	6,0 -	0,500

De to første Forsøg er udført med Vekselfelt, det sidste med Jævnfelt. Forsøgene er afbildede grafisk i Fig. 63 I, II og III. Det ses, at Variationen af φ med b virkelig er lineær. Da Trykhøjden var den samme i alle tre Forsøg, skulde de tre Linier være parallelle, hvad de dog ikke ganske er. Imidlertid skal det bemærkes, at Forsøgene blev udført alene for at faa en Bekræftelse paa

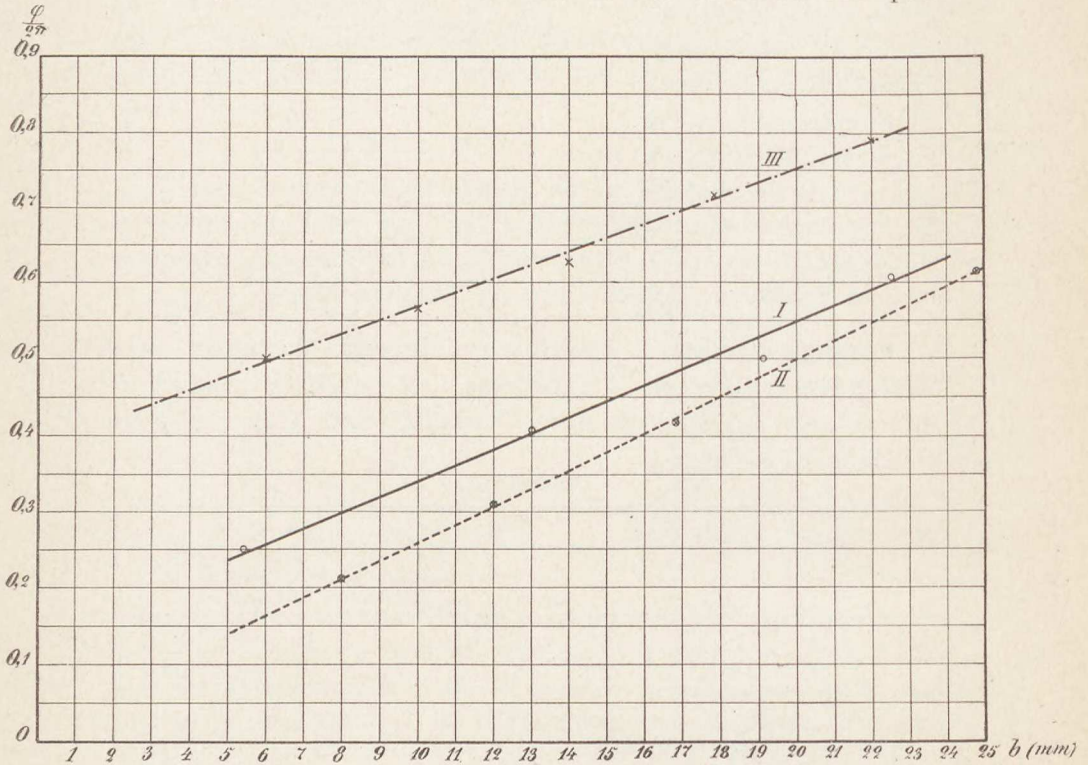


Fig. 63.

den lineære Afhængighed og ikke med Henblik paa en Sammenligning. Trykhøjden er derfor kun udmaalt ganske grovt.

I Fig. 64 er gengivet et andet Forsøg, udført med Vekselfelt. Trykhøjden var her 46,2 cm. Straalens Hastighed var altsaa væsentligt større end i Fig. 63. Kurven er ogsaa her meget nær retliniet. Faseforskydningen er i Fig. 64 gengivet ikke i Brøkdeler af 2π som i Fig. 63, men i en vilkaarlig Enhed, hvor 76,0 svarer til 2π . Udmaales nu Retningstangens i Fig. 63 III, i hvilket Forsøg Trykhøjden vistnok er paalideligst bestemt, finder man,

at Faseforskydningen vokser med $0,183 \cdot 2\pi$ for hver cm, Elektroden fjernes fra Feltet. Af Fig. 64 finder man $0,142 \cdot 2\pi$. Multipliceres hvert af disse Tal med Kvadratroden af den tilsvarende Trykhøjde 26,0 cm i første, 46,2 cm i andet Tilfælde, finder man, at de to Produkter praktisk set bliver lige store, nemlig

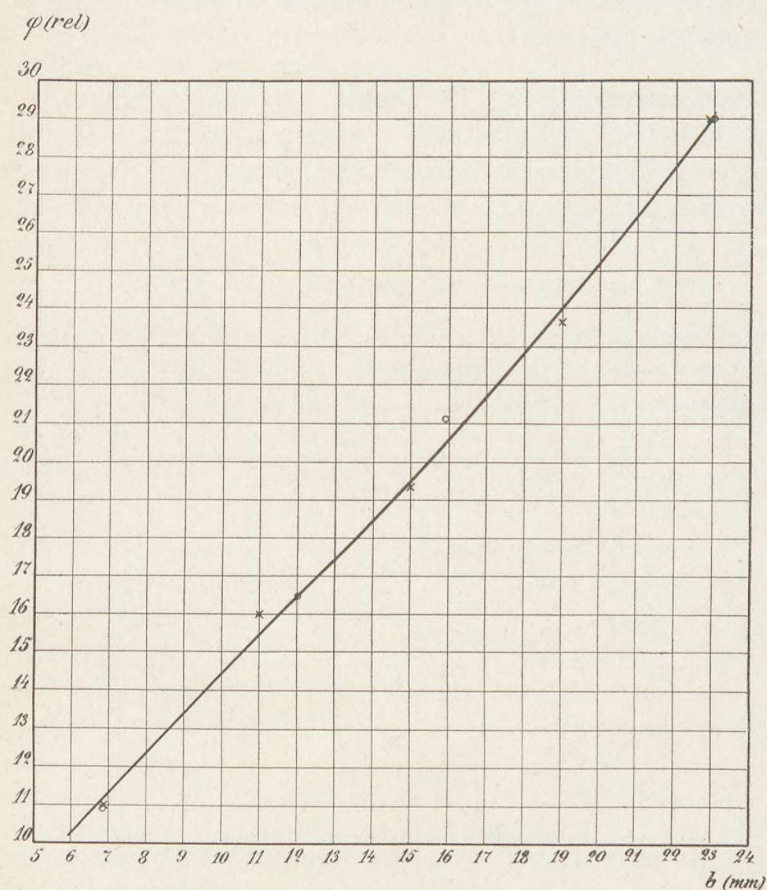


Fig. 64.

henholdsvis 5,86 og 6,05, saaledes som de skal blive det efter Teorien.

Som det ses, bestaar der mellem Resultaterne i II og III Fig. 63 en meget nær konstant Afvigelse til Trods for, at Systemernes geometriske Forhold praktisk set var de samme i disse Forsøg. Denne Afvigelse maa vistnok forklares ved en betydelig

Forskel i Felternes Form. Den benyttede Magnet var nemlig ikke lamelleret. Hvirvelstrømmene i Polskoene maa derfor ventes at have deformeret Feltet ganske betydeligt, saa meget mere som Polskoene ved Vekselfeltforsøget var ført tæt sammen, medens de ved Jævnfeltforsøget var fjærnede det mest mulige fra hinanden. Allerede den forskellige Afstand mellem Polskoene ændrer jo iøvrigt Feltets Form.

Faseforskydning og Trykhøjde. Faseforskydningen i en vis Afstand fra Feltet skal efter den elementære Teori være omvendt proportional med Straalens Hastighed. Med Tilnærmelse tør vi regne, at v er proportional med Kvadratroden af Trykhøjden h . Vi skulde altsaa, naar vi varierer h , finde

$$\varphi \sqrt{h} \text{ konstant.}$$

I de nedenfor anførte Forsøg er Prøven gjort, i det første ved Vekselfelt, i det sidste ved Jævnfelt. φ er maalt i en vilkaarlig Enhed, hvor 76,0 betyder en Faseforskydning paa 2π .

Nr.	$\sqrt{h}$	φ	$\varphi \sqrt{h}$	Forsøgsdata.
34	5,10	40,0	205	Vekselfelt:
35	6,52	28,7	187	$b = 14 \text{ mm}$
36	7,88	21,8	172	$a = 31 \text{ -}$
37	8,83	18,3	162	$c = 10 \text{ -}$
72	5,10	41,5	212	Jævnfelt:
73	6,48	33,5	217	$b = 10 \text{ mm}$
74	7,80	29,0	227	$a = 15 \text{ -}$
75	8,94	24,7	221	$c = 10 \text{ -}$

De to Forsøg giver, som det ses, noget modstridende Resultater. I første Forsøg falder Produktet $\varphi \sqrt{h}$ 25 %, i sidste stiger det ca. 7 %. Efter senere Erfaringer er der Grund til at tro, at Afvigelserne fra Konstans hidrører fra Ændringer under Forsøget i Hastigheden af de relativt meget tynde Straaler paa Brøkdele af 1 mm.

Faseforskydning og Straalens Masse. Faseforskydningen skal efter den elementære Teori være uafhængig af Straalens Masse. Fig. 64 bekræfter dette. Punkterne mærkede med et

Kryds svarer her nemlig til et Straalerør (udtrukket Glasspids) med en Lysning paa 0,61 mm, Punkterne mærkede med en Cirkel til et Rør paa 0,41 mm. Alle Punkter ordner sig, som det ses, om en og samme Kurve.

Faseforskydning og Feltets Form og Udstrækning. Hosstaaende Tabel belyser Indflydelsen af Polskoenes Længde ved Vekselfelt; b var 14 mm, c 13 mm.

Nr.	Polsko.	φ	Anmærkning.
34	31 mm	38,9	Faseforskydning $38 = \pi$
33	15 -	32,3	
38	6 -	31,4	

Ved Jævnfelt, hvor Polskoene var fjærnedede mere fra hinanden, var der ingen Indflydelse af Polskoenes Længde at spore. Ved Vekselfeltet blev der udført Forsøg, hvor Polskoenes indbyrdes Afstand ændredes fra 2,95 til 7,80 mm, uden at denne Ændring mærkedes i Faseforskydningen. Polskoene stilledes endvidere ved et Forsøg skraat mod hinanden, hvilket forandrede Faseforskydningen fra 44,8 til 50,0. Endelig varieredes Afstanden c ved et Forsøg med Jævnfelt. Derved fandtes følgende Afhængighed.

Nr.	c	φ	Anmærkning.
79	10,0 mm	39,5	Faseforskydning $38 = \pi$
80	6,2 -	37,3	
81	1,6 -	35,0	

Forsøgene viser, at Faseforskydningen kun i forholdsvis ringe Grad er afhængig af Feltets Form og Udstrækning. I samme Afstand fra Feltets Midtpunkt er Faseforskydningen paa 10—20 % nær den samme ved et Felt paa 6 mm' Udstrækning (Lamelfelt) og ved et paa 31 mm.

Faseforskydning og Strømmen gennem Straalen (Straalebølgens Amplitude). Den elementære Teori forlanger, at Faseforskydningen skal være uafhængig af Styrken af den gennem Straalen sendte Strøm forudsat, at Strømmen ikke ændrer Straalens Hastighed kendeligt. Hosstaaende Tabel viser, hvor uaf-

hængig Faseforskydningen er af Strømstyrken. Straalerørets Lysning var 0,61 mm, Trykhøjden 26 cm, $a = 15$ mm, $b = 8,0$ mm, $c = 5,2$ mm. Feltet var et Vekselfelt.

Nr.	Strøm	φ ($38 = \pi$)
25	2,3 Amp.	22,7
21	3,9 -	22,7
22	5,4 -	22,8
24	7,1 -	22,7

Væsentlig samme Grad af Uafhængighed konstateredes ved Jævnfeltforsøg.

Faseforskydning og Feltets Styrke. Faseforskydningen skal ogsaa være uafhængig af Feltets Styrke. Hosstaaende Tabel gengiver et Forsøg med Vekselfelt i umiddelbar Fortsættelse af det lige omtalte.

Nr.	Magnetstrøm.	φ ($38 = \pi$)
26	0,72 Amp.	23,8
27	1,16 -	23,5
28	1,70 -	23,5

Der er, som det ses, ingen Forandring at spore i Faseforskydning.

B. Faseforskydningsforsøg ved Hjælp af Viserinstrumenter.

Jævnfelt. Teori for Metoden. Ved Hjælp af det i Fig. 65

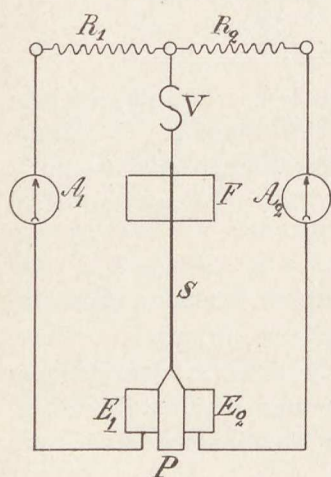


Fig. 65.

viste simple System kan man undersøge Faseforskydningen mellem en gennem Straalen S sendt Vekselstrøm og Bevægelsen af Straalens Spor i Overfladen af Elektroden $E_1 E_2$. R_1 og R_2 betyder to ens induktionsfri Modstande, F et Jævnfelt, A_1 og A_2 to ens Jævnstrømsviserinstrumenter og V Vekselstrømskilden. Dobbeltelektroden $E_1 E_2$ med den isolerende Skillevæg P er anbragt forskydeligt i Straalens Retning. Tillige kan den forstilles paa tværs af Straalen. Som det ses, er Systemet i det væsentlige det samme, der benyt-

tedes ved Oscillografforsøgene, naar Straalen førte Vekselstrøm (Fig. 57).

Ved Studiet af den antydede Faseforskydning stilles Elektroden ind saaledes, at Straalen er rettet mod Forkanten af *P*. Derefter giver man Elektroden en Række forskellige Afstande fra Feltet og iagttager for hver Afstand det ene eller det andet Jævnstrømsinstrument.

Afbildes Forsøget grafisk, vil man finde, at Viserinstrumentets Udslag varierer periodisk med Elektrodens Afstand fra Feltet — en Konsekvens af den simple Teori for Straalens Bevægelse. Vi benytter Fig. 66 til at belyse Teorien for vort Forsøg.

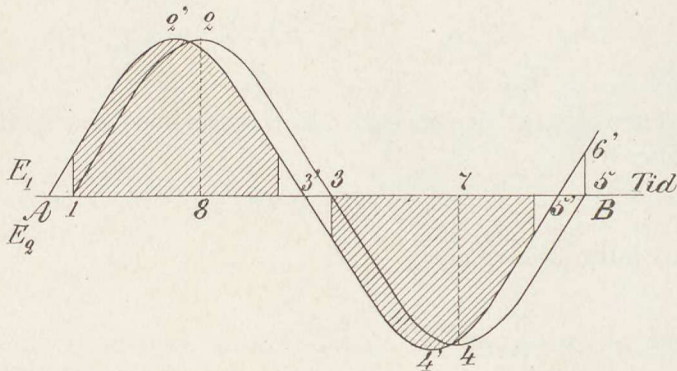


Fig. 66.

I denne Figur er fremstillet Variationen med Tiden af Straale-sporets Bevægelse i Dobbeltelektrodens Overflade og af Strømmen gennem Straalen. Den første ved Kurven 1 2 3 4 5, den anden ved Kurven 1' 2' 3' 4' 5' 6'. Til det ved 3 karakteriserede Tids-punkt passerer Sporet Grænsen mellem Elektrodens to Sider. Til Tidspunktet 7 er Sporet i sin Yderstilling til den ene Side, for Eks. til højre. Til Tiden 5, der falder sammen med 1, — Koordinatsystemet er i Virkeligheden et i sig selv lukket cylindrisk Koordinatsystem, der blot er foldet ud i en Plan — passeres Grænselinien igen i modsat Retning. Til Tiden 8 er Sporet i sin venstre Yderstilling o. s. v. Sporets Bevægelse er, som det ses, faseforskydet i Forhold til Strømmen. Dersom vi antager, at det er Strømrretningen, der begynder i 3' og fortsættes som 3' 4' 5', der giver Anledning til den Bevægelse af Sporet ind over højre

Side af Elektroden, der begynder til Tiden 3 og fortsættes som 3 4 5, kommer Sporets Bevægelse 3' 3 = τ bagefter Strømmen.

Denne Faseforskydning er nu bestemmende for den Strøm, Jævnstrømsinstrumenterne A_1 og A_2 vil vise. A_1 vil slaa ud for det skraverede Strømintegral til venstre for 3, A_2 for det lige saa store skraverede Strømintegral til højre for 3. Den Strøm, Instrumenterne vil vise, er derfor bestemt ved

$$I = \frac{1}{T} \int_{\tau}^{\frac{T}{2} - \tau} I_0 \sin \omega t \cdot dt$$

$$= \frac{I_0}{T} \int_{\tau}^{\frac{T}{2} - \tau} \sin \frac{2\pi}{T} t \cdot dt,$$

idet det antages, at den gennem Straalen sendte Vekselstrøm kan fremstilles ved

$$i = I_0 \sin \omega t = I_0 \sin \frac{2\pi}{T} t.$$

Udføres Integrationen, faas

$$I = \frac{I_0}{\pi} \cos \frac{2\pi}{T} \tau.$$

Nu er efter vor Teori τ den Tid, Straalen er om at bevæge sig fra Feltet til Elektroden. Kaldes Elektrodeafstanden x og Straalens Hastighed v , bliver altsaa

$$\tau = \frac{x}{v},$$

saa at

$$I = \frac{I_0}{\pi} \cdot \cos \frac{2\pi}{Tv} \cdot x.$$

Her er Tv lig den Vej λ , Straalen bevæger sig fremad i Vekselstrømmens Periode. Indføres λ , faas

$$I = \frac{I_0}{\pi} \cdot \cos \frac{2\pi}{\lambda} \cdot x.$$

Strømmen I bliver altsaa Nul for en Række Elektrodestillinger bestemt ved

$$x = \frac{\lambda}{4}, \frac{3\lambda}{4}, \frac{5\lambda}{4} \dots$$

Maximum bliver Strømmen i Stillingerne

$$x = (0), \frac{\lambda}{2}, \frac{2\lambda}{2}, \frac{3\lambda}{2} \dots$$

Indflydelsen af Straalens Tykkelse. Maaling af Kortslutningstiden. Straalens Tykkelse bevirker, at Forbindelsen med den ene Elektrodeside endnu ikke er afbrudt, i det Øjeblik

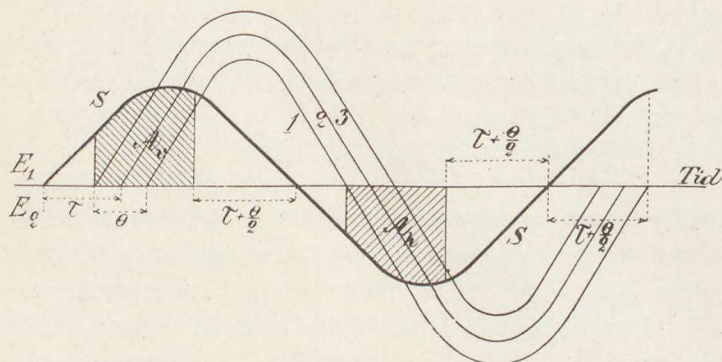


Fig. 67.

Forbindelsen med den anden sluttet. Vi diskuterer nu Virkningen heraf. Denne er belyst i Fig. 67.

I denne Figur gengiver Kurven 1 Bevægelsen af højre Side af Straalen, 2 Bevægelsen af Midterlinien og 3 Bevægelsen af venstre Side af Straalen. S gengiver Variationen af Strømmen. Gennem højre Side af Elektroden vil flyde et Strømintegral A_h , gennem venstre det lige saa store A_v . Strømmen, Jævnstrømsinstrumenterne angiver, bliver derfor bestemt ved

$$I' = \frac{1}{T} \int_{\tau - \frac{\theta}{2}}^{\tau + \frac{\theta}{2}} I_0 \sin \frac{2\pi}{T} t \cdot dt$$

$$= \frac{I_0}{\pi} \cdot \cos \left(\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{\theta}{2} \right) \cos \left(\frac{2\pi}{T} \tau \right),$$

naar θ er den Tid, Straalen er om at passere Grænsen mellem de to Elektrodesider. Indføres Elektrodens Afstand x fra Feltet, faas

$$I = \frac{I_0}{\pi} \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{\theta}{2}\right) \cdot \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x\right).$$

Strømmen bliver altsaa Nul i de samme Punkter som før, og Afstanden mellem Nulpunkterne giver saaledes en rigtig Værdi for λ . Maximalamplituden i Kurven (I, x) bliver derimod ikke $\frac{I_0}{\pi}$, idet

$$\frac{I_{\max.}}{\left(\frac{I_0}{\pi}\right)} = \cos\left(\frac{2\pi}{T} \cdot \frac{\theta}{2}\right).$$

Da I_0 er kendt, naar den samlede Vekselstrøm er maalt, og $I_{\max.}$ kan udmaales paa den grafiske Fremstilling af Forsøget, haves saaledes θ , d. v. s. den Tid, de to Elektrodesider er kortsluttede ved Straalen (Kortslutningstiden).

Indflydelsen af en Dissymmetri i Straalens Stilling til Elektroden. Vi undersøger endelig Virkningen af en Dissymmetri i Straalens Stilling til Dobbellelektroden. Herved støtter vi os til Fig. 68. Kurven 1 2 3 4... fremstiller atter Bevægelsen af Straale-sporet, medens 1' 2' 3' 4' ... fremstiller Strømmen faseforskuet Tiden τ i Forhold til Sporet.

Grænselinien mellem Elektrodesiderne E_1 og E_2 falder nu ikke længere sammen med Sporets Nullinie ab ; den er for-

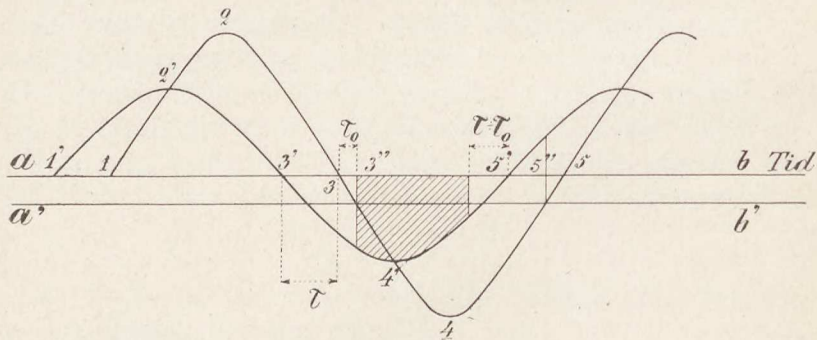


Fig. 68.

skudt til $a' b'$. Sporet gaar først over fra E_1 til E_2 til Tidspunktet 3'', d. v. s. Tiden τ_0 senere end ved symmetrisk anbragt Elektrode. Det gaar tilbage til E_1 fra E_2 til Tidspunktet 5'', d. v. s. τ_0 tidligere end ved symmetrisk Anordning af Elektroden.

Vi faar da nu, at den Gennemsnitsstrøm, hver Elektrodehalvdel modtager, er

$$I = \frac{1}{T} \int_{\tau + \tau_0}^{\frac{T}{2} - (\tau - \tau_0)} I_0 \sin \omega t \cdot dt$$

eller det i Fig. 68 skraverede Areal. Udføres Integrationen, findes

$$I = \left[\frac{I_0}{\pi} \cos \omega \tau_0 \right] \cos \frac{2\pi}{\lambda} x.$$

Indflydelsen af Dissymmetrien ses at være af ganske samme Karakter som Indflydelsen af Straalens Tykkelse. Bølgebredden forandres ikke, men Viserinstrumentets Udslag sættes ned i Forhold 1 til $\cos \omega \tau_0$.

Vekselfelt. Teori.

Fører Straalen Jævnstrøm i et Vekselfelt, kan man erstatte Ampèremetret med et Wattmeter, der indskydes som vist i Fig. 69.

Man lader Feltstrømmen passere Wattmetrets Strømspole. Paa Spændingsspolen sættes

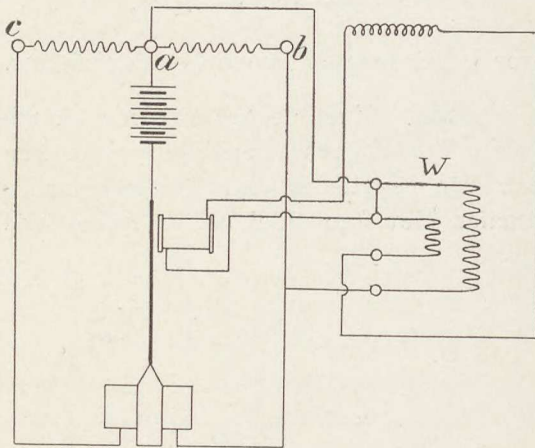


Fig. 69.

Spændingsfaldet mellem *a* og *b*. Wattmetrets Udslag vil da variere med Elektrodens Afstand fra Feltet paa ganske samme Maade

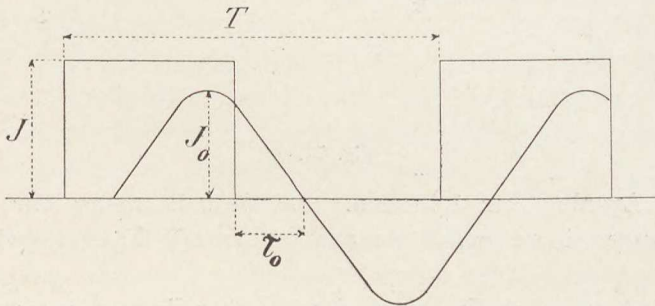


Fig. 70.

som Ampèremetrets Udslag, naar Straalen fører Vekselstrøm, og Feltet er et Jævnfelt. Dette ses, naar man danner et Udtryk for det gennemsnitlige Drejningsmoment M , der virker paa Wattmetrets Spole.

Som det vil forstaas, passerer Spændingsspolen af en pulserende rektangulær Strøm. Denne er i Fig. 70 fremstillet ved I . I samme Figur er Vekselstrømmen, der passerer Wattmetrets Strømspole indtegnet som I_0 . M bliver bestemt ved:

$$M = \frac{k \cdot I \cdot I_0}{T} \int_0^{\frac{T}{2} - \tau_0} \sin \frac{2\pi}{T} t \cdot dt + \frac{k \cdot I \cdot I_0}{T} \int_{T - \tau_0}^T \sin \frac{2\pi}{T} t \cdot dt$$

$$= \frac{k \cdot I \cdot I_0}{\pi} \cdot \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot x \right),$$

hvor k betegner en Proportionalitetsfaktor.

Forsøg. Efter de nu antydede Metoder blev der udført en Række Forsøg, hvoraf enkelte typiske her skal anføres. Systemet, der benyttedes, var forsynet med en lamelleret Magnet. Straalen blev fremstillet ved en cylindrisk Boring i en Staalplade.

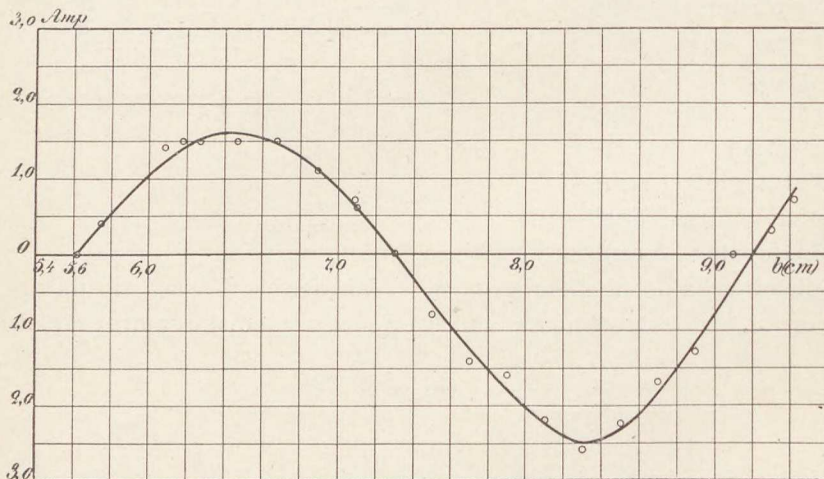


Fig. 71.

Hullets Lysning var 1,48 mm. Straalens Diameter var altsaa 2—3 Gange større end i de ovenfor anførte Faseforskydningsforsøg.

Fig. 71 viser et Forsøg med Jævnfelt. Kurven svarer kvalitativt ganske til Teoriens Fordringer. Den første Halvperiode er

dog lidt lavere end den anden. Forklaringen herpaa er vistnok tildels at søge i Straalens Tykkelse. En lavere første Halvperiode kan dog i Følge det foregaaende ogsaa have sin Aarsag i en svag Dissymmetri i Elektrodens Stilling til Straalen. Fig. 72 viser tre Kurver A, B og C, hvoraf A og B svarer til Vekselfelt, C til

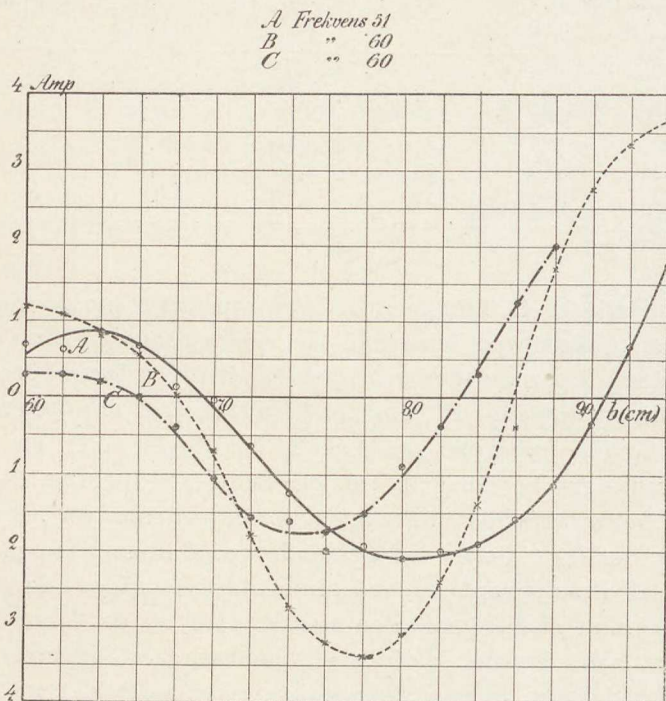


Fig. 72.

Jævnfelt. I disse Forsøg er Indstillingen af Elektroden trods al anvendt Omhu ikke lykkedes saa godt som i Fig. 71. Ved Udmaaling af Afstanden mellem to Skæringspunkter med Abscisseaksen faas den halve Længde af en Bølge paa Straalen. Denne kan vi sammenligne med den af Straalens Hastighed beregnede. Sammenligningen er foretaget i hosstaaende Tabel for en Række Forsøg, udført efter Metoderne ovenfor.

Forsøgene 18 B og C blev udført i umiddelbar Fortsættelse af hinanden. Det ses, at Bølgerne bliver praktisk set lige lange ved de to Kombinationer Jævnstrøm — Vekselfelt og Vekselstrøm — Jævnfelt. Knudepunkterne synes derimod svagt for-

Nr.	Frekvens.	$\frac{\lambda}{2}$ beregnet.	$\frac{\lambda}{2}$ maalt.	Differens.	Feltets Art.
14 A	50,5	1,79 cm	1,84 cm	+ 0,05 cm	Jævnfelt
16 A	50,5	1,80 -	2,00 -	+ 0,20 -	—
17 A	49,5	1,86 -	2,16 -	+ 0,30 -	—
18 A	51,0	1,80 -	2,12 -	+ 0,32 -	Vekselfelt
17 B	52,5	1,75 -	2,00 -	+ 0,25 -	Jævnfelt
14 C	60,0	1,53 cm	1,65 cm	+ 0,12 cm	Jævnfelt
16 B	60,0	1,53 -	1,76 -	+ 0,23 -	—
17 C	58,5	1,57 -	1,54 -	— 0,03 -	—
18 B	60,0	1,53 -	1,72 -	+ 0,19 -	Vekselfelt
18 C	60,0	1,53 -	1,78 -	+ 0,25 -	Jævnfelt

skudt i Forhold til hinanden. I en given Afstand er Faseforskudningen størst ved Vekselfelt. Det omvendte var Tilfældet ved det System, hvormed der arbejdedes under Oscillografforsøgene. Forskellen er dog nu ved lamelleret Magnet langt mindre end før. Iøvrigt finder man paa en enkelt Undtagelse nær en større Bølgebredde end beregnet af Straalens Hastighed, nemlig 10—15 % større. Det synes lidt vanskeligt at forklare denne ret betydelige Forskel, der ikke gjorde sig gældende ved Udmaalingen paa Billederne af Straalen optagne ved Momentanbelysning. I første Øjeblik vil man tænke paa den Forlængelse af de første Bølgebredder, som Teorien forudsiger udenfor et udstrakt Felt. Naar Spredningen toges i Betragtning, skønnedes det, at Feltets Udstrækning ved Forsøgene med Viserinstrumenter maatte sættes til ca. 1,5 cm. Under Forudsætning heraf finder man imidlertid, at den første halve Bølgebredde kun skal være ca. 3 % større end den normale $v \cdot \frac{T}{2}$. Rimeligst er det da at antage, at den konstaterede Forskel i Hovedsagen skyldes Fejl i Bestemmelsen af Straalens Hastighed. Denne Bestemmelse foretoges ved et Udstrømningsforsøg, idet den virkelige Straalekontraktion sættes lig Nul. Muligvis har der været en ringe konisk Kontraktion til Stede, der saaledes har forfalsket Resultatet.

KAP. VI.

AMPLITUDEUNDERSØGELSER.

A. Teori.

Amplituden og Feltets Længde. Vi har tilbage at gengive Resultaterne af en Undersøgelse over Straalens Amplitude, naar den førte Vekselstrøm og passerede et Jævnfelt, eller førte Jævnstrøm og passerede et Vekselfelt.

Vor Teori (Kap. II) gav for Straalens Amplitude udenfor et Felt af Udstrækning L Udtrykket:

$$y_v = \frac{2I_0H}{m\omega^2} \sqrt{\left(\frac{\omega \frac{L}{2}}{v} \cdot \cos \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} - \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}\right)^2 + \left(\frac{\omega \left(x - \frac{L}{2}\right)}{v} \cdot \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}\right)^2},$$

hvilket Udtryk kan omskrives til

$$y_v = \frac{I_0H}{mv^2} \cdot \frac{\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}{\frac{\omega \frac{L}{2}}{v}} \cdot \left(x - \frac{L}{2}\right) \cdot L \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi},$$

idet

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\frac{\omega \frac{L}{2}}{v} \cdot \cos \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} - \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}{\frac{\omega \left(x - \frac{L}{2}\right)}{v} \cdot \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}.$$

En stationær Jævnstrøm I_0 gennem Straalen vilde i Afstanden x fra Feltets Begyndelse give Straalen en Afbøjning bestemt ved

$$y_j = \frac{I_0H}{mv^2} \cdot L \cdot \left(x - \frac{L}{2}\right),$$

saa at

$$\frac{y_v}{y_j} = \frac{\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}{\frac{\omega \frac{L}{2}}{v}} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}.$$

For $\operatorname{tg}^2 \varphi$ ' Vedkommende vil vi lægge Mærke til, at denne Størrelse gennemgaaende aftager med voksende Afstand $x - \frac{L}{2}$ fra Feltets Midte. Faktoren $\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}$ bliver derfor snart praktisk set lig 1 vel at mærke, naar vi ikke netop har at gøre med Felter af visse kritiske Udstrækninger, bestemt ved

$$\frac{\omega \frac{L}{2}}{v} = \pi, 2\pi \dots$$

Thi i disse Tilfælde bliver $\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} = 0$ og $\operatorname{tg} \varphi$ uendelig. Hvad y_v angaar, faas dens Værdi for disse kritiske Feltlængder bedst af det første Udtryk, der giver

$$y_v = \frac{2I_0 H}{m\omega^2} \cdot \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} = \frac{I_0 H}{mv^2} \cdot \frac{v}{\omega} \cdot L.$$

y_v bliver altsaa for disse Længder konstant uafhængig af x , og

$$\frac{y_v}{y_j} = \frac{1}{\frac{\omega}{v} \left(x - \frac{L}{2} \right)},$$

hvilket Forhold nærmer sig til Nul, naar $x - \frac{L}{2}$ vokser.

I de efterfølgende Forsøg er det nu netop Forholdet $\frac{y_v}{y_j}$, vi vil studere. For at give en Forestilling om Variationen af dette Forhold med Feltets Længde er Funktionen

$$\frac{y_v}{y_j} = \frac{\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}{\frac{\omega \frac{L}{2}}{v}} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}$$

nedenunder beregnet for en Række Værdier af $\frac{\omega \frac{L}{2}}{v}$. Ved Beregningen er det forudsat, at $\frac{\omega}{v} \left(x - \frac{L}{2} \right) = 5$.

$\frac{\omega L}{v}$	$\frac{\sin \frac{\omega L}{2v}}{\frac{\omega L}{2v}} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}$
0	1,000
1	0,842
2	0,485
π	0,200
3,5	0,194
4	0,211

Værdierne for $\frac{y_v}{y_j}$ er indtegnede i Fig. 73, der viser, at Amplitudeforholdet med voksende Feltlængde aftager til et svagt udpræget Minimum.

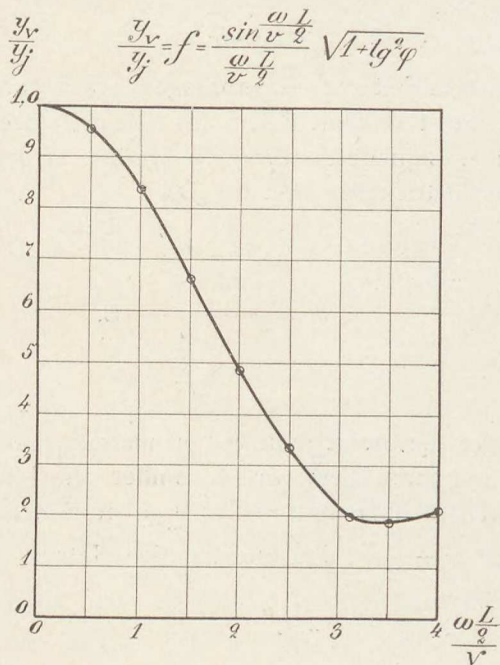


Fig. 73.

Egentlig Dæmpning. Vi har set, at hvis der optræder dæmpende Kræfter proportionale med Straalepartiklens Hastighed

vinkelret paa den oprindelige Retning, altsaa Kræfter, der pr. cm af Straalen kan skrives

$$-p \cdot \frac{dy}{dt},$$

vil Amplitudekurven ved et Lamelfelt blive bestemt ved

$$y = \frac{I_0 H \cdot dl}{mv^2} \cdot x \cdot \frac{m}{p} \cdot \frac{v}{x} \left(1 - e^{-\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}} \right)$$

eller, naar $\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}$ er tilstrækkelig lille, ved

$$y = \frac{I_0 H \cdot dl}{mv^2} \cdot x \left(1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v} \right).$$

Forholdet f mellem Amplituden ved Vekselstrøm og Afbøjningen for en Jævnstrøm I_0 lig Vekselstrømmens maximale Værdi bliver altsaa ved Lamelfelt:

$$f = \frac{1 - e^{-\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}}}{\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}}.$$

Ved udstrakt Felt maa Dæmpningen ogsaa gøre sig gældende. Vi har set, at et saadant Felt i det hele og store udenfor Feltet virker som et Lamelfelt anbragt i Midten af det virkelige Felt og med en Udstrækning bestemt ved

$$dl = \frac{\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}{\frac{\omega \frac{L}{2}}{v}} \cdot L.$$

Vi antager derfor, at man ved et udstrakt Felt i første Tilnærmelse tør bestemme Dæmpningsforholdet ved Udtrykket gældende for et Lamelfelt, naar man regner x ud fra Feltets Midtpunkt eller for x sætter $x = \frac{L}{2}$. Det fuldstændige Udtryk for Forholdet $\frac{y_v}{y_j}$ skulde da blive

$$\frac{y_v}{y_j} = \frac{\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}{\frac{\omega \frac{L}{2}}{v}} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}}}{\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}}$$

eller for Feltlængder, der ikke ligger for tæt ved dem, der er

bestemt ved $\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} = 0$:

$$\frac{y_v}{y_j} = \frac{\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}{\frac{\omega \frac{L}{2}}{v}} \cdot \frac{1 - e^{-\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}}}{\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}}.$$

Til Brug ved Beregninger paa Grundlag af den her givne Teori, anføres en Tabel for Funktionen $\frac{1 - e^{-\alpha}}{\alpha}$.

α	$\frac{1 - e^{-\alpha}}{\alpha}$
0,0	1,000
0,1	0,952
0,2	0,906
0,3	0,864
0,4	0,824
0,5	0,787
0,6	0,752
0,7	0,719
0,8	0,688
0,9	0,658
1,0	0,632
2,0	0,432
4,0	0,245

B. Forsøg.

Iagttagelsesmaaden og Materialets Behandling. Ved de efterfølgende Forsøg udmaales Bredden af den Vifte, hvortil Straalen spredtes ud ved direkte Aflæsning paa en Millimeter-skala, anbragt under den vandrette Straalevifte. For at undgaa Parallaxse var Skalaen klæbet paa et Spejl. Paa samme Skala aflæstes Udslaget for en Jævnstrøm lig Maximalværdien af den gennem Straalen sendte Vekselstrøm. Maximalværdien sættes herved til $\sqrt{2}$ Gange Vekselstrømmens Effektivværdi. Ved Jævnstrømsiagttagelsen, hvor Straalen stod stille, aflæstes efter

Straalens Begrænsning. Ved Vekselstrømsiagttagelsen læstes efter den Lysrefleks, en Lampe anbragt ud for Straalen — lidt til Siden for og over denne — frembragte paa Midten af Straalens Overside. Lysrefleksen tegnede en særdeles skarp Linie langs Amplitudeviftens Grænse. Linien havde dog en vis Bredde. Der aflæstes efter den yderste Grænse. Derved maales Amplituden Liniens halve Bredde for stor. For at eliminere denne Fejl iagttoes Viftens Bredde $2y_v$ for en Række Vekselstrømme I_v og Straalens stationære Udslag y_j for de tilsvarende Jævnstrømme I_j . $2y_v$ afbildedes derefter som Funktion af $2y_j$. Resultatet var altid en ret Linie, der imidlertid paa Grund af Lysrefleksens Bredde i Almindelighed ikke gik gennem Nul, men afskar et Stykke af y_v -Aksen. Retningstangens udmaaltes og gav den Størrelse f , det var Formaalet at bestemme.

En anden Maade, man kunde tænke sig at arbejde paa, var den at afpasse Jævnstrømmen, saa den giver samme Udslag som Vekselstrømmen (under Hensyntagen til Lysliniens Bredde). Denne Iagttagelsesmaade rummer den Fordel, at Straalen ved Jævnstrøm ikke kommer ud i Dele af Feltet udenfor den Egn, hvor den bevæger sig ved Vekselstrøm. En Prøve blev udført, ved hvilken man med samme Opstilling bestemte f dels som ovenfor, dels som Retningstangens i en grafisk Fremstilling, der til Abscisse havde I_v til Ordinat den Jævnstrøm I_j , som gav samme »Udslag« som I_v . De to Værdier blev henholdsvis:

$$f_1 = 0,716$$

$$f_2 = 0,706$$

d. v. s. praktisk set ens, idet Usikkerheden paa Bestemmelserne skønnedes at være mindst $1-2\%$.

Amplitude og Strømstyrke. Det fremgaar af det ovenfor anførte — det konstante Forhold mellem y_v og y_j , — at Amplituden er proportional med den gennem Straalen sendte Vekselstrøm. Ved et ældre Forsøg var det godtgjort, at Amplituden ogsaa er proportional med Feltintensiteten.

Amplitude og Magnetfelt. Amplituden blev iagttaget ved det samme System, der benyttedes i Afbøjningsforsøgene Kap. III. Der blev sendt en Vekselstrøm paa 4,25 Amp. eff. gennem Straalen. Denne Strøms Maximalværdi skulde være 6 Amp. Uden Dæmpning skulde

man for samme magnetiserende Strøm finde samme Udslag som i Fig. 29 A, der netop blev optaget for 6 Amp. gennem Straalen. Kurven Fig. 29 D, der for Vekselstrømsforsøget gengiver Amplitudens Variation med den magnetiserende Strøm i samme Afstand fra Feltets Midte som i Forsøg Fig. 29 A, viser, at man kun faar et Udslag af godt den halve Størrelse. Kurven Fig. 29 C giver Amplitudens Variation med Magnetiseringsstrømmen for en Vekselstrøm paa 9 Amp. eff. gennem Straalen. I efterfølgende Tabel er nu foretaget en Sammenligning af Ordinaterne i Kurverne A, C og D.

Magnetiseringsstrøm.	6 Amp. Jævnstrøm. A	9 Amp. Vekselstrøm. C	4,25 Amp. Vekselstrøm. D	$\frac{C}{A}$	$\frac{C}{D}$	$\frac{D}{A}$
3,0	7,35	8,70	4,30	1,18	2,02	0,585
2,5	7,15	8,60	4,20	1,20	2,05	0,588
2,0	6,90	8,25	4,20	1,19	1,96	0,610
1,5	6,40	7,70	3,95	1,21	1,95	0,618
1,0	5,65	6,90	3,45	1,22	2,00	0,610
0,5	3,95	5,20	2,35	1,32	2,21	0,595

Kolonnen $\frac{C}{A}$ viser, at Amplitudekarakteristiken ved Vekselstrøm i det hele og store er ligedannet med Karakteristiken for den statiske Afbøjning. Kolonnen $\frac{C}{D}$ giver for Amplituderne ved 9,00 og 4,25 Amp. eff. i Straalerne Forholdet 2,00 (bortset fra sidste Værdi). Det synes altsaa, at Forholdet er lidt mindre end Forholdet mellem Strømmene, der jo er 2,12. Sidste Kolonne giver Dæmpningsforholdet eller rettere dets Reciprok værdi, der bliver 0,60 (Dæmpningsforholdet 1.68).

Sammenligning af Amplituden ved Jævnfelt og Vekselfelt. Amplituden skulde være uafhængig af, om Vekselstrømmen gaar i Straalen eller i Magnetens Vikling, forudsat at Produktet af Jævnstrømmen og Vekselstrømmens Maximalværdi er det samme. Der blev udført to Sammenligninger, hvis Resultater fremgaar af Fig. 74.

I denne Figur fremstiller Kurven A Amplitudekarakteristiken, naar der gennem Straalen sendtes Jævnstrøm paa $9\sqrt{2} = 12,7$ Amp., medens der gennem Magnetviklingen sendtes en Vekselstrøm med den Maximalværdi, Abscissen angiver. Kurven B fremstiller omvendt Amplitudekarakteristiken med en Vekselstrøm paa effektivt 9 Amp. gennem Straalen og Jævnstrøm gennem Magnetviklingen.

De to Kurver falder i Hovedsagen sammen. Mindre god Overensstemmelse viser Kurverne C og D, hvor C svarer til $4,25\sqrt{2} = 6$ Amp. Jævnstrøm i Straalen, D til 4,25 Amp. eff. Vekselstrøm i Straalen. D-Karakteristiken er afgjort lavere end C. Da B ogsaa nærmest er lavere end A, kunde det se ud, som om Amplituden havde en Tendens til

at blive større, naar Vekselstrømmen er magnetiserende Strøm, end naar den flyder i Straalen. Forskellen er dog i ethvert Fald kun nogle faa Procent. Rimeligvis kan den forklares ved Strømmens Afvigelse fra den forudsatte Sinusform.

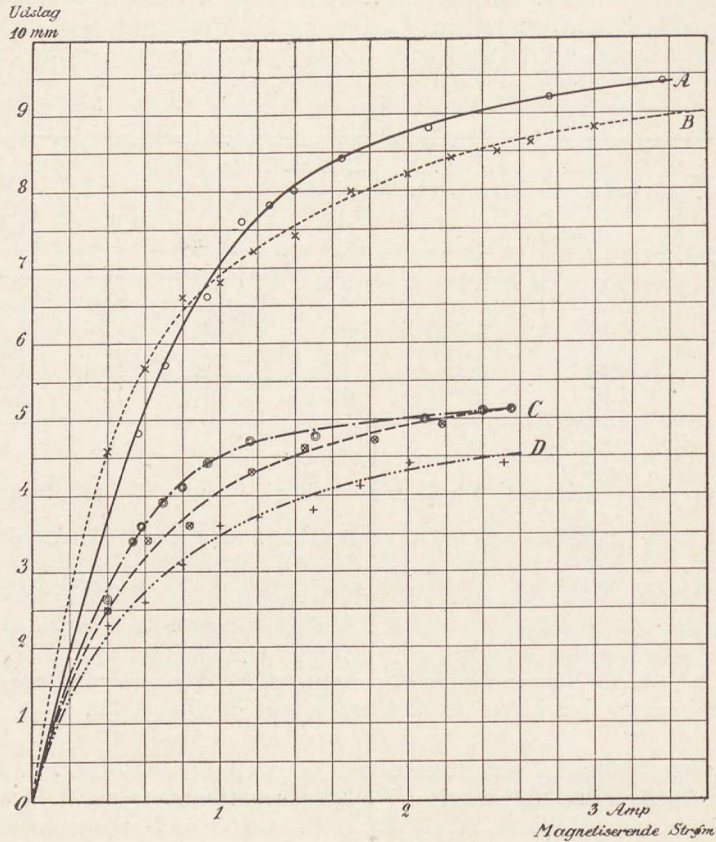


Fig. 74.

Amplitudeviftens Form. Ved et Forsøg over Straaleviftens Form benyttedes en Straale paa 1,97 mm, der passerede et Permanentfelt paa 1 cm' Udstrækning og førte en Strøm paa 30 Amp. Trykhøjden var 25,8 cm. Mellem Straalepladen og Feltets Begyndelse var Afstanden 6 mm. Frekvensen var 40. Bredden $2y$ af Viften maalttes i de Afstande x fra Feltets Midte, som er anført i første Kolonne af hosstaaende Tabel. Viftens Bredde er anført i anden Kolonne

x	$2y$	$A I$	$A II$
3,0 cm	8,1 mm	1,7	
3,5 -	9,8 -	1,3	- 0,4
4,0 -	11,1 -	1,6	+ 0,3
4,5 -	12,7 -	1,3	- 0,3
5,0 -	14,0 -	1,1	- 0,2
5,5 -	15,1 -	1,2	- 0,1
6,0 -	16,3 -		$-\frac{0,7}{5} = - 0,14$
6,5 -	(17,8) -		

Af $2y$ -Værdierne er første og anden Differenserne dannede. Det ses, at $2y'$ Afhængighed af x med Tilnærmelse kan skrives

$$2y = - 5.3 + 5.2x - 0.28x^2$$

Heraf ses, at Straaleviften ikke har sit Nulpunkt i Feltets Midtpunkt, men derimod i Punktet

$$x = + 1,1 \text{ cm}$$

Iøvrigt kan Amplitudekurven altsaa afbildes ved en hel rational Funktion af anden Grad, som fordret af det tilnærmede Udtryk for y pag. 152.

Amplitudens Afhængighed af Feltets Afstand fra Straalens Begyndelse. Et Forsøg blev udført, ved hvilket et Felt af meget kort Udstrækning — ca. 2 mm — i Straalens Retning, blev forskudt ud langs Straalen. Amplitudeforholdet f udmaalttes herved stadigt i samme Afstand fra Feltets Midte, nemlig i Afstanden 5 cm. Trykhøjden var 41,0—42,0 cm, Frekvensen 40. Der benyttedes tre Straaler paa 1,50, 1,97 og 2,98 mm. Forsøget blev udført som Forberedelse til en Undersøgelse over Amplitudeforholdets Afhængighed af Feltets Længde. Ved et saadant Forsøg skal f naturligvis maales i samme Afstand fra Midten af de forskellige Felter. Spørgsmaalet var imidlertid, hvor dette Midtpunkt skulde anbringes i Forhold til Straalen; om man passende ved alle Forsøg kunde lade Feltet begynde i samme Af-

stand fra Straalepladen, eller om Afstanden fra Straalepladen til Feltets Midtpunkt burde holdes konstant. Hvilket Arrangement, der valgtes, skulde være ligegyldigt, hvis Straalens Hastighedsfordeling ikke varierede ud langs Straalen, men det gør den, og for om muligt at se Indflydelsen heraf blev det ovenfor antydede Forsøg udført. Her ved fandtes

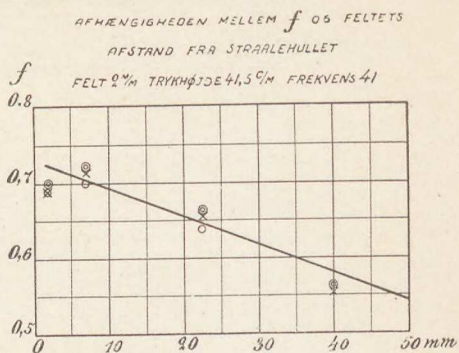


Fig. 75.

Straalehullets Diameter.	f				
	E 2 mm.	D 7 mm.	A 7 mm.	C 22,5 mm.	G 40 mm.
1,50 mm	0,686	—	0,702	0,635	—
1,97 -	0,694	0,716	0,696	0,653	0,553
2,98 -	(0,622)	—	0,720	0,662	0,553

Som det ses, gør en meget kendelig Variation sig gældende i Forholdet f . Variationen er afbildet i Fig. 75, der viser, at f i ethvert Fald med Tilnærmelse aftager retliniet med Feltets Afstand fra Straalens Begyndelse.

Amplitudeforholdets Afhængighed af Feltets Længde.

Herefter blev der med en Straale paa 1,97 mm udført et Forsøg over f 's Afhængighed af Feltets Længde. De ulige lange Felter fremstilledes ved en Serie Polsko, der kunde anbringes paa samme Permanentmagnet. Afstanden fra Straalehullet til Polskoenes Midtpunkt holdtes konstant lig 43 mm. Ligeledes var Afstanden fra Midtpunktet til det Sted, hvor Amplituderne udmaalttes, konstant lig 50 mm. Trykhøjden var til Stadighed 41,5 cm, Frekvensen 41. Resultatet af Forsøget er anført i hosstaaende Tabel:

L	f_E
0,2 cm	0,580
1,0 -	0,536
2,0 -	0,428
3,3 -	0,335
4,0 -	0,246
6,0 -	0,140
7,0 -	0,174
8,0 -	0,335

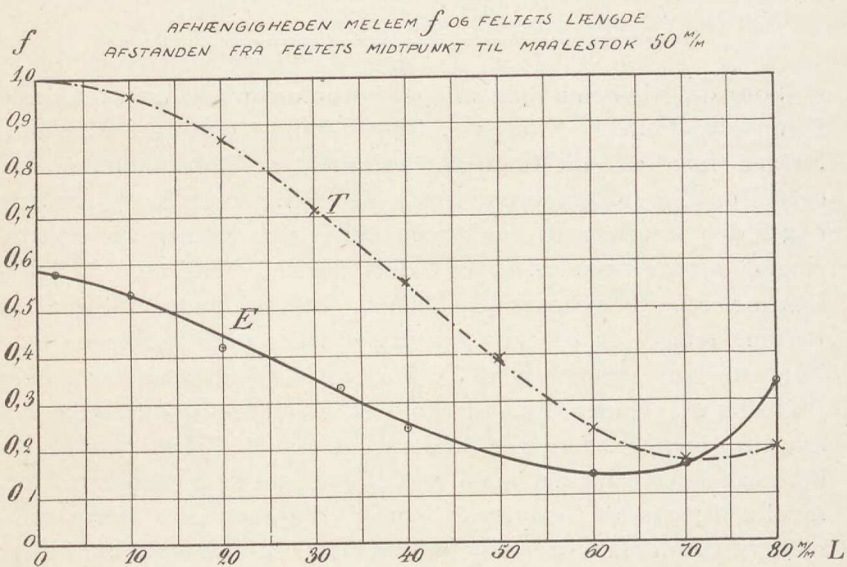


Fig. 76.

Tabellen er afbildet i Fig. 76, Kurve E. Til Sammenligning er indtegnet Kurven T for

$$f_T = \frac{\sin \frac{\omega L}{2}}{\frac{\omega L}{2}} \cdot \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi}.$$

Ved Beregningen af f_T er ω i Følge det anførte sat lig $2\pi \cdot 41$. Som det ses, har den direkte iagttagne Kurve et Forløb, der

utvivlsomt er af samme Karakter som den teoretiske. Men dens Ordinator er naturligvis mindre som Følge af Dæmpningen. I efterfølgende Tabel er Ordinatforholdet anført for forskellige Abscisser.

L	f_E	f_T	$\frac{f_E}{f_T}$
0 mm	0,585	1,000	0,585
10 -	0,535	0,965	0,554
20 -	0,455	0,870	0,524
30 -	0,345	0,710	0,487
40 -	0,240	0,555	0,433
50 -	0,185	0,390	0,475

Som det vil bemærkes, aftager Forholdet noget med voksende Længde af Feltet. Efter vor Teori skulde det være konstant. Herved maa det nu imidlertid erindres, at Teorien netop paa dette Punkt er meget summarisk. Ved Felter over en vis Længde ligger den teoretiske Kurve endog under den empiriske. Forklaringen herpaa maa vistnok tildels søges i Felterne. Ved Bestemmelserne benyttedes en Magnet, hvis Polflader i Straalens Retning maalte ca. 3,0 cm. Paa disse Flader blev Polskoene lagt. Naar de var længere end 3,0 cm, ragede de altsaa frem over Polfladerne. Under disse Forhold er Feltet utvivlsomt ikke homogent, men svagere ved Enderne, d. v. s. det effektive Felt er ikke saa langt som det maalte. Det maa udenfor Minimum formentlig betyde, at f maales for stor. Afbøjningen for Jævnstrømmen vil nemlig falde af i højere Grad end Vekselstrømsamplituden, hvis Variation med L omkring den betragtede Feltlængde er lille.

Den egentlige Dæmpning. Dæmpningen og Straalens Tværsnitsareal. Det fremgaar meget tydeligt af Forsøgene over f Variation ud langs Straalen, at Dæmpningsforholdet ved Lammelfelt er meget nær uafhængigt af Straalens Tværnit. Det betyder, at p er proportional med Straalens Tværsnitsareal S , thi naar den er det, bliver $\frac{p}{m} \cdot \frac{x}{v}$, som det ses, uafhængig af S , idet m er proportional med S . Den saaledes indhøstede Erfaring peger utvivlsomt i Retning af, at Dæmpningen direkte skyldes Arbejdet ved Deformering af Straalen. Deformationen er jo nem-

lig ledsaget af en Strækning, og de fra Strækningen hidrørende Kræfter maa utvivlsomt være proportionale med Tværsnitsarealet. En fra Luftmodstand hidrørende dæmpende Kraft maa derimod være proportional med første Potens af Straalens Diameter. Det er let at se, at den sidste Dæmpning maa gøre sig mindre og mindre gældende, jo tykkere Straalen bliver, idet Straalens levende Kraft i Tværbevægelsen vokser proportionalt med Massen pr. cm, d. v. s. med Diameteren i anden Potens. Resultatet af vore Forsøg viser, at Luftdæmpningen er meget lille, og det samme gælder utvivlsomt den Dæmpning, der hidrører fra, at Straalens Overflade maa forøges ved Strækningen. Ogsaa den herfra hidrørende dæmpende Kraft maa antages at være bestemt ved Diameteren i første Potens.

Det maa i Følge vor Teori for Dæmpningen ventes, at Amplitudeforholdet ogsaa ved længere Felter vil vise sig uafhængigt af Straalediameteren. Efterfølgende Tabel viser, at dette meget nær slaar til.

Feltlængde.	Straalehullets Diameter		
	1,50 mm	1,97 mm	2,98 mm
2 mm	0,702	0,696	0,662
5 -	0,681	0,713	—
20 -	0,600	0,568	0,598
33 -	0,501	0,472	0,566
53 -	0,170	0,170	0,212

Ved dette Forsøg var Afstanden fra Straalehulspladen til Feltets Forkant konstant lig 6 mm. Ligeledes var Afstanden fra Feltets anden Begrænsning til det Punkt af Straalen, hvor Dæmpningen maalttes, konstant lig 50 mm. Afstanden regnet fra Feltets Midte er det altsaa ikke. Derfor kan ogsaa kun Tallene i hver vandret Linie umiddelbart sammenlignes. Det vil ses, at Konstansen i det anførte Amplitudeforhold er ret udpræget. Maaske kan man ved længere Felter spore en svag Stigning i Forholdet, naar Diameteren vokser, men denne Stigning ligger dog formentlig under Grænsen for Teorien og Bestemmelsens Fejl saaledes, at man ikke tør drage videre Slutninger af den.

Dæmpningen og Straalens Hastighed. Med et Felt paa 5 mm — altsaa praktisk set et Lamelfelt — blev der udført en Række Bestemmelser af Forholdet f for forskellige Straalehastigheder v . Feltets Midtpunkt var herved anbragt 10 mm fra Straalens Begyndelse, og Amplituderne blev maalt 50 mm fra Feltets Midte. I efterfølgende Tabel er Resultaterne af 4 Forsøgsrækker gengivne. Straalen var i alle Tilfælde 1,97 mm, Frekvensen var 41 ± 2 .

	Trykhøjde cm.	v relativt maalt.	$f = \frac{y_v}{y_j}$
A	19,5	5,48	0,539
	26,5	6,42	0,608
	34,0	7,26	0,652
	50,0	8,86	0,770
B	52,6	9,07	0,762
	47,5	8,66	0,735
	42,5	8,18	0,706
	37,5	7,68	0,675
C	13,0	4,45	0,425
	41,0	8,04	0,725
	45,5	8,46	0,768
D	12,5	4,36	0,386
	17,5	5,18	0,475
	22,5	5,90	0,571
	27,5	6,54	0,619
	32,5	7,12	0,625

Forholdet f skulde efter vor Teori være givet ved

$$f = \frac{1 - e^{-\frac{K}{\varrho} \cdot \frac{x}{v}}}{\frac{K}{\varrho} \cdot \frac{x}{v}},$$

idet $p = K \cdot S$, og idet ϱ betegner Kvægsølvets Vægtfylde.

For at prøve, om vi kan faa vore Iagttagelser indpassede i denne Formel, eventuelt under Forudsætning af en simpel Afhængighed mellem K og v , benytter vi den ovenfor anførte Tabel over Funktionen

$$y = \frac{1 - e^{-\alpha}}{\alpha}.$$

Af den grafiske Fremstilling af vore Forsøg finder vi svarende til Hastigheden 8 (relativt maalt) den omtrentlige Værdi 0,700 for f . Hertil svarer en Værdi for α , som vi interpolerer os til

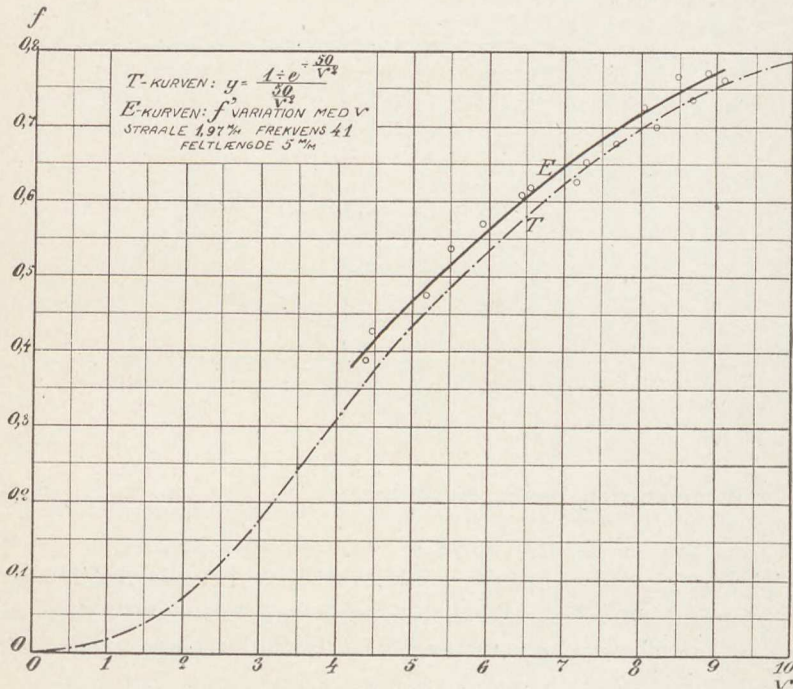


Fig. 77 a.

af Tabellen ovenfor. Vi finder 0,770. Det ses nu næsten umiddelbart, at K i Udtrykket ovenfor maa være en Funktion af v , og det kunde se ud, som om K var omvendt proportional med v . Vi prøver denne Hypotese, skriver altsaa

$$\frac{K}{q} \cdot \frac{x}{v} = \frac{K'}{q} \cdot \frac{x}{v^2} = \frac{A}{v^2}$$

og har da

$$\frac{A}{8^2} = 0,770,$$

hvoraf

$$A = \text{ca. } 50.$$

Herefter kan vi beregne de Hastigheder, som giver α , de i Tabellen for $\frac{1 - e^{-\alpha}}{\alpha}$ anførte Værdier. Vi finder herved de i første Kolonne af hosstaaende Tabel anførte Tal, der altsaa svarer til Funktionsværdier i Tabellen for $\frac{1 - e^{-\alpha}}{\alpha}$. Disse er anført i anden Kolonne.

v	$\frac{1 - e^{-\frac{50}{v^2}}}{\frac{50}{v^2}}$
10,00	0,787
9,12	0,752
8,45	0,719
7,91	0,688
7,07	0,632
5,00	0,432
3,53	0,245

Afhængigheden mellem Funktionen $\frac{1 - e^{-\frac{50}{v^2}}}{\frac{50}{v^2}}$ og v er tegnet

ind i Fig. 77 a som T , og i samme Figur er alle Iagttagelser ovenfor indført. En udjævnet Kurve E er tegnet gennem Rækken af Iagttagelser, og denne Kurve synes at løbe meget nær parallelt med den teoretiske Kurve. En ringe Forandring af A vilde utvivlsomt bringe de to Kurver til at falde sammen. Det synes altsaa, at K med god Tilnærmelse tør sættes omvendt proportional med v .

En kortere Forsøgsrække blev udført med en Straale paa 1,49 mm. Frekvensen var stadig 41 og Afstandene 10 og 50 mm. Forsøget gav

h	f
19,0 cm	0,5037
26,0 -	0,5612
33,0 -	0,6475
44,0 -	0,6700

For at undersøge, hvorvidt disse Værdier bestemmer samme Kurve som Værdierne ovenfor, blev der tegnet en grafisk Fremstilling af begge Forsøg. I denne toges h til Abscisse, f til Ordinaten. Den er gengivet i Fig. 77 b. Som det ses, faas to pa-

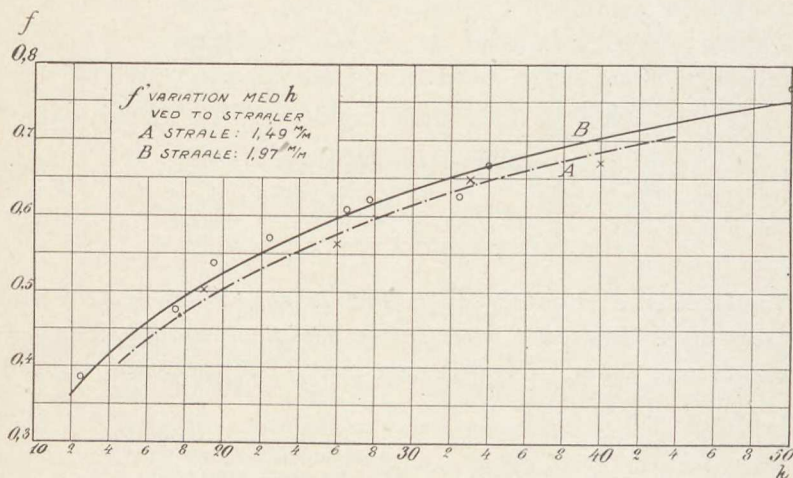


Fig. 77 b.

rallele Kurver, hvoraf den nederste svarer til Straalen paa 1,49 mm. I det væsentlige kan Forsøget utvivlsomt siges at bekræfte den ovenfor fundne Lov, at Dæmpningsforholdet er uafhængigt af Straalens Tværsnit, idet det erindres, at samme h ikke betyder ganske samme Hastighed ved de to forskellige Straaler.

Dæmpningsforholdet f ' Afhængighed af x . Vor Teori giver, at Dæmpningsforholdet ud langs Straalen skal variere efter Udtrykket

$$f = \frac{1 - e^{-A'x}}{A'x}$$

forudsat, at p ikke afhænger af x . En Række Forsøg blev udført med Straaler paa 1,49, 1,97 og 2,98 mm ved en Trykhøjde paa 48,0 cm og en Frekvens 41. Afstanden fra Straalehulspladen til Feltets Midte var 10 mm, og Feltet selv var i Straalens Retning 5 mm. Ved Forsøgene fandtes:

x	$f_{1,49} (A)$	$f_{1,97} (B)$	$f_{2,88} (C)$
40 mm	0,714	0,757	0,644
50 -	0,717	0,675	0,644
55 -	—	0,707	—
60 -	0,681	0,634	0,644
65 -	—	0,666	—
70 -	0,676	0,655	0,618
75 -	—	—	—
80 -	0,665	0,655	0,630
85 -	—	—	—
90 -	0,642	0,593	0,610

Iagttagelserne er indtegnede i Fig. 78 som A , B og C . Som det ses, falder Kurverne ikke ganske sammen, navnlig ikke tættere inde ved Feltet. Længere ude bliver Divergenserne mindre.

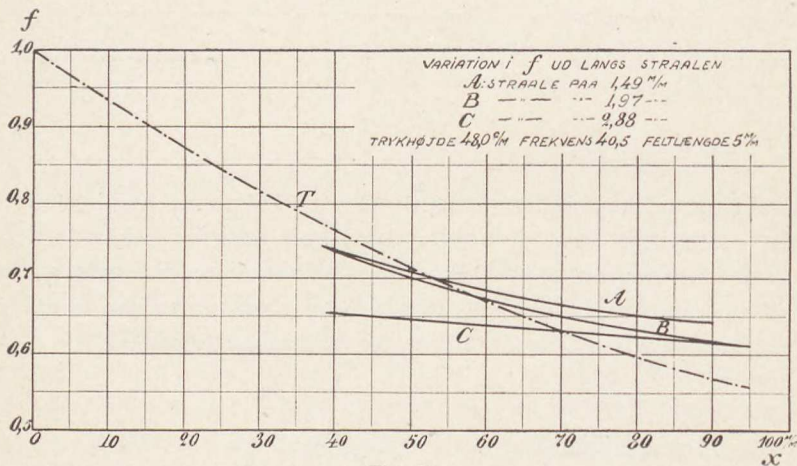


Fig. 78.

For at undersøge Overensstemmelsen med Teorien er Funktionen ovenfor indtegnet som T . Konstanten A' er herved bestemt saaledes, at T gaar gennem Punktet med Abscisse 50 og Ordinat 0,714. Som man vil bemærke, optræder der ikke helt ubetydelige Divergenser mellem Forsøg og Teori. Forsøgets Kurver er mindre stejle, end Teorien fordrer, naar A' skal være uafhængig af x . Ser vi imidlertid bort fra Afvigelser paa under ca. 15 %, kan vi fremstille Afhængigheden mellem f og x i alle tre Tilfælde ved Kurven T .

Dæmpning og Frekvens. Af stor praktisk Betydning er endelig Spørgsmaalet om Dæmpningens Afhængighed af Frekvensen. Et Forsøg blev udført, ved hvilket denne Afhængighed undersøgtes saa godt, det lod sig gøre med de til Raadighed staaende Midler. Straalen, hvormed der arbejdedes, var 1,97 mm i Diameter. Trykhøjden var 33,0 cm. Afstanden fra Straalepladen til Feltets Midte var 10 mm. Afstanden herfra til Maalestocken 50 mm. Feltets Udstrækning 5 mm. Ved Forsøget fandtes

Frekvens.	f
21,3	0,770
21,6	0,860
39,0	0,645
42,0	0,640
45,0	0,615
48,0	0,570

Forsøget er indtegnet i Fig. 79 som Kurve E , der viser, at f aftager praktisk set retliniet med Frekvensen. Dette Resultat maatte vi i det væsentlige komme til, naar vi antager, at p er proportional med Frekvensen n i første Potens, thi da skal Afhængigheden være givet ved

$$f = \frac{1 - e^{-A''n}}{A''n}.$$

Bestemmer vi A'' saaledes, at f for Frekvensen 30 faar den empirisk fundne Værdi, og tegner vi den saaledes

bestemte teoretiske Funktion ind i Figuren, faas Kurven T , der ret godt følger E . Det kunde dog se ud til, at f i Virkeligheden aftog noget stærkere med Frekvensen, end det skulde efter Teorien.

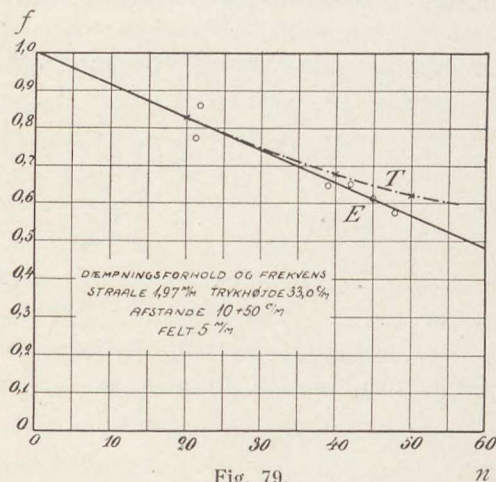


Fig. 79.

Oversigt over Forsøgsresultaterne. Efter det foregaaende kan den dæmpende Kraft med en vis Tilnærmelse udtrykkes ved

$$-p \left(\frac{dy}{dt} \right) = -K \cdot S \cdot \frac{n}{v} \cdot \left(\frac{dy}{dt} \right) = -\frac{K' \cdot S}{\lambda} \cdot \left(\frac{dy}{dt} \right).$$

Den dæmpende Kraft er altsaa

- 1^o proportional med Tværhastigheden $\frac{dy}{dt}$,
- 2^o proportional med Straalens Tværsnitsareal S ,
- 3^o proportional med Vekselstrømmens Frekvens n ,
- 4^o omvendt proportional med Straalens Hastighed v ,
- 5^o omvendt proportional med Længden λ af Bølgerne paa Straalen.

Den sidste Lov er en Sammenfatning af 3^o og 4^o. 2^o og 5^o tilsammen tagne viser, at Dæmpningen hidrører fra Arbejdet ved Deformationen af Straalen. Det er forstaaeligt, at dette maa være desto større, jo skarpere Straalen skal bøjes, og jo større Straalens Tværsnitsareal er.

For Dæmpningsforholdet f Vedkommende — f = Forholdet mellem Amplituden ved Vekselstrøm og Udslaget af Straalen ved en Jævnstrøm lig Vekselstrømmens Maximalværdi — følger af 1^o — 4^o, at

$$f = \frac{1 - e^{-\frac{Kn}{qv^2} \cdot x}}{\frac{Kn}{qv^2} \cdot x}.$$

Dæmpningsforholdet er altsaa uafhængigt af Straalens Tværsnitsareal.

Den absolute Værdi for Konstanten K har jeg beregnet af to Sæt Iagttagelser for Straalen paa 1,97 mm. Ved det ene var

$$\left. \begin{array}{l} x = 6 \text{ cm} \\ v = 285 \text{ cm/Sek.} \\ n = 40,5 \\ q = 13,6 \end{array} \right\} f = 0,678 \text{ (Undersøgelsen over } f \text{ Variation med } x),$$

hvoraf

$$K = 3800 \text{ cgs.}$$

I andet Tilfælde var

$$\left. \begin{array}{l} x = 5 \text{ cm} \\ v = 284 \text{ cm/Sek.} \\ n = 41 \\ \varrho = 13,6 \end{array} \right\} f = 0,635 \text{ (Undersøgelsen over } f \text{ Variation med } v),$$

der giver

$$K = 3300 \text{ cgs.}$$

Forskellen er altsaa 5 paa 35 eller ca. 14 %.

Det synes da at være muligt at bestemme en Værdi for K — for Eks. 3600 cgs — saaledes, at Forsøgsresultaterne indenfor de ovenfor undersøgte Omraader ikke nogensinde fjærner sig mere end 10—20 % fra Teorien. Afvigelserne hidrører sikkert fra den vilkaarlige Form, vi har givet Teorien. Men iøvrigt er der jo, som det vil ses, Kilder nok til Afvigelse fra enhver nogenlunde enkelt Teori. Det vil være tilstrækkeligt at pege paa Forhold som Variationen i Hastighedsfordeling ud langs Straalen, Feltets Udbredelse ud over Grænserne for Polskoene, Strømmens Afvigelse fra Sinusform o. s. v., Forhold, som det naturligvis ikke har været muligt at holde Regnskab med i Forsøgene ovenfor.

Af det foregaaende drager vi endnu den Slutning, at man ved et udstrakt Felt af en Længde L under 30 mm med en Tilnærmelse paa 10—20 % kan beregne Dæmpningsforholdet f ved Formlen

$$f = f_0 \cdot \frac{\sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}{\frac{\omega \frac{L}{2}}{v}} \sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi},$$

hvor

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\frac{\omega \frac{L}{2}}{v} \cos \frac{\omega \frac{L}{2}}{v} - \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}}{\frac{\omega \left(x - \frac{L}{2}\right)}{v} \sin \frac{\omega \frac{L}{2}}{v}},$$

og hvor f_0 er Dæmpningsforholdet ved Lamelfelt.

II.

DE TEKNISKE SYSTEMER, DERES PRAKTISKE
UDFORMNING OG PROJEKTERING

KAP. VII.

AFBRYDERSYSTEMER.

A. Oversigt over Afbrydersystemerne. I et foregaaende Kapitel har vi antydnet, at Grundsystemet lader sig uddanne til en Række periodiske Afbrydere, særlig Afbrydere til Drift af Induktorer. I indeværende Kapitel skal den tekniske Udformning af disse Systemer behandles. Herved vil det være formaals-tjenligt at begynde med at give en samlet Oversigt over de forskellige praktisk mulige Typer, idet vi rekapitulerer, hvad der allerede er anført i det foregaaende. I Fig. 80 a ses da Afbryderen med Afbryderplade for Jævnstrøm. Afbrydningen af Strømmen finder her Sted ved, at den Bugt, der danner sig paa den strømførende Straale, løber imod en Afbryderplade. I Fig. 80 b er den principielt simplere Afbryder uden Afbryderplade for Jævnstrøm vist. Her rives Straalen simpelthen over af Vekselvirkningen mellem Strøm og Felt. Noget lignende er Tilfældet ved Afbryderen uden Afbryderplade for Vekselstrøm i Fig. 80 c. Ved denne Afbryder skal Elektroden stilles ind i en Afstand fra

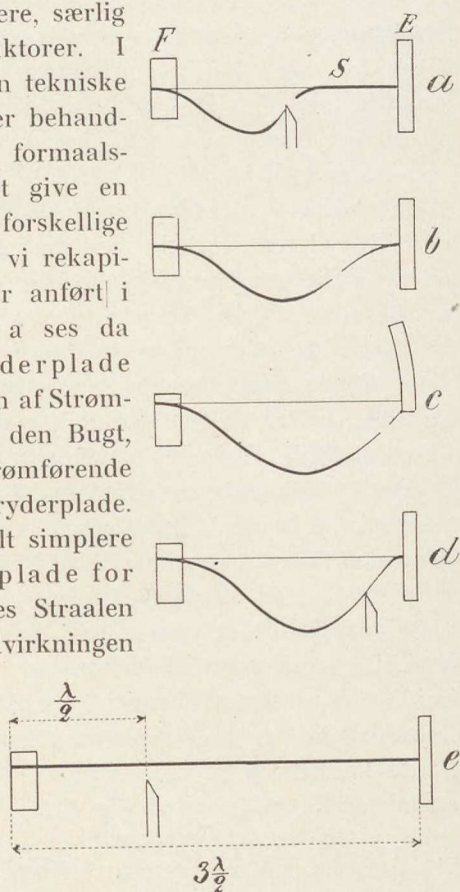


Fig. 80 a—e.

Feltet meget nær lig den Vej, Straalens Dele bevæger sig i Halvperioden for Vekselstrømmen gennem Straalen. Systemet vil da udskyde den ene Halvperiode og afbryde den anden henimod dens Slutning. Man vil i Fig. 80 c lægge Mærke til, at Straalen er anbragt ude i Kanten af Feltet, og at Elektroden er bøjet tilbage henimod Feltet. Til Forstaaelse heraf maa det huskes, at det ved Induktordrift normalt altid skal være en og samme Strømretning, der afbrydes. Særlig gælder det, naar Induktoren bruges i Røntgeninstallationer. Den i Fig. 80 c viste Afbryder lader nu normalt kun den Retning af Vekselstrømmen, der giver Straalen en Afbøjning nedad d. v. s. bort fra Elektrodens Kant, passere gennem Straalen. Denne Strømretning river, som antydtes, Straalen over henimod Slutningen af Halvperioden, hvorefter Strømmen er afbrudt i Resten af Halvperioden og hele den følgende. Men lad os nu tænke os, at Afbryderen tilfældigvis startede med den Halvperiode, der ved normal Drift udskydes, og at den Bugt opad, som denne Strømretning vilde frembringe, var i Stand til at afbryde Straalen, saa indser vi, at Afbryderen vilde vedblive at afbryde den forkerte Strømretning. Og selv om Afbryderen startede med rigtig Strømretning, saa ses det, at en tilfældig Uregelmæssighed i Driften kunde faa den til at slaa over i den falske Strømretning, hvis denne var i Stand til at bryde Straalen. Det er den nu ikke, naar den i Fig. 80 c viste Anordning benyttes, dels fordi en Bugt opad vil føre Straalen ud af Feltet, saa Bugten ikke bliver saa stor, dels og navnlig fordi Elektrodens Form ligefrem hindrer, at Straalen brydes. Vekselstrømsafbryderen kan iøvrigt bygges med en passende anbragt Afbryderplade som vist i Fig. 80 d — Vekselstrømsafbryderen med Afbryderplade —. Herved kan man nøjes med et noget svagere Felt. Ved de i Fig. 80 c og d antydte Afbryderformer faar man i Følge det anførte en Afbrydning for hver af Vekselstrømmens Perioder. Det er nu imidlertid muligt at fremstille en Vekselstrømsafbryder med Afbryderplade, der kun giver en Afbrydning for hver anden, tredje, fjerde Periode o. s. v. Principet i en saadan Afbryder vil forstaas ved Betragtning af Fig. 80 e. Elektroden er her anbragt i en Afstand fra Feltet lig 3 Gange den Vej $\frac{\lambda}{2}$, Straalens Dele bevæger sig i Vekselstrømmens Halvperiode. En Afbryderplade

er anbragt i Afstanden $\frac{\lambda}{2}$ fra Feltet. Vi tænker os, at Strømmen sluttet ved Begyndelsen af den Halvperiode, der frembringer en Bugt nedad. Den vil da vedblive at være sluttet, til denne Bugt naar frem til Afbryderpladen, hvad der sker henimod Slutningen af Halvperioden. Herefter vil Strømmen være afbrudt, til den nye uafbøjede Straale naar fra Feltet hen til Elektroden. Det vil først ske efter Forløbet af de tre følgende Halvperioder. Ved Begyndelsen af en Halvperiode af samme Fortegn som før sluttet nu atter Strømmen. Den vedbliver at være sluttet i omtrent en Halvperiode, er derefter igen afbrudt i 3 Halvperioder o. s. v. Ved det viste System faas altsaa en Afbrydning for hver anden Hælperiode. Anbringes Elektroden i Afstanden $\frac{5\lambda}{2}$ fra Feltet, faas en Afbrydning for hver tredie Periode o. s. v. Man har det saaledes i sin Magt ved en Afbryder med forstillelig Elektrode at forandre den afbrudte Strøms Periodetal diskontinuert. Derimod raader man ikke i væsentlig Grad over Strømslutnings-tiden t_s , der altid maa blive omtrent lig en Halvperiode.

B. Den tekniske Udformning af Afbrydersystemerne og deres Elementer. Afbrydersystemerne har i deres praktiske Udførelse mange Elementer og særlig da de mere fundamentale fælles med de Ensrettersystemer, der nedenfor skal omtales. Vi vil derfor, hvad de fælles Elementer angaar, henvise til den udførligere Beskrivelse og Diskussion, der senere skal gives, og paa dette Sted nøjes med en kort Redegørelse for enkelte udførte Afbrydere og for disses særlige Elementer.

I Fig. 81 ses da i fotografisk Gengivelse en Afbryder, som jeg har benyttet baade med og uden Afbryderplade, og baade i en Jævnstrøms- og en Vekselstrømskreds. Afbrydningen finder Sted i et Hus eller Kammer af Støbejern, der holdes fyldt med Belysningsgas. Magneten — en Elektromagnet — er, som det ses, i Hovedsagen anbragt udenfor Kamret; kun Polskoene er ført gennem dettes Vægge magnetisk isolerede fra disse ved Muffer af fornicket Messing. I Fig. 82 ses Systemet i Gennemsnit. Det er i Figuren monteret som Afbryder med Afbryderplade for en Jævnstrømskreds. Gennem den ene Væg af Kamret er Straalerøret R ført isoleret ved en cylindrisk afdrejet Klods M_1

af Marmor. Røret ender i en cylindrisk Kapsel *C*, ind i hvilken det straaledannende Element kan skrues. Dette Element bestaar af en Staalplade med en Boring, hvis Profil formentlig mest fordelagtigt vælges som vist nedenfor i Fig. 120 a. Gennem Væggen lige overfor Straalerøret er der isoleret ført en i sin Længderetning forskydelig Stang, som paa Enden bærer Elektrodepladen *E*. Mellem *E* og Straalepladen befinder Magnetens

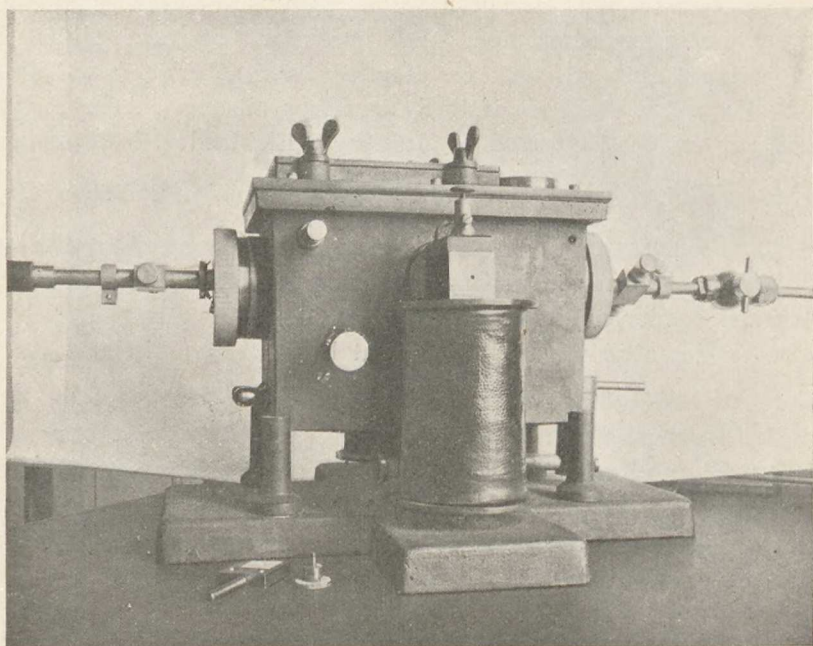


Fig. 81.

Polsko *HH* og Afbryderpladen *P* sig. Den sidste er, eller kan være indkapslet, som det nedenfor skal beskrives, og er iøvrigt anbragt paa en Dobbeltslæde, der tillader Forskydning af Pladen dels i Straalens Retning, dels paa tværs af Straalen. I Figuren ses fremdeles det ene af de to Rør G_1 , der tjener til Tilledning og Fraledning af Gassen, hvormed Kamret som nævnt holdes fyldt. Man ser Sikkerhedsventilen *V*, Laaget *T* med Glasruden *G*, Vædskeåsen *L*, Hanen *h* paa Straalerøret og Klemkruerne k_1 , k_2 , der er i ledende Forbindelse henholdsvis med Straalerøret og Elektrodestangen. Røret og Stangen er ført

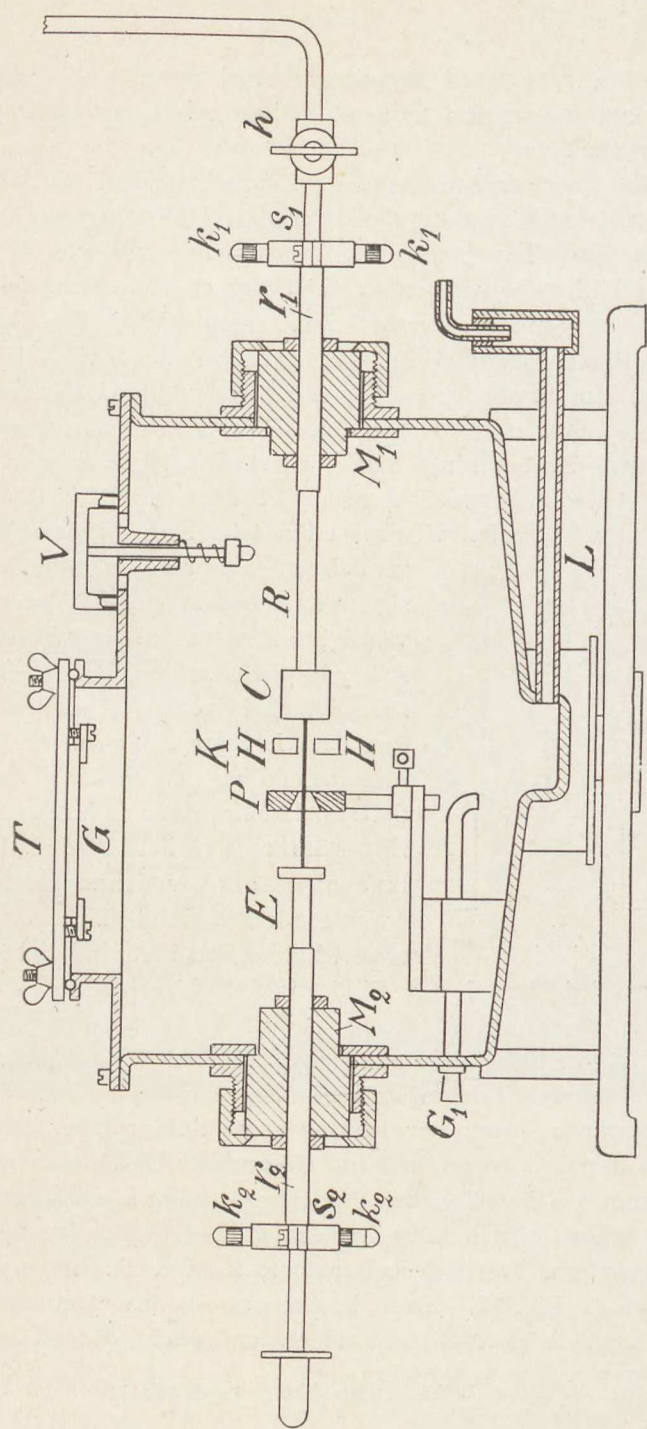


Fig. 82.

gennem Rør r_1, r_2 med Spændstykker s_1 og s_2 saaledes, at de to Dele kan gøres fast i passende Stillinger. Huset staar paa en Støbejernsfod.

Vi skal noget nærmere omtale Afbryderpladen. Denne fremstilles bedst af et isolerende Materiale. Hittil har jeg altid anvendt en Porcellainsplade; men efter senere udførte Forsøg er der Grund til at tro, at andre Materialer er at foretrække, særlig Fedtsten og Skiffer. Dersom man, som vist i Fig. 80 a, anbringer Pladen ensidigt i Forhold til Straalen, vil Afbryderen (normalt) kun bryde for en bestemt Strømretning. Man maa alt-saa passe, at denne overholdes. For at undgaa Overbelastning eller Kortslutning ved forkert Polaritet er det derfor bedre, at lade Straalen passere et Hul boret i den isolerende Plade. Straalen vil da i ethvert Tilfælde brydes. Ved An-

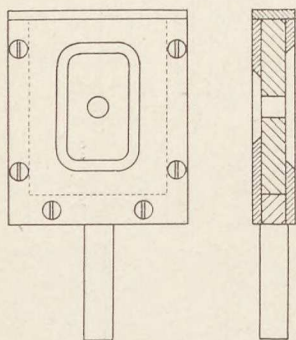


Fig. 83.

vendelse af en Porcellainsplade viste det sig særlig ved større Afbrydere nødvendigt at sørge for en Afkøling af Afbryderpladen. Denne iværksættes fuldstændigt effektivt ved at indkapsle Pladen i en Lomme af Jærn. En saadan indkapslet Plade er vist i Fig. 83. Som det ses, har Kapslens to Vægge Udskæringer omkring Hullet i Pladen. Kapslen ikke alene afkøler denne sidste, men hvis Pladen ved et Tilfælde skulde revne, holder den i Almindelighed Styk-

kerne samlede, og i saa Fald vil Afbryderen som oftest vedblive at fungere normalt *).

Paa et ret tidligt Tidspunkt byggedes en anden Model, hvis Indre er gengivet fotografisk i Fig. 84. Alle Dele bæres af Kamrets isolerende Laag, der bestaar af en Skifferplade. Magneten er, som det ses, bygget helt ind i Kamret. Elektroden ses i Figuren som en lille cirkulær Plade paa Enden af en lodret Stang. Den er senere bleven forandret saaledes, at Afstanden fra Feltet til Elektrodens Overflade kan ændres kontinuert. Den nye Elektrode ses i Fig. 85. Den bestaar af en lav Cylinder, mod hvis runde, lodrette Side Straalen er rettet. Skiven er excen-

*) Det har vist sig, at Indkapslingen ikke er nødvendig ved en Plade af Fedtsten.

trisk anbragt paa Enden af en lodret Akse A, der er ført gennem Kamrets Laag og udefra kan drejes i et Leje i dette. Aksens og hermed Skivens Stilling kan aflæses paa et ind-delt Hoved. Afbryderen blev oprindelig bygget som Jævnstrømsafbryder med Afbryderplade. Senere fjærnedes Pladen,

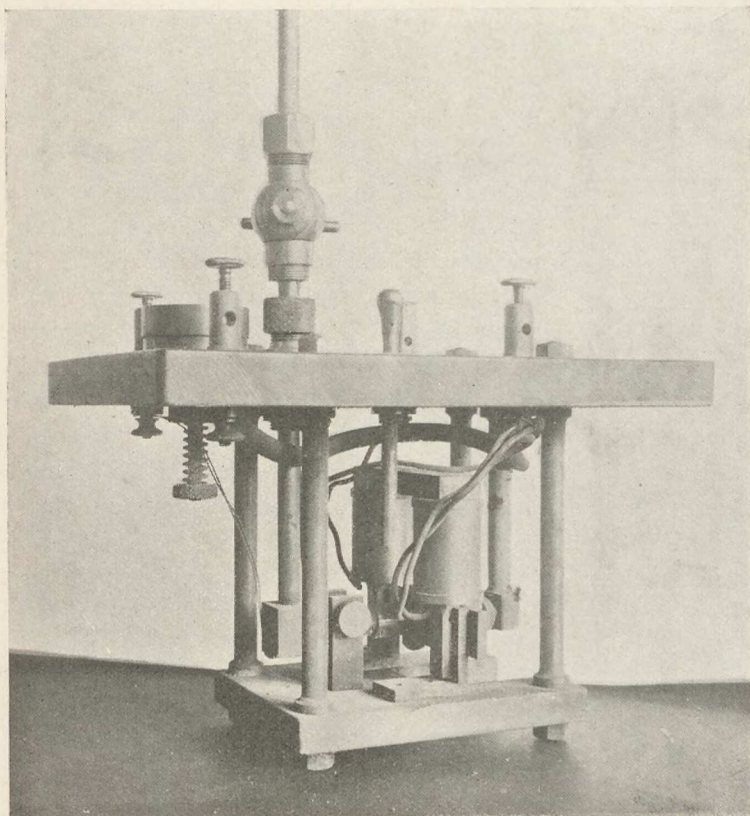


Fig. 84.

og der indbyggedes en noget kraftigere Magnet, hvorefter Systemet gjorde Tjeneste som Afbryder uden Afbryderplade. I det hele og store kan de to Typer bygges ganske ens — bortset fra Afbryderpladen og de Slæder, som eventuelt udkræves til Forskydning af denne. Ligeledes kan en Jævnstrømsafbryder uden Afbryderplade, men med en Elektrode forskydelig i Straalens Retning med ringe Ændring benyttes som Vekselstrømsafbryder.

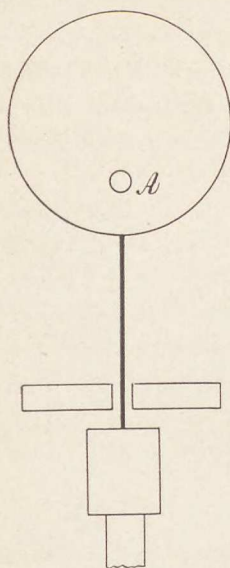


Fig. 85.

Ændringerne angaar, som det vil forstaaes af det allerede anførte, Elektrodens Form og Straalens Stilling til Feltet.

Ved Afbryderen med Afbryderplade kan Strømslutningstiden t_s reguleres paa flere Maader, der nedenfor skal diskuteres. Ved Afbryderne uden Afbryderplade for Jævnstrøm reguleres t_s vistnok simplest ved Ændring af Straalens Masse pr. cm. Denne Ændring kan naturligvis vanskeligt foretages kontinuert. Vil man have en kortere Strømslutningstid, maa man indføre en ny tyndere Straale i Feltet. Dette kan ske ved en Revolvermekanisme som den, der er antydnet i Fig. 86. Straalerøret R_1 ender som ovenfor i en cylindrisk Kapsel C med en Straalehulplade. I denne er der imidlertid ikke boret et, men flere Huller anbragt i en Kreds omkring

Hulpladens Centrum. Kapslen C presses op mod Væggen V i en omsluttende Kapsel C_1 . I V er der excentrisk anbragt en Udkæring h . Ved Drejning af Straalerøret R_1 om dets Akse kan man føre ethvert af de ulige vide Straalehuller hen foran h og saaledes faa den Straale, man ønsker. De ikke benyttede Straale-

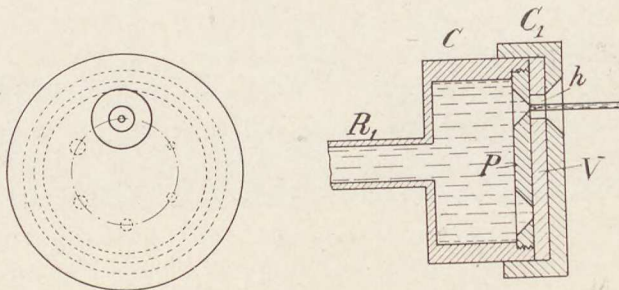


Fig. 86.

huller lukkes imidlertid ved Væggen V , der passende er beklædt med en tyk Gummiskive. — Naturligvis kan Anordningen ogsaa med Fordel benyttes ved Afbryderen med Afbryderplade og i det hele taget ved alle tekniske Anvendelser af Grundsystemet. Man vil ogsaa bruge den, naar Talen blot er om til Raadig-

hed at have en Række ens Straalehuller, der efterhaanden kan udveksles.

Magneten kan ved alle de ovenfor beskrevne Afbrydere være en kraftig Staalomagnet. I Almindelighed vil man dog anvende en Elektromagnet, der ved Jævnstrømsdrift kan fødes med Strøm fra Jævnstrømskilden, medens den ved Vekselstrømsdrift kan tage sin Strøm fra en Akkumulator. Denne kan man passende indbygge i Hovedkredsen, saa den holdes opladet af dennes pulserende Jævnstrøm.

Transporten af Kvægsølvet kan ske ved det meget simple og navnlig billige Pumpesystem, der omtales nedenfor i Kap. IX, og som drives ved Hjælp af en Vandluftpumpe. Ved ikke fast opstillede Systemer vil man vel imidlertid foretrække en Centrifugalpumpe drevet ved en elektrisk Motor. En saadan er ligeledes beskrevet i Kap. IX.

C. Konstruktionsteori for en Jævnstrømsafbryder med Afbryderplade. Paa Grundlag af den ovenfor i Kap. II og IV udledte Teori for Straalens Bevægelse, naar den fører en retliniet opvoksende Strøm, vil vi nu forsøge at opstille en Konstruktions-teori for en Afbryder med Afbryderplade til Drift af en given Induktor. Forsøgene i Kap. IV godtgør, at vi kan bygge paa den elementære Teori for Straalens Bevægelse; dog maa vi formodentlig regne med, at Straalens Amplitude efter en vis Tid ikke helt har naaet den ved Teorien givne Størrelse. Vi maa sætte den teoretiske Amplitude ned i et vist Forhold givet ved en Dæmpningsfaktor c .

I vor Konstruktionsteori bliver følgende Størrelser at tage som givne:

- 1°. Driftspændingen E (Volt).
- 2°. Induktorens Selvinduktion L (Henry).
- 3°. Maximalværdien for den primære Strøm I_m (Ampère) — givet ved Induktorens maximale Gnislængde.
- 4°. Antallet af Gnister pr. Sek. n .

Vi skal bestemme (eller vælge) Straalens Hastighed v (cm/Sek.), Feltets Intensitet H (Gauss), Afstanden x (cm) fra Feltets Midte til Afbryderpladen, dennes Kantafstand y fra Straalen, Elektrodens Afstand b fra Feltets Midtpunkt, samt Straalens Masse m pr. cm (g).

Vi gaar herved frem paa følgende Maade. Af Ligningen for den retliniet opvoksende Strøm i Induktorens primære Vikling følger:

$$\text{I.} \quad I_m = \frac{E}{L} \cdot t_s,$$

hvilket Udtryk bestemmer Strømslutningstiden t_s . Af

$$\text{II.} \quad n(t_a + t_s) = 1$$

faas Afbrydningstiden t_a . Af

$$\text{III.} \quad b = vt_a$$

findes b , idet vi vælger v eller omvendt v , idet b vælges. Af *Torricellis* Lov

$$\text{IV.} \quad v = \sqrt{2gh}$$

faas den Trykhøjde h , der maa benyttes. Vi bestemmer herefter x ved Udtrykket

$$\text{V.} \quad t_s = 2 \cdot \frac{x_0}{v}.$$

Det vil sige, vi bestemmer x som den Afstand x_0 , ved hvilken Straalen brydes efter Forløbet af den kortest mulige Tid og til lige den Afstand, hvor der til Afbrydningen kræves det svageste Felt. Det sidste ses af det almindelige Udtryk for Amplituden y :

$$y = \frac{1}{10} \cdot \frac{H}{mv^2} \cdot dl \cdot \frac{E}{L} \cdot x \left(t_s - \frac{x}{v} \right),$$

der viser, at $H \cdot dl$ for givne Værdier af y , m , v , E , L og t_s bliver Minimum, naar $x \left(t_s - \frac{x}{v} \right)$ er Maximum, d. v. s. for $\frac{x}{v} = \frac{t_s}{2}$.

Endelig bestemmes Feltintensiteten af

$$\text{VI.} \quad x = \sqrt{\frac{ymv^2L}{10cHE \cdot dl}} \cdot \sqrt{v},$$

idet vi vælger dl , y og m , og idet vi antager c kendt fra Forsøg.

For m kan vi sætte Massen pr. cm af en Straale, hvis Diameter er valgt saaledes, at Straalen under alle Omstændigheder er paalidelig og stabil. Naar Kvægsølvet holdes nogenlunde rent, kan man ved Afbrydersystemerne, hvor Straalen i Almindelighed

kun fører en relativ svag Strøm, gaa ned til meget tynde Straaler for Eks. paa 0,7 mm' Diameter særlig, naar Formen i Fig. 120a anvendes for Straalehullet. — For y vil det for Eks. være meget passende at sætte 1 mm, og dl kan vælges lig 0,5—1 cm. Hvad endelig c angaar, har denne Faktor formentlig en Værdi beliggende i Nærheden af 0,5 maaske snarest over dette Tal. (Sml. Dæmpningen ved Vekselstrøm).

Som Eksempel vil vi beregne en Afbryder til Drift uden Forlagsmodstand af en Induktor med $L = 0,1$ Henry, og $I_m = 10$ Amp. Driftspændingen antager vi lig 100 Volt. Gnisttallet pr. Sek. skal være 40. Vi finder efterhaanden $t_s = 0,01$ Sek., $t_a = 0,015$ Sek., $v = 300$ cm/Sek., idet b vælges lig 4,5 cm. Endvidere $x_0 = 1,5$ cm og $H = 4000$ Gauss ved en Straale paa 1,2 mm, og idet $y = 0,1$ cm, $dl = 0,75$ cm og $c = 0,5$. Trykhøjden bliver ca. 40 cm.

Vi vil herefter løse den Opgave at projekttere en Afbryder til Drift af en given Induktor ved en given Driftspænding, naar Gnistlængde og Afbrydningstal uafhængigt af hinanden skal kunne varieres indenfor visse Grænser.

At Gnistlængden skal kunne varieres fra l_1 til l_2 betyder, at Maximalstrømmen I_m skal kunne ændres fra I_1 til I_2 , hvilket igen betyder, at t_s skal kunne varieres fra t_{s_1} til t_{s_2} bestemt ved

$$\text{VII. } I_1 = \frac{E}{L} t_{s_1}, \text{ og } I_2 = \frac{E}{L} t_{s_2}.$$

Nu kan, som vore Forsøg har vist os, t_s ændres paa forskellig Maade, nemlig:

- 1°. ved Regulering af Magnetfeltet H .
- 2°. ved Regulering af Afstanden y fra Afbryderpladen til Straalen.
- 3°. ved Regulering af Afstanden x fra Feltet til Afbryderpladen.
- 4°. ved Regulering af Hastigheden v (Trykhøjden).
- 5°. ved Forandring af Straalens Masse pr. cm m .

Afhængigheden mellem t_s og de fem Størrelser H , y , x , v og m er givet ved

$$y = \frac{1}{10} \cdot \frac{H}{mv^2} \cdot dl \cdot \frac{E}{L} \cdot x \left(t_s - \frac{x}{v} \right).$$

Skal der være Tale om kontinuert Regulering, kommer Ændringen af Straalens Masse ikke i Betragtning. En trinvis Regulering vil derimod som allerede antydnet være mulig ved Anvendelse af en forskydelig eller drejelig Straaleplade med en Række Huller af jævnt voksende Diameter. En kontinuert Regulering af Hastigheden kan man faa ved at anbringe det Reservoir, hvorfra Kvægsølvet flyder til Kamret med Straalehulspladen, forskydeligt i Højden. I Trykledningen maa der da indskydes et bøjeligt Stykke. Ved Anvendelse af en Centrifugalpumpe, der direkte presser Kvægsølvet ud af Straalehullet, kan man variere Straalens Hastighed kontinuert ved Ændring af Pumpemotorens Omdrejningstal. t_s ' Afhængighed af H , y og x frembyder simple Reguleringsmuligheder og den simpleste af disse er vel Reguleringen ved Variation af y , fordi t_s ændres lineært med y . Vi vil da i den efterfølgende Projektering vælge denne Mulighed. Vore Forsøg synes at godtgøre, at t_a ændres lidt ved Forandring af y . Denne Ændring vil vi dog se bort fra.

Naar herefter n skal kunne varieres fra n_1 til n_2 , betyder det, at t_a skal kunne ændres fra t_{a_1} til t_{a_2} bestemt ved

$$n_1(t_{a_1} + t_{s_0}) = 1, \quad \text{og} \quad n_2(t_{a_2} + t_{s_0}) = 1,$$

hvor $t_{s_0} = \frac{t_{s_1} + t_{s_2}}{2}$.

t_a kan reguleres paa to Maader, nemlig:

- 1^o. ved Forskydning af Elektroden (Ændring af b).
- 2^o. ved Forandring af Straalens Hastighed.

Den første Reguleringsmulighed er absolut den mest naturlige, baade fordi en forskydeligt anbragt Elektrode er en saa simpel Ting, og fordi Forbindelsen mellem t_a og b er den simplest tænkelige (Ligning III).

Projekteringen af Afbryderen kan nu gennemføres paa følgende Maade. Først bestemmes t_{s_1} og t_{s_2} ved VII. Hermed er t_{s_0} ogsaa givet. Af $\frac{n_1 + n_2}{2} = n_0$ og

$$\text{VIII.} \quad n_0(t_{a_0} + t_{s_0}) = 1$$

bestemmer vi en gennemsnitlig Værdi for t_a .

Vi vælger nu en Middelstilling af Elektroden b_0 og bestemmer ved III Straalens Hastighed v . Ved herefter i III at indsætte t_{a_1} og t_{a_2} fundne af II, faas Yderstillingerne for Elektroden. Den inderste maa ikke komme for nær til Afbryderpladen, den yderste ikke for nær til Grænsen af Straalens stabile Del. Afstanden fra Afbryderpladen til Feltet bestemmer vi passende ved

$$t_{s_0} = 2 \frac{x_0}{v}$$

og Feltet endelig ved

$$x_0 = \sqrt{\frac{y_0 m v^2 L}{\frac{1}{10} c H E \cdot dl}} \cdot \sqrt{v},$$

idet vi vælger m og dl som før og fastsætter en vis Gennemsnitsværdi y_0 for Afbryderpladens Afstand fra Straalen. Naar H er er fundet, giver endelig

$$y = \frac{1}{10} \cdot \frac{H}{m v^2} \cdot dl \cdot \frac{E}{L} \cdot x_0 \left(t_s - \frac{x}{v} \right)$$

de to Grænseafstande y_1 og y_2 , idet t_{s_1} og t_{s_2} indsættes. Herved maa y_1 naturligvis ikke blive negativ.

Som Eksempel kan vi betragte en Afbryder til Drift af den samme Induktor som ovenfor med den samme Driftspænding. Vi forlanger, at Afbryderen skal kunne regulere I_m fra 5 til 15 Amp. og Afbrydningstallet fra 30 til 50. Vi finder da:

$$t_{s_1} = 0,005 \text{ Sek.}, \quad t_{s_2} = 0,015 \text{ Sek.}, \quad t_{s_0} = 0,010 \text{ Sek.}$$

og

$$t_{a_0} = 0,015 \text{ Sek.}$$

Vælges b_0 lig 4,5 cm, bliver $v = 300$ cm/Sek. ganske som før. Af II faas $t_{a_1} = \text{ca. } 0,02 \text{ Sek.}$, $t_{a_2} = 0,01 \text{ Sek.}$ Af III $b_1 = 6 \text{ cm}$, $b_2 = 3 \text{ cm}$. En Straale paa 1,2 mm er stabil paa en større Længde end 6 cm. Af $t_{s_0} = 0,01 \text{ Sek.}$ faas herefter $x_0 = 1,5 \text{ cm}$. I sin inderste Stilling vil Elektroden følgelig være 1,5 cm fra Afbryderpladen, hvilken Afstand er tilstrækkelig. Med samme Valg af dl og m som i Eksemplet ovenfor, og idet y_0 sættes lig 1 mm, findes H atter lig 4000 Gauss (c samme Værdi som ovenfor). Indsætter vi nu i Grundligningen t_{s_1} , faas for y_1 Værdien Nul. Det er altsaa principielt muligt ved Konstruktionen at regulere I_m ned til 5 Amp.; men det er ogsaa kun lige netop muligt. Ved Indsættelse af t_{s_2} finder vi, at y opad skal kunne reguleres til ca. 3,3 mm.

KAP. VIII.

ENSRETTERSYSTEMER.

A. Oversigt over Ensrettersystemerne.

Ensrettere for simpel Vekselstrøm. Vi skal herefter betragte Grundsystemets Anvendelse til Ensretning af Vekselstrøm og flerfaset Strøm. Vi begynder med at give en Oversigt over de forskellige Hovedtyper tillige med en Forklaring af deres Virkemaade.

I Fig. 87 ses da først Skemaet for et System, som vi vil give Navnet *D. J.*-Systemet, fordi Elektroden er en Dobbelt-

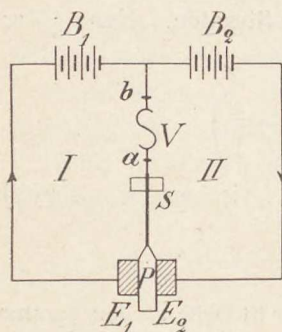


Fig. 87.

elektrode (*D*), medens Feltet er et Jævnfelt (*J*). Dobbeltelektroden er en Elektrodeform, der gaar igen i flere andre Systemer. Den bestaar som allerede tidligere antydte af to ledende Dele E_1 og E_2 adskilte ved en isolerende Væg *P*, der springer frem foran Overfladen af $E_1 E_2$ med en skærpet Kant. Mod denne er Straalen rettet i strømløs Tilstand. Vekselstrømskilden *V* er indskudt i Række med Straalen *S*. Arbejdsgrenen er delt i to Halvdele I og II.

I Figuren er der i I og II indskudt de to Halvdele B_1 og B_2 af et Akkumulatorbatteri, der tænkes opladet ved den ensrettede Strøm.

Virkemaaden af det her beskrevne System er efter det allerede anførte let at forstaa. Gennem Straalen vil der ved normal Drift flyde en Vekselstrøm. Under Indvirkning af denne og det konstante Felt vil Straalens Spor i Elektroden svinge paa begge Sider af den isolerende Plade *P*. Anbringes Elektroden i en Afstand fra Feltet lig et Multiplum af den Vej, den strømløse Straales Dele bevæger sig i Halvperioden for Vekselstrømmen, d. v. s. i et af de i Kap. II omtalte »Knudepunkter«, vil Straalesporet netop passere Kanten af *P* i det Øjeblik, Strømmen skifter Fortegn saaledes, at man faar Strømmens to Komposanter delt mellem de to Grene I og II. I hver af disse Grene kommer der altsaa en ensrettet Strøm af pulserende Karakter. Strømmene flyder i I og II i samme Retning eller, om man vil, i Fortsættelse af hinanden saaledes,

som det er antydnet ved Pilene i Fig. 87. Ved Forskydning af Elektroden fra et Knudepunkt til det paafølgende, skifter den ensrettede Strøm Fortegn. Kræves altsaa en bestemt Strømretning i Arbejdsgrenene, kan kun hvert andet Knudepunkt anvendes, hvis man da ikke har det i sin Magt at vende Feltet. Thi har man det, kan man ved hvert af de ovenfor antydede Knudepunkter faa, hvilken Strømretning man maatte ønske. I Stedet for at kommutere Feltet kan man naturligvis ogsaa tænke sig at ombytte enten Grenenes Forbindelser med E_1 og E_2 eller Polerne for det System, i hvilket den ensrettede Strøm bruges.

Vi kan give Teorien for Systemet i en noget mere entydig Form, dersom vi regner med bestemte Fortegn for de Størrelser, der er afgørende for Straalesporets Bevægelse. Vi vedtager at regne Strømmen i og Elektrodeafstanden x positive i Straalens Retning, og vi vedtager fremdeles i Fig. 87 at regne Magnetfeltet for positivt, naar det er rettet ud fra Papirets Plan. En positiv Strøm i et positivt Felt vil da give Anledning til en paa Straalens Dele virkende mekanisk Kraft F , der ligger i Papirets Plan og er rettet fra højre til venstre. Denne Retning vil vi tage som positiv Retning for F og for den Amplitude y , som F giver Straalens Dele. Driftspændingen skal i Fig. 87 være Spændingsforskellen mellem a og b . Den er positiv, naar den stræber at sende en Strøm af positiv Retning gennem Straalen.

Vi spørger nu om, hvor vi skal anbringe Elektroden for at faa en Strøm, der i Straalen flyder i positiv Retning. Vi forudsætter herved foreløbig, at Feltets Retning er den positive. Vi indser, at Betingelsen for en saadan Strøm ved induktionsfri Grene I og II er, at Straalesporet gaar over fra E_2 til E_1 , eller at dets Amplitude skifter fra Minus til Plus i det Øjeblik, Driftspændingen skifter fra negativt til positivt Fortegn. Den ønskede Strøm kræver altsaa en Faseforskydning eller Faseforsinkelse af Sporet i Forhold til Driftspændingen lig med et Multiplum p af 2π .

Nu er den antydede Faseforsinkelse sammensat af følgende Led: 1^o Faseforsinkelsen af Sporet i Forhold til Kraften F , 2^o Faseforsinkelsen af F i Forhold til Strømmen og 3^o Faseforsinkelsen af Strømmen i Forhold til Driftspændingen. Den første er $\frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi$, naar λ er lig den Vej, Straalen skrider frem i en Periode

for Vekselstrømmen. Den anden Forsinkelse er ved positivt Felt altsaa i vort Tilfælde lig Nul, og den tredie er her ligeledes Nul. Følgelig bliver Betingelsen for Opnaaelse af den ønskede Strøm

$$\frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi = p \cdot 2\pi$$

eller

$$x = p\lambda.$$

Ændrer vi Feltets Retning, betyder det, at vi mellem Kraften F og Strømmen indfører en Faseforskydning π (eller $-\pi$). Betingelsen bliver da

$$\frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi + \pi = p \cdot 2\pi$$

$$x = p\lambda - \frac{\lambda}{2}.$$

Ønskes modsat Strømretning i I, bliver Betingelsen for Opnaaelsen heraf ved positivt Felt

$$\frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi = p \cdot 2\pi - \pi$$

$$x = p\lambda - \frac{\lambda}{2}.$$

Endelig ses det, at Betingelsen for en Strøm i I som den i Fig. 87 ved Pilen antydede netop er den samme som Betingelsen for en Strøm i II af en Retning som den, der er vist i Figuren. Betingelsen er nemlig, at Straalesporet skal gaa over fra E_1 til E_2 i det Øjeblik, Driftspændingen skifter fra Plus til Minus; men gaar Sporet i en vis Afstand over fra E_2 til E_1 i det Øjeblik, Spændingen gaar fra Minus til Plus, vil det ogsaa gaa fra E_1 til E_2 i det Øjeblik, det modsatte Fortegnsskifte finder Sted.

Det næste System, der her skal betragtes, er *D. V.*-Systemet.

Det kan tænkes opstaaet af *D. J.*-Systemet ved Ombytning af Vekselstrømsgeneratoren og det Apparat eller den Maskine, i hvilken den ensrettede Strøm forbruges. Samtidigt er det konstante Felt dog ændret til et Vekselfelt synkront med Driftspændingen. I Overensstemmelse med det her anførte kan *D. V.*-Systemet gengives ved det i Fig. 88 viste Skema. $V_1 V_2$ er to Halvdele af en Vekselstrømstransformators sekundære Vikling, B er for Eks. et Akkumulatorbatteri, F fremstiller en Vekselstrømsmagnet. Denne sidste fødes som antydnet med Strøm fra samme Vekselstrømstransformator, der leverer Hovedstrømmen. Som i Fig. 87 betegner S resp. $E_1 P E_2$ atter Straalen resp. Dobbelt-

elektroden. Naar Feltet ved det her betragtede System maa være et Vekselfelt, ligger det i, at Straalen nu ved normal Drift passerer af den ensrettede eventuelt udjævnede Strøm. For at forstaa, hvorledes den normale Drift kommer i Gang, anstiller vi følgende Betragtning. Hvis Straalen passeredes af en konstant Strøm f. Eks. en Strøm i Straalens egen Retning, vilde Straalesporet under Indflydelse af denne Strøm og Feltet svinge synkront med dette sidste, altsaa ogsaa med Driftspændingen. For en bestemt Afstand af Elektroden fra Feltet — eller rettere for en Række Afstande — maatte Sporet gaa over fra E_2 til E_1 i samme Øjeblik, som Spændingsforskellen mellem a og b gaar over fra at være negativ til at være positiv, altsaa i det Øjeblik a bliver positiv Pol fra Transformatorhalvdelen V_1 . For netop de samme Afstande maatte Sporet gaa fra E_1 til E_2 i det Øjeblik, Spændingsforskellen mellem a og c gik over fra Minus til Plus. Heraf drager vi nu den Slutning, at V_1 og V_2 selv vil kunne vedligeholde Jævnstrømmen og dermed igen den Bevægelse af Sporet, som betinger Jævnstrømmen, naar blot Elektroden anbringes i en af de antydede Stillinger. Denne Slutning bekræftes fuldtud af Forsøg, blot finder man, at Vekselstrømskilden ikke alene kan vedligeholde den antydede Strømretning, men ogsaa den modsatte, saaledes at det bliver ganske tilfældigt, om Systemet starter med den ene eller den anden Retning.

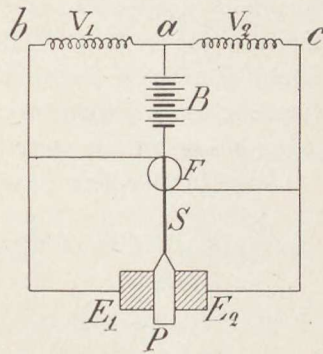


Fig. 88.

Man kan umiddelbart indse dette, naar man betænker, at den modsatte Strømretning i Straalen blot betyder, at Straalesporet kommer en halv Periode bagefter (eller foran) i Forhold til Bevægelsen ved den oprindelige Strømretning. Naar Sporet altsaa før gik over fra E_2 til E_1 , i det Øjeblik a blev positiv Pol for V_1 , gaar Sporet nu fra E_2 til E_1 , i det Øjeblik a bliver negativ Pol altsaa faar den Polaritet, der er nødvendig til Opretholdelse af en negativ Strøm i Straalen. Baade den positive og negative Strøm betegner altsaa ved hver af de kritiske Elektrodestillinger en stabil Strømtilstand.

For at bestemme de brugbare Elektrodeafstande gaar vi iøvrigt frem som før, idet vi benytter de samme Antagelser med Hensyn til Fortegnet for Strøm, Felt, mekanisk Kraft og Amplitude. Vi indser, at Betingelsen for Opnaaelse af en positiv Strøm i positiv Retning gennem Straalen ved induktionsfri Arbejdskreds er, at Straalesporet gaar over fra E_2 til E_1 i det Øjeblik, a bliver positiv Pol for Transformatorhalvdelen V_1 . Faseforsinkelsen af Sporet i Forhold til Spændingsforskellen mellem a og b skal altsaa være et Multiplum af 2π .

Som før bestaar Faseforsinkelsen af en Række Bidrag:

- 1°. Faseforsinkelsen af Sporet i Forhold til den mekaniske Kraft F . Denne Forsinkelse er $\frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi$.
- 2°. Faseforsinkelsen af F i Forhold til Feltet H . Ved positiv Strømretning — altsaa i vort Tilfælde — er denne Forsinkelse lig Nul. Ved negativ Strømretning er den derimod π .
- 3°. Faseforsinkelsen af Magnetfeltet i Forhold til Strømmen i Magnetiseringsspolen. Vi vil antage, at Transformatoren sender en Strøm

$$i = I_0 \sin \omega t$$

ind i Magnetiseringsspolen, og vi vil endvidere antage, at Strømmen flyder i en saadan Retning, at en Strøm, der i Følge det anførte Udtryk er positiv, giver et Felt i positiv Retning altsaa i Fig. 88 ud fra Papirets Plan. Faseforskydningen mellem Strømmen og Feltet vil da være Nul, medens den ved Kommatering af Strømmen i Magneten bliver π .

- 4°. Faseforsinkelsen af den magnetiserende Strøm i Forhold til Polspændingen for Transformatorhalvdelen ab . (Spændingsforskellen mellem a og b). Denne Faseforskydning vil væsentligst afhænge af Magnetspolens Selvinduktion og Modstand. Den kan tænkes maalt ved en af de kendte Metoder. Vi antager, at den er φ .

Ved Opsummering ses altsaa, at Betingelsen for en positiv Strøm i Straalen er

$$\varphi + \frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi = p \cdot 2\pi$$

eller

$$x = p\lambda - \frac{\varphi}{2\pi} \cdot \lambda.$$

I alle de ved dette Udtryk givne Stillinge vil Vekselstrømsgeneratoren selv kunne vedligeholde en Strøm i positiv Retning i Straalen. Men det ejendommelige er altsaa, at den i netop de samme Stillinge lige saa godt kan vedligeholde en Strøm af modsat Retning. Spørger vi nemlig om Betingelsen for en saadan Strøm, ser vi, som allerede antydte, at den er, at Straalens Træffepunkt i Elektroden skal gaa over fra E_2 til E_1 i det Øjeblik, a bliver negativ Pol for V_1 . Det betyder, at Træffestedets Faseforsinkelse i Forhold til Polspændingen for ab skal være $p \cdot 2\pi + \pi$ i Stedet for $p \cdot 2\pi$. Med negativ Strømretning vil imidlertid Faseforsinkelsen af den bevægende Kraft F i Forhold til Feltet ikke længere være 0 men π . Følgelig er x nu bestemt ved

$$\varphi + \pi + \frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi = p \cdot 2\pi + \pi$$

d. v. s. i Virkeligheden ved ganske samme Ligning som før. Som det ses, danner de ved Ensretningen brugbare Elektrodestillinger en Række med Intervallet $\lambda = vT$. Ved at kommutere Feltet kan man imidlertid til Raadighed faa en anden Række Punkter beliggende midt imellem den første Rækkes. Ved Kommuteringen indføres nemlig en Faseforsinkelse π mellem Feltet og Strømmen i Magnetspolen, og det betyder, at de brugbare Afstande nu er bestemte ved

$$x = p\lambda - \frac{\varphi}{2\pi} \lambda - \frac{\lambda}{2}.$$

Den Ubestemthed, der karakteriserer $D. V.$ -Systemet, hvad Strømretningen angaar, er undgaaet i $2 E. J.$ -Systemet. $2 E. J.$ -Systemet fremkommer af $D. V.$ -Systemet, naar man deler Elektrode og Straale i to og samtidigt ombytter Vekselfeltet med to konstante modsat rettede Felte, der passerer af de nye Straaler. Systemet faar altsaa det Skema, der er antydte i Fig. 89. Hver af de to nye Elektroder skal i det følgende betegnes som en Enkeltelektrode eller ved Bogstavet E . Navnet $2 E. J.$ skal altsaa antyde, at Systemet arbejder med to Enkeltelektroder, og at Felterne er Jævnfelte.

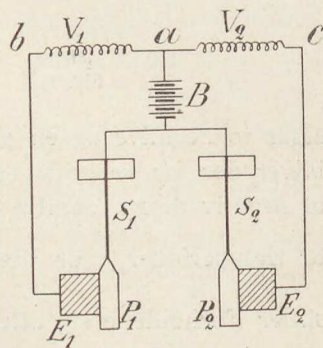
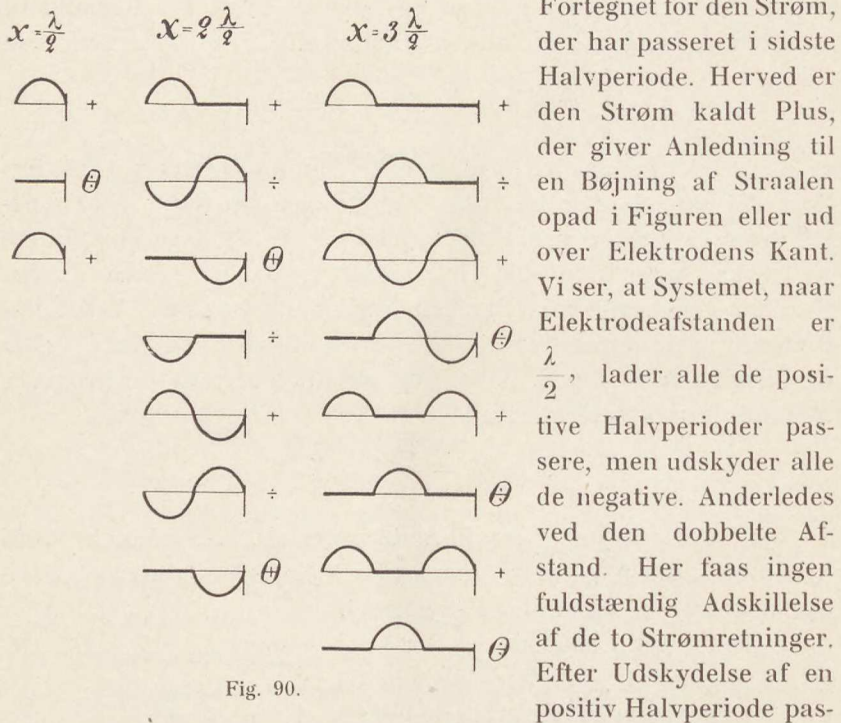


Fig. 89.

Til Forstaaelse af Systemets Virkemaade vil vi et Øjeblik nøjes med at betragte den ene Halvdel af Systemet for Eksempel venstre Halvdel, og vi vil undersøge, hvilke Strømme der vil passere Straalen, naar vi stiller Elektroden ind i Afstande fra Feltet lig med $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{2\lambda}{2}$, $\frac{3\lambda}{2}$, $\frac{4\lambda}{2}$ o. s. v. Simplest udfører vi denne Undersøgelse paa den Maade, det er sket i hosstaaende Figur 90. I denne er der givet Billeder af Straalens Form ved Enden af en Række paa hinanden følgende Halvperioder af den gennem Straalen flydende Strøm*). Ud for hvert Billede er til højre skrevet



den er bleven stationær, lader Systemet, som det ses, alle positive Halvperioder passere og udskyder alle negative. Fortsætter man med tilsvarende Undersøgelser for $\frac{4\lambda}{2}$, $\frac{5\lambda}{2}$ o. s. v., finder man, at Systemet ved Elektrodeafstande, der er et ulige Multiplum af $\frac{\lambda}{2}$ altsaa af den Vej, Straalens Dele bevæger sig i Halvperioden for Vekselstrømmen, lader de Halvperioder passere, der giver en Afbøjning bort fra Elektrodens Kant, og udskyder de øvrige. Alle de antydende Afstande er derfor anvendelige i rationelle Ensrettere. Ved Afstandene, der er et lige Multiplum af $\frac{\lambda}{2}$ faas derimod kun en uegentlig Ensretning. Ved en Afstand paa $\frac{4\lambda}{2}$ udskyder Systemet saaledes for hver 6 Halvperioder en positiv Halvperiode og lader de 5 andre passere. Systemet giver altsaa et Overskud af negativ Strøm paa 1 Halvperiode pr. 6 Halvperioder.

Betragter vi nu det fuldstændige 2 *E. J.*-System, saa ser vi, at det, der her skal opnaas, er, at V_1 Fig. 89 er sluttet gennem S_1 , naar a er positiv (eller negativ) Pol for V_1 , medens V_2 er sluttet gennem S_2 , naar a er positiv (eller negativ) Pol for V_2 saaledes, at V_1 og V_2 begge leverer Strøm af samme Retning gennem B . Vi maa altsaa i Følge det ovenfor anførte for det første anbringe begge Elektroder i en Afstand fra de respektive Felter lig et ulige Multiplum af $\frac{\lambda}{2}$, og dernæst maa vi sørge for, at de positive (eller negative) Halvperioder i begge Systemets Halvdele giver Anledning til en Bøjning af Straalen bort fra Kanten af den respektive Elektrode. Hertil kræves, som det umiddelbart ses, at de to Felter er modsat rettede.

Det ses endvidere, at hvis man gaar over fra et Knudepunkt for Eks. det, der ligger $\frac{\lambda}{2}$ fra Felterne, til det følgende — altsaa her $\frac{3\lambda}{2}$ — skifter Strømmen i Arbejdsgrenen derfor ikke Fortegn. Vil man ændre Retningen, kan det derimod ske ved at skifte Felternes Retninger.

Det er endelig umiddelbart indlysende, at man i 2 *E. J.*-Systemet

kan ombytte Generatoren og det System, i hvilket den ensrettede Strøm forbruges vel at mærke, dersom det sidste System kan deles i to ens Dele, som Tilfældet for Eks. er ved et Akkumulatorbatteri. Dog vil det herved — af let forstaaelige Grunde — være mest praktisk at vende det ene af de to Felter.

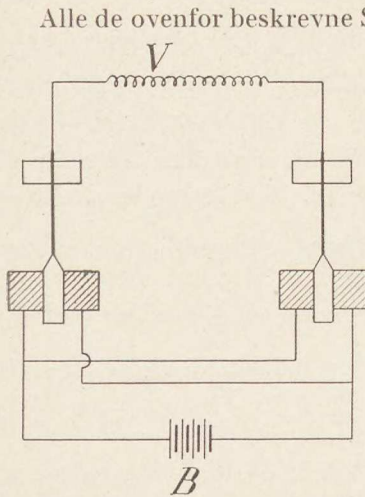


Fig. 91.

Alle de ovenfor beskrevne Systemer har krævet en Deling enten af Strømkilden eller Arbejds kredsen. Denne Deling kan undgaas ved en Fordobling af ethvert af de foregaaende Systemer, hvorved der fremkommer Kombinationer, der passende kan betegnes $2 D. J.$ -, $2 D. V.$ - og $2 (2 E. J.)$ -Systemet. Fig. 91 viser det første af disse. Med de antydede Forbindelser skal venstre Straalespor befinde sig paa yderste resp. inderste Halvdel af venstre Elektrode, naar højre Straalespor befinder sig paa yderste resp. inderste Halvdel af højre Elektrode.

Felternes Kraftlinier skal altsaa være ens rettede for Eks. ud fra Papirets Plan. Det er klart, at en Kommatering af Felterne ændrer Strømretningen i Arbejds kredsen. Det ses endvidere straks, at de brugbare Knudepunkter ligger i Afstande fra Felterne givne ved et Multiplum af den Vej, Straalens Dele bevæger sig i Halvperioden for Vekselstrømmen, — ganske som Tilfældet var ved $D. J.$ -Systemet. Paa samme Maade svarer $2 D. V.$ - og $2 (2 E. J.)$ -Systemerne, hvad Indstillingsforholdene for Elektroderne angaar, i et og alt til $D. V$ resp. $2 E. J.$ -Systemerne.

Vi giver tilsidst en Oversigt over de beskrevne og antydede Systemer. Som det ses, kan Elektrodeafstanden i alle Tilfælde udtrykkes ved Formlen

$$x = a + b \frac{\lambda}{2},$$

hvorved a og b kan have de Værdier, der er anført i følgende Tabel:

Type	a	b
$D. J.$ og $2 D. J.$	0	1, 2, 3 . . .
$2 E. J.$ og $2 (2 E. J.)$. . .	0	1, 3, 5 . . .
$D. V.$ og $2 D. V.$	$\left\{ \begin{array}{l} -\frac{\varphi}{2\pi} \cdot \lambda \\ -\frac{\varphi}{2\pi} \lambda - \frac{\lambda}{2} \end{array} \right.$	2, 4, 6

Ensrettere for flerfaset Strøm. Vi gaar herefter over til at betragte Ensretning af en flerfaset Vekselstrøm. I Fig. 92 ses Komposanterne af en trefaset Strøm. En Ensretning kan bestaa i, at man af hver Fase udskyder den ene Strømretning og af den anden kun beholder de $\frac{2}{3}$ -Dele, der er antydet ved den

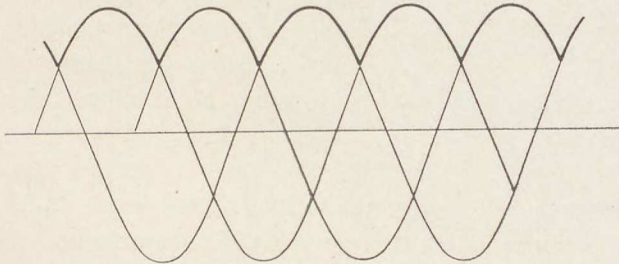


Fig. 92.

stærkt optrukne Kurve. Men ved Ensretningen kan man ogsaa udnytte $\frac{1}{3}$ -Del af hver af de to Halvperioder, idet man da sørger for at kommutere den ene $\frac{1}{3}$ -Del. Man faar da en ensrettet Strøm som den, der er vist stærkt optrukket i Fig. 93. Vi skal

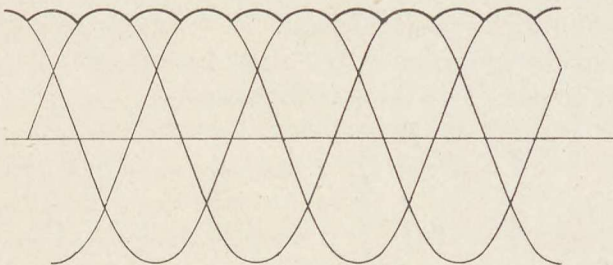


Fig. 93.

nu se, hvorledes de antydede Arter af Ensretning kan iværksættes ikke alene for 3-faset Strøm, men for et vilkaarligt Antal Faser. En Ensretter med konstant Felt for flerfaset

Strøm kan bygges sammen af Elementer, som det i Fig. 94 viste. Vi genfinder her Systemet bestaaende af Straalen S , et konstant Felt F og Dobbeltelektroden E_1PE_2 . Men Straalen er nu ikke længere rettet mod Kanten af P , men mod den ene

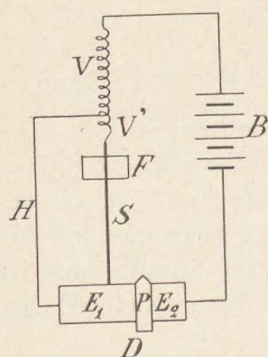


Fig. 94.

Elektrodeside E_1 . Vi skelner endvidere her mellem to Kredse: 1^o Hovedkredsen $SVBE_2S$, i hvilken der er indskudt en af Strømkildens Faser V , samt det System B , som skal modtage den ensrettede Strøm, og 2^o Hjælpekredsen $SV'HE_1S$, der indeholder en ringe Brøkdelen V' af Fasen V og iøvrigt maaske en mindre Regulermodstand. Tænker vi os Straalen passeret af en Vekselstrøm, vil dens Træffepunkt i Elektrodens Overflade svinge frem og tilbage, men nu ikke længere symmetrisk med Hensyn til Pladen P 's Kant.

Elektrodehalvdelen E_2 vil kun rammes af Straalen i den yderste Del af Sporets Bevægelse. Er Elektroden anbragt i en saadan Afstand fra Feltet, at Sporets Bevægelse er i Overensstemmelse med Strømmen, d. v. s. i en Afstand, der er et Multiplum af den Vej, Straalens Dele bevæger sig i Strømmens Halyperiode, vil Elektrodehalvdelen E_2 og dermed Hovedkredsen kun modtage en større eller mindre Del af Toppen af den ene Strømretning. Resten af Strømretningen samt hele den modsatte faar Hjælpekredsen, hvis Modstand tænkes afpasset saaledes, at der intet Spring finder Sted i Strømmen ved Overgangen af Straalens Træffepunkt fra E_2 til E_1 eller omvendt. Hjælpekredsen tjener altsaa blot til at holde Træffepunktets Bevægelse i Gang. Hertil fordres selvfølgelig kun en yderst ringe Energi, der altsaa leveres af en lille Brøkdelen (V') af Spændingskilden.

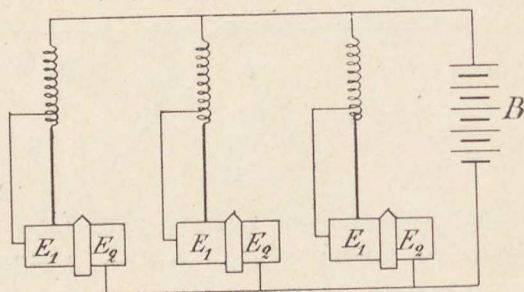


Fig. 95.

Bygges nu tre eller flere af de her beskrevne Elementer sammen paa den Maade, som er antydet i Fig. 95, haves en fuldstændig Ensretter for en Strøm med tre eller flere Faser. De enkelte Elektroder skal blot indstilles saaledes, at hver af Elektrodesiderne E_2 berøres af Straalens Træffepunkt i $\frac{1}{3}$ af Perioden. Man vil da i den fælles Hovedgren B faa en Strøm som den i Fig. 92 antydede forudsat, at Grenen er induktionsfri. Strømmen kan eventuelt jævnes ud ved Indskydelse af en Drosselspole.

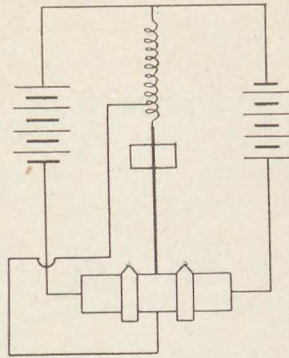


Fig. 96.

For at opnaa en ensrettet Strøm af den anden af de ovenfor antydede Typer kan man fordoble Systemet i Fig. 94 saaledes, som det er vist i Fig. 96 for en enkelt Fases Vedkommende. Tre saadanne Elementer bygget sammen som i Fig. 97 giver da et System til Ensretning af trefaset Strøm. Endelig kan man atter fordoble dette sidste System og naar da til den Flerfaseensretter, der er antydet i Fig. 98. Som det ses er Faserne

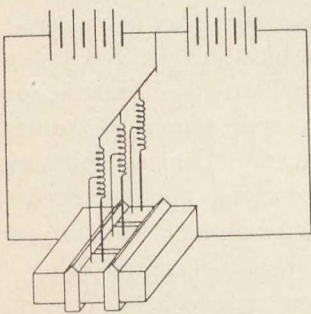


Fig. 97.

her adskilte, medens de i de foregaaende Systemer arbejder i Stjerneforbindelse.

Man kan imidlertid ogsaa gaa en Vej ganske forskellig fra den antydede for at faa den flerfasede Strøm ensrettet. Man benytter da en Straale, hvis Spor roterer i Overfladen

af en Elektrode som den, der for trefaset Strøms Vedkommende er vist i Fig. 99. $E_1E_2E_3$ er her tre ledende Sektorer adskilte ved isolerende Vægge P , hvis skærpede Kanter springer frem foran Overfladen af $E_1E_2E_3$. Sporet maa rotere med en Periode

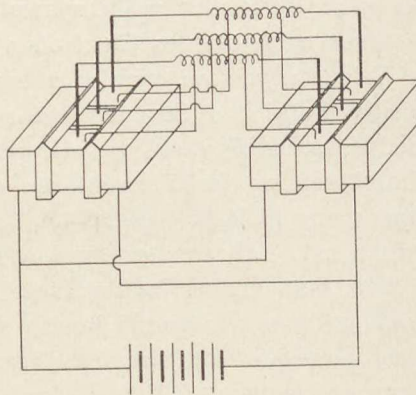


Fig. 98.

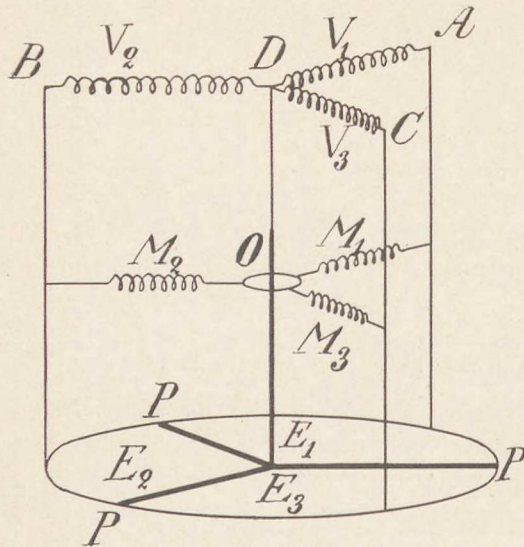


Fig. 99.

identisk med Perioden for den flerfasede Strøm, og for at opnaa dette lader man Straalen passere et Drejefelt, frembragt ved

et Magnetsystem $M_1 M_2 M_3$, der fødes med Strøm fra den samme Flerfasegenerator $V_1 V_2 V_3$, der leverer Strømmen, som skal ensrettes. Tænker vi os, at Straalen passerer af en Jævnstrøm, ved vi, at Sporet vil rotere synkront med Feltet omend faseforskudt i Forhold til dette. I det betragtede System — Ensretteren med roterende Felt — vil nu selve Flerfasegeneratoren ved passende Valg af Afstanden fra Felt til Elektrode og ved passende Orientering

af denne sidste vedligeholde en Jævnstrøm gennem Straalen — nemlig den ensrettede Strøm — og dermed den Bevægelse, der skal til for at faa Flerfasestrømmen ensrettet. Vi skal nu se, hvor og hvorledes Elektroden herved skal anbringes.

Vi vedtager som ovenfor at sige, at en positiv Støm flyder i positiv Retning i Straalen, naar dens Retning falder sammen med Straaledelens Bevægelsesretning. Vi vælger en positiv Omløbsretning for Feltvektoren og for Sporet. Denne Retning skal være $M_1 M_2 M_3$ (eller $E_1 E_2 E_3$), altsaa Urviserens set fra et Punkt af den fremefter forlængede Straale. Vi indser herefter, at hvis man ønsker, at Trefasegeneratoren i Fig. 99 skal vedligeholde en positiv Strøm i positiv Retning igennem Straalen, maa man sørge for, at Straalens Træffepunkt i Elektroden passerer Grænsen mellem E_3 og E_1 netop $1/12$ Periode efter, at D er bleven positiv Pol for Fasen V_1 , idet det herved forudsættes, at Feltvektoren og dermed ogsaa Sporet roterer i positiv Retning. Vi har altsaa til Opgave at angive, hvorledes man faar Feltvektoren til at rotere med positiv Omløbsretning, og hvorledes Elektroden ved denne Omløbsretning skal anbringes og orienteres, for at

Straalesporet skal passere fra E_3 til E_1 til det angivne Tidspunkt.

I Anledning af den sidste Opgave maa vi have Rede paa en Række Forhold. For det første maa vi gøre os klart, at den magnetiserende Strøm i Magnetspolen M_1 i Fase kommer bagefter Polspændingen for V_1 , — d. v. s. Spændingsforskellen mellem D og A —, der frembringer Strømmen i M_1 . Denne Faseforsinkelse φ maa vi kende. Dernæst maa vi vide, hvilken Vinkel den roterende Feltvektor danner for Eks. med M_1 ' Akse i et givet Øjeblik for Eks. i det, hvor Strømmen i M_1 er Nul. Ligeledes maa vi vide, hvorledes den mekaniske Kraftvektor, der direkte giver Anledning til Straalens Bevægelse, til enhver Tid er beliggende i Forhold til Feltvektoren, og endelig maa vi gøre os klart, hvor meget Sporet i Fase er bagefter den bevægende Kraft.

Faseforsinkelsen φ afhænger af Spolen M_1 ' Selvinduktion og Modstand. Vi antager, at φ er fundet paa en af de kendte Maader. For at finde Beliggenheden af Feltvektoren i det Øjeblik, Strømmen er Nul i M_1 , betragter vi Fig. 100. I denne Figur ses de tre Magnetiseringsspoler $M_1 M_2 M_3$. Ind i disse vil vi antage, at $V_1 V_2 V_3$ sender Strømmene

$$i_1 = I_0 \sin \omega t$$

$$i_2 = I_0 \sin \left(\omega t - \frac{2\pi}{3} \right)$$

$$i_3 = I_0 \sin \left(\omega t - \frac{4\pi}{3} \right).$$

Som det ses, vil de anførte Strømme netop frembringe en Feltvektor roterende i positiv Retning. Antager vi nu, at Spolerne er forbundne med Faserne $V_1 V_2 V_3$ paa en saadan Maade, at en i Følge Udtrykkene ovenfor positiv Strøm i Feltets Midtpunkt O — Fig. 99 — giver Anledning til en Kraft rettet ind imod den Spole, i hvilken Strømmen flyder, og antager vi fremdeles, at hver af Spolerne i O frembringer Feltet H , naar Strømmen i Spolen er I_0 , saa ses det umiddelbart, at de magnetiske Kræfter i det Øjeblik, Strømmen i M_1 er Nul, vil være som angivet i Fig. 100.

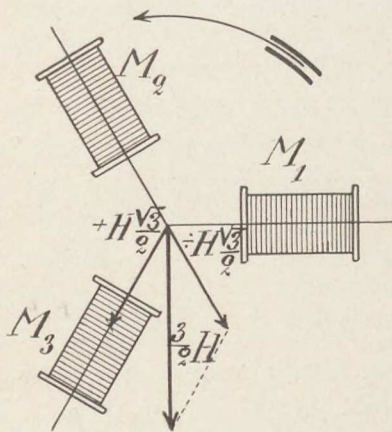


Fig. 100.

Den Kraft, M_2 frembringer, er $-\frac{H\sqrt{3}}{2}$ altsaa rettet bort fra Spolen. Den fra M_3 hidrørende Kraft er $+\frac{H\sqrt{3}}{2}$, d. v. s. rettet ind imod M_3 . Resultanten er altsaa $\frac{3}{2}H$, og denne Resultant er beliggende $\frac{\pi}{2}$ bagved Aksen for M_1 .

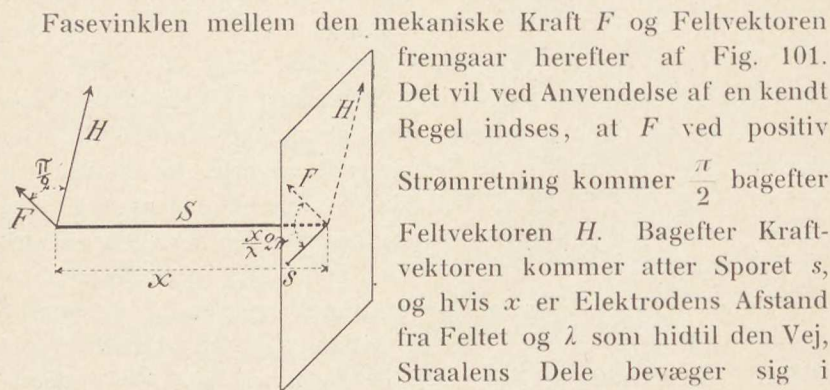


Fig. 101.

Det vil ved Anvendelse af en kendt Regel indses, at F ved positiv Strømretning kommer $\frac{\pi}{2}$ bagefter Feltvektoren H . Bagefter Kraftvektoren kommer atter Sporet s , og hvis x er Elektrodens Afstand fra Feltet og λ som hidtil den Vej, Straalens Dele bevæger sig i

Perioden for hver af Faserne i

den betragtede Flerfasestrøm, bliver Sporets Faseforsinkelse i Forhold til F lig $\frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi$.

Vi anstiller nu følgende Betragtning.

I det Øjeblik, Strømmen i Spolen M_1 er Nul, befinder Feltvektoren sig, som vi nu har set, Vinklen $\frac{\pi}{2}$ bag ved Spolen. Ved positiv Strøm befinder den bevægende Kraft sig atter $\frac{\pi}{2}$ bagved Feltet, og Sporet er Vinklen $\frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi$ bagved den bevægende Kraft. En vis Tid i Forvejen, da Driftspændingen i Fasen V_1 var Nul, be fandt Sporet sig øjensynligt Vinklen φ længere tilbage. Efter Forløbet af $\frac{1}{12}$ Periode fra dette Øjeblik at regne maa Sporet altsaa have befundet sig Vinklen

$$\psi = \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{2} + \frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi + \varphi - \frac{\pi}{6}$$

bag Spolen M_1 , og her skal Kanten mellem Sektorerne E_3 og E_1 altsaa anbringes. Ved Hjælp af Udtrykket for ψ kan vi løse

alle Opgaver. Først og fremmest kan vi lade Orienteringen af Elektrodens Skillevejge være givet og spørge om Afstanden x . Herved maa det nu erindres, at ψ ikke entydigt er givet ved Orienteringen, men kun paa nær et helt Antal Gange 2π . Til Bestemmelse af x haves følgende

$$\frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi = \psi + p \cdot 2\pi - \varphi - \frac{5}{6} \pi.$$

Ved en Orientering som den i Fig. 99 viste, er $\psi = \frac{\pi}{3}$, saa at

$$\frac{x}{\lambda} \cdot 2\pi = p \cdot 2\pi - \varphi - \frac{\pi}{2}.$$

Dersom φ er $\frac{\pi}{2}$, bliver

$$x = p\lambda - \frac{\lambda}{2}.$$

Første Knudepunkt findes altsaa i saa Fald i en Afstand fra Feltet lig $\frac{\lambda}{2}$.

Lad nu en Stilling af Elektroden være fundet, hvor Straale-sporet ved positiv Strøm netop vilde gaa over fra E_3 til E_1 i det Øjeblik, D bliver positiv Pol for V_1 , saa betyder det altsaa, at der med denne Stilling er Mulighed for en Ensretning med positiv Retning af den ensrettede Strøm gennem Straalen. Men der er ogsaa Mulighed for en Ensretning med Strøm af modsat Retning. Forandres nemlig den positive Strømretning til en negativ, betyder det Indførelse af en Faseforsinkelse paa π af den mekaniske Kraft F i Forhold til Feltet — ud over Forsinkelsen $\frac{\pi}{2}$ ved positiv Strømretning. Sporet vil altsaa nu passere fra E_3 til E_1 i det Øjeblik, D bliver negativ Pol for V_1 , d. v. s. den negative Strømretning kan ogsaa vedligeholdes. Retningen af den ensrettede Strøm er altsaa ubestemt ved Ensretteren med Drejefelt ganske som ved Systemerne med Vekselfelt.

Kommuteres alle tre Feltspoler, bevirker det, som vi let indser, ved Betragtning af Fig. 101, at Feltvektoren skifter Retning, d. v. s. sættes Vinklen π tilbage i sin Bevægelse. Vi indfører altsaa ved Kommutteringen en yderligere Faseforsinkelse paa π .

Ved en bestemt Orientering af Elektroden maa denne Forsinkelse kompenseres ved en Forskydning $\frac{\lambda}{2}$ frem eller tilbage af Elektroden. Er man altsaa i

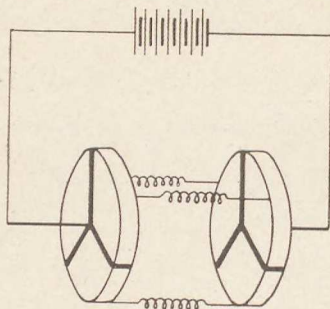


Fig. 102.

Stand til at kommutere Felterne, staar ikke alene de ovenfor fundne Punkter til Raadighed for Anbringelsen af Elektroden, men Knudepunkterne danner en Række med en indbyrdes Afstand mellem to paa hinanden følgende af $\frac{\lambda}{2}$.

Hermed er Teorien for Drejefeltsystemet i Hovedsagen givet. Den er udledt for et Trefasesystem, men udvides naturligvis uden Vanskelighed til et Flerfasesystem. Om Drejefeltsystemet skal her endnu kun bemærkes, at det kan fordobles, saaledes som det fremgaar af Fig. 102. I Fordoblingen arbejder man da med adskilte Faser.

B. Udjævning af den ensrettede Vekselstrøm. I Systemerne med udelt Arbejdsgren kan man udjævne den ensrettede Strøm ved i Grenen at indskyde en almindelig Drosselspole. I *D. J.*-Systemet maa man benytte en Drosselspole med to ens Viklinger, der indskydes som vist i Fig. 103, d. v. s. saaledes, at den

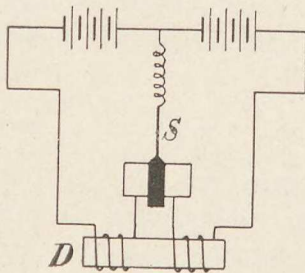


Fig. 103.

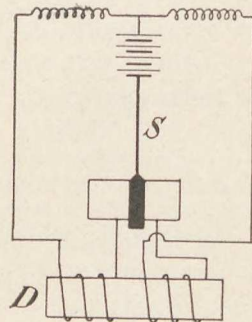


Fig. 104.

pulserende Strøm i venstre Halvdel af Systemet magnetiserer Drosselspolens Kærne i samme Retning som den pulserende Strøm i Systemets højre Halvdel. Drosselspolen med to ens Viklinger kan ogsaa benyttes ved *D. V.*- og *2 E. J.*-Systemerne. Stadig maa man derved sørge for, at Strømmene i de to Viklinger magne-

tiserer i samme Retning. Ved *D. V.*-Systemet bliver Forbindelses-skemaet det, der er vist i Fig. 104.

Hvad Drosselspolens Virkemaade angaar, vil det vistnok vise sig ret vanskeligt at gøre nærmere Rede for den ved de her be-tragtede Systemer. I store Træk kan vi imid-lertid let overskue For-holdene. Vi kan nøjes med at betragte Udjæv-ningen ved en simpel Vekselstrøm. Vi kan endvidere indskrænke os til det Tilfælde, hvor Arbejdsgrenen er udelt. Vi har da at gøre med en Strømkreds, i hvilken der virker en pulserende Spænding, der i Almin-delighed vil nærme sig stærkt til at være sinus-formet. Kredsen kan indeholde Modstand, Selvinduktion (Drossel-spole) og eventuelt Kapa-citet ganske ligesom en almindelig Vekselstrøms-kreds. Tillige vil den i vis-se vigtige Anvendelser (f. Eks. ved Opladning af Akkumulatorbatterier) indeholde en konstant elektromotorisk Kraft

rettet modsat den pulserende Spænding. Vi stiller os den Opgave at bestemme den Strøm, der vil komme i Kredsen, eventuelt til-lige den elektromotoriske Kraft, der fremkaldes i Kredsens Drossel-spole.

Vi tænker os dog derved Kredsen uden væsentlig Kapacitet. Fig. 105 a til c kan give os en grov Forestilling om Strøm-men og om, hvorledes den fremkommer. I Fig. 105 a er Drift-spændingen E_0 tegnet. Tillige er indtegnet de to første Led i

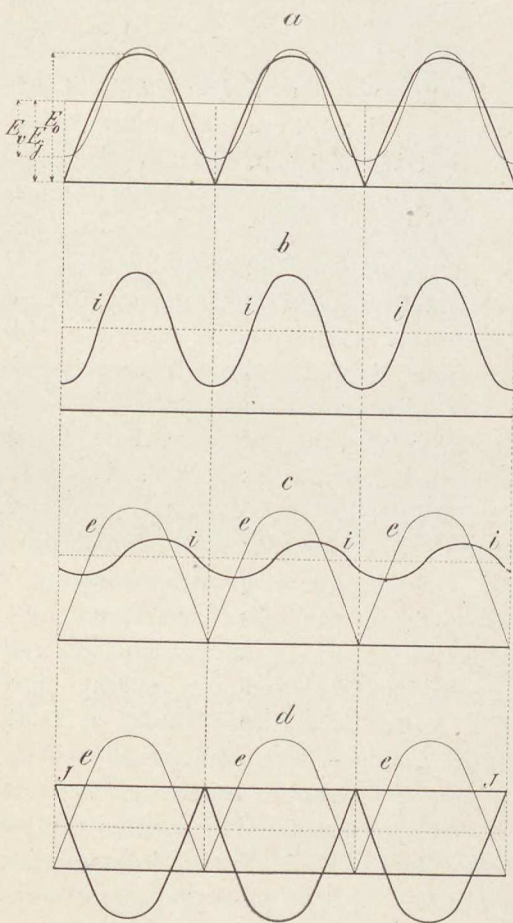


Fig. 105.

Fouriers Række, altsaa Jævnspændingen E_j og Vekselspændingen E_v med den dobbelte Frekvens af den oprindelige Vekselspænding. Det vil erindres, at for sinusformet Spænding er:

$$E_j = 0,637 E_0,$$

$$E_v = 0,424 E_0.$$

Regner vi nu med E_j og E_v i Stedet for E_0 , saa ses det, at Strømmen i en Kreds uden Induktion (og Kapacitet) vil blive som vist i Fig. 105 b, altsaa vil bestaa af en Jævnstrømskomponent og en overlejret Vekselstrøm hidrørende fra Vekselspændingen E_v og i Fase med denne. Indeholder Kredsen derimod Induktion, vil man faa en Faseforskydning af Vekselstrømskomponenten i Forhold til Vekselspændingen og tillige en Formindskelse af dens Amplitude. Optages paa samme Oscillogram Spændingen e og Strømmen i , skal Billedet blive det i Fig. 105 c viste.

Paa lignende Maade, som vi her har gjort os Strømmens Karakter klar, kan vi gøre Rede for den i Drosselspolen fremkaldte elektromotoriske Kraft. Naar Driftspændingen har den i Fig. 105 d som e viste Form, og der skal resultere en udjævnet Strøm som J , maa Drosselspolen levere en elektromotorisk Kraft, der kan supplere e op til en konstant Værdi. Vi kan tænke os denne resulterende Kraft repræsenteret ved samme Linie som J (Modstanden lig 1). Drosselspolens elektromotoriske Kraft maa følgelig faa den ved den stærkt optrukne Kurve givne Form, d. v. s. den bliver Spejlbilledet af Driftspændingen med Hensyn til en Linie — den punkterede — med en Ordinat lig den halve af den resulterende, konstante, elektromotoriske Kraft.

Optager man Oscillogrammer af Strøm og Spænding, vil man i Hovedsagen finde Kurver i Overensstemmelse med de her konstruerede. Fig. 106 a—c gengiver et Par Strømkurver. Fig. a og b viser herved en svagere og en stærkere udjævnet Strøm fra den ene Side af et $D. J.$ -System, medens Fig. c er optaget i Arbejdsgrenen af et $2 D. J.$ -System. Det skal bemærkes, at Tiden vokser fra højre til venstre i Figurerne. Oscillogrammerne svarer vel ikke helt til den simple Teori. Aarsagen hertil maa utvivlsomt i første Linie søges i den Omstændighed, at Straalen et Øjeblik kortslutter de to Elektroder eller Elektrodesider, idet dens Spor passerer sin Nulstilling. Virkningen af dette Forhold er imidlertid ret uoverskueligt og kræver sikkert eksperimentale

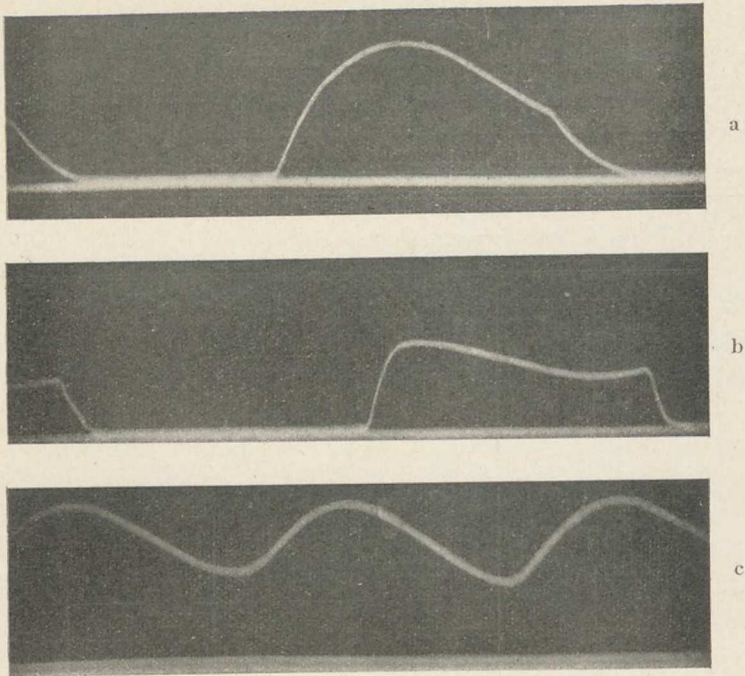


Fig. 106.

Undersøgelser, som der endnu ikke har været Lejlighed til at gennemføre. Vi skal derfor ikke paa dette Sted forsøge nogen Redegørelse.

C. Ensrettersystemerne i Rækkeforbindelse og Parallel-drift. I Fig. 107 ses et Arrangement af rækkeforbundne Enkelt-elektroder med tilhørende Straaler. Felterne tænkes rettede til samme Side og Elektroderne forudsættes alle anbragt i samme Afstand fra deres respektive Felter og vel at mærke i et Knudepunkt. I saa Fald vil alle Straaler samtidigt føres ud over Elektrodernes Kanter, og Strømbanen afbrydes følgelig samtidigt paa lige saa mange Steder, som der er Elektroder. Det er klart, at man kan erstatte det enkelte *E. J.*-System i hver Side af 2 *E. J.*-Systemet med en Rækkeforbindelse som den i Fig. 107 viste. Man vil derved rimeligvis kunne ensrette Effekter af højere Spænding end ved Anvendelse af et enkelt *E. J.*-System, idet Spændingen jo principielt fordeles paa alle Enkeltssystemer. Jeg

har endnu ikke haft Lejlighed til at udføre Forsøg over saadanne rækkeforbundne Enkeltelektroder. Derimod er der udført en ret omfattende Række Undersøgelser over Systemer i Paralleldrif. Fig. 108 viser tre Enkeltelektroder paralleltforbundne, Fig. 109 to



Fig. 107.

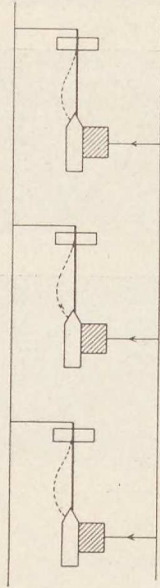


Fig. 108.

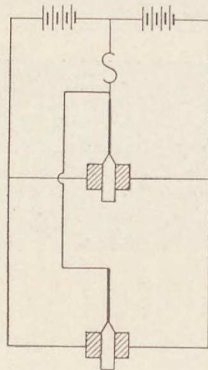


Fig. 109.

D. J.-Systemer. Det er nu Strømmen, der fordeles paa Enkelt-systemerne. De antydede Undersøgelser, der blev udført med indtil tre *D. J.*-Systemer, viser, at Parallelforbindelsen ingen Vanskeligheder volder, naar man blot sørger for, at alle Systemer yder Strømmen samme Modstand. Den Overgangsmodstand, der ved ikke amalgameret Elektrodeoverflade gør sig gældende mellem Straale og Elektrode (se nedenfor) bør derfor ved Parallelsystemer ubetinget fjernes. Anvendes Udjævning af den ensrettede Strøm, kan man enten give hvert System sin Drosselspole eller blot sin Spole resp. sine Spoler paa en fælles Jærnkærne. Eller man kan endelig give alle Systemer en fælles Drosselspole. Efter udførte Forsøg at dømme er det ret ligegyldigt, hvilken af disse Muligheder man vælger.

KAP. IX.

DEN PRAKTISKE UDFORMNING AF ENSRETTER-SYSTEMERNE FOR SIMPEL VEKSELSTRØM.

Efter nu at have givet en Oversigt over Principerne i en Række typiske Ensrettersystemer vil vi i indeværende Kapitel gøre Rede for den praktiske Udformning af Ensretterne for simpel Vekselstrøm.

Herved beskriver vi først Systemernes fælles Hovedelementer og knytter til denne Beskrivelse en Redegørelse for en Række Erfaringer af almindelig Betydning for de betragtede Ensretterformer.

Vædskekredsløbet. Kvægsølvet, der danner Straalen, kommer fra et Reservoir *R* (Fig. 110) og flyder herfra ved den i Figuren viste Konstruktion gennem et lodret Trykrør *T* til en Kapsel *C* paa Enden af den vandrette Ledning *V* med Hanen *H*. I Kapslen er det egentlige straaledannende Element — en Plade med et passende Hul —, der nedenfor skal omtales, indsat. Ledningen *V* er ført isoleret gennem Væggen af det Kammer, hvori Kommuteringen foregaar. Naar Straalen her har gjort Tjeneste som Element i den automatiske Kommutator, løber Kvægsølvet sammen i Brønden *B* i Bunden af *K*. Fra *B* flyder det videre gennem Laasen *L* til Pumpen *P*. Laasen er nødvendig for at hindre den Gas, hvormed *K* maa holdes fyldt, i at træde ud i Rummet. Pumpen *P* løfter atter Kvægsølvet gennem Stigrøret *S* op til Reservoiret. Først passerer det dog i Alminde-

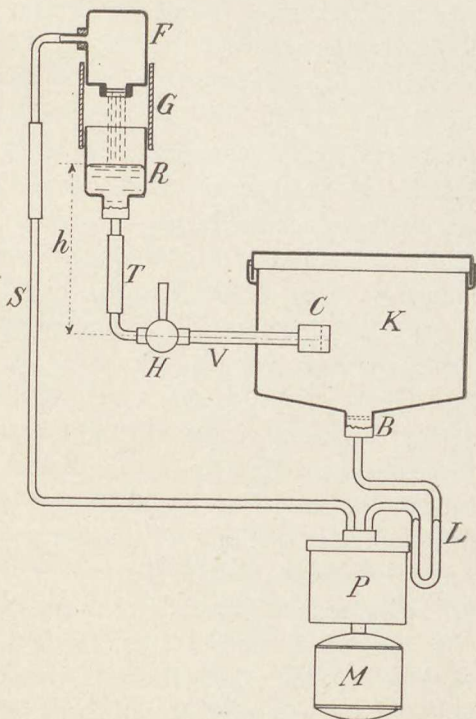


Fig. 110.

lighed et noget højere anbragt Filter F , der tilbageholder det Kvægsølvstøv, der maatte være revet med fra Kamret K . Filtret kan bestaa af et Stykke Karton indsat i Bunden af F og gennemstukket med et stort Antal Huller af en Diameter paa 0,5—1 mm. Fra Hullerne regner det rene Kvægsølv ned i R . Regnen danner en diskontinuert Strøm af Kvægsølv, der ikke leder den elektriske Strøm. Man opnaar altsaa ved F — foruden Filtreringen — en elektrisk Isolation af Kamret, Pumpen og Stigrøret fra Trykledningen T , og denne Isolation vil i de fleste Tilfælde være nødvendig eller dog meget ønskelig. For at hindre, at Kvægsølvdraaber slynges bort ud over Randen paa R , er Rummet mellem F og R omgivet af et isolerende Hylster G , der for Eks. kan være af Gummi.

Reservoir og Straalerør. Efter denne Oversigt vil vi noget nærmere beskrive de enkelte Elementer af Vædskekredsløbet og begynder herved med Partiet $FGRTVC$. Fig. 111 gengiver her en Opmaaling af denne Del af Systemet ved en 2 $D. J.$ -Ensretter projekteret for 30—50 kW. Det erindres, at dette System bestaar af to ens $D. J.$ -Elementer, hver med sit Vædskekredsløb. F og R var af Støbejern. Den udvendige Diameter var for begges Vedkommende 10 cm, Vægtykkelsen ca. 0,5 cm. Paa Siden af R var anbragt et »Vandstandsør« N . R tilligemed Rørledningerne T og V og Pumpen indeholdt $\frac{3}{4}$ —1 Liter Kvægsølv. Til det fuldstændige 2 $D. J.$ -System anvendtes altsaa 1,5—2 Liter. Trykhøjden h var ca. 28 cm. Den er selvfølgelig en væsentlig Faktor ved Projekteringen af Systemet. Valget af den skal derfor diskuteres i det følgende Kapitel, der handler om denne Projektering. Her skal blot anføres, at h normalt vil være ca. 20—30 cm. For let at kunne variere Trykhøjden var der i den lodrette Ledning T indskudt en svær Gummislange med Lærredsindlæg. Ved Systemer, der ikke skal tjene til Forsøg, vil man maaske erstatte Slangen med et Rørstykke af Jærn. Lysningen i T var ca. 2 cm, i den vandrette Del V af Straalerøret ca. 1,6 cm. Længden af V var ca. 45 cm. Med disse Dimensioner vil Tryktabet i Rørsystemet TV være ringe, saa man uden større Fejl kan beregne Straalehastigheden ved *Torricellis* Teorem selv ved en Straale paa 5 mm eller derover. (Se det følgende Kapitel).

Den vandrette Del af Straalerøret er, som det fremgaar af Fig. 111, bygget sammen af flere Dele. Forbindelsen mellem V

og T dannes af Knæet K . Derefter følger Hanen H , en almindelig Toldhane. Gennem Omløbsmøtriken M er Hanen atter forbunden med Rørstykket V_1V_2 , der danner Resten af V . Paa Stykket V_1V_2 er V ført isoleret gennem Kamrets Væg A . Isolatoren J var i det her beskrevne System drejet ud af Marmor. Normalt vil man fremstille den af Porcellain. Gennem dens Midte er der ført en cylindrisk Boring udført med et Staalrør P_1P_2

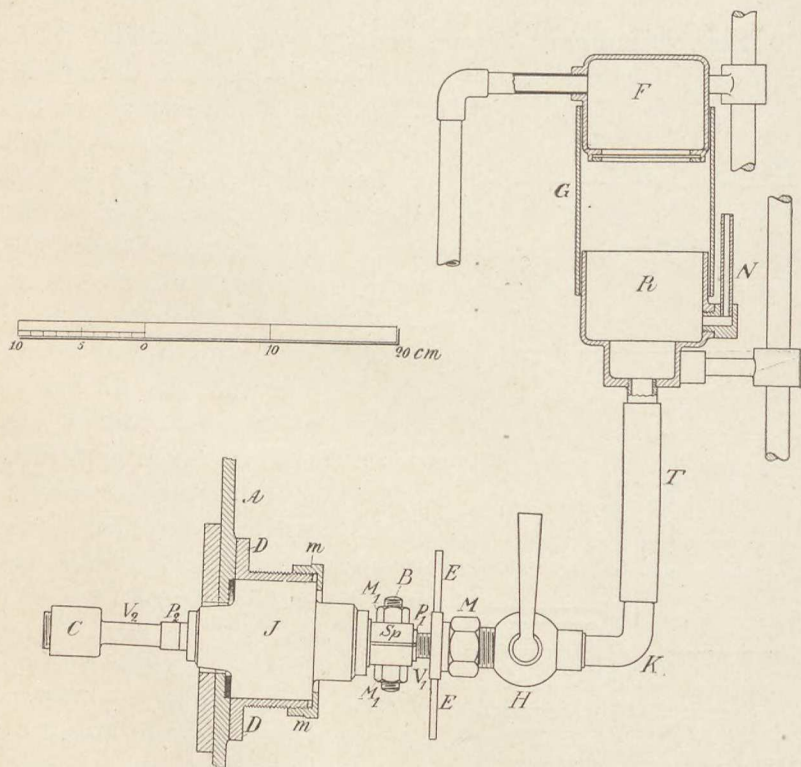


Fig. 111.

bestemt til at optage V_1V_2 . Røret P_1P_2 rager noget frem ved begge Ender af Isolatoren mest ved den udvendige. Her er Røret skaaret op og forsynet med en svær Spændring S_p , der kan klemmes sammen om Røret ved Boltene B med Møtrikerne M_1M_1 . Løses disse, kan V_1V_2 skydes noget frem og tilbage og tillige drejes om sin Akse ved Rattet E . Den sidste Bevægelsesmulighed bliver der Brug for, naar en Straalekam (se nedenfor) benyttes, idet denne da maa kunne stilles ind, saa dens Plan bliver parallel med Kanten af Elektrodens isolerende Plade.

Isolatorens inderste Ende er, som det ses, neddrejet og ført gennem et i Væggen boret Hul. Den Flade paa Isolatoren, der fremkommer ved Overgangen til den større Diameter presses op mod den udvendige Side af Kamrets Væg ved Hjælp af Møtriken *mm*, der skrues paa Daasen *D*. Mellem Isolatoren og Væggen er der tætnet ved en Pakning af Gummi eller Læder.

Transportpumper. Vi gaar herefter over til at omtale Pumpen, der skal løfte Kvægsølvet fra Kamret tilbage til Reservoiret.

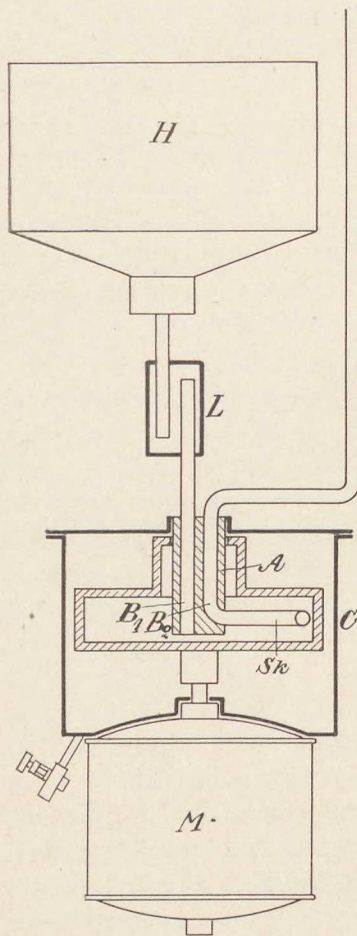


Fig. 112.

Til denne Transport egner den Centrifugalpumpe, der skematisk er fremstillet i Fig. 112, sig særdeles godt. Centrifugen er ved denne Konstruktion koblet direkte til den lodret stillede Motor *M*. Kvægsølvet ledes til gennem en Boring *B₁* i den massive Cylinder *A*. Det presses ud gennem en anden Boring *B₂*, der danner en Fortsættelse af Skrællerøret *Sk*. Centrifugens nederste flade Kapsel er drejet ud af en massiv Støbejernscylinder. Op omkring *A* er der bygget en snævrere Cylinder, der foroven lige netop giver *A* fri Gennemgang. Denne Konstruktion skal hindre Kvægsølvparkler i at slynges ud af Centrifugen, og den opfylder ogsaa i Hovedsagen denne sin Bestemmelse. Dog har det vist sig, at den ikke helt hindrer ganske fint Kvægsølvstøv i at træde ud i Rummet, og derfor maa Centrifugen som Helhed bygges ind i en Cylinder *C*, der er fastgjort paa Motorens Hus og selv tjener til Støtte for Cylindren *A*. Naturligvis

gaar Motoraksen frit gennem Bunden af *C*. Denne Bund giver man passende en Hældning udefter. Der dannes da en Rende, i hvilken Kvægsølvet vil samle sig, og hvorfra det kan tappes gennem det lille Rør til venstre i Figuren. Det skal bemærkes, at der ved normal Gang af Pumpen kun samler sig yderst lidt Kvægsølv i *C* om overhovedet noget.

En Centrifugalpumpe som den her beskrevne drevet af en Motor paa $\frac{1}{6}$ H. K. og med et Omdrejningstal paa 1500 vil være tilstrækkelig til Transport af den Kvægsølvmasse, der skal løftes ved en Ensretter til mange kW, for Eks. 20—30 kW eller mere. Dette forstaas let, naar man beregner den Kvægsølv-mængde, der bliver Tale om at løfte. En Straale paa 5 mm forslaar for Eks. til Omsætning af ca. 15 kW. Med en Trykhøjde paa ca. 30 cm vil Straalen have en Hastighed paa 250 cm/Sek. og føre en Kvægsølvmasse paa ca. 0,7 kg pr. Sek. Regner man, at denne Masse skal hæves ca. 0,7 m, kommer man til et Arbejde, der pr. Sek. er ca. $\frac{1}{2}$ Kilogrammeter eller ca. 0,005 kW, eller atter ca. 0,007 HK. Imidlertid gaar naturligvis et langt større Arbejde tabt ved indre Gnidning, men der er, som det ses, ogsaa rigeligt at tage af, selv om Motoren blot er paa $\frac{1}{6}$ HK.

Iøvrigt er Kvægsølvs Opvarmning ved Gnidningen netop en Ulempe ved den beskrevne Centrifugalpumpe. Kvægsølvs Temperatur stiger i Almindelighed 10—20 Grader ved stationær Gang. Det var ønskeligt at sætte denne Temperaturstigning noget ned, fordi varmt Kvægsølv lettere tilsmudses end koldt. Formentlig vil en saadan Nedsættelse ogsaa kunne opnaas ved visse Ændringer af den antydede Konstruktion.

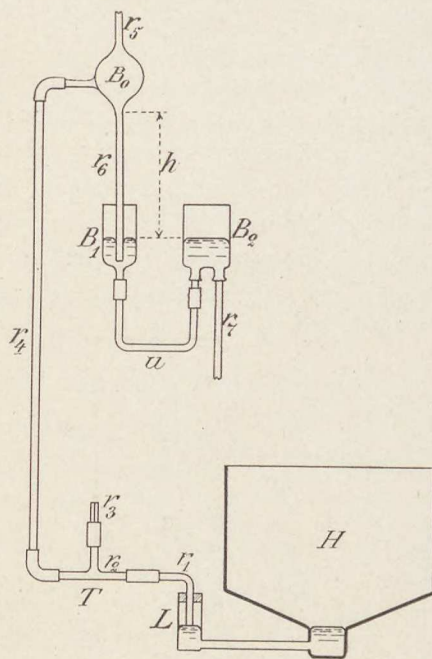


Fig. 113.

Der vil være Grund til endnu at omtale en Transportpumpe af et helt andet Princip nemlig den i Fig. 113 viste, i hvilken Kvægsølvet løftes eller rettere slynges op gennem Stigrøret ved en stærk Luftstrøm. Virkemaaden er iøvrigt følgende. Beholderen B_0 staar gennem Røret r_5 i Forbindelse med en Luftpumpe, der vedligeholder et passende Vakuum i B_0 . Under Indflydelse heraf suges Kvægsølvet fra Laasen L op i Rørstykket $r_1 r_2 r_4$ forbi Siderøret r_3 , i hvilket der er indsat et kort Kapillarrør. Gennem dette træder Luft ind i r_2 og splitter Kvægsølvmassen, hvorefter de enkelte Dele, som antydnet, af Luftstrømmen slynges op gennem Stigrøret r_4 , der kan være betydeligt over 76 cm for Eks. 1 m eller mere. Fra Beholderen B_0 flyder Kvægsølvet til Reservoirret B_1 gennem Rørstykket r_6 , i hvilket Kvægsølvet naturligvis staar til en Højde h svarende til Undertrykket i B_0 . Kvægsølvet maa altsaa hæves denne Højde udover den ved Reservoirrets Niveau givne, eller rettere naturligvis endnu noget højere. Man kan lægge Højden h op over Reservoirret, men man kan ogsaa lægge den ned under Ensretterens Bund forudsat, at man til Raadighed har Trykluft. Man benytter da den i Fig. 114 viste Konstruktion. Kvægsølvet presses her ved Vægten af Kvægsølv søjlen h op forbi Siderøret r_3 , gennem hvilket Presluften føres ind i Systemet. Kvægsølv søjlen splittes af Luften og slynges som før op gennem r_4 direkte ind i Reservoirret. Presluften kan leveres fra

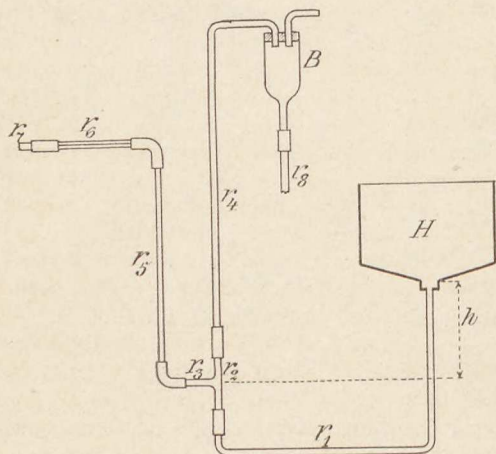


Fig. 114.

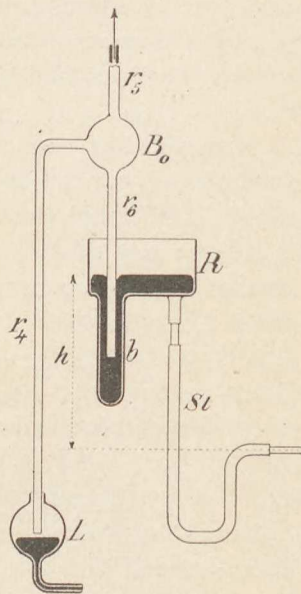


Fig. 115.

en Flaske med komprimeret Luft. Flasken maa naturligvis i Almindelighed være forsynet med en Reduktionsventil, der for Eks. sætter Trykket ned til ca. 1,5 Atm. Desforuden bør der mellem Flasken og r_2 indskydes et Kapillar r_6 af passende Længde og Vidde.

Jeg har anvendt de her antydede Pumpesystemer i vid Udstrækning. Den første Type bliver særlig praktisk, naar den kan kombineres med en simpel Vandluftpumpe. I den seneste Tid har jeg i nogen Grad simplificeret den i Fig. 113 viste Pumpeform, der nu fremtræder i den i Fig. 115 antydede Skikkelse. Som det ses, er Partiet $r_1 r_2 r_3$ i Fig. 113 bortfaldet. Stigrøret r_4 ender direkte over Kvægsølvet i Laasen L . Idet Kvægsølvet stiger op over Kanten paa r_4 , suges det blandet med Luft op i Røret. Den hele Pumpe kan nu let fremstilles i ét Stykke af Glas eller Staal, og den er naturligvis yderst billig i sin Fremstilling. Den er bleven væsentlig kortere — ca. 40 % — end tidligere og virker ikke længere skæmmende paa Konstruktionerne. Pumpen er selvskreven som Transportpumpe ved smaa Ensrettetere og ved Afbrydersystemer — forudsat, at Vand staar til Raadighed —, og den vil gøre det muligt at fremstille disse Systemer relativt meget billigt.

Fig. 115 viser en Detail, der er Grund til at henlede Opmærksomheden paa. Reservoir R er forsynet med en snæver Brønd b , ned i hvilken r_6 stikker. Idet Forbindelsesledningen til Straalerøret er fremstillet af en bøjelig Slange, kan Reservoir R hæves og sænkes, og Trykhøjden h altsaa varieres med et Beløb givet ved Brøndens Dybde.

Ved Bygning af et Pumpesystem saavel efter Fig. 113 resp. 115 som Fig. 114 er Diametren af Røret r_4 i første Linie væsentlig. Jo større Mængde Kvægsolv, der skal løftes, desto videre maa r_4 tages. Her skal til Orientering antydes nogle Konstruktioner. Først et Pumpesystem af den i Fig. 114 viste Type, der blev benyttet til at løfte ca. 10 cm³ Kvægsolv pr. Sek. Tryklufften leveredes af en Kapselpumpe fra *Leybold* i Köln. Mellem den og r_7 blev indskudt en Vindkedel paa 3 l. Kapillarrøret r_6 bortfaldt. Stigrøret r_4 var 1 m langt og 1 cm i indre Diameter. Lysningen i $r_2 r_3$ var 6 mm. Trykhøjden h var ca. 40 cm. Kapselpumpen løb med noget nær fuld Fart. — En Pumpe af første Type blev drevet ved to paralleltforbundne Vandluftpumper. Den transporterede Mængde Kvægsolv var her ca. 3 cm³ pr. Sek. Den løftedes 1 m gennem et Stigrør paa 8 mm' Lysning. Røret r_6 var ca. 45 cm langt og Kapillaret r_3 ca. 3 cm langt med en Lysning paa ca. 0,5 mm. De to Pumper kunde lige netop udføre Pumpearbejdet. En tredje Pumpe endelig blev drevet af en

enkelt Vandluftpumpe. Den løftede ca. 1 cm^3 Kvægsølv pr. Sek. gennem et Stigrør paa 1 m Længde og 4 mm Lysning. Kapillaret var her af samme Dimension som i forrige Tilfælde, og det samme gjaldt Længden af r_6 . Den ene Pumpe overkom med Lethed Pumpearbejdet. Danner man ved disse tre Konstruktioner Forholdet mellem Kvadratet paa r_4 Diameter og den pr. Sek. transporterede Mængde Kvægsølv, finder man

Mængde Kvægsølv.	d^2	Forhold.
10 cm^3	100	10
3 -	64	21
1 -	16	16
Middel . . .		16

Maaske kan man derfor bruge Udtrykket

$$\frac{d^2}{V} = 16$$

som Konstruktionsregel (d mm, V Volumen Kvægsølv i cm^3). Hertil svarer et Arbejdstryk h paa ca. $30\text{--}40 \text{ cm}$ Kvægsølv.

Med et System efter Fig. 114 udførtes nogle Forsøg, ved hvilke Tryklufften leveredes af en Brintbeholder med Reduktionsventil. Det reducerede Tryk var $1,5 \text{ Atm.}$ De væsentligste Brugsegenskaber ved Systemet er Arbejdshastigheden — d. v. s. Antallet af cm^3 Kvægsølv, der løftes pr. Sek. — og Virkningsgraden. Det viste sig, at Arbejdshastigheden voksede med Højden h og med Vidden af $r_1 r_2 r_4$. Virkningsgraden viste sig i første Linie afhængig af Kapillaret r_6 . Ved Overgang fra et Rør med en Lysning paa $\frac{1}{2} \text{ mm}$ og en Længde paa 30 cm til et dobbelt saa langt med en Lysning paa $\frac{1}{4} \text{ mm}$ voksede Virkningsgraden ved Transport af samme Kvægsølv mængde til det tredobbelte, d. v. s. der brugtes 3 Gange mindre Luft til Transporten. Samtidigt gjorde en udpræget Forskel i Pumpemaaden sig gældende. Ved det kortere og videre Kapillar foregik Pumpningen stødvis; store Portioner Kvægsølv slyngedes paa en Gang op gennem Stigrøret. Ved det længere og snævrere Rør foregik den næsten kontinuert. En stadig Strøm af Kvægsølvdele gled op gennem Røret. Det er indlysende, at den sidste Pumpemaade er den ideale, thi Gennemsnitstrykket vil her utvivlsomt være det mindst mulige.

Den absolute Mængde Luft, der skal til for at løfte 1 cm^3 Kvægsølv pr. Sek. 1 m , synes at være ca. $0,3 \text{ l}$ pr. Minut maalt ved Atmosfæretryk. Ved de Apparater til Ensretning af Vekselstrøm, der senere skal omtales, kræves formentlig løftet ca. 3 cm^3 pr. kW, og Højden vil være ca. 1 m^*). Hertil bruges da 1 l pr. Minut. En Flaske komprimeret Luft paa 5000 l vil altsaa vare henvend 100 Timer.

*) Dette Tal er vistnok sat rigeligt stort.

Den kan i København købes for ca. 2 Kr. Udgiften pr. Kilowatttime er saaledes 2 Øre, medens Kilowattimen selv kan købes for 15 Øre. Pumpen er altsaa under de anførte Forhold lidet økonomisk, men ved større Anlæg kan man utvivlsomt regne med billigere Luft.

Ved mindre Systemer spiller Udgiften til Kvægsølvtransporten naturligtvis ofte en fuldkommen underordnet Rolle. — Det skal her endnu anføres, at en Dobbeltvandluftpumpe, der er tilstrækkelig til at transportere den Mængde Kvægsølv, en Ensretter paa 1 kW arbejder med, pr. Time bruger ca. $0,5 \text{ m}^3$ Vand, hvilken Vandmængde her i København kan faas for 5 Øre.

Fordelere. Som antydte ovenfor maa de to Komposanter af et 2 D. J.-System have hver sit uafhængige Vædskekredsløb. Dog kan de have Pumpen fælles, men man stilles da overfor det Problem at konstruere en Indretning, der automatisk fordele Kvægsølvet ligeligt mellem de to Komposanter.

Paa Forhaand vilde man maaske vente, at dette Problem kunde løses meget simpelt ved at man pumpede Kvægsølvet op i et fælles Reservoir R , hvorfra det gennem ens Ledninger fordeltes til de to Systemers Reservoirer R_1 og R_2 eller rettere til disse Reservoirers »Filtre« F_1 og F_2 (sml. Fig. 110). Imidlertid møder denne Fordelingsmetode praktiske Vanskeligheder, der vil forstaas af følgende Udvikling.

Lad os antage, at Kvægsølvet ledes fra R til R_1 resp. R_2 gennem to Rør endende i Hulplader med Boringer af samme Areal og samme Konicitet, og lad os endvidere antage, at Boringernes Dybder under det stationære Kvægsølvniveau i R ligeledes er ens. Naar nu ogsaa de to Systemers straaledannende Elementer er ganske ens, maa Kvægsølvet stille sig i samme Højde i de to Reservoirer R_1 og R_2 . Men lad det nu ske, at der af en eller anden Grund opstaar en Forskel i Tilførslerne af Kvægsølv til R_1 og R_2 for Eks. ved, at Boringen i Røret til R_1 i nogen Grad forurenedes ved Slam saaledes, at der strømmer Voluminet ΔV mindre ud af Boringen pr. Sek., saa maa Niveauet i R_1 synke. Niveauet h i R_1 over Straalen er nemlig i Hovedsagen bestemt ved

$$V = S \sqrt{2gh},$$

hvor S er Straalens Tværnsnitsareal og V det Volumen Kvægsølv, der pr. Sek. strømmer til R_1 fra R . Formindskes V altsaa med ΔV , formindskes h med Δh bestemt ved

$$\frac{\Delta h}{h} = 2 \frac{\Delta V}{V},$$

hvoraf det vil ses, at h er relativt følsom overfor Forandringer i V . En Ændring i V paa 5 % vil saaledes ændre h 10 %. Er nu den normale Trykhøjde for Eks. 30 cm, bliver 10 % heraf 3 cm. Dersom altsaa Dybden af Kvægsølvet i Reservoiret R_1 ved normal Højde kun er 2 cm, betyder det, at Kvægsølvoverfladen synker helt ned i Trykledningen, hvad naturligvis er yderst skæbnesvangert for den sikre Drift af Ensretteren. Af det anførte Eksempel vil det da forstaas, at en simpel Fordeler som den antydede kun er praktisk mulig, dersom man er i Stand til at sikre en meget veldefineret og konstant Tilstrømning fra R til R_1 resp. R_2 . De i Kap. I omtalte skarpkantede koniske Boringer giver nu, som vi nedenfor skal se et Eksempel paa, en yderst regelmæssig Udstrømning. Hvis man i den praktiske Anvendelse tør gøre Regning paa, at $\frac{\Delta V}{V} \cdot 100$ ved en saadan Boring ikke overskrider $\frac{1}{2}$, — og der er Grund til at tro, at man tør, — ses det, at Variationerne i h kan holdes nede under 1 %, og Variationerne i Straalens Hastighed under $\frac{1}{2}$ %. Variationer af denne Størrelsesorden kan i Almindelighed tillades, og det er derfor muligt og sandsynligt, at man virkelig vil kunne bygge en simpel Fordeler med Anvendelse af de antydede Hulplader.

Det kan derfor nok have nogen Interesse at opstille en fuldstændigere Teori for den ovenfor antydede simple Fordeler. Denne er skematisk vist i Fig. 116. Reservoiret R antages

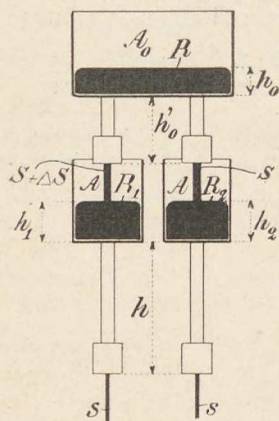


Fig. 116.

tisk vist i Fig. 116. Reservoiret R antages at have Tværsnitsarealet A_0 , Reservoirerne R_1 og R_2 Arealerne A . Tværnittene for de to Straaler, der fører Kvægsølvet fra R til R_1 resp. R_2 forudsættes at være henholdsvis $S + \Delta S$ og S . Tværnittene af de to Arbejdsstraaler, der faar deres Kvægsølv tilført fra R_1 og R_2 er s . De stationære Højder i R , R_1 og R_2 vil vi betegne henholdsvis ved h_0 , h_1 og h_2 . De to Sæt Rørledninger har henholdsvis Længderne h_0 og h . Vi udleder Udtryk for h_0 , h_1 og h_2 . Herved gaar vi ud fra, at Pumpen, der løfter Kvægsølvet op i R , virker saa hurtigt, at den samlede Mængde Kvægsølv i R , R_1 og R_2 under stationær Drift altid er den samme uafhængigt af den Mængde

der i hvert Sek. strømmer gennem Systemet. Da bestemmes h_0 , h_1 og h_2 , som det ses, ved følgende tre Ligninger:

$$\begin{aligned} \text{I. } & A_0 h_0 + A h_1 + A h_2 = \text{konstant} = V_0. \\ \text{II. } & \sqrt{2g(h_0 + h'_0)} \cdot (S + \Delta S) = \sqrt{2g(h_1 + h)} \cdot s. \\ \text{III. } & \sqrt{2g(h_0 + h'_0)} \cdot S = \sqrt{2g(h_2 + h)} \cdot s. \end{aligned}$$

Af disse Ligninger faas følgende Udtryk for $h_0 + h'_0$, $h_1 + h$ og $h_2 + h$:

$$\begin{aligned} h_0 + h'_0 &= \frac{V_0 + 2Ah + A_0 h'_0}{A_0 + 2A \frac{S^2}{s^2} \left(1 + \frac{\Delta S}{S}\right)} \sim \frac{V_0 + 2Ah + A_0 h'_0}{A_0 + 2A \frac{S^2}{s^2}} \text{ for } \frac{\Delta S}{S} = 0. \\ h_1 + h &= \frac{V_0 + 2Ah + A_0 h'_0}{A_0 + 2A \frac{S^2}{s^2} \left(1 + \frac{\Delta S}{S}\right)} \cdot \frac{S^2}{s^2} \left(1 + \frac{2\Delta S}{S}\right) \sim \frac{V_0 + 2Ah + A_0 h'_0}{A_0 + 2A \frac{S^2}{s^2}} \cdot \frac{S^2}{s^2} \quad - \\ h_2 + h &= \frac{V_0 + 2Ah + A_0 h'_0}{A_0 + 2A \frac{S^2}{s^2} \left(1 + \frac{\Delta S}{S}\right)} \cdot \frac{S^2}{s^2} \sim \frac{V_0 + 2Ah + A_0 h'_0}{A_0 + 2A \frac{S^2}{s^2}} \cdot \frac{S^2}{s^2} \quad - \end{aligned}$$

hvoraf ses, at Forøgelsen $\frac{\Delta S}{S}$ i Tværsnitsarealet for Boringen i Udstrømningsrøret over R_1 giver Anledning til, at

$$\begin{aligned} h_0 + h'_0 &\text{ sættes op med } - \frac{1}{\frac{A_0}{2A} \cdot \frac{s^2}{S^2} + 1} \cdot \frac{\Delta S}{S} \cdot 100\% \\ h_1 + h &\text{ sættes op med } \frac{2\Delta S}{S} \cdot 100\% - \frac{1}{\frac{A_0}{2A} \cdot \frac{s^2}{S^2} + 1} \cdot \frac{\Delta S}{S} \cdot 100\% \\ h_2 + h &\text{ sættes op med } - \frac{1}{\frac{A_0}{2A} \cdot \frac{s^2}{S^2} + 1} \cdot \frac{\Delta S}{S} \cdot 100\%. \end{aligned}$$

Dersom A_0 er meget stor i Forhold til A , og s^2 ikke meget lille i Forhold til S^2 , bliver Ændringerne i $h_0 + h'_0$ og $h_2 + h$ forsvindende, og Ændringen i $h_1 + h$ bliver lig $\frac{2\Delta S}{S} \cdot 100\%$. Hvis derimod

$\frac{A_0}{2A} \cdot \frac{s^2}{S^2}$ er praktisk set forsvindende mod 1, bliver Forandringen i

$h_1 + h$ lig $+\frac{\Delta S}{S} \cdot 100\%$ og Forandringen i $h_2 + h$ lig $-\frac{\Delta S}{S} \cdot 100\%$.

Forskellen mellem de to Trykhøjder $h_1 + h$ og $h_2 + h$ bliver altsaa den samme, men fremkommer nu ved, at Kvægsølv i R_2 synker lige saa meget, som det stiger i R_1 . Den ovenfor anførte Teori gælder naturligvis kun saa længe, der er Kvægsølv i R , altsaa saa

længde $h_0 > 0$. Danner man Udtrykket for h_0 , idet det antages, at $\Delta S = 0$, findes

$$h_0 = \frac{V_0 + 2Ah - 2Ah'_0 \cdot \frac{S^2}{s^2}}{A_0 + 2A \frac{S^2}{s^2}},$$

hvoraf fremgaar, at h_0 bliver Nul, naar

$$h'_0 \cdot \frac{S^2}{s^2} = \frac{V_0 + 2Ah}{2A}.$$

Af Interesse vil det maaske endnu være at se, hvorledes en Fordeler kan beregnes. Man benytter til denne Projektering passende de to Ligninger

$$h_0 + h'_0 = \frac{V_0 + 2Ah + A_0 h'_0}{A_0 + 2A \frac{S^2}{s^2}}$$

$$h_1 + h = \frac{V_0 + 2Ah + A_0 h'_0}{A_0 + 2A \frac{S^2}{s^2}} \cdot \frac{S^2}{s^2}.$$

Vi vil af disse Ligninger bestemme A_0 og $\frac{S^2}{s^2}$, idet vi vælger de øvrige Størrelser.

Ved Division af de to Ligninger ind i hinanden faas

$$\frac{S^2}{s^2} = \frac{h_1 + h}{h_0 + h'_0}.$$

Lad $h = 25$ cm, $h_1 = 5$ cm, $h_0 = 5$ cm, $h'_0 = 5$ cm, saa bliver

$$\frac{S^2}{s^2} = 3, \quad \frac{S}{s} = 1,73, \quad \frac{D}{d} = 1,32,$$

hvor D og d betegner Straalediametrene.

Lad endvidere $A = 50$ cm², $V_0 = 750$ cm³, saa faas til Bestemmelse af A_0

$$750 + 2500 + A_0 \cdot 5 = 10 (A_0 + 300),$$

hvoraf

$$A_0 = 50 \text{ cm}^2, \text{ altsaa lig } A.$$

Hvert af de tre Reservoirer vil følgelig under stationær Drift indeholde lige store Portioner af Kvægsølvvoluminet V_0 , og det vil de gøre uafhængigt af Straaletykkelserne, naar blot Forholdet $\frac{S^2}{s^2}$ holdes uforandret lig 3.

Jeg er som antydte af den Anskuelse, at det vil kunne lade sig gøre at bygge en driftsikker Fordeler efter det nu diskuterede, simple Princip. Imidlertid har jeg ogsaa udtænkt en anden

Konstruktion, nemlig den i Fig. 117 antydede. Kvægsølvet strømmer fra Pumpen gennem Røret r_1 til Systemet $r_2 r_3 r_4$, der udgør en Vædskestraale-turbine, som med den mindst mulige Friktion kan dreje sig om Aksen for r_2 og r_3 . Straalehullet i den tangentialt ombøjede Ende af r_4 er i Lysning afpasset saaledes, at Kvægsølvet ved stationær Drift stiller sig ind i en passende Højde i r_3 tilstrækkelig til at give Turbinen en sikker og jævn Rotation. Den nederste Del af Beholderen B , der omgiver Turbinen, er ved en lodret Væg delt i to lige store Celler, mellem hvilke Kvægsølvmassen følgelig fordeles ligeligt. Fra de to Celler strømmer Kvægsølvet gennem Afledningsrørene r_5 og r_6 til hver sin af 2 *D. J.*-Systemets Komposanter. Naturligvis kan man ved Separatoren fordele Kvægsølvet til et større Antal uafhængige Systemer, idet man blot ved radiale Skillevægge afgrænser et tilsvarende Tal af Celler i Bunden af B . Separatoren kræver et Arbejde til sin Drift. Dette Arbejde betaler man principielt for, ved at Kvægsølvet maa løftes Højden h i Figuren. I Virkeligheden maa det naturligvis løftes endnu noget højere, og der maa regnes med en vis yderligere »tabt« Højde fra Munden af Straalehullet til det laveste Punkt af Rørene r_5 og r_6 . For at opnaa den mindst mulige Friktion er der i Konstruktionen gjort Brug af Kuglelejer.

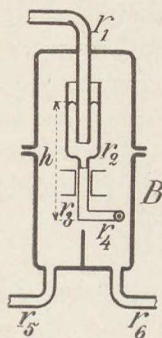


Fig. 117.

Det straaledannende Element og Straalen. Vi gaar herefter over til nærmere at betragte det Element, hvorved Straalen dannes eller formes.

Ved Omsætning af mindre Effekter kan man til Fremstilling af Straalen benytte en »Glasspids« af den i Fig. 118 antydede

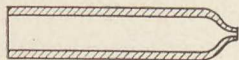


Fig. 118.

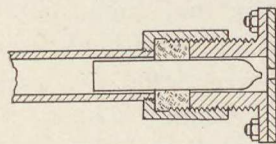


Fig. 119.

Form. For at beskytte Spidsen mod mekanisk Overlast indkapsler man den passende som vist i Fig. 119. Glasspidsen giver en

smuk, jævn Straale. Den lader intet tilbage at ønske, hvad Holdbarhed angaar, men den har den svage Side, at man vanskeligt med større Nøjagtighed kan reproducere en bestemt Lysning. Naar der er Brug for flere parallelle Straaler i et og samme Felt, tager Glasspidserne dertil for megen Plads op og er vanskelige at montere. Derfor er det i det hele taget mere rationelt at frembringe Straalen ved en Boring i en Plade.

Boringens Profil er af væsentlig Betydning. Fig. 120 a til d viser 4 Former, hvormed der har været arbejdet under Ud-

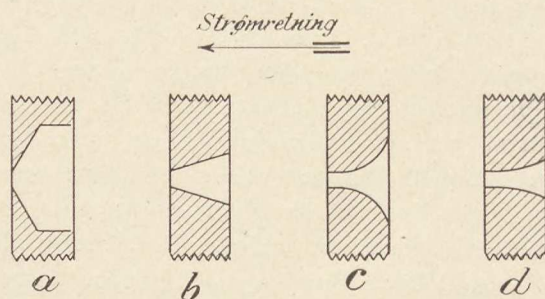


Fig. 120.

dannelsen af Systemerne. I a ses en skarpkantet konisk Boring, der er bleven studeret ved talrige Udstømningsforsøg, hvorefter enkelte er anførte i Kap. I. Efter alle foreliggende Erfaringer maa denne Hulpladetype anses for den mest fuldkomne. Den giver en Straale med en yderst veldefineret og konstant Hastighed, og Grunden hertil maa søges i, at Væggnidningen i Boringen er reduceret til det mindst mulige og deri, at fremmede Partikler meget vanskeligt kan sætte sig fast i Straalehullet, naar de da ikke er abnormt store. Jeg anser da ubetinget Formen i Fig. 120 a som Standardformen for det straaledannende Element. Af andre undersøgte Former har den cylindriske Boring med konisk Indledning, Fig. 120 d, nogen Interesse. Den giver en meget glat Straale, der imidlertid udviser en Aftagen i Hastighed — Degeneration — i nogen Tid efter, at Hulpladen er taget i Brug. Denne Aftagen skyldes sikkert en Forurening af Væggen i Boringens cylindriske Del, hidrørende for Eks. fra Støv, som Kvægsølvet river med sig. Dersom nu et Parti af disse Partikler, der har sat sig fast i Boringen, løsriveres, udviser Straalen et pludseligt Spring i Hastighed, hvad naturligvis er

uheldigt for Driften af Ensrettersystemet. Jeg har derfor nu ganske forladt den cylindriske Boring. Nogle Forsøg er blevne udført med Mellemformer som de i Fig. 120 b og 120 c viste, men heller ikke disse kan maale sig med Boringen i Fig. 120 a.

Hvad Dimensioneringen angaar, skal eksempelvis anføres, at der ved et 2 D. J.-System til en halv Snes Kilowatt benyttedes to Hulplader som vist i Fig. 120 a med Boringer af 3,5 mm' Diameter. Iøvrigt skal Dimensioneringen nærmere diskuteres i det efterfølgende Kapitel.

Hvor konstant en Straale en Hulplade som Fig. 120 a giver selv ved Belastning af Straalen med relativt enorme Strømme, vil fremgaa af følgende Tabel, i hvilken Udstømningstiderne for et vist Volumen Kvægsølv er anført. Straalehullets Diameter var ved Forsøgene ca. 0,86 mm. De anførte Udstømningstider svarer til strømløs Straale, men mellem hver af Bestemmelserne har der været udført et Udstømningsforsøg med Strøm gennem Straalen varierende i de forskellige Forsøg fra 40 til 112 Ampère.

Nr.	Udstømningstid.
1	147,15
2	147,35
3	147,50
4	147,60
5	147,55
6	147,15
7	147,40
8	147,20
9	147,20
10	147,30
11	147,30
12	147,25
13	147,25
14	147,30
15	147,25
16	147,15
17	147,00

Som Materiale for Hulpladerne benyttes passende Staal. Dog er der intet i Vejen for at bruge Materialer som Fiber eller Ebonit, der har den Fordel, at de ikke svækker Systemets magnetiske Felt. Kobber tør ikke anvendes, da den stadige Strøm af Kvægsølv meget hurtigt slikker Vægmaterialet bort i Boringen, saa Straaletykkelsen ændres, og Straalen i Almindelighed deformeres samtidigt med, at Kvægsølvet amalgameres og derved tilsmudses.

I Systemer til Omsætning af store Effekter vil man maaske anvende to eller flere parallele Straaler i samme Felt. Disse kan da dannes ved Boringer i en og samme Hulplade. Under de tidligste Arbejder med Systemerne indhøstedes en Del Erfaringer med Hensyn til Hulplader med flere — indtil 5 — Huller. De benyttede Boringer var dog ret snævre for Eks. fra 0,5—0,7 mm, og kun første Knudepunkt beliggende $\frac{\lambda}{2}$ fra Feltet anvendtes.

De enkelte Straaler i den »Straalekam«, der dannes, vil have noget forskellig Hastighed. Størst vil den være for de inderste Straalers Vedkommende. Denne Forskel i Hastighed er sikkert en Ulempe, naar Knudepunkter af højere Orden benyttes. Ved to symmetrisk anbragte Huller er der imidlertid ingen Forskel, og med to Straaler kan man formentlig omsætte op til ca. 30 kW. Muligvis vil man ogsaa ved Straalekamme med flere Straaler kunne opnaa en mere ensartet Hastighedsfordeling, naar man danner Straalerne ved Hjælp af korte Rørstykker af Staal, der ender paa forskellige, passende valgte Steder inde i Kapslen paa Enden af Trykrøret. Ved meget store Systemer kan man tænke sig at benytte et System af Straalekamme, dannede ved Boringer i den ene Væg af et aflangt Kammer.

Man kunde tænke sig at anvende Straalehuller af anden Form end den cirkulære. Det lader sig imidlertid næppe med Fordel gøre. Forsøger man at danne en baandformet Straale ved Hjælp af en spalteformet Aabning, vil man iagttage, at Straalen først er baandformet i Spaltens Retning, derefter slaar den om, og Baandets Flade ligger nu i en Plan vinkelret paa Spalten, derpaa drejer Baandet sig atter 90° o. s. v. Aarsagen til denne periodiske Ændring i Straalen er Overfladespændingen. Jeg har prøvet, om Straalen trods den nævnte Uregelmæssighed ikke kunde benyttes i Ensretteren. Ved Forsøget drejedes Hulpladen, til Straalebaandet ude i Elektrodens Afstand var parallelt med den isolerende Plades Kant. Forsøget faldt imidlertid uheldigt ud utvivlsomt, fordi Hastigheden af Straalens enkelte Fibre er for forskellig.

Af nogen Interesse er det at faa afgjort, hvor tynde Straaler man kan arbejde med. Ved Anvendelse af skarpkantede koniske Boringer kan man gaa meget langt ned i Diametren, for Eks. ned til 0,6 mm. Saa tynde Straaler vil dog næppe finde større Anvendelse ved Ensrettere, hvorimod de er paa deres Plads i Afbrydersystemerne. For Ensrettersystemernes Vedkommende skal

Spørgsmaalet om Straalens mindste Tykkelse diskuteres i næste Kapitel.

Vi skal endnu i denne Forbindelse meddele nogle Erfaringer angaaende Kvægsølvets Forstøvning. Denne skyldes Kommutteringsgnisten og kan derfor ikke helt undgaas, men ved et rigtigt projekteret System vil Forstøvningen i ethvert Fald være meget ringe, hvad der vil fremgaa af følgende lagttagelser.

Efter at der i mindst 30 Timer havde været eksperimenteret med en Ensretter, der gennemsnitlig omsatte 4 kW, og som ofte var udsat for abnorm stærk Gnistren, blev hele Systemet rensat for Støv. Den indsamlede Støvmasse fyldte ca. 150 cm³. Ved en særlig Behandling blev det meste Kvægsølv udvundet, og det regenererede Kvægsølv beløb sig til ca. 40 cm³. Den hele Kvægsølvmasse, Ensretterne arbejdede med, var ca. 1500 cm³. Antagelig er i den nævnte Tid ca. 50 cm³ rent Kvægsølv forstøvet, d. v. s. godt 3 % af den hele i Brug værende Masse. Men de 3 % betyder altsaa ikke et Tab paa 3 % i Kvægsølvet, idet Støvet let kan opsamles og Kvægsølvet for største Delen regenereres. Regenereringen kan for Eksempel foretages paa følgende Maade. Man ryster Støvet med en Ammoniakopløsning og lader Massen henstaa et Døgn eller to. Herefter fjærner man det meste af Opløsningen for Eks. ved en Hævert og indtørker det bundfældte Slam. Efter Indtørringen danner Slammet en Kage, af hvilken Kvægsølvet flyder ud i større sammenhængende Draaber, naar den sprøde Masse knuses. I Stedet for Ammoniakopløsning kan man vistnok ogsaa anvende en fortyndet Opløsning af Salpetersyre eller en Natronopløsning, men jeg har Indtrykket af, at Kvægsølvet hurtigst samler sig, naar Ammoniak benyttes.

Elektroden. Vi skal herefter gøre Rede for de Erfaringer, der hidtil er indhøstede med Hensyn til Bygningen af Elektroden. Hovedelementerne i Dobbeltelektroden, som vi foreløbig vil betragte, er som allerede anført to ledende Dele E_1 og E_2 , Fig. 121, og en isolerende Væg P , der adskiller disse Dele. Forkanten af P springer frem foran Overfladen af E_1 og E_2 . Den er som antydnet tagformet tilslebet, saa den fordeler den uafbøjede Straale mellem E_1 og E_2 . Straalen kortslutter altsaa i sin Nulstilling de to Elektrodesider. Denne Kortslutning

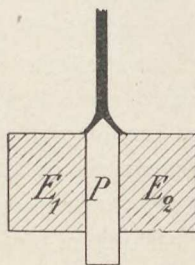


Fig. 191

er, eller kan være skadelig. Ved 2 D. J.-Systemet betyder den for Eks., at Vekselstrømsgeneratoren kortsluttes i den Tid, Straalen er om at passere Kanten. Ved Omsætning af større

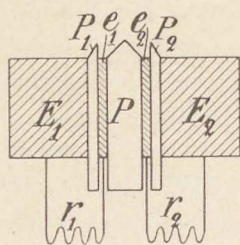


Fig. 122.

Effekter maa der træffes Foranstaltninger mod denne Kortslutning, og man benytter sig da passende af en Konstruktion, der i Principet vil være kendt fra Celleskiftere. Paa hver Side af P indbygges to ledende Lameller eller Hjælpeelektroder e_1 og e_2 , Fig. 122. Disse er ved to isolerende Vægge P_1 og P_2 af den i Figuren viste Profil adskilte fra Klodserne E_1 og E_2 . De er forbundne med dem gennem de to »Elektrodemodstande« r_1 og r_2 . Ved denne Konstruktion vil Elektrodesiderne aldrig være egentligt kortsluttede. De vil vel være forbundne i det Øjeblik, Straalen passerer P 's Kant, men Forbindelsen vil indeholde en Modstand lig Summen af r_1 og r_2 , hvilke Modstande naturligvis normalt vælges lige store.

Ved Forsøgene er Elektroderne hidtil bleven bygget sammen af løse Plader og Staalklodser, hvad der har haft den Fordel, at et beskadiget Element let har kunnet udveksles. Delene har været spændt ind imellem to Støbejerns Opstandere paa et Fodstykke af Skiffer eller Marmor. Skematisk er den fuldstændige Elektrode antydnet i Fig. 123. Klodserne E_1 og E_2 hviler paa de vandrette Flige F_1 og F_2 af Opstanderne O_1 og O_2 , der er fastgjorte paa begge Sider af en Nedskaering N i Fodstykket BB . Nedskaeringen, der kun er ført et Stykke ind i Klodsen BB , er bestemt til at optage de isolerende Plader og forhindre en Kortslutning — ved Kvægsølv — af F_1 og F_2 . Ved hældende, nedfræsedes Render i Fodstykkets Overflade er der iøvrigt sørget for, at Kvægsølvet heller ikke bagved Nedskaeringen og Opstanderne kan samle sig og saaledes danne en ledende Bro mellem disse sidste.

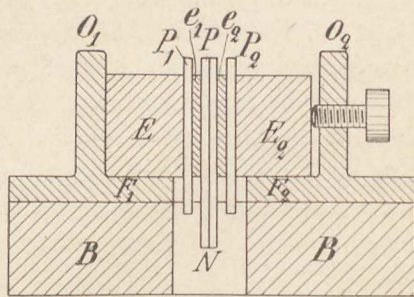


Fig. 123.

Dersom Straalen rettes vinkelret paa Elektrodens Overflade, vil større og mindre Draaber slynges ud til alle Sider fra Træffe-

stedet, og en Del af disse Draaber vil falde ned i selve Straalen. Dette maa for enhver Pris undgaas, og et radikalt Middel hertil bestaar i at stille Elektroden skraat mod Straalen paa den Maade, der for en vandret Straale er antydnet i Fig. 124 a. Straalens Dele vil da reflekteres nedad, saa de ikke falder ned i selve Straalen. Anvendelsen af en skraatstillet Elektrode vanskeliggør, som det ses, Brugen af flere parallelle Straaler i samme Felt. Ved horisontal Straaleretning kan man daarligt benytte mere end een Straale. Ved et lodret Arrangement kan man bruge to, som man lader ramme Elektroden hver paa sin Side af en tagformet Kant saaledes, som det er antydnet i Fig. 124 b.

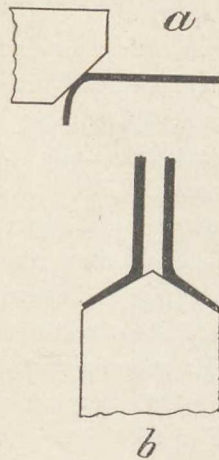


Fig. 124.

Som Materiale for Elektrodesiderne $E_1 E_2$ og Lamellerne $e_1 e_2$ benyttes vistnok mest passende Jærn eller Staal, der praktisk set ikke angribes af Kommutteringsgnisten og ikke opløses af Kvægsølv. Mellem Enden af Straalen og Elektrodeoverfladen kan der være en ikke helt ubetydelig Overgangsmodstand, større end selve Straalens Modstand. Man kan ganske eliminere den ved at amalgamere Overfladerne af E_1 og E_2 . Det sker for Eks. ved at overtrække Overfladen med et tyndt Lag Tin under stærk Opvarmning af Elektrodeklodsen. Tinnets trænger et Stykke ind mellem Jærnets Molekyler og tilvejebringer, idet det amalgameres af Kvægsølv, en udmærket Forbindelse mellem dette og Jærnet. Dog skylles Tinnmolekylerne efterhaanden bort, saa at Amalgameringen af og til maa fornyes. Man kan imidlertid ogsaa amalgamere selve Jærnet for Eks. ved at lade stærke Gni-ster slaa over i Luft mellem Kvægsølv og Jærnoverfladen. En Amalgamering er endelig vistnok mulig ad elektrolytisk Vej.

Et Spørgsmaal af vital Interesse for de her omtalte Ens-rettetere var det, om det var muligt at finde et isolerende Materiale til Fremstilling af Væggene P , P_1 og P_2 Fig. 122, særlig den første. Væggen P er stadig udsat for Kommutteringsgnisten, der er meget varm og tillige udøver en sønderdelende Virkning paa Kantene af P . Materialet for P maa derfor opfylde visse Betingelser. Det maa være tungtsmelteligt, det maa ikke dekomponeres kemisk ved

Opvarmningen, det maa ikke springe itu ved pludselige Temperaturforandringer, og det maa kunne staa for Gnistens sønderdelende Indflydelse. Jeg fandt paa et tidligt Stadium af Arbejdet med Systemerne, at uglasseret Porcelain udgør et særdeles brugbart Materiale. Dog er Porcelain noget udsat for at springe, og hænder det ved en tilfældig Uregelmæssighed i Gangen, at en større Splint sprænges af Kanten, bryder Pladen i Almindelighed helt sammen under Indflydelse af den forøgede abnorme Gnistvirkning. Senere udførtes derfor en systematisk Prøve af forskellige Isolatorer som Materiale for P -Pladen, og i Fedtsten (Magniumsilikat) og almindelig Skiffer fandtes to uovertræffelige Stoffer, der taaler praktisk set saa stor Overlast, det skal være. For Eks. kan man uden at Pladekanten lider væsentligt føre

Elektroden $\frac{\lambda}{4}$ bort fra den rette Stilling d. v. s. hen i den Stilling, hvor Strømmen kommuteres i det Øjeblik, den er stærkest. Og Pladen behøver ikke at være særlig svær for Eks. kun 5 mm ved en 3 mm' Straale benyttet til Omsætning af 3—6 kW. — Det skal anføres, at Marmor er aldeles ubrugeligt som Materiale for P , fordi Kalciumkarbonatet dekomponeres ved Opvarmningen. Sidepladerne $P_1 P_2$ er ikke udsat for nogen væsentlig Gnist om overhovedet for nogen. De kan derfor fremstilles for Eks. af Glimmer i Tykkelser paa en til et Par Millimeter.

Jeg afslutter Redegørelsen for Elektroden med en Gengivelse af en Elektrodekonstruktion fra den samme Ensretter, hvorfra Straalerøret i Fig. 111 stammer. Elektroden er vist i Fig. 125 a til d. Fig. 125 a og 125 b viser Lejet for Elektrodens Dele monteret paa den ovenfor antydede Marmorklods. I Fig. 125 c ses selve Elektroden og i Fig. 125 d den ene Elektrodeside (E_1 eller E_2) vist fra Siden. Straalen rammer den skraa Flade nederst til højre. I øverste Side af Elektrodeklodsen er der boret 5 Huller bestemte til Optagelse af 5 bøjelige Kabelstykker. De andre Ender af Stykkerne er samlede i en svær Polsko, der kan fastspændes paa Enden af en Kobberbolt, som er ført isoleret gennem Ensretterkamrets Væg og paa dennes udvendige Side har en Møttrik og Anlægsflade til Fastspænding af den ydre Jævnstrømsledning. Fra Hjælpeelektroden e Fig. 122 fører der et enkelt Kabel til en anden lettere Bolt, som ligeledes er ført isoleret gennem Kamrets Væg. Svarende

til de to Elektrodeklodser $E_1 E_2$ og de to Hjelpeelektroder $e_1 e_2$ faar Systemet følgelig 4 ydre Klemskruer, to svære og to lettere. Gennemføringen for de første var ved det System, der her er

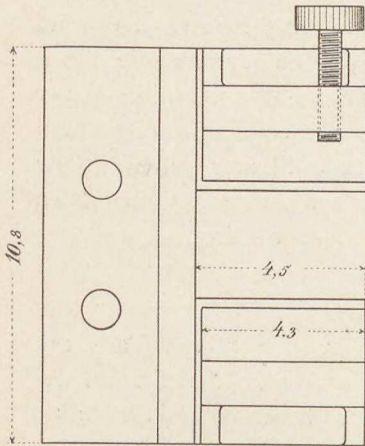


Fig. 125 a.

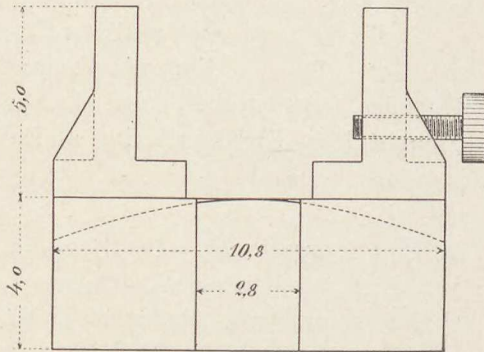


Fig. 125 b.

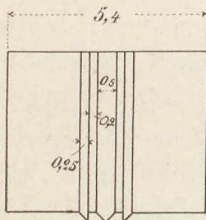
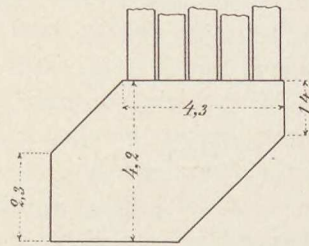


Fig. 125 c.



Paaskrevne Maal ere cm

Fig. 125 d.

Tale om, fremstillet ganske som Straalerørets Gennemføring om end naturligvis i passende formindskede Dimensioner. Sml. Fig. 128. Gennemføringen for de lette Klemskruer bestod simpelt hen af et kort Porcellainsrør monteret i en Muffe af Jærn, der blev skruet ind i Væggen paa Ensretterkamret Fig. 128.

Elektrodeklodsen BB Fig. 123 er fastspændt paa en Dobbelt-slæde Fig. 126, der baade tillader en Bevægelse i Straalens Retning og en Bevægelse paa tværs af Straalen. Den første tjener naturligvis til Indstilling af Elektrodens Overflade i et passende

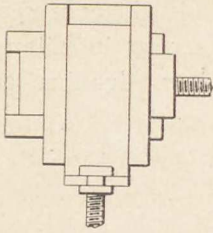


Fig. 126.

Knudepunkt, den sidste benyttes til at føre den isolerende Midterplades Kant ind i Straalens Akse. Som det fremgaar af Fig. 126, tager den ene Stilleskrue fat i sin Slæde ved en cirkulær Skive med en i Kanten neddrejet Rille, der griber over en opstaaende Kant paa Slæden. Ved denne Konstruktion bliver det muligt at føre begge Stilleskruer gennem Kamrets Vægge. Begge Skruer har inddelte Hoveder, og parallelt med Længdeskruen er der anbragt en Maalestock til Karakterisering af Elektrodens Stilling.

Magnetsystemet. De Feltintensiteter, der bliver Tale om ved Ensrettersystemerne, afhænger af Styrken af den Strøm, der skal transformeres. En Ensretter for svag Strøm og høj Spænding kræver naturligvis et stærkere Felt end en Ensretter for stærk Strøm og ringe Spænding. I Almindelighed bliver der Brug for Feltintensiteter mellem ca. 2000 og 10000 Gauss. Feltudstrækningen vil som oftest være relativt ringe. I Straalens Retning vil man formentlig sjældent gøre Polskoene længere end ca. 1 cm. Paa tværs af Straalen vil man give dem en lignende Udstrækning. Afstanden mellem Polskoene bliver ved en enkelt sværere Straale ogsaa af Størrelsesordenen 1 cm eller noget mindre. Det vil heraf forstaas, at det ikke er særlig store Magneter, der i Almindelighed bliver Tale om. I visse Tilfælde kunde man derfor benytte permanente Staalmagneter, der om fornødent reguleredes ved en forstillelig magnetisk Shunt. I de fleste Tilfælde vil man bruge Elektromagneter. I Systemerne med Vekselfelt eller Drejefelt, hvor man udelukkende er henvist til Elektromagneter, maa disse naturligvis bygges med lamelleret Jærnkærne.

Ved de hidtidige Konstruktioner har jeg altid bygget Magneterne ind i Ensrettersystemets Kammer. Ved vandret Straale er en af de bedste Anbringelsesmaader vistnok den, der er antydnet i Fig. 128, hvilken Figur viser en Opmaaling fra det ovenfor antydede 2 D. J.-System projekteret for ca. 30 kW og en Strøm paa 100—200 Amp. Magnetens to Spoler sidder her lodret over og under Straalerøret. Polskoene springer som en Art Horn frem foran

Straalekapslen med Straalehulspladen. Spolernes Kærner er byggede ud fra en svær Jærnring, der omgiver Straalerørets isolerende Gennemføring. Den viste Magnet har ialt ca. 500 Vindinger af 2 mm Kobbertraad, dobbeltoverspundet med Bomuld stærkt imprægneret med Shellak. Spolerne er omviklede med et Par Lag Lærred imprægneret med Asfaltlak. Det er ved Magneter som de her antydede aldrig hændet, at Kobberviklingen er bleven angrebet af Kvægsølv. Lodstederne mellem Viklingens Ender og Tilledningerne har naturligvis altid været lagt indenfor Spolens beskyttende Overtræk. Tilledningerne er ført til Bolte, der gaar isolerede gennem Kamrets Væg, og som udvendigt og indvendigt er forsynede med Klemskruer. Jærnkærnen i den beskrevne Magnet har inde i Spolen et Tværnsnit paa $2 \times 3 \text{ cm}^2$. Den ender ved hver Spole i en 1 cm tyk Jærnplade af et Areal paa $6 \times 6 \text{ cm}^2$. Paa denne Jærnplade er Polskoen fastspændt ved to Skruer. I Skoen er Boringerne for Skruerne udvidede saaledes, at de to Polsko kan nærmes til eller fjærnes fra hinanden. Med en magnetiserende Strøm paa 5 Amp. og en Afstand mellem Polskoene paa 1 cm er Feltintensiteten ved Magneten tilstrækkelig til regelmæssig Ensretning af 30—40 Amp. ved en Straale paa 3 mm.

En Forandring af den gennem Straalen flydende Strøm altsaa af den Strøm, der kommuteres, kræver principielt en Regulering af Feltet, for at Straalens Amplitude kan forblive konstant. I Virkeligheden kan man imidlertid uden Ulempe tolerere ret betydelige Forandringer i Straalens Amplitude, for Eks. Forandringer paa over 50 %, og det betyder altsaa, at Forandringer i Strømmen af tilsvarende Størrelse, særlig mere kortvarige Ændringer, ikke nødvendiggør Feltregulering. Langvarige Forandringer i Strømmen vil man dog naturligvis imødegaa ved Regulering af den magnetiserende Strøm. Hvor langt man kan sætte den kommuterede Strøm ned ved en given Ensretter, afhænger af Feltets Maximalintensitet. Ved Projektering af en Ensretter til variabel Strøm bestemmer den lavere Grænse for Strømstyrken følgelig Magnetens Dimensioner og Vindingstal.

Et særligt Problem opstaar, naar man vil gøre Reguleringen af den magnetiserende Strøm automatisk. Et Reguleringsprincip, der her umiddelbart frembyder sig ved Jævnfelt, er Kompensationsprincippet. Man føder ved dette Magnetviklingen V Fig. 127

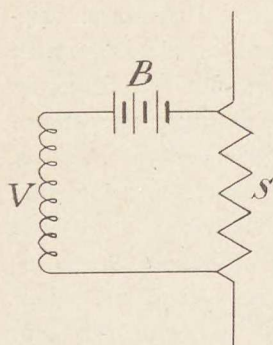


Fig. 127.

fra en Strømkilde B , hvis Spænding delvis kompenseres af det Spændingsfald, den ensrettede Strøm frembringer i en passende Modstand S . Ved en Forøgelse af Strømmen kompenseres B fuldstændigere, og den magnetiserende Strøm gaar herved ned.

Som Strømkilde for Magneten kan man ved Jævnfelt anvende Tørelementer, men mest hensigtsmæssigt er det dog vistnok at benytte Akkumulatorceller, der kan oplades ved selve den ensrettede Strøm. I visse Tilfælde — dog ikke ved Arrangementet for automatisk Regulering — vil man kunne bygge Cellerne permanent ind i Ensretterens Jævnstrømskreds, saa de lades op samtidig med, at de afgiver Strøm til Magneten.

Af Ensrettersystemets Magnet maa kræves, at den giver et til en vis Grad entydigt Felt, og det er heller ikke vanskeligt at faa dette Krav opfyldt. Efterfølgende Tabeller gengiver nogle Forsøg til Belysning af, hvor entydigt Feltets Afhængighed af Magnetiseringsstrømmen kan gøres. Den første Tabel indeholder Resultater fra to Forsøg udført paa to forskellige Dage med samme Magnet. Tallene for Feltet er naturligvis relative, de er fundne ved Kommutering.

Af Ensrettersystemets Magnet maa kræves, at den giver et til en vis Grad entydigt Felt, og det er heller ikke vanskeligt at faa dette Krav opfyldt. Efterfølgende Tabeller gengiver nogle Forsøg til Belysning af, hvor entydigt Feltets Afhængighed af Magnetiseringsstrømmen kan gøres. Den første Tabel indeholder Resultater fra to Forsøg udført paa to forskellige Dage med samme Magnet. Tallene for Feltet er naturligvis relative, de er fundne ved Kommutering.

I		II	
Strøm.	Felt.	Strøm.	Felt.
1,000	3,79	1,000	3,82
0,891	3,69	0,900	3,72
0,800	3,56	0,800	3,58
0,700	3,40	0,700	3,40
0,600	3,19	0,600	3,19
0,500	2,87	0,500	2,90
0,400	2,46	0,400	2,49
0,300	1,99	0,300	2,00

Overensstemmelsen er, som det ses, praktisk set fuldkommen. Den ringe Forskel i Begyndelsen hidrører utvivtsomt fra, at Magneten i Forsøg II ikke havde naaet en stationær Temperatur, da Forsøget indlededes.

I det anførte Forsøg sættes Strømmen trinvis ned. Det blev prøvet, om man fik samme Felt ved i Flæng valgte Kommutteringsstrømme. Resultaterne fremgaar af følgende Tabel.

Nr.	Strøm.	Felt.	Felt ved jævnt aftagende Strøm.	Forskel i $\frac{0}{0}$.
1	0,500	2,83	2,90	+ 2,5 $\frac{0}{0}$
2	1,000	3,80	3,82	+ 0,5 -
3	0,500	2,92	2,90	- 0,7 -
4	0,700	3,38	3,40	+ 0,6 -
5	0,306	2,03	2,00	- 1,5 -

Forskellen er, som det ses, størst ved svage Felter, hvor den naar et Par Procent. Nærmer den magnetiserende Strøm sig til Mætningsværdien, er Elektromagnetens Felt indenfor nogle faa Promille entydigt bestemt ved Strømmen.

I de Anvendelser, vi gør af Elektromagneten, sluttet Magnetiseringsstrømmen altid til samme Side og i Almindelighed med samme Styrke. Hvilken Konstans i Feltet, man derved kan regne med, vil ses af efterfølgende Forsøgsresultater.

Strøm.	Felt.	Strøm.	Felt.
0,984 afbrudt	1,83	0,400 afbrudt	1,23
— sluttet	1,81	— sluttet	1,17
— afbrudt	1,84	— afbrudt	1,13
-- sluttet	1,82	— sluttet	1,13
		— afbrudt	1,13
		— sluttet	1,13

I Kolonnen under »Felt« er anført Udslagene paa det ballistiske Galvanometer, der iagttages ved den antydede Strømslutning eller Afbrydelse. Det ses, at der i det hele og store forsvinder det samme Antal Kraftlinier ved Afbrydelse af Strømmen, som der frembringes ved Strømslutningen, og at Magnetiseringen, som Magneten antager, straks eller — ved svagere magnetiserende Strømme — efter nogle faa Strømslutninger er fuldkommen konstant.

Den fuldstændige Ensretter. Kamret. Som allerede nævnt maa Kommutteringen finde Sted i et aflukket Kammer, der kan

holdes fyldt med en Luftart som Brint eller Belysningsgas. Fig. 128, der saaledes som nævnt gengiver en Opmaaling af det flere Gange omtalte Ensrettersystem projekteret for ca. 30 kW, viser den Form, jeg har givet Kamret eller Huset, samt Anordningen af Ensretterens

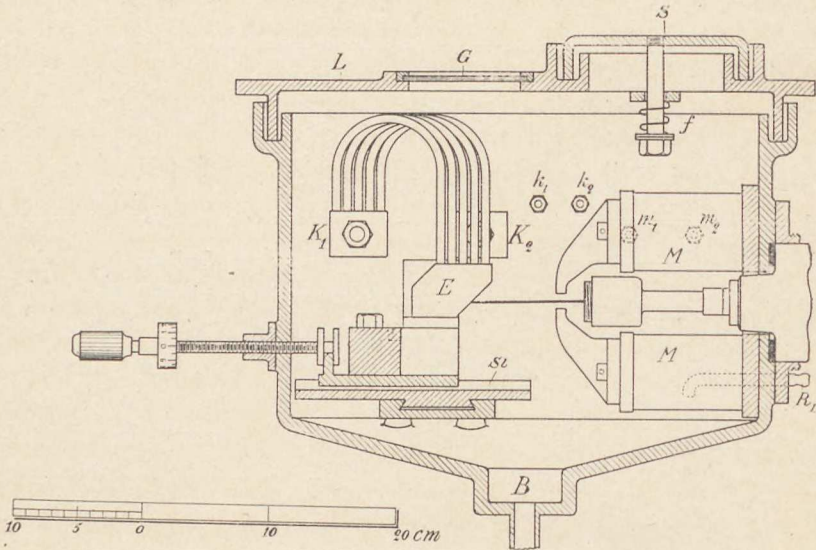


Fig. 128.

væsentligste Elementer. Huset selv består af en Støbejernskasse med en Bund, der fra alle fire Sider skraaner ned mod Brønden B. Loftet danner et Laag L, der kan aftages saaledes, at man let kan komme til Systemets forskellige Dele. For at sikre absolut Tæthed for Luft er Laagets Kant ombøjet og gaar ned i en Rende langs de øverste Rande af Kamrets Vægge. I Renden er der Kvægsølv, der danner en fuldt paalidelig Spærring. Den indre Kant af Renden udgør en Fortsættelse af Kamrets Væg. Den er, som det ses, noget lavere end den ydre saaledes, at man aldrig risikerer, at Kvægsølvet flyder over den ydre Kant. Ved 6 Fløjskruer kan Laaget iøvrigt spændes fast til Huset. I Laaget sidder en Sikkerhedsventil S, der danner ligesom et mindre Laag med ombøjede Kanter, der dypper ned i en kvægsølvfyldt Rende som den nys omtalte. Ventilen holdes nede dels ved sin egen Vægt dels ved den Spiralfjeder f , der er antydnet i Figuren. Foruden Ventilen er der endnu i Laaget anbragt et Glasvindue G, gennem hvilket man under Driften kan se Straalen.

2 *D. J.*-Systemet bestaar, som det vil erindres, af to ens Systemer. I den her omtalte Konstruktion har hvert *D. J.*-System sit Hus. De to Huse er monterede ved Siden af hinanden paa en fælles Fod. Paa den udadvendende Side af hvert af de to Systemer er Klemaskruerne anbragte. I Fig. 128 betegner K_1K_2 Hovedklemaskruerne for den ensrettede Strøm, k_1k_2 Hjælpeelektrodernes Klemaskruer og m_1m_2 Elektromagnetens Skruer. Figuren viser endnu Magneten *MM* monteret som allerede antydnet. Endvidere ses Slæden *Sl* med Elektrodesiden *E* og de 5 svære Kabler, der forbinder *E* med K_1 . Endelig er det ene af Rørene R_1R_2 for Til- og Fraledning af Gassen antydnet. Den indvendige Rørende er bøjet nedad for at hindre Kvægsølvdraaber i at falde ned i Røret.

Det afbildede Kammer har et indre Rumfang paa ca. 18 dm³. Et tidligere konstrueret System havde et Kammer paa ca. 4,4 dm³. To af disse forslog til Omsætning af ca. 5 kW. Hver kW krævede altsaa ca. 2 dm³. Ved det større System stiller Rumfangsforholdene sig formentlig gunstigere. Her skønnes det nemlig, at hver kW kun kræver et Rumfang paa 1,2 dm³. Muligvis kan de her anførte Tal sættes væsentligt ned, men selv om dette ikke skulde være Tilfældet, vil det ses, at selve den egentlige Ensretter kun optager et relativt ringe Rum. Men det maa naturligvis erindres, at der endnu kræves Plads til Pumpe, Reservoir, Rørsystem, m. m. Alt i alt kan det fuldstændige System dog bygges særdeles kompakt.

I den ovenfor beskrevne Udførelsesform for *D. J.*-Ensretteren mener jeg at have fundet en i de fleste Henseender praktisk Type. Ensrettere med lodret Straale vilde maaske have visse Fordele (sml. Diskussionen af Elektroden ovenfor); men Indbygningen af

Elektrodeslæderne bliver næppe saa simpel som ved den vandrette Type. Jeg har tænkt mig, at det muligvis kunde betyde en For-

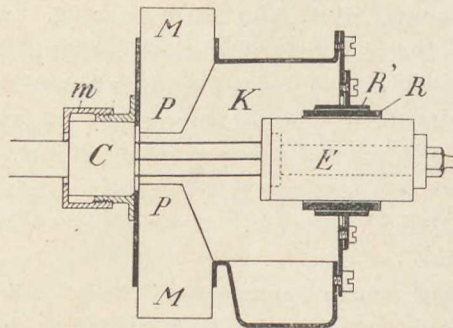


Fig. 129.

del at lægge Magnetsystemet udenfor Kamret, idet dette derved kunde reduceres meget væsentligt i Størrelse. I Fig. 129 ses et Udkast til et System af denne

Type. I Kamret K , hvis Vægge er af et umagnetisk Materiale, som ikke angribes af Kvægsølv, er alene Polskoene MP , MP indbyggede. Straalerørets Kapsel C , der kan fremstilles af et isolerende Materiale, er presset op mod K Væg. En Udskæring i denne tillader Straalen eller Straalesystemet at træde ind i K . Elektroden er ført gennem den modstaaende Væg i Kamret, idet den helt sidder indkapslet i et Rør R . Dens enkelte ledende Dele tænkes støbt ind i en fælles isolerende Masse. Elektroden kan skydes frem og tilbage i Straalens Retning, idet R gaar inden i Røret R . Dette sidste er ved en Krave spændt fast til K Væg. Udskæringerne for Tilspændingsskruerne kan udvides saaledes, at der bliver Mulighed for en Indstilling af Elektroden paa tværs af Straalesystemet. Klemskruerne for Elektrodesiderne og for Hjælpeelektroderne er anbragt paa den udvendige Ende af Elektroden.

Der skal paa dette Sted siges nogle Ord om Luftfyldningen. At kommutere selv mindre Effekter i atmosfærisk Luft lader sig ikke gøre. Ved højere Driftspændinger vilde der dannes en Bue. Ved Spændinger paa nogle faa Volt er en Buedannelse vel udelukket, men ved Kommutteringsgnisten vil Kvægsølvet meget hurtigt forstøves, idet det rimeligvis samtidigt iltes^{*)}. Det forstøvede Kvægsølv samler sig herved til en ejendommelig svampet Masse, og det resterende Kvægsølv forurenes af et Støv, der er saa fint, at det meget vanskeligt kan filtreres fra. Fyldning af Ensretterkamret med Brint eller Belysningsgas hindrer Buedannelsen ved højere Spændinger og undertrykker næsten fuldstændigt Kvægsølvet Forstøvning. Jeg har iøvrigt prøvet et Antal Luftarter Kvælstof, Kulsyre, Brint, Belysningsgas og Blandinger for Eks. af Kvælstof og Brint som Medium for Kommutteringen. Kun Brint eller Belysningsgas og maaske en Blanding af disse med Kvælstof kommer i Betragtning. Og af Brint og Belysningsgas er den sidste at foretrække paa Grund af den mindre Fare ved en Explosion. Men Gassen bør ubetinget renses og tørres,

^{*)} En anden ejendommelig Virkning af Kommutteringsgnisten i Luft er den, at Overfladen af Elektrodens Jærndelev, ja selv den isolerende Skillelevæg overtrækkes med Kvægsølv. For Skillevæggenes Vedkommende optræder denne »Amalgamering« i ethvert Fald, naar Materialet er Porcellain. Den betyder, at Væggen ikke længere isolerer de to Elektrodesider fra hinanden.

og den bedste Maade at gøre dette paa er vistnok den, at lade den boble op gennem koncentreret Svovlsyre. Dersom Gassen ikke renses, tilsmudser den meget snart Kvægsølvet, der dækkes af en fedtet eller klæbrig Overflade. Samme Overflade faar Kamrets Vægge og Væggene i Rørsystem og Reservoir. Ved Transport-pumperne med komprimeret eller fortyndet Luft betyder Tilsmudsningen et stærkt forøget Pumpearbejde, og noget tilsvarende er formentlig ogsaa Tilfældet ved andre Pumpe-typer. Dertil har Tilsmudsningen utvivlsomt en skadelig Indflydelse paa Straalen og Straalehullet. Endelig gør den det vanskeligere for Kvægsølvdraaberne at samle sig til større Kvægsølvmasser og fremmer altsaa en Ophobning af Kvægsølvsam eller Støv.

Naar Ensretterkamret først er fyldt med Belysningsgas, kræves der under Driften kun en meget ringe Efterfyldning. At der overhovedet maa ledes en svag Gasstrøm til ligger bortset fra mulige Utætheder vistnok i, at Kommutteringsgnisten dekomponerer Kulilten og af den udskille Ilt og den i Gassen indeholdte Brint danner Vanddamp. Gasmassen lider altsaa et Tab i den virksomme Brintmasse et Tab, der følgelig maa kompenseres ved ny Tilførsel. I Virkeligheden lader jeg altid en svag Gasstrøm passere Apparatet under Driften. Den benyttede Gas ledes passende ud i det frie gennem et Rør i Væggen eller ud i en Skorsten. I Fraledningen anbringer man et Siderør, der fører til en lille Gasbrænder med lysende Flamme. Ved denne prøver man, om Gasfyldningen er praktisk set luftfri. Ensretteren kan startes, naar Flammen lyser, eller i Virkeligheden allerede, naar den lige netop begynder at lyse. Under Prøven af Gassen lukker man for Fraledningen ved en Hane anbragt udenfor Siderøret.

Ensretterkamret vil man montere paa et Stativ eller Bord, der tillige kan bære Pumpen, Rørsystemet og Reservoir med Filtret. Fig. 130 viser i fotografisk Gengivelse det flere Gange omtalte 2 D. J.-System fuldstændigt monteret paa et Stativ fremstillet af Vinkeljærn. Hvert Enkeltsystem har sin Pumpe anbragt lodret under Kamret. Filter og Reservoir bæres af to Jærnstøtter, fastgjorte i en Marmorplade saaledes, at de to Dele er isolerede fra Ensretterkamret og fra hinanden indbyrdes. Muligvis vil det vise sig praktisk at bygge Systemets Fordelings-

tavle sammen med Bordet. Paa denne Fordelingstavle maa der findes følgende Dele. En Hovedafbryder for Vekselstrømssiden og en tilsvarende Afbryder for Jævnstrømssiden, et Voltmeter og Ampèremeter for hver af de to Sider, en Frekvensmaaler og en Igangsætningsmodstand paa Vekselstrømssiden (se efterfølgende Kapitel), Reguleringsmodstande og Afbrydere, et eller to Ampèremetre for de to Magnetsystemer samt endelig de i Elektroderne indbyggede Modstande. I Ensretterens Stativ vil

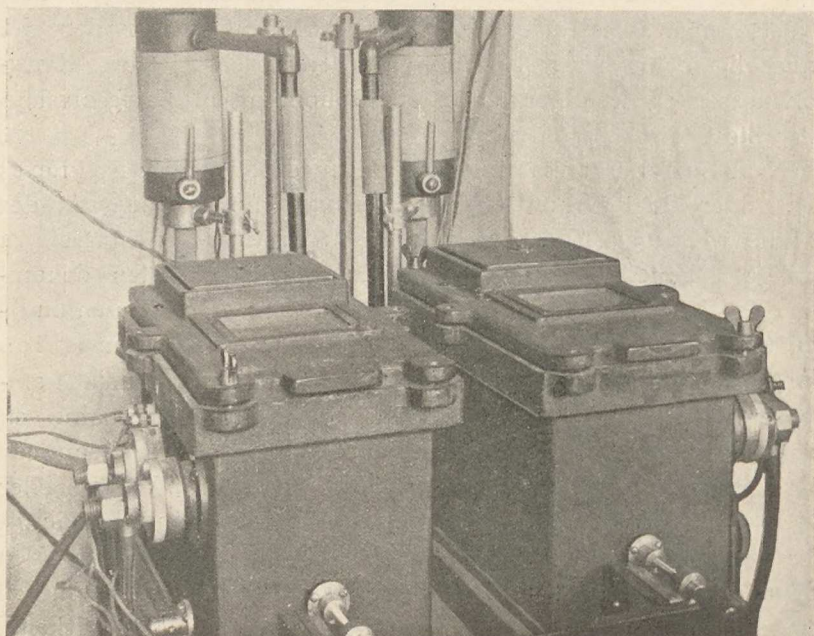


Fig. 130.

man formentlig endnu skaffe Plads til Magnetsystemernes Akkumulatorceller og til Flasken med Svovlsyre til Tørring af Gassen samt til den Lampe, ved hvilken man prøver, om Gassen i Kamrene er luftfri. Endelig vil man muligvis bygge en Drossel-spole til eventuel Udjævning af den ensrettede Strøm ind i Ensretterens Fod.

Strømskema. Jeg afslutter dette Kapitel om Ensretter-systemernes praktiske Udførelse med et fuldstændigt Strømskema for et 2 D. J.-System. Skemaet ses i Fig. 131. Øverst i

Figuren er de to *D. J.*-Systemer indtegnede, nederst Fordelings-tavlen. A_v fremstiller her Hovedafbryderen for Vekselstrømssiden. E_v , J_v og f betegner Instrumenter til Maaling af henholdsvis

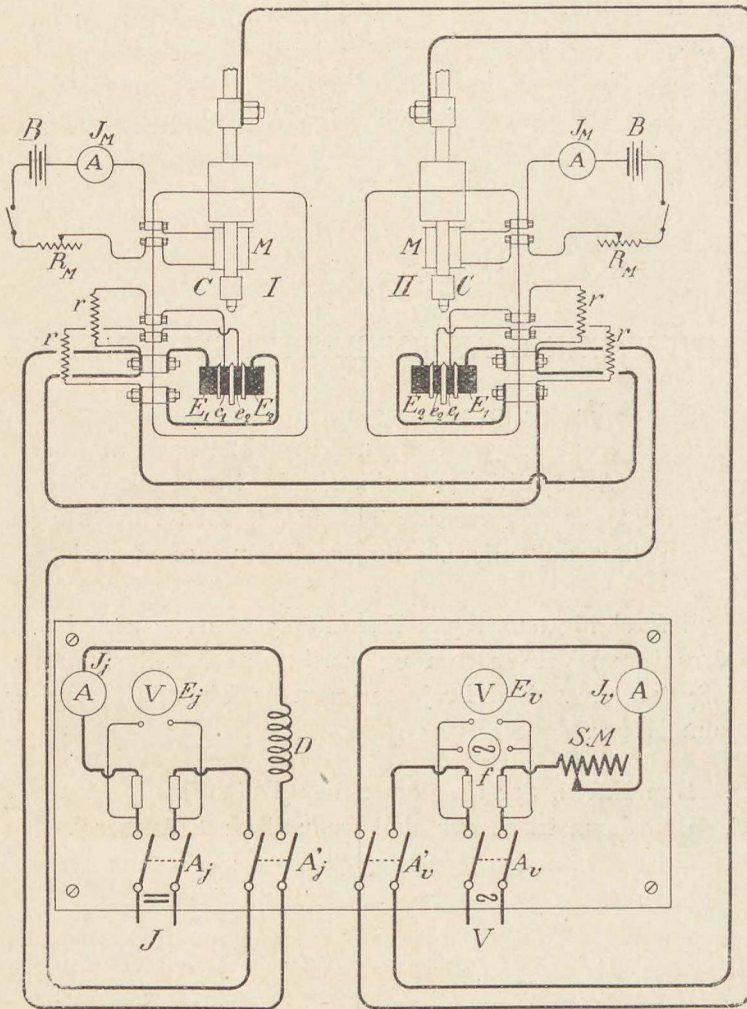


Fig. 131.

Vekselspænding, Vekselstrøm og Frekvens. *S.M* er en Igangsætningsmodstand. Fordelingstavlen Vekselstrømsside sluttes til Ensrettersystemet gennem Afbryderen A'_v . Til venstre paa Fordelingstavlen ses Jævnstrømssidens Afbrydere og Instrumenter. A_j betegner Hovedafbryderen ud til Arbejdskablerne *J*. *D* antyder

en Udjævningsspole. I den øverste Del af Figuren gengiver BB to Akkumulatorbatterier, der leverer Strøm til Magnetspolerne MM . Strømmene maales ved Instrumenterne $J_M J_M$ og reguleres ved Modstanden $R_M R_M$. Iøvrigt ses Elektrodemodstandene rr , rr samt Kablerne, der forbinder de modsatte Elektrodesider i de to Systemer. Det viste Skema gengiver i Hovedsagen en Opstilling benyttet ved Undersøgelser over Driften af det i Fig. 130 afbildede Ensrettersystem.

KAP. X.

PROJEKTERING AF ENSRETTERSYSTEMERNE.

Vi vil nu forsøge paa Grundlag af de i det foregaaende anførte Erfaringer at antyde Gangen i Projekteringen af Ensrettersystemerne. At opstille en fuldstændig Konstruktionsteori er næppe muligt paa nærværende Tidspunkt, men Hovedlinierne i en saadan kan dog allerede nu, saaledes som vi skal se, optrækkes.

Vi vil foreløbig tænke paa Ensrettersystemerne med konstant Felt for simpel Vekselstrøm og særlig da $D. J.$ -Systemerne og $2 D. J.$ -Systemerne. Ved Projekteringen er følgende Størrelser at tage som givne:

- 1°. Den Effekt, der skal omsættes: W (kW).
- 2°. Den Jævnstrøm, der skal fremstilles: I (Ampère).
- 3°. Vekselstrømmens cykliske Frekvens: $\omega = 2\pi\nu$ (ν Periode-tallet).

Ved Jævnstrømmens Intensitet I skal i Tilfælde af, at Arbejdskredsens Strøm som ved $D. J.$ -Systemet er pulserende, forstaas Maximalværdien i hver Strørimpuls. Vi tænker os i ethvert Tilfælde den ensrettede Strøm fuldstændigt udjævnet. I Tilfælde af en pulserende Strøm er I altsaa det dobbelte af den Strøm, der aflæses paa et Jævnstrømsinstrument indskudt i den ene Side af den delte Arbejdskreds, eller Summen af de to Siders Strømme. Ved Systemerne med en udelt Arbejdskreds er I ligefrem Aflæsningen paa denne Kreds' Jævnstrømsinstrument.

Følgende Elementer i Ensrettersystemet skal bestemmes eller vælges:

- 1°. Feltintensiteten H (Gauss).
- 2°. Samlet Straaletværsnit S (mm²).
- 3°. Antal Straaler n .
- 4°. Trykhøjden h (cm).
- 5°. Elektrodens Afstand fra Feltet x (cm).
- 6°. Feltets Udstrækning dl (cm).

Valg af Trykhøjden. Vi begynder med at vælge Trykhøjden. Denne skal bestemmes saaledes, at Straalens Hastighed er veldefineret, uafhængig af tilfældigt vekslende Overfladespænding, Gnidning m. m. Erfaring viser, at man ved en Trykhøjde paa 20 cm i Almindelighed faar en fuldkommen paa-lidelig Straale. Hvis man bruger en vandret Straale, kan der imidlertid ved længere Straaler være Grund til at arbejde med en noget større Trykhøjde for Eks. 30 cm, for at den fra Tyngden hidrørende Afbøjning ikke skal gøre sig for stærkt gældende. Naar Trykhøjden er fastslaaet, kan man beregne Hastigheden ved *Torricellis* simple Lov,

$$v = \sqrt{2gh}$$

forudsat, 1^o) at Rørledningen er projekteret saa rigeligt, at praktisk set intet Tryktab finder Sted i den, og 2^o) at det fra Overfladespændingen hidrørende Modtryk er forsvindende. Det sidste vil saa at sige altid være Tilfældet ved de tekniske Systemer. (Sml. Kap. I). Tryktabet i Ledningen kan man formentlig danne sig et Skøn over ved Hjælp af *Poiseuilles* Lov for Strømning gennem Rør.

I Følge denne vil der ved et Trykfald P gennem et Rør af Længde L og med en Radius r strømme et Volumen V , der pr. Sek er givet ved

$$V = \frac{\pi P}{8\eta} \cdot \frac{r^4}{L},$$

hvor η er Vædskens indre Gnidning.

Vi kan nu vende denne Formel om og beregne det Tryktab, der kommer i Rørledningen ved en given Straale og en given Trykhøjde. For en Straale paa 5 mm og en Trykhøjde paa

30 cm bliver det gennem Rørledningen flydende Volumen pr. Sek. lig ca. 50 cm³. Ved et Rør paa 1,5 cm' Diameter og 100 cm' Længde vil Tryktabet da ved Kvægsølv, for hvilken Vædske $\eta = \text{ca. } 0,015$ (ved 20°), blive ca. $\frac{1}{2}$ mm maalt i Kvægsølvhøjde. Dette Tryktab er i denne Forbindelse forsvindende. Den antydede Ledning vil altsaa være tilstrækkelig vid til uden væsentligt Tryktab at føre Kvægsølv til flere Straaler paa 5 mm. Men det bør bemærkes, at Tryktabet vokser yderst hurtigt, naar Rørvidden sættes ned. Ved et halvt saa vidt Rør stiger Tryktabet saaledes til det 16-dobbelte (2⁴).

Straalehastigheden bliver bestemmende for Anbringelsen af Elektroden, men før vi kan fastslaa dennes Stilling, maa vi i Almindelighed først afgøre, hvilket samlet Straaletværsnit der bliver Brug for, og paa hvor mange Straaler dette Areal skal fordeles. Først, naar denne Afgørelse er truffet, ved vi, hvor svær den enkelte Straale bliver, og først da kan vi vælge det Knudepunkt, i hvilket Elektroden skal indstilles og dermed faa Straalens Længde bestemt.

Valg af det samlede Straaletværsnit. Spørgsmaalet om det samlede Straaletværsnit er ret kompliceret. Den fuldstændige Udredning af det vil kræve en systematisk Undersøgelse, som der endnu ikke har været Lejlighed til at udføre. I første Tilnærmelse tør vi imidlertid uden Tvivl gaa ud fra, at det samlede Tværsnitsareal maa vælges proportionalt med den Effekt, der skal omsættes. Det Areal, der kræves pr. kW synes passende at kunne sættes til ca. 1,5 mm², idet Forsøg har vist, at man ved dette Areal kan sætte Tabet ned til nogle faa Procent af den omsatte Effekt og praktisk set undgaa Tab af Kvægsølv ved Forstøvning. Dog maa det ved Projekteringen erindres, at Straaletykkelsen af Hensyn til Stabiliteten ikke maa sættes ned under en vis Grænse, der ved Ensrettersystemer ligger væsentlig højere end ved Afbrydere, formentlig ved ca. 1,5 mm. Tværsnitsarealet bør herefter ved en Ensretter med enkelt Straalesystem ikke bringes ned under ca. 1,8 mm² og ved Ensrettere med to Straalesystemer ikke ned under 2·1,8 mm². Ved Anvendelse af sammensat Elektrode er det endda et Spørgsmaal, om Grænsen for Straalens Tykkelse tør sættes saa lavt som her. Den sammensatte Elektrode kan næppe bygges for første Knude-

punkt. Andet eller tredje Knudepunkt maa anvendes, og desuden maa Amplituden være ret stor. Svarende hertil maa Straalen være ret robust, og man vil derfor vistnok ved Frekvenser omkring 50 gøre bedst i ikke at regne med tyndere Straaler end 2 mm, naar andet Knudepunkt bruges, og 3,5 mm, naar tredje benyttes. Hertil svarer Tværsnitsarealer paa ca. 3 resp. 9 mm² pr. Straale.

Ved Elektroder med gnistdæmpende Modstande vilde man maaske tænke sig, at Straalearealet i det almindelige Tilfælde kunde vælges væsentlig mindre end ovenfor anført. Thi det *Jouleske* Varmetab vil normalt være forsvindende selv ved tyndere Straaler. Efter vor Regel skulde der til Omsætning af 5 kW et Straaleareal paa 7,5 mm², d. v. s. en enkelt Straale paa ca. 3 mm. Lad Straalens Længde være 5 cm, og lad den ensrettede Strøm, som vi vil tænke os passerer Straalen, være 40 Amp., saa er det *Jouleske* Varmetab i Straalen c. 8 Watt, d. v. s. under 2 $\frac{0}{100}$ af den omsatte Effekt. Dette Tab er i denne Sammenhæng ganske forsvindende. Herved maa det dog bemærkes, at det beregnede Tab ikke er det hele *Jouleske* Varmetab. I Elektroden og i Straalehulspladen gør en vis Udbredningsmodstand sig gældende og tillige, hvis Plade eller Elektrode ikke er amalgamerede, en Overgangsmodstand. Medens Udbredningsmodstanden ikke er af større Betydning, kan Overgangsmodstanden naa Værdier væsentlig større end selve Straalens Modstand. Man bør derfor som antydte i forrige Kapitel anvende amalgamerede Elektrodesider og en amalgameret Kontaktflade der, hvor Strømmen ledes ind i Straalerørets Kvægsølvmasse. Gør man det, kan Modstanden fuldkomment fjernes, og det samlede *Jouleske* Tab er da i Almindelighed (bortset fra ekstremt store Strømstyrker) forsvindende ved Tværnit valgt efter Reglen ovenfor. Naar Tværnittet alligevel selv ved indbyggede gnistdæmpende Modstande maa vælges efter denne Regel, ligger det i, at der til Trods for disse Modstande altid bliver en Gnist tilbage. Tabet i denne Gnist sætter man utvivlsomt ned ved at gøre Straalens Tværsnitsareal større, men dette er dog ikke det afgørende, idet Gnisttabet ved rigtigt dimensioneret gnistdæmpende Modstand er relativt ringe. Men Gnisten maa af Hensyn til Indvirkningen paa Elektroden og Kvægsølvet fordeles paa et vist ikke for ringe Areal og formentlig netop et Areal som det ovenfor specificerede.

Den Opvarmning, der faas i Straalen, vil i Følge de i første Afsnit anførte Forsøg i praktisk set alle Tilfælde blive forsvindende. Lad os omsætte 10 kW ved en enkelt Straale. Denne faar da et Tværsnitsareal paa 15 mm² og en Diameter paa godt 4 mm. Lad Driftspændingen være 100 Volt, saa bliver Strømmen 100 Amp. En Strøm paa 100 Amp. vil give Anledning til en Temperaturstigning, der pr. cm af Straalen er 0,1°, naar Straalens Hastighed er 200 cm/Sek. Hvis Straalen er 10 cm lang, bliver den samlede Temperaturstigning altsaa kun 1°. Den samme Straale vilde i ethvert Fald for Opvarmnings Skyld kunne føre 500 Amp., idet Opvarmningen ved denne Strøm kun vilde blive 25°.

Valg af Antallet af Straaler. Lad nu altsaa det samlede Tværnsitsareal være bestemt ved et Udtryk som

$$S = k \cdot W (\text{mm}^2, \text{kW}),$$

hvor k er en Proportionalitetskonstant af Størrelse 1,5, saa bliver Spørgsmaalet herefter, paa hvor mange Straaler man skal fordele Arealet S , naar dette Areal har en Værdi større end de ovenfor antydede Mindsteværdier eller, hvad der bliver det samme, naar Effekten W er større end den til disse Arealer svarende. Sættes Mindstearealerne henholdsvis for et System med en enkelt Straale for Eks. et *D. J.*-System og et System med to Straaler (2 *D. J.*) til 3 resp. 6 mm², svarer hertil Effekter paa ca. 2 resp. 4 kW. Vore Betragtninger gælder altsaa kun for Effekter over disse Grænser. Et Valg mellem en eller flere Straaler staar man da overfor, saa længe Effekten, der skal omsættes, ikke er større, end at den kan paalignes en enkelt Straale resp. to enkelte Straaler. Spørgsmaalet bliver altsaa, med hvor tykke Straaler der kan arbejdes. Mine Forsøg har ikke direkte vist mig, hvor Grænsen ligger for Straalens Diameter, men jeg skulde tro, at det vil være muligt at benytte Straaler op til ca. 5 mm. Meget tykkere kan man vel ikke tage dem ved almindelig Vekselstrøm paa 50 Perioder, thi der maa naturligvis være et vist rimeligt Forhold mellem Bølgebredden λ og Straalens Diameter. Bølgebredden kan man nu ganske vist sætte op ved Forøgelse af Straalens Hastighed, men dels skal Kvægsølvet da hæves højere, og dels er Straaler med større Hastighed næppe saa regelmæssige i Hastighedsfordeling som Straaler med mindre Hastighed i ethvert Fald ikke paa Straalens første Del. En tykkere Straale kræver ogsaa en større Amplitude end en tyndere af Hensyn til, at Kortslutningstiden ellers bliver relativt større. For at opnaa denne Amplitude, maa man vælge et Knudepunkt med højere Nummer, men her maa man lægge Mærke til, at et højere Nummer, saaledes som det nedenfor skal udvikles, betyder en større Føl-somhed overfor Frekvenssvingninger. Antager vi da, at 5 mm betegner Grænsen for Straaletykkelsen, ser vi, at et System som *D. J.* ved enkelt Straale højst kan bygges for ca. 15 kW, medens et System som 2 *D. J.* med to enkelte Straaler kan bygges for Effekter paa ca. 30 kW. For større Effekter end de her antydede maa der anvendes Systemer af Straaler, for mindre Effekter kan

man nøjes med enkelte Straaler, men maaske kan der være Fordele forbundne med Anvendelsen af sammensatte Straalesystemer. Dette sidste er dog næppe Tilfældet, hvad følgende Betragtning skal vise.

Et Tværsnitsareal svarende til en enkelt Straale paa 5 mm kunde man, som det ses, opnaa ved tre parallelle Straaler paa ca. 3 mm. Skulde disse Straaler imidlertid have Plads i et og samme Magnetfelt, maatte dette gøres videre end det Felt, 5 mm-Straalen kræver. Vi maa nemlig gaa ud fra, at der mellem hver af de tre Straaler mindst maa være et Mellemrum paa 3 mm snarere maaske 5 mm. Tillige maa der mellem de to yderste Straaler og Magnetens Polsko mindst være 2 mm. Vi kommer da til en Afstand mellem Skoene paa 19 mm. Derimod kræver 5 mm-Straalen kun en Afstand paa ca. 9 mm. De Feltintensiteter, der skal til for at give de samme Amplituder i de to Tilfælde, er nu de samme. Det følger af Teorien for Afbøjningen ved konstant Strøm og for Dæmpningen. Vi fandt, at Afbøjningen var proportional med $\frac{IH}{mv^2}$. Ved de tre parallelle Straaler paa 3 mm er Strømmen i hver Straale $\frac{1}{3}$ af Strømmen ved den enkelte Straale paa 5 mm, men m er ogsaa netop $\frac{1}{3}$ af m ved 5 mm-Straalen. Afbøjningen af hver af de tre Straaler vilde altsaa ved samme H netop blive den samme som Afbøjningen af Straalen paa de 5 mm. Og endvidere har vi set, at den Faktor, hvormed man skal multiplicere Jævnstrømsudslaget for at faa Vekselstrømsamplituden, er uafhængig af Straalens Tværsnitsareal. Man skal altsaa efter dette have samme Felt i de to ovenfor betragtede Tilfælde for at faa samme Amplitude. Nu bør Amplituden ved den tykkere Straale ganske vist være noget større end ved den tyndere. Lad os imidlertid antage, at Amplituderne maa forholde sig som Straalediametrene, altsaa her som 3 til 5, saa ses det, at Produktet af Amplitude og Feltvidde — hvilket Produkt i første Linie er afgørende for Magnetens Dimensionering — dog bliver mindre ved Enkeltstraalen end ved tre Straaler, nemlig resp. 45 og 57. I Virkeligheden er der ingen Tvivl om, at Magneten ved den tykkere Straale kan dimensioneres væsentlig lettere end ved det tredobbelte Straalesystem, idet Spredningen ved dette sidste vil blive større end ved Enkeltstraalen. Alt taler derfor til Fordel for denne sidste.

Overskrider Effekten, der skal omsættes, imidlertid de 15 resp. 30 kW, maa der naturligvis anvendes flere Straaler. Der er da Mulighed for at benytte et Straalesystem, »Straalekam«, paa to eller flere Straaler anbragt i samme Felt og samme Pollinie. To 5 mm-Straaler vil vel her kræve et Felt paa ca. 2 cm' Vidde, idet Afstanden mellem de to Straaler næppe bør tages mindre end Straalens Tykkelse. Tre vil da tage ca. 3 cm, fire 4 cm o. s. v. Det er nu i Virkeligheden et Spørgsmaal, om man, rent bortset fra de tidligere antydede konstruktive Vanskeligheder, der angik Elektroden, med Fordel kan lade Kammen indeholde mere end to eller tre Straaler, idet Spredningen i Almindelighed vil vokse stærkt med Feltets Vidde. Naar Grænsen for Straalernes Antal i samme Pollinie er naaet, maa man gaa over til Anvendelse af Parallelsystemer, der naturligvis kan bygges ind i samme Hus, og hvis Magneter godt kan have visse Dele for Eks. Magnetiseringsspolerne fælles.

Valg af Knudepunkt. Vi kommer herefter til Valget af Knudepunkt og skal først anføre nogle Erfaringer, der alle angaar Ensretning af Vekselstrøm paa ca. 50 Perioder. Dersom man ikke anvender Elektroder med indbyggede, gnistdæmpende Modstande — sammensatte Elektroder —, kan man benytte selv første Knudepunkt, men dog vistnok kun ved de tyndeste Straaler, altsaa Straaler paa 1,5 mm. Fordelagtigere er det at anvende andet Knudepunkt, og dette Knudepunkt eller et af endnu højere Nummer maa sikkert, som allerede nævnt, i Almindelighed benyttes, naar Elektroden er sammensat. Grunden hertil er naturligvis den, at en saadan Elektrode kræver en relativ stor Amplitude, og det gaar ikke an at sætte Forholdet mellem Amplituden og Straalens Længde op over en vis Grænse. Gaar vi nu over til at betragte Systemer, hvis Effekt kræver Anvendelse af sværere Straaler, saa indser vi, at den sværere Straale i Almindelighed ogsaa maa betyde en længere Straale og altsaa et Knudepunkt af højere Orden. Ogsaa for Forholdet mellem Straalens Tykkelse og dens Længde maa der nemlig være en vis Grænse, der ikke tør overskrides. Eksempelvis skal anføres, at jeg ved et System med Straaler paa 3 mm — og naturligvis med sammensatte Elektroder — fandt, at andet Knudepunkt vanskeligt kunde benyttes, medens tredje Knudepunkt gav en god og sikker Ensretning. Ved Straaler paa 3—4 mm (og almindelig

50-periodet Vekselstrøm) vil det da formodentlig blive 3die Knudepunkt, der hyppigst bliver Tale om; ved de tykkeste Straaler bliver man maaske nødt til at benytte 4de Knudepunkt. Anvendelse af et endnu højere Nummer er vel ikke udelukket, men der er en Omstændighed, der gør Brugen af de højere Numre betænkelig, og det er den, at Systemets Følsomhed overfor Svingninger i Frekvensen, som allerede antydet, vokser direkte med Nummeret. Lad Vekselstrømmens Periode T af en eller anden Grund ændres med Beløbet ΔT , saa skulde Afstanden fra Feltet til Elektroden ændres et Stykke Δx bestemt ved

$$\Delta x = p \cdot v \cdot \frac{\Delta T}{2},$$

nær p er Knudepunktets Nummer. Foretages denne Ændring ikke, betyder det, at der indføres en Faseforskydning mellem Straalesporet og Strømmen, der er

$$\frac{\Delta x}{\lambda} \cdot 2\pi = \pi \cdot p \cdot \frac{\Delta T}{T},$$

altsaa en Faseforskydning, der vokser proportionalt med p . Nu er en Forskydning paa 2 mm af Elektroden maaske uskadelig ved første Knudepunkt, naar $\lambda = 40$ mm. Ved denne Forskydning indføres en Faseforskel paa $\frac{1}{20} \cdot 2\pi$. Den samme vilde ved første Knudepunkt indføres ved en relativ Ændring i Frekvensen paa $\frac{1}{10}$, altsaa 10 %. 10 % Svingninger er altsaa tilfældige ved første Knudepunkt, ved andet kan 5 % gaa an, ved tredie 3,3 % og ved fjerde kun 2,5 %. Frekvensen ved almindelig, teknisk Vekselstrøm kan i Kjøbenhavn vistnok svinge mellem 47 og 50. Stilles Ensretteren da ind for 48,5, ses det, at Svingningerne ved 4de Knudepunkt kan betegnes som nogenlunde uskadelige.

Et andet Forhold, der har Sammenhæng med Straalens Længde, maa endnu fremdrages. Ensretterens normale Funktion begynder selvfølgelig først, naar den først dannede Bølge er naaet ud til Elektroden. Ved et System som 2 D. J. vil Vekselstrømskilden indtil dette Tidspunkt være kortsluttet gennem Elektrodemodstandene. Kortslutningen vil ved andet Knudepunkt vare (mindst) to Halvperioder, ved tredie Knudepunkt tre Halvperioder d. v. s. desto længere, jo højere Nummeret er paa det benyttede Knudepunkt. Denne Kortslutning vil i Almindelighed nødvendiggøre Anvendelse af en Igangsætningsmodstand, der indskydes i Vekselstrømssiden.

Knudepunktet af højere Nummer har altsaa Ulemper; men det har ogsaa en Fordel, der kan være af afgørende Betydning. Det højere Knudepunkt kræver, som det vil forstaaes, et mindre stærkt Felt, idet man nogenlunde tør regne med, at Amplituden vokser proportionalt med Afstanden fra Feltet.

Lad Knudepunktet være valgt under Hensyntagen til de ovenfor berørte Forhold, saa er dermed Elektrodens normale Stilling bestemt, idet

$$x = p \cdot \left(v \cdot \frac{T}{2} \right) = p \cdot \pi \cdot \frac{v}{\omega},$$

og vi kan nu gaa over til at bestemme Feltets Udstrækning og Styrke.

Feltets Udstrækning og Styrke. Hvad Udstrækningen dl af Feltet angaar, maa den vælges saa lille, at den Formindskelse i Amplitude, der kommer ved længere Felter endnu ikke gør sig væsentlig gældende. Ved Frekvenser paa omkring 50 vil man efter dette give Polskoene en Udstrækning i Straalens Retning paa ca. 1 cm. Feltet selv vil da faa en noget større Udstrækning særlig ved mere aabne Felter. Ser man foreløbig bort herfra, bestemmes Feltintensiteten H ved

$$y = f \cdot \frac{1}{10} \cdot \frac{I_0 H}{mv} \cdot dl \cdot \frac{x}{v},$$

hvor f er »Dæmpningsforholdet«, og I_0 er Maximalværdien af den Strøm, der passerer den enkelte Straale. Størrelsen af f kan man indenfor vide Grænser beregne med Tilnærmelse af Udtrykket

$$f = \frac{1 - e^{-\frac{Kn}{qv^2} \cdot x}}{\frac{Kn}{qv^2} \cdot x},$$

hvor K er ca. 3600 (cgs) og n Periodetallet for Vekselstrømmen, medens q er Kvægsølvets Vægtfylde 13,6. For Periodetal mellem 20 og 50 og for Trykhøjder mellem 20 og 50 cm samt for Afstande x mellem Felt og Elektrode paa 4—10 cm vil f (uafhængigt af Straalens Tværsnit) have Værdier mellem 0,5 og 0,8, og ved en Frekvens paa 50 og en Trykhøjde paa ca. 30 cm Værdier omkring 0,6. Denne sidste Værdi vil man da kunne regne med som den normale ved sædvanlig, teknisk Vekselstrøm. Iøvrigt maa Udtrykket til Bestemmelsen af H benyttes paa den Maade, at man

fastslaaar en vis Amplitude som nødvendig ved det paagældende Knudepunkt. Er dettes Nummer p , bliver $x = p \cdot v \cdot \frac{T}{2}$, saa at Formlen for Amplituden kan skrives

$$y = f \cdot \frac{1}{10} \cdot \frac{I_0 H}{mv} \cdot dl \cdot p \cdot \frac{T}{2}$$

$$= f \cdot \frac{1}{10} \cdot \frac{I_0 H}{mv} \cdot dl \cdot \frac{p}{2n}$$

Dersom man altsaa fordrer samme Amplitude ved to forskellige Knudepunkter, ser vi, som allerede antydte, at de tilsvarende Feltintensiteter maa forholde sig omvendt som Numrene.

Hvad Størrelsen af Amplituden angaar, maa denne vælges saaledes, at Passagen af Straalen hen over Elektrodens Midterparti med de isolerende Skillevægge tager en Tid, der er ringe mod den hele Periode. Til Vejledning skal der her meddeles nogle Erfaringer fra en større Ensretter af 2 D. J. Typen med to enkelte Straaler paa 3 mm. Ved denne Ensretter var den midterste, isolerende Væg i Elektroden 6 mm, de to Sidevægge hver ca. 1,5 mm. De mellem Væggene indbyggede Jærnplader var hver ca. 2 mm tykke. Midterpartiet havde altsaa en samlet Tykkelse af ca. 1,3 cm. Det viste sig ved denne Elektrode ønskeligt at gøre Amplituden ca. 2 cm (regnet fra Elektrodens Midte), altsaa ca. 3 Gange den halve Tykkelse af Midterpartiet. Tabet ved Kommutteringen altsaa Tabet i de gnistdæmpende Modstande plus Tabet i Gnisten kunde da sættes ned under 10 % af den omsatte Effekt. Strømmen I_0 kunde med god Tilnærmelse sættes lig Visningen paa Jævnstrømssidens Ampèremeter, idet Udjævningen var betydelig. Strømmen aflæstes til 30 Amp., Trykhøjden var 30 cm og Frekvensen 40. Tredie Knudepunkt benyttedes. Vi kan nu af Formlen ovenfor beregne den Feltintensitet, der var Brug for i dette Tilfælde, idet vi for f sætter 0,6 og for dl sætter 1 cm. Vi finder da

$$H = \text{ca. } 7000 \text{ Gauss.}$$

Ved vor Bestemmelse af Feltintensiteten har vi altsaa ikke regnet med den Udbredelse af Feltet eller den Spredning, der faktisk gør sig gældende. Med Indflydelsen af Spredningen har det sig nu paa en ejendommelig Maade. Dersom Magneten ovenfor virkelig har et Felt, der mellem Polskoene er 7000 Gauss, faar man paa Grund af Feltets Udbredelse udenfor Polskoene en

større Amplitude end den tilstræbte. Beregner man imidlertid Magneten for 7000 Gauss, og tager man i denne Beregning ikke Hensyn til Spredningen, saa faar man faktisk ikke et Felt paa 7000 Gauss mellem Polskoene, men et svagere Felt. Af den Grund skulde man vente en mindre Amplitude end den tilstræbte.

Vi har altsaa at gøre med to »Fejlkilder«: Feltets Udbredning og Feltets Svækkelse, der begge skyldes Spredningen. Disse Fejlkilder virker modsat, og Erfaring synes at vise, at de i Almindelighed nogenlunde ophæver hinanden. Resultatet bliver altsaa, at man, naar man beregner Magneten for det projekterede Felt, i vort Eksempel altsaa for 7000 Gauss, og gør det uden at drage Spredningen med ind i Regningen, netop opnaar den Amplitude, man tilstræber.

Det kan være praktisk til Beregning af H at udlede explicite Udtryk. Man faar to, et for $D. J.$ -Systemet og et for $2 D. J.$ -Systemet. Ved $D. J.$ -Systemet er

$$m = q \cdot \frac{S}{N},$$

$$I_0 = \frac{I}{N},$$

naar N betegner det samlede Antal Straaler og I den hele ensrettede Strøm lig Summen af Strømmene i hver af de to Arbejds-grene. For $2 D. J.$ -Systemet er

$$m = q \cdot \frac{S}{N},$$

$$I_0 = 2 \frac{I}{N}.$$

Indsættes i Udtrykket for Amplituden og erindres, at $S = k \cdot W$, faas

$$H = \frac{20 \cdot q \cdot n \cdot k \cdot v}{f \cdot dl \cdot p} \cdot \frac{W}{I} \cdot y \quad \text{ved } D. J.\text{-Systemet},$$

og

$$H = \frac{10 \cdot q \cdot n \cdot k \cdot v}{f \cdot dl \cdot p} \cdot \frac{W}{I} \cdot y \quad \text{ved } 2 D. J.\text{-Systemet}.$$

Ved samme Effekt og samme Strøm skal $D. J.$ -Systemet altsaa have et dobbelt saa stærkt Felt som $2 D. J.$ -Systemet. Men det er ogsaa indlysende, at det maa være saaledes. Lad Effekten være af en saadan Størrelse, at der udkræves 2 Straaler. Hver

af disse to Straaler vil da ved 2 *D. J.*-Systemet passeres af Strømmen *I*, medens de ved *D. J.*-Systemet kun passeres af $\frac{I}{2}$.

Gangen i Projekteringen af Ensrettersystemet er altsaa følgende. Først vælges Trykhøjden *h*, hvormed der skal arbejdes. Af *h* beregnes Straalehastigheden *v* ved Torricellis Lov

$$\text{I.} \quad v = \sqrt{2gh}.$$

Ved Udtrykket

$$\text{II.} \quad S = k \cdot W$$

findes herefter det samlede Straaletværsnit, hvorpaa Antallet af Straaler *N* i Almindelighed bestemmes ved

$$\text{III.} \quad N = \frac{S}{S_0},$$

hvor *S*₀ er Tværsnitsarealet af den tyndest anvendelige Straale.

Nu vælges Knudepunktet, hvorefter Udtrykket

$$\text{IV.} \quad x = p \cdot v \cdot \frac{T}{2}$$

giver Elektrodeafstanden (ved Systemer med konstant Felt).

Endelig findes *H*, naar Feltets Udstrækning *dl* er valgt, af

$$\text{V.} \quad H = \frac{20 \cdot q \cdot n \cdot k \cdot v}{f \cdot dl \cdot p} \cdot \frac{W}{I} \cdot y \quad \text{ved } D. J. \text{-Systemer}$$

og af

$$\text{V'} \quad H = \frac{10 \cdot q \cdot n \cdot k \cdot v}{f \cdot dl \cdot p} \cdot \frac{W}{I} \cdot y \quad \text{ved } 2 D. J. \text{-Systemer.}$$

Beregning af en Drosselspole til Udjævning af den ensrettede Strøm. Den Drosselspole, der benyttes til Udjævning af den ensrettede Strøm, udgør i Almindelighed en saa væsentlig Del af hele Ensretteranlægget, at der kan være Grund til paa dette Sted at tilføje Konstruktionsteorien for en saadan Spole.

Ved Konstruktionen antager vi, at følgende Størrelser er givne:

- 1^o. Vekselspændingens Effektivværdi *E*. (Volt).
- 2^o. Den ensrettede Strøms Jævnstrømskomposant *I_j*. (Ampère).
- 3^o. Udjævningsgraden *c*.
- 4^o. Det tilladelige procentiske Tab i Drosselspolen *p*.

Vi knytter nogle Bemærkninger til de her antydede Størrelser. Dersom Spændingen er sinusformet, bestemmer vi af Effektivværdien E Maximalværdien E_0 ved Udtrykket

$$E_0 = \sqrt{2} \cdot E = 1,41 E.$$

Det er E_0 , der vil indgaa i vore Konstruktionsligninger, medens det er E , vi maaler paa vore Instrumenter. Derved maa det endnu huskes, at E er Spændingens Værdi under den normale Drift. Dersom Driftskilden er en Generator, hvis Ydeevne ikke er meget stor i Sammenligning med den Effekt, der tages fra den, maa vi regne med et større eller mindre Spændingsfald, saa at E kun bliver en vis Brøkdel af den ubelastede Maskines Spænding.

I Arbejdsgrenen ved Systemer af Typen 2 *D. J.* optræder en pulserende, elektromotorisk Kraft som den i Fig. 105 a som E_0 viste. Det gælder dog strængt taget kun, hvis Strøm og Spænding paa Vekselstrømssiden er i Fase, thi Straalesporet er i sin Bevægelse i Fase med Vekselstrømmen. Vi antager her, at denne Betingelse praktisk set er opfyldt. Ved et *D. J.*-System vil den elektromotoriske Kraft i hver af Systemets Sider bestaa af hveranden af Fig. 105 a' Halvperioder. I den efterfølgende Konstruktion af Drosselspolen kan vi imidlertid alligevel regne med en elektromotorisk Kraft som Figurens. Den Vikling, vi beregner, repræsenterer da blot den ene af Drosselspolens to symmetriske.

En ensrettet Spænding, som den antydede, kan fremstilles ved *Fouriers* Række. Vi nøjes i vor Teori med de to første Led af denne:

$$\text{I. } E_p = E_j + E_v = 0,637 E_0 - 0,424 E_0 \cos 2\omega t.$$

Vi erstatter altsaa den pulserende Spænding E_p med en Jævnspænding, der bliver $0,637 E_0$, og en Vekselspænding. Denne har den dobbelte Frekvens af den oprindelige Vekselstrøm.

I en Arbejdskreds indeholdende for Eks. et Akkumulatorbatteri (under Opladning) med en elektromotorisk Kraft E_b og en Modstand R_b (Ohm) vil man faa en Jævnstrømskomposant

$$\text{II. } I_j = \frac{0,637 E_0 - E_b}{R_b + R_d},$$

naar Modstanden i Drosselspolen er R_d , og naar der iøvrigt ingen anden Modstand er. Vekselspændingskomposanten vil give en

Strøm, hvis Maximalamplitude i det væsentlige er bestemt ved Drosselspolens Selvinduktion L . Den kan derfor sættes

$$\text{III.} \quad I_v = \frac{0,424 E_0}{2\omega L},$$

naar L maales i Henry.

Udjævningsgraden c er Forholdet $\frac{I_v}{I_j}$. Ved at foreskrive en bestemt Udjævningsgrad for Eks. $\frac{1}{5}$ eller $\frac{1}{10}$ faas en Ligning til Bestemmelse af Selvinduktionen:

$$L = \frac{0,424}{2\omega c} \cdot \frac{E_0}{0,637 E_0 - E_b} \cdot (R_b + R_d),$$

eller

$$\text{IV.} \quad L = \frac{0,424}{2\omega c} \cdot \frac{E_0}{I_j}.$$

Hvis Ensretteren er bestemt til Opladning af et Akkumulatorbatteri, vil det være E_b , der er givet, i Stedet for E_0 . I Stedet for IV skal vi da have en Ligning med E_b . Tillader vi det *Jouleske* Varmetab at udgøre $p\%$ af Effekten, som Batteriet modtager, haves, naar Udjævningen er nogenlunde stor,

$$I_j^2 (R_b + R_d) = \frac{P}{100} \cdot E_b \cdot I_j$$

eller, naar Hensyn tages til II,

$$0,637 E_0 - E_b = \frac{P}{100} \cdot E_b,$$

saa at

$$\text{V.} \quad L = \frac{0,424}{2\omega c} \cdot \frac{\left(1 + \frac{P}{100}\right) E_b}{0,637 \cdot I_j} = \frac{0,666}{2\omega c} \cdot \frac{\left(1 + \frac{P}{100}\right) E_b}{I_j}.$$

Lad Udjævningen være $\frac{1}{5}$ og $\omega = 300$ (Vekselstrøm af ca. 50 Perioder), saa bliver Udtrykkene IV og V

$$\text{IV.}' \quad L = 3,5 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{E_0}{I_j},$$

$$\text{V.}' \quad L = 5,5 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{\left(1 + \frac{P}{100}\right) E_b}{I_j}.$$

Lad for Eks. Vekselspændingen E være 200 Volt. Da er $E_0 = 283$ Volt. Lad $I_j = 250$ Amp., saa bliver

$$L = 3,5 \cdot \frac{283}{250} \cdot 10^{-3} = 3,96 \sim 4 \text{ Millihenry.}$$

Udtrykket V for L viser, at Selvinduktionen ved en given Udjævning er proportional med Spændingen E_b af det Batteri, der skal oplades, og omvendt proportional med Strømmen I_j . Tænker vi os, at vi deler Batteriet i to Halvdele, som vi stiller parallelt og oplader med den dobbelte Strøm, saa skal L være en Fjerdedel af før. Skal det *Jouleske* Varmetab være det samme, maa Modstanden ligeledes formindskes til en Fjerdedel. En Drosselspole, hvis Selvinduktion let skal kunne formindskes til en Fjerdedel samtidig med, at Modstanden formindskes i samme Forhold, forsyner man med 2 ens Viklinger, der enten kan bruges i Række eller paralleltforbundne.

Vi opstiller herefter Ligningerne til Beregning af en Drosselspole med given Selvinduktion og givet *Joulesk* Tab. Disse Ligninger er

$$\text{VI.} \quad 4\pi n^2 = L \cdot 10^9 \cdot \frac{l}{S}.$$

$$\text{VII.} \quad B = \frac{L \cdot 10^8}{n \cdot S} \cdot I_j.$$

$$\text{VIII.} \quad I_j^2 (R_b + R_d) = \frac{p}{100} \cdot E_b \cdot I_j.$$

$$\text{IX.} \quad R_d = 0,016 \cdot n \cdot \frac{2(a+b)}{s} \cdot \mu.$$

Her betyder

n Antallet af Vindinger paa Spolen.

l Vidden af Drosselspolens Luftrum i cm.

S Tværsnittet af Drosselspolens Kærne i cm^2 .

B Induktionen i Kærnen i cgs.

a og b Siderne i det rektangulære Kærnetværsnit i m.

μ en Konstant.

s Kobbertraadens Tværsnitsareal i mm^2 .

Disse Ligninger benytter vi paa følgende Maade:

Af VII beregnes Antallet af Vindinger, idet vi vælger en passende Værdi for S og forudsætter en passende Induktion B . Vi har da

$$\text{X.} \quad n = \frac{L \cdot 10^8}{B \cdot S} \cdot I_j.$$

Herefter giver VI l , idet

$$\text{XI.} \quad l = 4\pi n^2 \cdot \frac{S}{L} \cdot 10^{-9}.$$

$R_b + R_d$ faas af

$$\text{XII.} \quad R_b + R_d = \frac{p}{100} \cdot \frac{E_b}{I_j}.$$

R_b tør betragtes som given, og XII bestemmer da R_d . Endelig findes Traadtykkelsen ved IX, der giver

$$\text{XIII.} \quad s = \frac{0,016n \cdot 2(a+b) \cdot \mu}{R_d}.$$

Værdien af μ eller Forholdet mellem Vindingens Gennemsnitslængde og Kærnsens Omkreds maa skønnes.

Som Eksempel beregner vi en Drosselspole for en Udjævning svarende til $c = \frac{1}{5}$. Den udjævnede Strøm I_j skal bruges i et D. J.-System til Opladning af et Akkumulatorbatteri paa 2.70 Volt ved 40 Amp. Vi forudsætter $p = 10\%$.

Af V faas

$$L = 5,5 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{11}{10} \cdot \frac{70}{40} = 21 \text{ Millihenry.}$$

Af X faas herefter under Forudsætning af en Induktion paa 8000 cgs og et Jærntværsnit paa 50 cm²

$$n = 210 \text{ Vindinger}$$

og af XI

$$l = 13 \text{ mm,}$$

der fordeles paa to Lufrum med 6,5 mm til hvert.

XII giver nu

$$R_b + R_d = 0,1 \cdot \frac{70}{40} = 0,18 \text{ Ohm.}$$

Lad os antage, at vi kan give R_d 0,1 Ohm, saa bliver

$$s = \frac{0,016 \cdot 210 \cdot 2(0,07 + 0,07) \cdot \mu}{0,1}$$

forudsat, at Jærnkærnsens Tværsnit gøres kvadratisk.

Omkredsen bliver, som det ses, ca. 0,28 m. Lad os antage, at vi kan sætte Vindingens Gennemsnitslængde til 0,4 m, saa bliver

$$s = 0,016 \cdot 210 \cdot 4 = 13,5 \text{ mm}^2.$$

Vi fordeler dette Areal paa 3 parallelle Traade, hvoraf hver faar $4,5 \text{ mm}^2$. Hver Traads Diameter bliver da

$$d = 2,4 \text{ mm.}$$

Vi fordeler de tre parallelle Traade paa 3 Spoler hver med 105 Vindinger. Af saadanne Spoler maa Drosselspolen følgelig have 6 i hver af de to Halvdele. (Det erindres, at det kun er den halve Vikling, vi her har beregnet). Ialt faar Drosselspolen altsaa 12 Spoler hver med 105 Vindinger af 2,4 mm Traad. Ved normal Drift parallelforbinderes Spolerne tre og tre. To af de derved opstaaede Grupper indskydes i Række i Ensrettersystemets ene Side, de to andre i den anden Side.

Spolerne gøres passende ca. 2,7 cm høje. Der bliver da Plads til ca. 9 Traade i hvert Vindingslag. Det hele Antal Vindingslag bliver derved ca. 12 og fylder i Dybden 3 cm.

RETTELSE OG TILFØJELSE.

Pag. 31. L. 2 f. n. »der er anførte . . . læs: der er anførte i . . .

Pag. 58. L. 1 f. n. » $18 \cdot 10^4$ Watt. læs: $18 \cdot 10^{-4}$ Watt.

Pag. 101. Fig. 41 a bør drejes 180° .

Pag. 197. L. 13 f. o. »For at opnaa . . . Man maa af det her anførte forstaa, at Systemet i Fig. 97 giver en Strøm, som den i Fig. 93 viste. Som det let ses, er dette dog ikke Tilfældet. Strømmen i hver af Systemets Halvdele bliver som i Fig. 92. En Strøm, som vist i Fig. 93, kan derimod opnaas ved Systemet i Fig. 98.

Pag. 223. Under Omtalen af Elektroden bør det anføres, at Enkeltelektroden simpelthen kan udføres som en halv Dobbellektrode.

Pag. 223. Figurens Nummer rettes til 121.

