

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*

TEKNISK BIBLIOTEK

P. O. Pedersen:

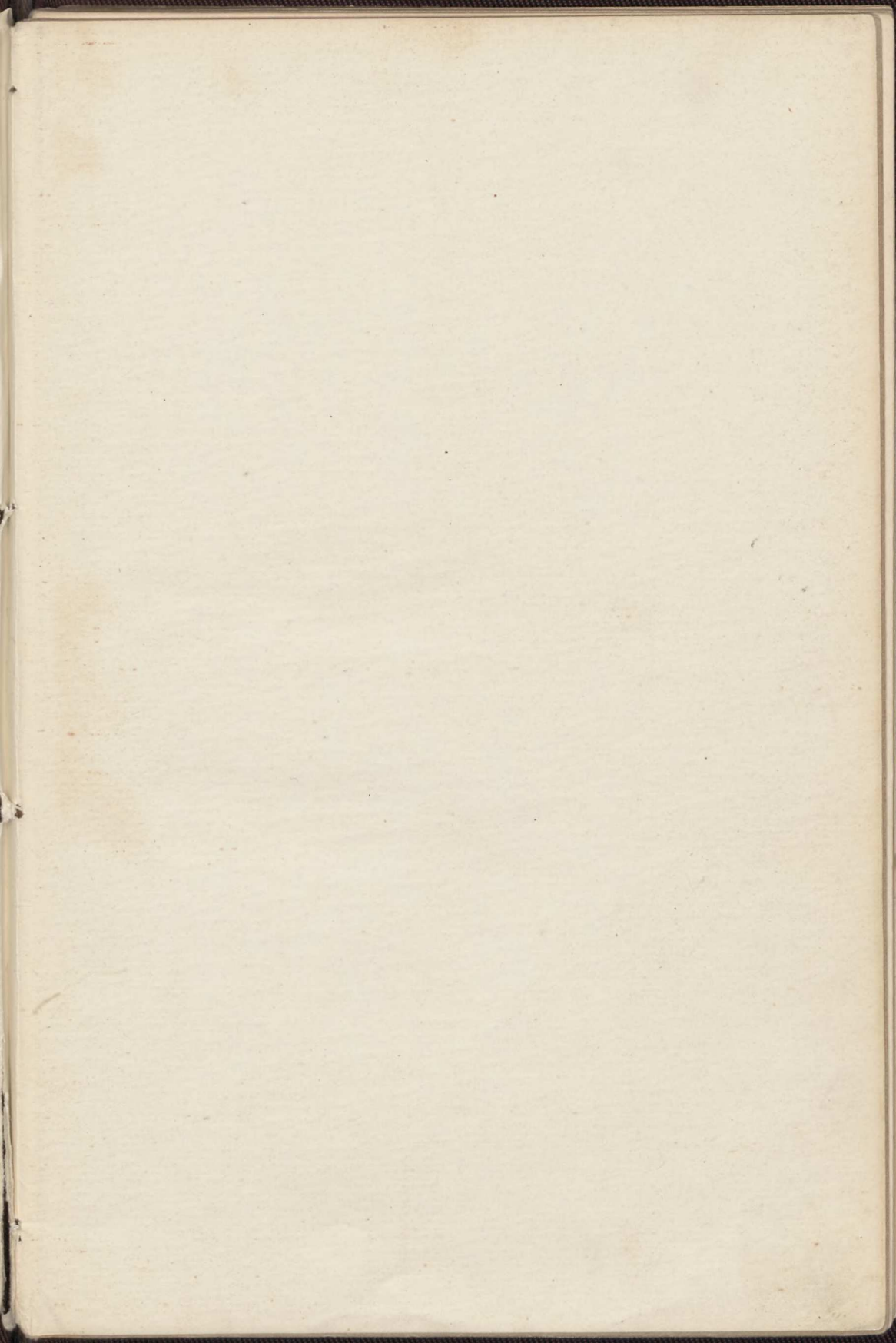
Undersøgelser
vedrørende

Mikrofoners og mikrofoners
Kontakker.

1914.

OVERFØRT
FRA
UNIVERSITETSBIBLIOTEKET
TIL
TEKNISK BIBLIOTEK

621.395-



Fra Forfatteren

UNDERSØGELSER

VEDRØRENDE

MIKROFONER OG MIKROFONISKE KONTAKTER

AF

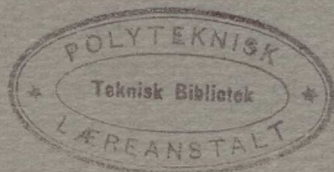
P. O. PEDERSEN

SÆRTRYK AF »ELEKTROTEKNIKEREN«
SEPTEMBER—OKTOBER 1914

KØBENHAVN

TRYKT HOS J. JØRGENSEN & Co. (IVAR JANTZEN)

1914



UNDERSØGELSER

VEDRØRENDE

MIKROFONER OG MIKROFONISKE
KONTAKTER

AF

P. O. PEDERSEN

SÆRTRYK AF »ELEKTROTEKNIKEREN«
SEPTEMBER—OKTOBER 1914

KØBENHAVN

TRYKT HOS J. JØRGENSEN & Co (IVAR JANTZEN)

1914



INDLEDNING.

For nogle Aar siden gjorde Bankbestyrer H. C. Petersen, Nykjøbing F., den interessante Iagttagelse, at en almindelig Mikrofon som Regel faar en betydelig forøget Følsomhed ved, at Tragten varmes. Han foretog mest Opvarmningen ved Hjælp af en Spirituslampe, f. Eks. som vist i Fig. 1, men den kan na-

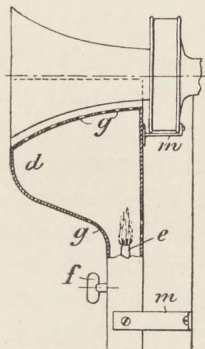


Fig. 1.

turligvis ogsaa foregaa paa anden Maade, f. Eks. gennem en elektrisk Strøm. Efter Hr. Petersens Opfattelse fremkom Virkningen ved, at Luften i Tragten paa Grund af Opvarmningen bliver tyndere og som

Følge deraf udøver en mindre Dæmpning paa Membranen.

For at demonstrere Fænomenet ved mine Forelæsninger over Telefoni paa den polytekniske Lærestalt og samtidig give en i Hovedsagen rigtig Forklaring deraf, paabegyndte jeg i November 1911 en nærmere Undersøgelse af disse Forhold; i det følgende gives en Oversigt over nogle af de udførte Forsøg og de derved vundne Resultater. Ved Forsøgene, der med Afbrydelser har strakt sig over hele den mellemliggende Tid, har jeg haft udmærket Assistance af Elektroingeniørerne A. Poulsen og O. Skovmand og særlig af mag. sc. A. W. Marke. Saa godt som alle Forsøgene er udførte i den polytekniske Lærestalts Laboratorium for Telegrafi og Telefoni.

1. Orienterende, kvalitative Forsøg.

I Serie med Batteriet *B* (Fig. 2, I) indskydes en Mikrofon *M*, en Skydemodstand *R* og en Induktionsrulle *Tr*, i hvis Sekundærløb Telefonen er indskudt. Anbringes derpaa et Lommeur i Berøring med *M*, høres Urets Tikken i Telefonen. Ved Indskydning af passende Modstand kan man svække denne Tikken saa meget, at den kun lige netop er hørbar. Varmes derefter Mikrofontragten med en Sprit- eller Gasflamme, forøges Styrken af den i Telefonen hørlige Tikken meget stærkt. Forøgelsen i Lydstyrke indfinder sig først, naar Tragten er bleven lun, og holder sig gennem længere Tid; selv efter Lampens Borttagelse kan man endnu i nogle Minutter iagttage Opvarmningens heldige Indvirkning; men naar Tragten atter er bleven kold, er Lyden ikke stærkere, som Regel endog svagere end oprindelig. Varmes

den bageste Del af Mikrofonen, faar man som Regel ingen Virkning; ofte nedsættes Følsomheden derved.

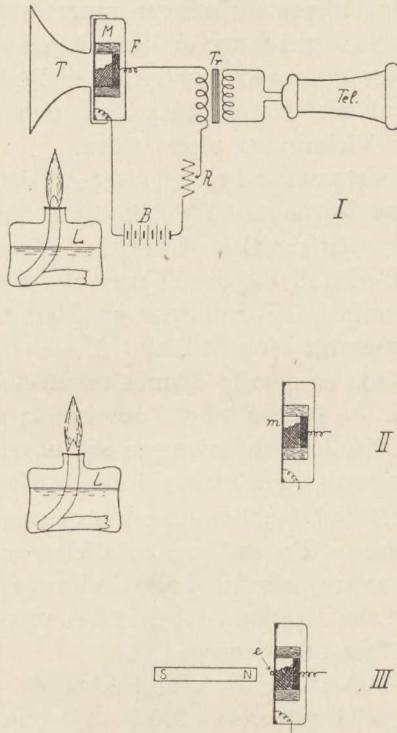


Fig. 2.

Modificeres Forsøget paa den Maade, at Tragten fjernes, saaledes at Mikrofonmembranen ligger frit, saa viser det sig, at en Flamme holdt foran Membranen i nogen Afstand fra denne — f. Eks. 20—30 cm, se Fig. 2, II. — har ganske samme Virkning som Opvarmning af Tragten; der er dog den Forskel, at Virkningen her kommer næsten øjeblikkelig og ligeledes taber sig meget hurtigere, naar Flammen fjernes. Tilsvarende Resultater kan opnaas ved at holde

den flade Haand i nogle faa Millimeters Afstand fra Membranen. Belægges en Kulmembran udvendig med Stanniol, bliver Virkningen meget svagere; med blanke Kobbermembraner er Virkningen endnu svagere og hører op meget hurtigt efter Bestraalingens Ophør. Lakeres Membranen paa den udvendige Side, bliver Virkningen atter bedre.

Disse sidstnævnte Forsøg viser, at det ikke kan være Luftens Opvarmning, det kommer an paa; heller ikke i og for sig Opvarmning af Membran eller Kulkorn. Derimod ligger det nær at sætte den forøgede Følsomhed i Forbindelse med en Forandring i Mikrofonmembranens Stilling. I de foregaaende positive Forsøg er nemlig dennes udadvendende Side — Forsiden — bleven noget opvarmet; som Følge deraf maa Membranen krumme sig noget udad, og den kan først atter gaa tilbage i den oprindelige Stilling, naar den har faaet samme Temperatur igennem hele Tykkelsen. En saadan Opfattelse er fuldstændig i Overensstemmelse med alle de foregaaende Iagttagelser, og dens Rigtighed bekræftes paa afgørende Maade ved følgende Forsøg.

Paa Membranens Forside lakkes en eller to et Par cm lange Jerntraade af 0,5—1,0 mm Tykkelse (Fig. 2, III.). Bringer man derpaa den ene Pol af en Magnet hen i Nærheden af Jerntraadene, f. Eks. i 1 mm Afstand, høres Urets Tikken meget kraftigere, medens den forøgede Følsomhed straks forsvinder, naar Magneten fjernes. Denne Virkning af Magneten ophører ganske, naar Jerntraadene fjernes fra Membranen; det er derfor i dette Tilfælde aldeles utvivlsomt, at den forøgede Følsomhed skyldes en Udbøjning af Mikrofonmembranen. I Stedet for en Jerntraad og en permanent Magnet kan man med Fordel benytte en Elektromagnet i Forbindelse

med en Ring af en tynd Jernplade paa Membranen. Fig. 3 viser Konstruktionen; T er Tragten, AB Membranen med Jernringen CD . Elektromagnetens Spoler er S_1 og S_2 , dens Poler P_1 og P_2 ; Kulkornrummet

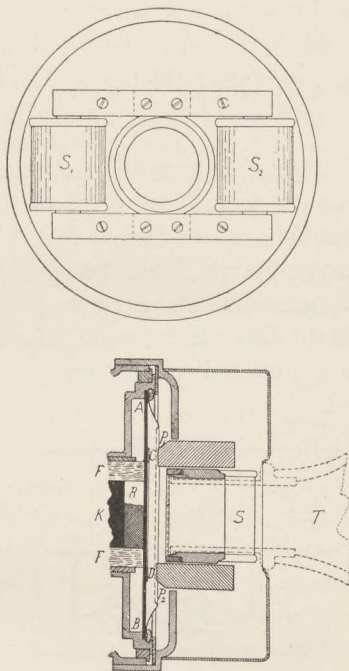


Fig. 3.

R begrænses bagtil af Kulstykket K , langs Siderne af Filtringen F . Dette Apparat er benyttet ved nogle af de følgende Forsøg.

I alle de foregaaende Forsøg er den forøgede Virkning opnaaet ved, at Membranen krummer sig lidt udad, saaledes at dennes Midte fjernes lidt fra Kornrummet. Det var maaske ikke ganske udelukket, at den forøgede Følsomhed kunde skyldes For-

ændringer i Membranens Form; at dette dog ikke er Tilfældet ses ved, at man opnaar ganske den samme Virkning ved at trække den bageste Elektrode med Kornrummet et ganske lille Stykke, f. Eks. 0,002 mm tilbage fra Membranen, saaledes som omtalt nedenfor.

2. Forandringer i Mikrofonens Modstand.

Da den forøgede Følsomhed saaledes utvivlsomt skyldes en gensidig Forskydning af de Dele, der til sammen danner den aktive Del af Mikrofonen, ligger det nær at undersøge de Forandringer, der samtidig sker i Mikrofonens elektriske Forhold og da særlig i dens Modstand. Det viser sig da, at samtidig med, at Mikrofonens Følsomhed forøges, vokser ogsaa dens Modstand.

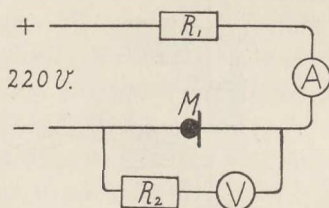


Fig. 4.

Forsøget gøres lettest med den i Fig. 4 viste Opstilling; Modstanden R_1 tages saa stor, at Strømmen gennem Mikrofonen bliver 10—40 Milliampere; Forandringer i selve Mikrofonens Modstand vil da praktisk talt være uden Indflydelse paa Strømstyrken, saaledes at Udslaget paa Voltmetret V vil være proportionalt med Mikrofonens Modstand. Det viser sig, at Forøgelsen i Modstand og Følsomhed altid følges ad. Eksempelvis skal nævnes nogle ved de foran

beskrevne Fremgangsmaader opnaaede Modstandsforøgelser:

Ved Opvarmning fra en almindelig Bunsenbrænder i ca. 25 cm Afstand forøges Modstanden ved en udvendig lakeret Kulmembran med ca. 120 pCt., ved en paa begge Sider blank Kobbermembran med ca. 50 pCt.; lakeres den udvendige Side af Kobbermembranen, stiger Modstandsforøgelsen indtil 150 pCt. Ved Haandens Varme og Kulmembran kan Modstanden bringes til at stige omkring 60 pCt. og ved magnetisk Udtrækning 150 pCt. og derover.

3. Mikrofonmodstandens Afhængighed af Strømmens Varighed for forskellige Strømstyrker.

Det foregaaende viser den store Forandring i Mikrofonens Modstand, som selv meget smaa Bevægelser af Membranen frembringer; Mikrofonen maa derfor ogsaa være meget følsom overfor smaa Forandringer i det ydre Tryk eller i Trykket inde i Mikrofonkapslen. Sluttes man Strømmen gennem en i Forvejen kold Mikrofon, saa vil den af Strømmen frembragte Varmeudvikling forøge Lufttrykket i Kapslen, Membranen vil bøje sig ud, og Modstanden stiger. Modstandens Afhængighed af Strømvarigheden er for forskellige Strømstyrker mellem 5 og 70 Milliamp. undersøgt ved Hjælp af den i Fig. 4 viste Opstilling. Voltmetrets Udslag noteredes hvert femte Sekund, og Udslagene reduceredes til en Begyndelsesmodstand — for $t = 0$ — paa 100 Ohm. For den i Fig. 5 viste Mikrofon (fra K. T. A. S.) og for en Strømstyrke paa 30 Milliampere forløber Modstanden som vist i Fig. 6 Kurve a, medens man for den samme Mikrofon og 70 Milliampere faar Fig. 7 Kurve a.

Kurverne b viser de tilsvarende Modstandskurver for samme Mikrofontype, blot med den Forskel, at der

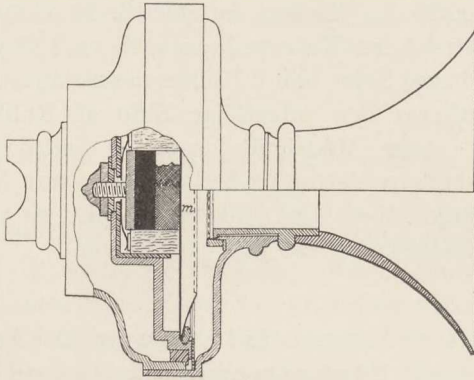


Fig. 5.

er klippet et ca. 5 mm² stort Hul i den opad vendende Del af Filtringen. Man ser, at Virkningen i

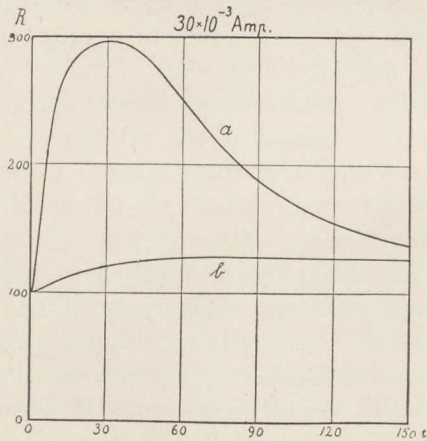


Fig. 6.

alt væsentligt skyldes Lufttrykket i det af Filtringen begrænsede Kornrum. For 70 Milliamp. er Hullet i

Filtringen dog for lille til at tillade en tilstrækkelig hurtig Udstrømning af den opvarmede Luft fra Kornrummet, saaledes at man i dette Tilfælde faar en kendelig Modstandsforøgelse. For begge Kurvers Vedkommende har man, at $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{t=0} = 0^1$; men Kurverne bøjer meget hurtigt opad, saaledes at $\frac{dR}{dt}$ for t lig 2 à 3 Sekunder antager meget store Værdier, størst for Fig. 7. Derefter naas en Maksimumsværdi

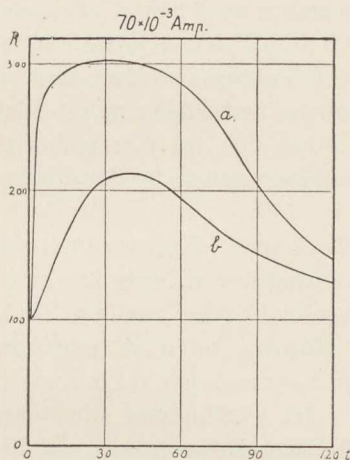


Fig. 7.

for R , der omtrent er den samme i begge Tilfælde; der er dog den karakteristiske Forskel, at Fig. 7 forløber Kurven i Nærheden af Maksimumspunktet meget fladere end Fig. 6. For voksende Værdier af t aftager

¹⁾ At dette virkelig forholder sig saaledes, er vist ved Stedet for Voltmetret at indsætte en Lauritzens Undulator, hvor Papirføringen skete med en Hastighed af 1 m pr. Sekund. Af den tegnede Kurve fremgik det da ganske tydeligt, at $\left(\frac{dR}{dt}\right)_{t=0} = 0$.

R forholdsvis langsomt og nærmer sig efterhaanden til Initialværdien, der praktisk talt naas efter ca. 3 Minutters Forløb, hvorefter Modstanden, om end langsomt, synker endnu yderligere.

Kurvernes Form lader sig uden Vanskelighed forklare: Efter Strømmens Slutning vil der hengaa en, ganske vist meget kort Tid, inden den af Strømmen i Kuldelene frembragte Varme delvis overføres til Luften og forøger dennes Temperatur og derigennem dens Tryk. I Løbet af kort Tid vil dog Luftens Temperatur og Tryk stige meget hurtigt og omtrent i Forhold til den afgivne elektriske Energi. Temperaturen i Kuldaasen bliver ved med at stige, indtil Varmetabene ved Afledning og Udstraaling holder Ligevægt med den udviklede Joule'ske Varme; naar dette Punkt er naaet, holder Temperaturen sig konstant.

Luftens Tryk inde i Kornrummet stiger i Begyndelsen med Temperaturen, men saa snart der er opstaaet en kendelig Forskel mellem Trykket i Kornrummet og i Kapslen udenom, begynder Luften at diffundere fra Kornrummet ud i Kapslen, der foreløbig tænkes i fri Forbindelse med den ydre Luft, saaledes at Trykket i den holder sig konstant. Da Diffusionshastigheden vokser med Trykforskellen, naar man forholdsvis hurtigt det Punkt, hvor Trykket inde i Kornrummet og som Følge deraf ogsaa Membranens Udbøjning er Maksimum, og samtidig naar ogsaa Modstanden sin største Værdi. Da Temperaturen stiger langsommere og langsommere, saa vil herefter Trykket aftage mere og mere, og naar tilsidst Temperaturen er konstant, vil Trykket i Kornrummet blive det samme som udenfor; Membranen vil saaledes gaa tilbage til sin normale Stilling og Modstanden antage sin normale Værdi.

Den Modstandsforøgelse, som Fig. 6 og 7 endnu viser efter 2 og $2\frac{1}{2}$ Minuts Forløb, skyldes i det væsentlige, at Kapslen ikke er i fri Forbindelse med den ydre Luft, men kun kommunikerer med den gennem tilfældige Utætheder.

Naar Forskellen mellem Maksimalværdierne for *a*-Kurverne i Fig. 6 og 7 ikke er større end vist og slet ikke svarer til Forholdet ved *b*-Kurverne eller til det, man paa Forhaand vilde vente, saa ligger dette i, at Modstanden kun vokser stærkt med Membranens Udbøjning saa længe denne i det hele taget er meget lille; efterhaanden som Membranen deplaceres mere, vil en yderligere Udbøjning af denne kun faa ringe Indflydelse, saaledes som det vil fremgaa af efterfølgende Paragraf.

Modstandsformindskelsen under Initialværdien skyldes andre Forhold, til hvilke vi senere skal komme tilbage.

4. Modstandens Afhængighed af Størrelsen af Membranens Forskydning. Kvantitative Forsøg.

De første Maalinger udførtes ved Hjælp af Lysinterferens med den i Fig. 8 antydede Opstilling. Mikrofonskapslen fastspændtes til Objektbordet af et vandret stillet Zeiss-Mikroskop; paa Midten af Membranen fastgjordes med lidt Picein Planspejlet *s* (cirkulært, ca. 10 mm i Diameter). Til en Objektivfatning *A* var kittet et andet Planspejl *S*; naar den til Fastkitningen af *s* anvendte Picein er tilstrækkelig blød, kan man ved at føre *S* forsigtigt ind imod *s* opnaa, at de to Spejle bliver omtrent parallelle, saaledes at der, naar *S* atter er fjernet lidt fra *s*, ved Belysning med Natriumlys opstaar tydelige Inter-

ferensstriber ved det kileformede Luftmellemrum mellem s og S .

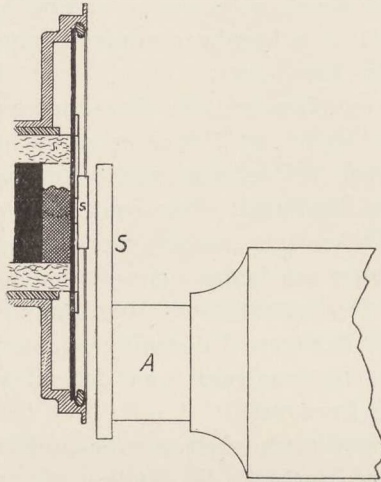


Fig. 8.

Der foretoges nu følgende Forsøg: Mikrofonen indskødes i den i Fig. 4 viste Maaleopstilling, der var indstillet saaledes, at Mikrofonstrømmen var 20 Milliampere. Efterhaanden som Membranen paa Grund af Strømvarmen bøjer sig udad, formindskes Afstanden mellem s og S og Interferensstriberne vandrer. For hver Gang en Stribe passerer et markeret Punkt af S 's Overflade, aflæses Voltmetret V (se Fig. 4), og ved Hjælp af Mikroskopets Finskrue fandtes Betydningen i mm af en saadan Stribeforskydning; man faar paa denne Maade bestemt, hvorledes Mikrofonens Modstand varierer med Membranens Udbøjning. Resultatet af et Par Forsøg er fremstillet i Fig. 9, hvor Kurve a gælder for en Mikrofonstrøm paa 20 og b paa 30 Milliampere. Forsøget var ret vanskeligt at udføre, da Udbøjningen sker saa hurtigt, at der

bliver daarlig Tid til Aflæsningen. Dertil kommer, at Spejlet s har Tilbøjelighed til at dreje sig. Det er derfor vanskeligt at opnaa nogen større Nøjagtighed paa denne Maade. Et Forsøg paa at lade Membranens Forskydning foregaa ad magnetisk Vej ved Hjælp af den i Fig. 3 viste Mikrofon, førte heller ikke til noget tilfredsstillende Resultat, navnlig fordi Spejlet s drejede sig for meget.

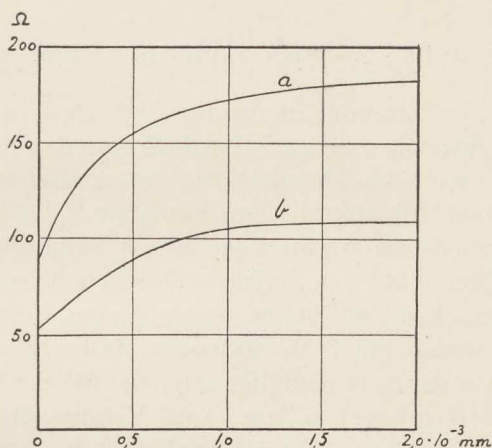


Fig. 9.

Dernæst søgtes Spørgsmaalet løst ved at maale de Modstandsforandringer, der følger af en Forskydning (bort fra Membranen) af den bageste Kulelektrode med tilhørende Filtring. Det viste sig herved, at man opnaaede praktisk talt den største Modstandsforøgelse (over 90 pCt. af den normale) ved en Forskydning paa ca. 0,002 mm.

Endvidere prøvedes det at sammentrykke Luften i Mikrofonkapslens Indre; det viste sig, at et Overtryk svarende til 2 à 3 mm Vandtryk var tilstrækkeligt til at frembringe over 90 pCt. af den maksimale

Modstandsforøgelse. Sættes Membranens Udbøjning f efter C. Bach¹⁾ til

$$f = \psi \cdot \frac{r^4}{s^3} \cdot \frac{p}{E},$$

hvor $r = 2,5$ cm er Membranens Radius, $s = 0,05$ cm dens Tykkelse, $p = 0,00025$ kg/cm² det indvendige Overtryk og $E = 200,000$ kg/cm² Kullets Elastisitetskoefficient, medens Talkonstanten ψ sættes til 0,4, faas

$$f = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ cm} = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ mm.}$$

Det foreliggende Spørgsmaal belystes desuden gennem følgende Forsøg: Mikrofonkapslen anbragtes som før (dog uden Planglas) paa det vandret stillede Mikroskops Objektbord. Den midterste Del af Membranen skrabadet fri for Lak, og der fastgjordes en isoleret Metalpind paa Objektivfatningen A, saaledes at den frie Ende af Pinden under dennes Bevægelse fremad støder imod Membranens Midte og derfor kan trykke denne et nøjagtigt maaleligt Stykke indad. Skrues Mikroskopet tilbage, kan Membranen atter gaa udad. Imellem Mikroskopstellet og den isolerede Pind indskydes et Element og en Telefon; i denne kan man da høre, naar Berøringen mellem Pinden og Membranen indtræder og atter ophører. Forsøgene udførtes paa følgende Maade: Først skrues Mikroskopet et saa stort Stykke ind, at Membranen blev bøjet noget indad; Modstanden gaar derved langt ned, men Mikrofonen bankedes derefter saaledes, at Modstanden omtrent blev den normale i rystet Tilstand. Derpaa skrues Mikroskopet trinvis tilbage, og man noterede de til de forskellige Stillinger svarende Modstande. Fig. 10 viser Sammenhængen

¹⁾ C. Bach: Elasticität und Festigkeit; »Hütte«, 20. Aufl. 1908. S. 499.

mellem det Stykke d , Mikroskopet er trukket tilbage fra den inderste Stilling, og Mikrofonens Modstand. Forsøgene udførtes med en konstant Mikrofonstrøm paa 0,010 Amp. og den i Fig. 5 viste Mikrofon fra K. T. A. S.. De forskellige Kurver gælder for forskellige Indtrykninger af Membranen, fra 51μ for

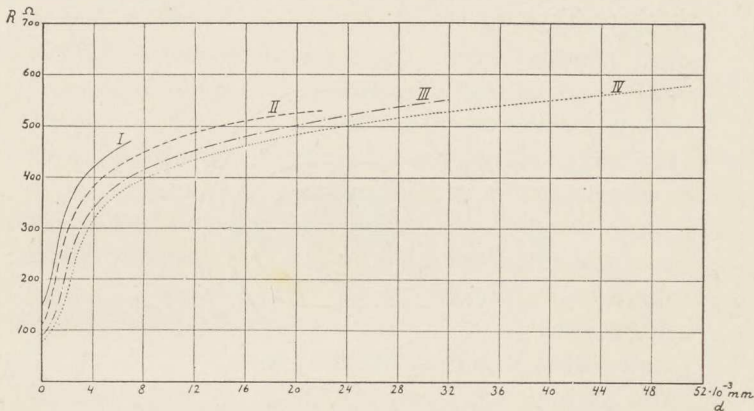


Fig. 10.

Kurve IV til 4μ for Kurve I. Fig. 10 viser, at Modstanden stiger desto hurtigere, jo mindre den foregaaende Indtrykning af Membranen har været. Denne Forskel mellem svagt og stærkt indtrykkede Membraner er vistnok for en Del kun tilsyneladende, idet den stærkere Indtrykning betinger en større elastisk Deformation, navnlig ved Kontaktstedet mellem Pind og Membran. Der er derfor næppe Tvivl om, at Kurverne for de store Indtrykninger af Membranen burde forløbe noget stejlere for smaa Værdier af d . I hvert Fald viser Fig. 10, at en udadgaaende Bevægelse af Membranen paa 0,002 til 0,006 mm bringer Mikrofonmodstanden op til $2\frac{1}{2}$ til 4 Gange den oprindelige Værdi, et Resultat, der staar i god Sam-

klang med de ovenfor ad anden Vej fundne Resultater.

Fig. 10 synes ligeledes at vise, at Slutningsmodstanden, den Modstand, der faas naar Pinden ikke længere rører Membranen, vokser noget med Indtrykningen. Dette hænger maaske sammen med, at Kornene bliver noget mere »plansatte« under det stærkere Tryk.

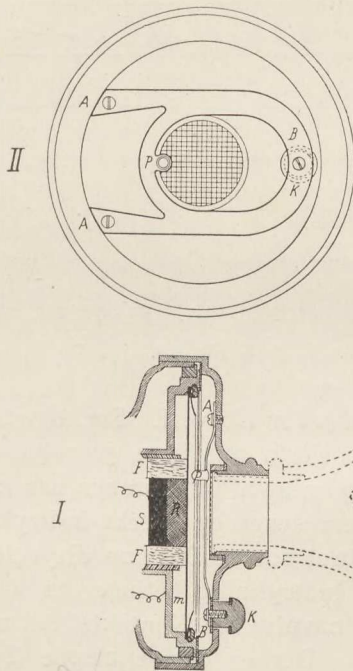


Fig. 11.

Det foregaaende viser, at man fuldt saa vel kan sætte Mikrofonens Modstand op ved en forbigaaende Indrykning af Membranen som ved en blivende udadgaaende Krumning af denne.

En simpel Metode til at foretage en saadan forbi-gaaende Indtrykning paa er vist i Fig. 11. Under I ses et vandret Tværsnit af en K. T. A. S.-Mikrofon, med Membranen *M*, Kornrummet *R*, Kulstykket *S* og Filtringen *F*. Paa Mikrofondækslet er ved *A* fastskruet en Fjeder *AB* (sammenlign II), der ved *B* er forsynet med en Trykknapp *K*. Naar Mikrofonens Følsomhed ønskes forøget, trykkes Knappen *K* et Øjeblik ind og slippes derefter; ved Indtrykningen bøjer Benknappen *P* Membranen lidt ind og trykker altsaa Kornene lidt tilbage. Slippes derpaa *K*, frigøres Membranen, og Trykket mellem denne og Kornene formindskes. Bevægelsen af Benknappen *P* kan uden Vanskelighed gøres saa stor, at den i Hvilestillingen er $\frac{1}{2}$ à 1 mm fjernet fra Membranen, og der er saaledes ingen Fare for, at den skal hindre Membranens Bevægelse. Som Fig. 10 viste, spiller det ingen større Rolle, om Indbøjningen er lidt større eller lidt mindre; man behøver derfor blot at sørge for, at Knappen ved Indtrykningen kommer til at røre Membranen. Endvidere kan man bruge en meget blød og bøjelig Fjeder; er denne tilstrækkelig blød, løber man heller ingen Risiko for at beskadige Membranen paa nogen Maade. For saa vidt Membranen er beskyttet ved en særlig, perforeret, Beskyttelsesplade, anbringer man bedst Knappen *P* i Midten, idet man lader den gaa igennem et større Hul i Pladen.

Hosstaaende Tabel viser Resultatet af nogle Maalinger over Modstandesforøgelsen ved Trykning af en saadan Mikrofon. Denne blev indskudt i Diagrammet Fig. 4 og let banket, hvorved Modstanden antog sin normale Værdi; derefter blev Knappen *K* trykket ind, sluppet igen og Modstanden blev atter maalt. Tabellen indeholder Maaleresultater for en K. T. A. S.-

Mikrofon	Strøm- styrke	Modstand i Ohm.		Middelværdi af Modstanden		$\frac{R_2}{R_1}$	Bemærkninger
	Milliamp.	banket	trykket	R_1 banket	R_2 trykket		
K.T.A.S.	2,50	128	552	131	568	4,33	
		160	568				
		128	520				
		116	520				
		128	592				
		120	608				
		128	604				
		128	616				
		144	528				
	10,0			125	370	2,96	Middelværdi af 15 Maalinger
	15,0			113	295	2,61	» » 9 »
	20,0			95	246	2,59	» » 7 »
	30,0			74	182	2,46	» » 8 »
C. Lorentz	2,5			2960	9360	3,16	» » 5 »
	5,0			2950	8400	2,85	» » 4 »
	10,0			2600	5500	2,34	» » 3 »

Mikrofon, anvendt ved forskellige Strømstyrker; de enkelte Værdier er kun anførte for $I = 2,50$ Milliampere, for de øvrige Strømstyrker er anført Midelværdien af en Række Maalinger. Endvidere findes der Resultater af Maalinger paa en C. B.-Mikrofon fra C. Lorentz.

Ved begge Mikrofoner har ved samtlige Strømstyrker Indtrykningen af Membranen fremkaldt en overordentlig stor Modstandsforøgelse, en Forøgelse, der fuldt ud staar paa Højde med de ad de andre Veje opnaaede. Der er desuden andre Fordele ved at frembringe Modstandsændringen ved en forbigaaende Indtrykning af Membranen fremfor ved paa en eller anden Maade at frembringe en blivende udadgaaende Krumning af denne. Som en utvivlsom Fordeel maa saaledes nævnes, at Membranen, efter at Knappen er sluppet, er fuldstændig fri og altsaa under Brugen ganske upaavirket af ekstra saavel ydre som indre Tryk eller Træk. Tilstedeværelsen af en udadgaaende Krumning vil derimod altid være ledsaget af Spændinger i Membranen; dertil kommer endvidere, at Mikrofonen, naar Aarsagen til denne Krumning fjernes, bliver meget ufølsom. Under Brugen i den følsomme Stilling lejrer Kornene sig nemlig efterhaanden over mod Membranen, og ved Tilbagegang fra den udadkrummede Stilling vil denne yderligere presse Kornene sammen og saaledes sætte Mikrofonmodstanden og Følsomheden ned.

5. Bidrag til Forklaring af de opnaaede Resultater.

Den mest nærliggende Forklaring af den ved de foregaaende Metoder frembragte Forøgelse af Mikrofonens Modstand (og Følsomhed) er vistnok føl-

gende: overfor de smaa Membranbevægelser, det her drejer sig om, forholder Kornmassen sig som et samlet fast Legeme, der bliver liggende, selv efter at Membranen har fjernet sig et ganske lille Stykke fra sin tidligere Stilling. Den forøgede Modstand og Følsomhed skyldes Overgangen fra Membran til Kornmasse, medens Forholdene i selve Kornmassen i det væsentlige er uforandret.

Denne Forklaring er dog ikke rigtig; dette fremgaar bl. a. af følgende: Mikrofonen beholder den forøgede Modstand og Følsomhed, selv om man forsigtigt bevæger Mikrofonen eller hælder den saa meget, at den normalt lodrette Membran danner en Vinkel paa $30-45^\circ$ med Lodlinien med Kornene over Membranen. Fænomenet kan ogsaa faas ved Mikrofoner med Kulkugler, ja selv ved en Mikrofon af den i Fig. 12 viste Form med en enkelt Kulkugle. De nævnte Forhold beviser tilfulde, at den ovenfor givne Forklaring ikke kan holde Stik.

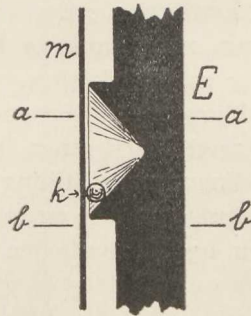


Fig. 12.

Da den i Fig. 12 viste Mikrofon med kun 1 Kulkugle frembyder de simpleste og lettest overskuelige Forhold, ligger det nær at studere det omhandlede Spørgsmaal paa denne. Mikrofonen blev derfor skaa-

ret over efter de vandrette Snit *a-a* og *b-b*; man er da i Stand til at undersøge Kulkuglens Bevægelser med et svagt forstørrende Mikroskop, og der iagttages følgende: Kuglen følger Membranens Indrykning, idet den ruller eller glider opad den bageste Elektrodes Kegleflade. Slippes Membranen meget langsomt, følger Kulkuglen med, og i Membranens Yderstilling er Modstanden stor. Det samme er Tilfældet, selv om Membranen slippes hurtigt, naar blot dens Indrykning har været passende lille. I begge Tilfælde ligger Kuglen kun an med et Tryk, der svarer til dens Vægt, og Kontakttrykket er derfor ringe. Er Indrykningen derimod stor, og slippes Membranen hurtigt, saa kan Kuglen ikke følge med, men triller bagefter, faar derved en vis Hastighed og »kiler« sig til Slut fast mellem Membran og Bagelektrode. Resultatet er, at Kontakttrykket bliver stort, og Modstanden derfor forholdsvis ringe.

Forholdene er ganske analoge ved den almindelige Kornmikrofon: Ved Membranens Indrykning trykkes Kornene lidt tilbage og hæver sig samtidig lidt; naar Membranen atter gaar tilbage, følger Kornene med, men disses Hastighed er saa ringe, at de ikke kan kile sig fast, men kun kommer til at hvile med et Tryk, der svarer til Egenvægten; Kontakttrykkene bliver derfor gennemsnitlig smaa, Modstanden stor. Søger man derimod at tilvejebringe den følsomme Indstilling af Mikrofonen, altsaa den store Modstand, ved Bankning eller Rystning, saa vil dette i Almindelighed kun delvis lykkes. Bankes svagt, vil Kornene blot rystes tættere sammen, og Modstanden synker; bankes stærkere, vil Kornene nok løsnes, men nogle af dem vil faa saa store Hastigheder, at de, førend de kommer i Ro, bevirker Fastkilen af sig selv og andre Korn.

Derimod kan man som Regel opnaa en betydelig Modstandsforøgelse ved en ganske langsom og forsigtig Drejning af Mikrofonen om dens Akse; dog er den Modstandsforøgelse, der opnaas, som oftest noget mindre end ved Indtrykningen.

Det fremgaar af det foregaaende, at den forøgede Følsomhed kun kan besidde en vis Grad af Stabilitet; ved passende kraftig Rystning eller Bankning gaar den tabt. Under selve Talens Paavirkning aftager den efterhaanden, ved svag Tale meget langsomt, ved almindelig Tale i Løbet af nogle Minutter, og næsten øjeblikkeligt, hvis der raabes ind i Mikrofonen. Følsomheden gaar dog kun ned til den forholdsvis høje Værdi, som den faar ved Bankning, Rystning el. lign. Ved fornyet Indtrykning af Membranen fremkommer den forøgede Følsomhed straks igen.

Stabiliteten er dog saa stor, at der ikke er noget i Vejen for med Fordel at anvende Indretningen ved Mikrotelefoner, naar de Bevægelser, man foretager med disse, ikke er altfor kraftige.

6. Følsomhedens Afhængighed af Modstanden.

Det foregaaende viser, at Forøgelse af Modstand og Følsomhed følges ad, og da Modstanden er meget lettere at bestemme end Følsomheden, har vi i de foran omtalte Forsøg i Hovedsagen indskrænket os til Modstandsmaalinger. Dette forudsætter imidlertid en kvantitativ Undersøgelse af Afhængigheden mellem en Mikrofon's Modstand og dens Følsomhed. Denne Undersøgelse udførtes med den i Fig. 3 viste Mikrofon, men førend selve Forsøgene beskrives, er det nødvendigt noget nærmere at definere, hvad vi forstaar ved en Mikrofon's Følsomhed.

Mikrofonen tænkes paavirket af en Tone af konstant Styrke og med Frekvensen n . Vi antager da, at Mikrofonens Modstand kan skrives paa Formen:

$$\left. \begin{aligned} \text{Mikrofonens Modstand} &= r - r' \cos 2\pi nt \\ &= r - r' \cos \omega t \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Her er r Mikrofonens gennemsnitlige Modstand under Tonens Paavirkning, medens r' er Amplituden af de rent harmoniske Modstandsvariationer, der skyldes Tonen. Jo større Værdi r' har for en given Paavirkning, desto kraftigere virker Mikrofonen, og vi vil derfor betragte r' som et Maal for dennes Følsomhed. De følgende Undersøgelser gaar kun ud paa at finde de relative Følsomheder for forskellige Tilstande af samme Mikrofon; eventuelt konstante Faktorer, der maatte indgaa i Værdien af r' , er derfor uden Interesse i denne Sammenhæng.

Den under (1) gjorte Forudsætning angaaende Mikrofonens Modstand er i Almindelighed ikke rigtig; selv om den paavirkende Tone er fuldstændig ren, vil Modstandsvariationen dog indeholde højere harmoniske, Mikrofonens Modstand altsaa have Formen

$$r - r' \cos \omega t - r_1 \cos 2\omega t - r_2 \cos 3\omega t - \dots \quad (2)$$

Her vil dog som Regel $r_1, r_2 \dots$ være saa smaa i Sammenligning med r' , at man med en for disse Forsøg tilstrækkelig Tilnærmelse kan benytte Formlen (1).

Fig. 13 viser Forsøgsopstillingen. Fra et Akkumulatorbatteri paa 110 Volt sendes Strømmen gennem Skydemodstanden R_1 , Milliampereometret A , Mikrofonen M og den ene Vikling af Telefontransformatoren Tr . Modstanden R_1 reguleredes saaledes, at

Mikrofonstrømmen blev 20 Milliampere; hertil svarer omtrent $R_1 = 5000 \Omega$, og da Mikrofonmodstanden kun varierer nogle faa Hundrede Ohm, saa er Mikrofonstrømmen praktisk talt konstant, uafhængig af Mikrofonens Modstand, medens denne er proportional med Voltmetret V 's Udslag.

I Serie med den anden Vikling af Transformatoren Tr var indskudt et langt, kunstigt Kabel C med ialt 120 tilnærmelsesvis ens Afdelinger; hver af disse svækker Talen omtrent lige saa meget som 1 km af et papir-luftisoleret Blyrørskabel med 0,9 mm Traade. (DæmpningsekspONENTEN svarende til hver Afdeling er for $\omega = 2\pi n = 5000$ meget nær $\alpha l = \frac{1}{14}$). Kaldes Spændingen ved Begyndelsen af det kunstige Kabel E , og Spændingen efter at man har passeret D_1 Afsnit af Kablet, E_1 , saa er tilnærmelsesvis

$$E_1 = E_0 \cdot e^{-D_1}, \quad (3)$$

og denne Tilnærmelse er fuldt ud tilstrækkelig saalænge $D_1 < 80$; kun i Nærheden af Kablets Ende gør den reflekterede Bølge sig gældende.

Forbindes Telefonen T_1 gennem Omstilleren S og Kontaktstykkerne a med Klemmerne mellem den D_1^{de} og $(D_1+1)^{te}$ Afdeling, gennemløbes T_1 af Strømme, der er desto stærkere, jo større E_1 er. Men i Almindelighed vil Indskydelsen af T_1 gribe forstyrrende ind i den ved (3) fremstillede Spændingsfordeling, og Forholdene bliver da ret komplicerede. Kun i det Tilfælde, at T_1 's Modstand (Impedans) er saa stor, at den Strøm, der gaar gennem den, er forsvindende i Sammenligning med Kabelstrømmene, vil Spændingsfordelingen forblive uforandret. For at opnaa dette med tilstrækkelig Tilnærmelse gaves Telefonen T_1 en stor Modstand, ca. 2000 Ohm.

Den første Række af Maalingerne foretoges med

en Tone med $\omega = 2\pi n = 5000$, frembragt af en Abs. Larsen'sk Brummer, der forbandtes til Telefonen T_3 . Lydbølgerne fra sidstnævnte paavirkede dels den undersøgte Mikrofon M , dels en almindelig Telefon T_2 ; denne kunde gennem Omstilleren S forbindes med T_1 .

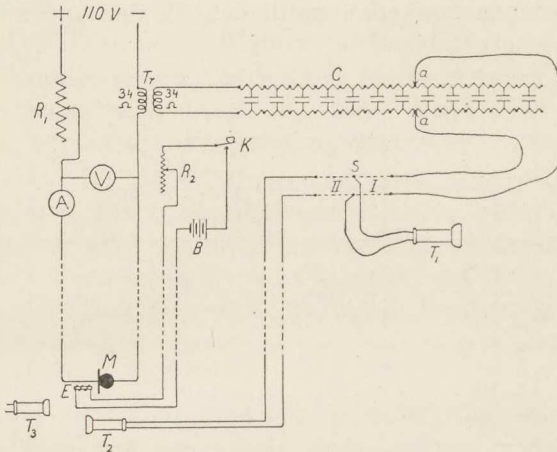


Fig. 13.

Mikrofonens Modstand forandrede ved at sende Strømme af forskellig Styrke gennem Elektromagneten E .

Maalingen foregik paa den Maade, at man for forskellige Mikrofonmodstande bestemte det Antal Afdelinger D af det kunstige Kabel, der maatte indskydes for at give samme Lydstyrke i Stilling I og II af Omstilleren S . De opnaaede Resultater er angivne ved indcirklede Kryds paa Fig. 14, idet Mikrofonmodstanden er afsat som Abscisse, Indstillingen D som Ordinat. (Det viste sig ved disse Forsøg, at Mikrofonmodstanden, selv om E er strømløs, under stadig Paavirkning af Tonen har Tilbøjelighed til at variere paa en ret regelmæssig Maade, idet den stiger

langsomt til en vis Maksimalværdi, for da pludseligt at falde til en lav Værdi, derpaa atter langsom Stigning, pludseligt Fald o. s. fr.).

Ved det andet Sæt Maalinger talte en Person jævnt og ensartet ind i Mikrofonen i hele Forsøgstiden, og Maalingerne udførtes paa følgende Maade: Mikrofonen bankedes, indtil den fik den »normale«

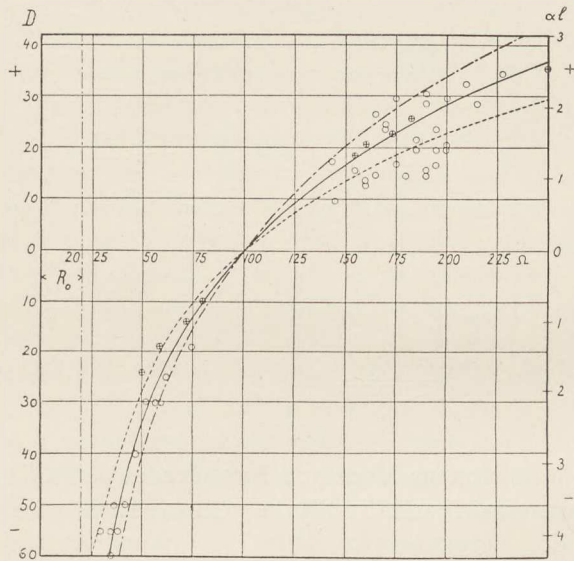


Fig. 14.

Modstand $R = 100$ Ohm. For denne Modstand iagttoges Lydstyrken for en vis Indstilling D_1 paa det kunstige Kabel. Derefter trykkedes paa Knappen K , hvorved Membranen trækkes noget ud og R forøges; man finder da umiddelbart efter, hvilken ny Indstilling D_2 paa Kablet der giver samme Lydstyrke. $D = D_2 - D_1$ er da et Maal for den ved Modstandsforøgelsen opnaaede Forøgelse af Mikrofonens Følsomhed. For at opnaa Værdier af R

under 100 Ohm, holdt man Nøglen K trykket ned og bankede Mikrofonen indtil Modstanden blev 100 Ohm; Lydstyrken iagttoges som før. Man slap K , fandt den tilsvarende ny Indstilling paa Kablet og iagttog den nu reducerede Modstand. Resultatet af Maalingerne er paa Fig. 14 angivet ved indcirklede Punkter.

Det fremgaar af Figuren, at Resultaterne, navnlig ved den sidste Forsøgsrække og for store Værdier af R , er ret uregelmæssige. Dette hænger vel nok i nogen Grad sammen med, at Mikrofonens Følsomhed ikke er fuldstændig bestemt ved dens Modstand, men ogsaa afhænger af andre Forhold (se nedenfor); men den hovedsagelige Grund maa vistnok søges i Forsøgsusikkerhed. Navnlig ved den sidste Forsøgsrække, hvor man skal indstille paa en vis Lydstyrke efter Hukommelsen, vil der utvivlsomt komme store Fejl.

En Mikrofon's Modstand R deles naturligt i to Dele, nemlig dels en »død« Modstand r_0 , der skyldes Modstand i Tilledning, Membran, Elektrode og en Del af Modstanden mod Strømmens Ledning gennem selve Kornene, dels den virksomme Modstand r , der i det væsentlige bestaar af Kontaktmodstandene. Det er naturligst at antage, at Følsomheden i det væsentlige kun afhænger af r ; men ved Modstandsmaalingerne faas $R = r_0 + r$. En Del af Afvigelserne i Fig. 14 kan derfor skyldes, at Forholdet $\frac{r_0}{r}$ har været forskelligt ved de forskellige Forsøg.

Ved de foregaaende Maalinger er det stiltiende forudsat, at Strøamplituden i det kunstige Kabel C er proportional med Mikrofonens Følsomhed, altsaa med r' (se Formel (1)), men iøvrigt uafhængig af Mikrofonens Modstand. Under de givne Forhold

svarer dette altsaa til, at Vekselstrømsamplituden i selve Mikrofonløbet skal være proportional med r' . For at klarlægge i hvilken Grad og under hvilke Forhold dette er Tilfældet, vil vi undersøge de af Mikrofonens Modstandsvariationer forårsagede Strømvariationer i Mikrofonløbet.

Vi indfører følgende Betegnelser:

Batteriets Klemspænding V Volt,
Mikrofonløbets samlede Modstand, (heri in-
kluderet Mikrofonens døde Modstand

r_0 , men ikke dens virksomme Modstand) R_1 Ohm,

Mikrofonens virksomme Modstand: $r - r' \cos \omega t$ — ,

Mikrofonløbets samlede Selvinduktion L Henry.

Samtidig sættes forsøgsvis Strømstyrken i Mikrofon-

løbet $i = I_0 + i' \cos(\omega t + \varphi)$ Amp., hvor $I_0 = \frac{V}{R_1 + r}$.

Til Bestemmelse af i have Ligningen:

$$L \cdot \frac{di}{dt} + i(R_1 + r - r' \cos \omega t) = V,$$

der, naar Værdien for i indsættes, reduceres til

$$\left. \begin{aligned} -\omega L i' \sin(\omega t + \varphi) + (R_1 + r) \cdot i' \cos(\omega t + \varphi) \\ - r' \cos \omega t \cdot (I_0 + i' \cos(\omega t + \varphi)) = 0. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Vi gaar ud fra, at r' og i' er saa smaa, at man uden større Fejl kan bortkaste det sidste Led; i saa Fald kan Ligning (4) skrives:

$$\begin{aligned} -\omega L i' \sin(\omega t + \varphi) + (R_1 + r) \cdot i' \cos(\omega t + \varphi) \\ = r' I_0 \cdot \cos \omega t. \end{aligned}$$

Dette er Ligningen for et Strømløb med Modstanden $R_1 + r$ og Selvinduktionen L , paavirket af en E. M. K. $r' I_0 \cos \omega t$. Man har følgende

$$i' = \frac{r' \cdot I_0}{\sqrt{(R_1 + r)^2 + \omega^2 L^2}} \text{ og } \operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L}{R_1 + r}. \quad (5)$$

For Værdier af R_1 , der er meget større end r , har man altsaa med god Tilnærmelse

$$i' = \frac{r' I_0}{\sqrt{R_1^2 + \omega^2 L^2}} = r' \frac{V}{R_1 \cdot \sqrt{R_1^2 + \omega^2 L^2}}; \quad (6)$$

i saa Fald er i' , som forudsat, proportional med r' og iøvrigt uafhængig af Mikrofonmodstanden.

Den anden Grænse dannes af det Tilfælde, hvor R_1 og ωL er meget smaa i Sammenligning med r ; i saa Fald giver (5) følgende Tilnærmelsesformel

$$i' = \frac{r' \cdot I_0}{r} = r' \cdot \frac{V}{r^2}.$$

Ved teoretiske Betragtninger ledes vi senere til at antage, at en Mikrofons Følsomhed alt iøvrigt lige er omtrent proportional med

$$r^{\frac{5}{2}} = (R - r_0)^{\frac{5}{2}}. \quad (7)$$

I Fig. 14 fremstiller den fuldt optrukne Kurve den under denne Forudsætning beregnede Følsomhedskurve, idet den døde Modstand r_0 er sat lig med 20 Ohm.

Tages i Betragtning, at den af Mikrofonen bevirkede Strøamplitude er over 600 Gange, Effekten, altsaa over 360 000 Gange større ved de største end ved de mindste undersøgte Værdier af R , saa er den ved Kurven angivne Tilnærmelse vist saa god, som man med Rimelighed kan forlange af et saa variabelt Apparat som en Mikrofon.

Paa Fig. 14 angiver den punkterede Kurve Afhængigheden mellem R og D under Forudsætning af,

at Følsomheden var proportional med $(R-r_0)^2$, medens den stiplede Kurve svarer til Følsomhedsloven $(R-r_0)^3$. — Af de 3 Kurver passer den fuldt optrukne — svarende til Eksponenten $\frac{5}{2}$ — utvivlsomt bedst, den stiplede daarligst. En mellem $\frac{5}{2}$ og 2 liggende Eksponent vilde vistnok give den bedste Overensstemmelse; dette er, som vi senere skal se, i fuld Samklang med Teorien.

Af (6) og (7) fremgaar, at naar Mikrofonens Modstand er lille i Sammenligning med de øvrige Modstande (og Impedanser), der indgaar i Mikrofonløbet, saa er den af Mikrofonen forarsagede Vekselstrøms Amplitude omtrent proportional med den virksomme Mikrofonmodstand opløftet til Potensen $\frac{5}{2}$. Er derimod Mikrofonens virksomme Modstand meget større end de andre Modstande og Impedanser i Mikrofonløbet, saa er den frembragte Vekselstrøms Amplitude kun proportional med Kvadratroden af den virksomme Modstand. I sidste Tilfælde er derfor Fordelen ved en stor Mikrofonmodstand kun ringe; et Resultat, der er bekræftet ved Forsøg.

Medens Følsomheden af en foreliggende Mikrofon saaledes med Tilnærmelse kan sættes proportional med den virksomme Modstand opløftet til Potensen $\frac{5}{2}$, vil det derimod være rimeligt at antage, at Følsomhederne af to Mikrofoner med forskellige Dimensioner, men lavede af de samme Materialier og værende i den samme Tilstand, indenfor visse Grænser vil være proportional med Mikrofonernes Modstande. En nærmere Undersøgelse heraf har dog ikke fundet Sted.

7. De mikrofoniske Kontakters Teori.

Den samlede Modstand R , som man finder ved Maaling af en mikrofonisk Kontakt, bestaar af 3 Dele:

$$R = r_0 + r_1 + r_2.$$

Her er r_0 den »døde« Modstand, nemlig den Del af Modstanden, der er uafhængig af Kontakttrykket. r_0 er altsaa Modstanden af Tilledninger og den Del af Ledningsmodstanden i selve Kuldelene, der indenfor praktiske Grænser er uafhængig af Berøringsfladens Areal.

r_1 er selve Kontaktmodstanden, altsaa Modstanden ved Overgangen fra det ene Kulstykke til det andet.

r_2 er Udbredningsmodstanden fra Berøringsfladerne ud til Kulstykkernes fulde Tværsnit. En eksakt Adskillelse mellem denne og Ledningsmodstanden i Kulstykkerne er ikke mulig; men dette er kun en teoretisk Vanskelighed. I Praksis er Adskillelsen let: Udbredningsmodstanden er den Del af Ledningsmodstanden i selve Kulelektroderne, der er afhængig af Berøringsfladernes Areal.

Den virksomme Modstand r er Summen af Kontakt- og Udbredningsmodstanden, altsaa

$$r = r_1 + r_2.$$

I det følgende beskæftiger vi os kun med den virksomme Modstand, og den udviklede Teori baserer paa følgende Antagelser og Forudsætninger (angaaende Betegnelserne se nedenfor):

a) Kontaktmodstanden r_1 er omvendt proportional med Berørings-

fladens Areal a (men uafhængig af Fladetrykket);

b) Berøringsfladens Areal kan beregnes paa Grundlag af de Hertz'ske Haardhedsformler;

c) Kontaktmodstandens Afhængighed af Strømstyrken er bestemt ved Formlen

$$r_1 = \frac{\sigma}{a} - \frac{\beta r_1 i^2}{P^2};$$

d) Udbredningsmodstanden beregnes paa sædvanlig Maade og paa Grundlag af de ved b) opnaaede Resultater.

Af disse Forudsætninger er b) og d) næsten selvfølgelig og danner kun det nødvendige Grundlag for Regningernes Udførelse; a) er den simpleste og vistnok ogsaa den naturligste Forudsætning, der kan gøres; Berettigelsen af denne saavel som af c) vil senere blive diskuteret.

For at simplificere Regningerne gaar vi ud fra, at et kugleformet Kulkorn C (Fig. 15) er anbragt mellem to plane Kulplader A og B . Der anvendes følgende Betegnelser:

Kulkuglens Radius	c cm,
Berøringsfladens Radius	b cm,
— Areal ...	$a = \pi b^2$ cm ² ,
Kullets Modstandsfylde	$\rho \frac{\text{Ohm}}{\text{cm}^3}$,
— Elasticitetskoefficient	$E \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$,
Kontakttrykket	P g,
Kontaktmodstanden	$\sigma \frac{\text{Ohm}}{\text{cm}^2}$.

a. Udbredningsmodstanden.

Vi vil begynde med at bestemme Udbredningsmodstanden r_2 . Modstanden fra Berøringsarealet 12

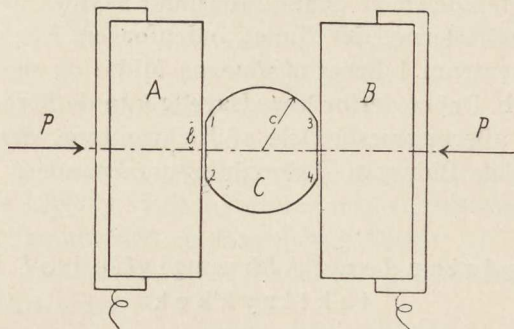


Fig. 15.

gennem Kuglen til 34 (se Fig. 15) kan, for b meget lille i Forhold til c , gennem ret indviklede Regninger vises at være¹⁾:

$$\frac{\rho}{2b} - \frac{\rho}{2\pi c} \lg \frac{b}{2c},$$

medens Modstanden ved Udbredningen til en af en plan Flade begrænset Elektrode er $\frac{\rho}{4b}$. Den samlede Udbredningsmodstand mellem Elektroderne A og B er derfor

$$r_2 = \frac{\rho}{2b} - \frac{\rho}{2\pi c} \cdot \lg \frac{b}{2c} + 2 \cdot \frac{\rho}{4b} = \frac{\rho}{b} - \frac{\rho}{2\pi c} \cdot \lg \frac{b}{2c}. \quad (8)$$

Her vil $\frac{b}{2c}$ altid være en meget lille Størrelse, og sidste Led paa højre Side er derfor forsvindende i Sammenligning med første. Vi kan følgelig med tilstrækkelig Tilnærmelse sætte

¹⁾ Riemann-Weber: Die partiellen Differentialgleichungen der mathematischen Physik, (Braunschweig 1910, I p. 482).

$$r_2 = \frac{\rho}{b}. \quad (8')$$

Over Halvdelen af denne Modstand skyldes de Dele af Elektroderne, der findes indenfor en Kugleflade med Centrum i Berøringsfladens Midte og med Radius $2b$. Det er derfor hovedsagelig kun de Berøringsfladen allernærmeste Dele af Elektroderne, der yder betydelige Bidrag til Udbredningsmodstanden.

b. Modstandens Afhængighed af Kontakttrykket.

Ifølge Forudsætningerne a) og c) bestemmes Kontaktmodstanden r_1 ved

$$r_1 = \frac{\sigma}{a} - \frac{\beta}{p^{\frac{2}{3}}} r_1 i^2; \quad (9)$$

herefter er r_1 afhængig af Styrken af den Strøm, der passerer Kontaktstedet.

Vi forudsætter foreløbig, at Strømstyrken er saa lille, at det sidste Led i Udtrykket for Kontaktmodstanden er forsvindende i Sammenligning med det første. Idet vi betegner Grænseværdien af r_1 for en meget svag Strøm ved r_1^0 faas altsaa

$$r_1^0 = \frac{\sigma}{a} = \frac{\sigma}{\pi b^2}. \quad (9')$$

Til Bestemmelse af den til Kontakttrykket P svarende Værdi af b haves den af H. Hertz fundne Ligning (se f. Eks. »Hütte«):

$$b = 1,11 \cdot \sqrt[3]{\frac{P \cdot c}{E}} \text{ eller } a = 3,87 \left(\frac{P \cdot c}{E} \right)^{\frac{2}{3}}. \quad (10)$$

Følgelig er

$$r_1^0 = \frac{\sigma}{3,87} \cdot \left(\frac{E}{Pc} \right)^{\frac{2}{3}},$$

og

$$r^0 = r_1^0 + r_2 = 2 \cdot \frac{\sigma}{a} + \frac{\rho}{b} = \frac{\sigma}{1,94} \cdot \left(\frac{E}{P \cdot c} \right)^{\frac{2}{3}} \left. \begin{array}{l} \\ + \frac{\rho}{1,11} \cdot \left(\frac{E}{Pc} \right)^{\frac{1}{3}}, \end{array} \right\} \quad (11)$$

idet r_0 omfatter Modstanden i begge Kontakterne. Denne Ligning viser, hvorledes den virksomme Modstand (maalt med en meget svag Strøm) af en Kulkugle mellem to plane Kuleelektroder afhænger af Kontakttrykket P .

For at undersøge Rigtigheden af (11) er der anstillet en stor Række Forsøg med Kulkugler varierende i Størrelse fra en Diameter af 0,5 mm op til 10 mm. Kuglerne anbragtes mellem to plane, vandrette Kuleelektroder, af hvilke den nederste var fast, medens den øverste var fastgjort til Enden af en Westphals Vægt. Ved Belastning af denne kunde man paa kendt Maade variere Belastningen P . Denne Værdi af P er dog kun Kontakttrykket ved den øverste Kontakt, medens Kontakttrykket ved den nederste Kontakt er $P + G$, hvor G er Vægten af Kulkuglen; dette Forhold giver, særlig for smaa Værdier af P og store Kugler, en Korrektion; denne frembyder dog ikke større Vanskelighed, og vi skal ikke komme nærmere ind paa dette Punkt. Ved de angivne Resultater er denne Korrektion foretaget.

Ved Sammenligning med Forsøgsresultaterne er det hensigtsmæssigt at bringe Ligningen (11) paa Formen:

$$r^0 \cdot P^{\frac{2}{3}} = \frac{\sigma}{1,94} \cdot \left(\frac{E}{c} \right)^{\frac{2}{3}} + \frac{\rho}{1,11} \cdot \left(\frac{E}{c} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot P^{\frac{1}{3}}. \quad (12)$$

I højre Side af denne Ligning indgaar kun 1 ubekendt Konstant, nemlig σ ; de andre, E og ϱ , er kendte Materialkonstanter, hvis numeriske Værdier i det foreliggende Tilfælde ganske vist er behæftede med nogen Usikkerhed. Værdien af E er ikke bestemt direkte; i Literaturen opgives den til $E = 151$ à $255 \cdot 10^6 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$. Da de her benyttede Kul, Mikrofonkul, er meget haarde og tætte, har vi benyttet Værdien $E = 250 \cdot 10^6 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$; selv en ret betydelig Variation i Værdien for E har iøvrigt kun ringe Indflydelse. Maaling af ϱ gav som Middelværdi $\varrho = 0,0091 \frac{\text{Ohm}}{\text{cm}^3}$.

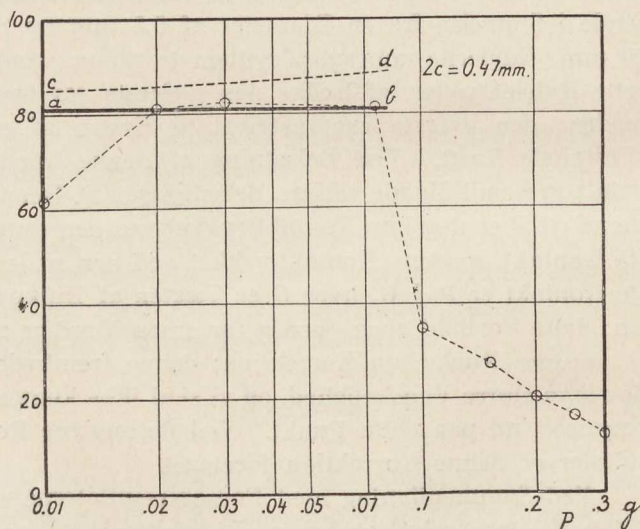


Fig. 16.

Fig. 16—19 viser Resultatet af fire Forsøgsrækker, anstillet med Kugler med Diametre 0,47 mm (Fig. 16 og 17), 1,51 mm (Fig. 18) og 7,96 mm (Fig.

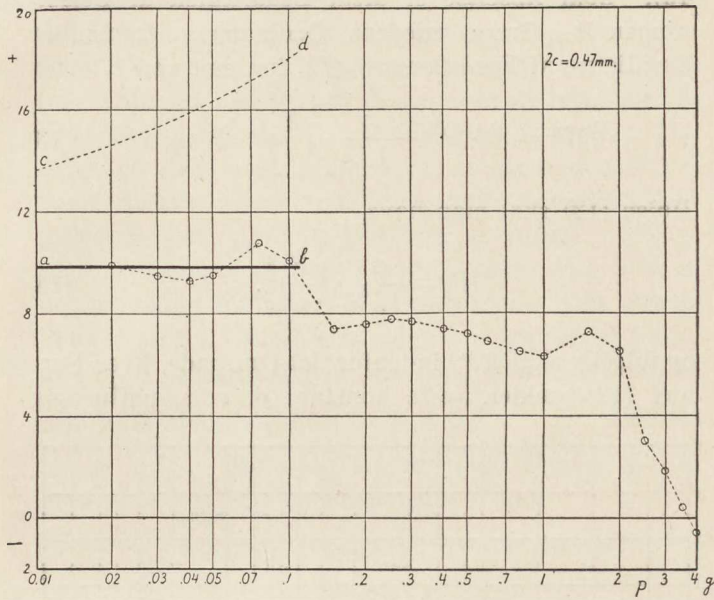


Fig. 17.

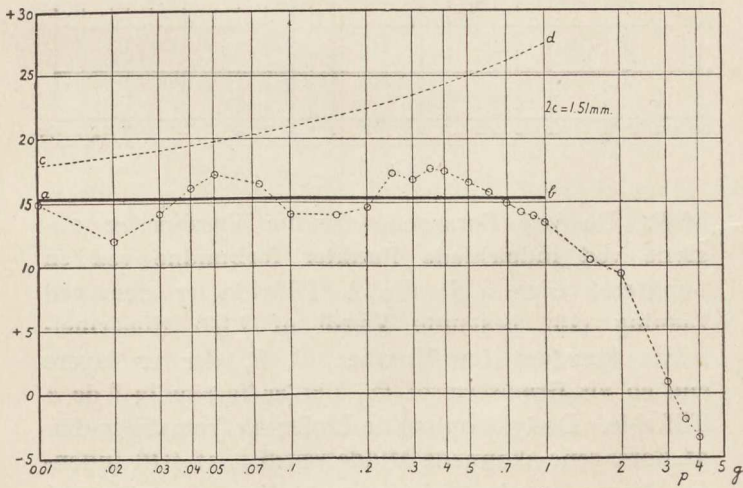


Fig. 18.

19). Som Abscisse er afsat Logaritmen af Belastningen P i Gram, medens Ordinaterne fremstiller Værdierne af Funktionen $f(P)$, bestemt ved

$$f(P) = r^0 \cdot P^{\frac{2}{3}} - \frac{\rho}{1,11} \cdot \left(\frac{E}{c}\right)^{\frac{1}{3}} \cdot P^{\frac{1}{3}}. \quad (13)$$

Ifølge (12) skal man have

$$f(P) = \frac{\sigma}{1,94} \cdot \left(\frac{E}{c}\right)^{\frac{2}{3}}, \quad (14)$$

og følgelig skal $f(P)$ indenfor det Omraade, hvor Formel (12) gælder, være konstant d. v. s. uafhængig

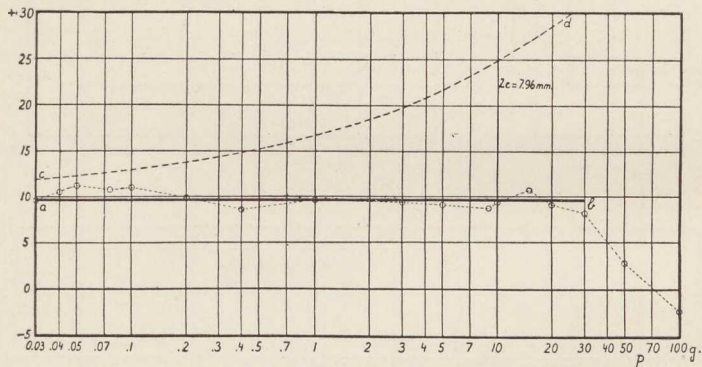


Fig. 19.

af P . De ved Forsøgene fundne Værdier er angivne ved indcirklede Punkter forbundne ved en punkteret Linie. I alle 4 Tilfælde er den ved Ligning (13) bestemte Værdi af $f(P)$ tilnærmelsesvis konstant for Værdier af P , der er lavere end en vis Grænseværdi P_b , der er forskellig i de 4 Tilfælde. De tykt optrukne Linier ab fremstiller den af Forsøgene skønnede Middelværdi f_0 af $f(P)$ indenfor Omraadet $a b$; Afvigelserne mellem f_0 og den ved

Ligning (13) bestemte Værdi af $f(P)$ er ingen Steds større, end de kan skyldes tilfældige Fejl. I Punkterne b begynder Værdien af $f(P)$ at falde ret pludselig for voksende Værdier af P , d. v. s. Modstanden aftager hurtigere, end den skulde efter Formlen (11). Jo større Kuglen er, desto større er ogsaa den Værdi P_b af Belastningen, for hvilken dette pludselige Fald indtræder; det ligger derfor nær at antage, at Kuglerne begynder at knuses ved Trykket P_b . For at belyse denne Mulighed, har vi beregnet den største Paavirkning t i Berøringsfladerne svarende til Trykket P_b . Beregningen er foretaget paa Grundlag af den af Hertz givne Formel $t^3 = 0,059 \cdot \frac{E^2 P}{c^2} g$ ældende for en Kugle i Berøring med en plan Flade. Resultaterne er anført i nedenstaaende Tabel.

Fig. Nr.	Kugleradius c	P_b	t	f_0	σ
16	0,0235 cm	0,080 g	811 $\frac{\text{kg}}{\text{cm}^2}$	82	$3,30 \cdot 10^{-5} \frac{\text{Ohm}}{\text{cm}^2}$
17	0,0235 »	0,110 »	902 »	9,85	$0,395 \cdot 10^{-5}$ »
18	0,0755 »	1,00 »	865 »	15,3	$1,34 \cdot 10^{-5}$ »
19	0,3934 »	30,0 »	893 »	9,7	$2,54 \cdot 10^{-5}$ »

I alle 4 Tilfælde svarer der til Punktet b en maksimal Paavirkning paa mellem 8 og 900 kg/cm^2 ; denne Paavirkning er netop af en saadan Størrelse, at man maa antage, at Kullets Brudgrænse er naaet.

Resultatet af denne Undersøgelse er altsaa, at den ved Formel (11) givne Lov for Modstandens Afhængighed af Trykket med en til Forsøgenes Nøjagtighed svarende Tilnærmelse gælder for Kontakttryk helt op til Kullets Brudgrænse.

Heraf følger atter, at Modstanden σ pr. Kvadratcentimeter af Berøringsfladen er uafhængig af Trykket, i hvert Fald for saa vidt dette ikke overskrider ca. 800 kg/cm².

Selve Værdierne af σ kan beregnes af Formlen (14), idet man for $f(P)$ indsætter de i Fig. 16—19 fundne Værdier af f_0 . Resultaterne fremgaar af ovenstaaende Tabel. Man ser, at σ er af Størrelsesordenen 100000 Ohm pr. cm²; de fundne Værdier af σ afviger dog stærkt fra hverandre. Heri er intet mærkeligt, da Værdien af σ utvivlsomt kan forandres overordentlig meget ved selv minimale Forureninger af Overfladen, og der var ved disse Forsøg ikke truffet Foranstaltninger til at hindre saadanne.

Berettigelsen af Forudsætningerne a), b) og d) støttes saaledes af de foretagne Forsøg.

For at anskueliggøre, hvilken Rolle Udbredningsmodstanden spiller i Forhold til selve Kontaktmodstanden, er der i Fig. 16—19 afsat Værdien af

$$f_0 + \frac{\rho}{1,11} \cdot \left(\frac{E}{c} \right)^{\frac{1}{3}} \cdot P^{\frac{1}{3}},$$

der fremstilles ved de punkterede Linier *cd*.

For smaa Kontakttryk, og kun saadanne har direkte Interesse for Mikrofoner, er, som man ser, Kontaktmodstanden den overvejende.

c. Modstandens Afhængighed af Kornstørrelsen.

Den foregaaende Teori tillader os ogsaa at danne os et Skøn om Modstandens Afhængighed af Kornstørrelsen, altsaa for en Kulkugle, hvorledes Kontaktmodstanden afhænger af Kuglens Diameter. For-

søg med enkelte Kugler egner sig dog ikke hertil, idet, som vi har set, Modstanden er vidt forskellig for forskellige Punkter af Overfladen; for at komme til et Resultat, maatte man derfor benytte Middeltallene af mange Forsøg. Simplere er det at maale Modstanden i en Kornmasse, bestaaende af en stor Mængde ensartede Kugler. Forsøgene ud-

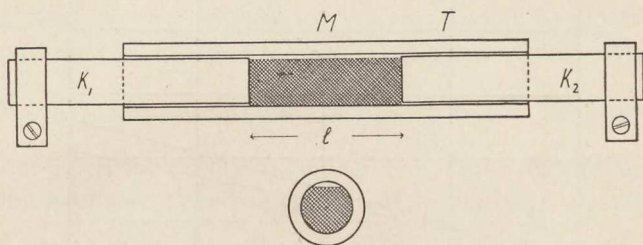


Fig. 20.

førtes ved Hjælp af det i Fig. 20 viste Apparat. Det retlinede Glasrør T har et indre Tværsnitsareal paa $1,02 \text{ cm}^2$. I Røret kan to Kuleelektroder K_1 og K_2 med plane Endeflader forskydes; i Rummet M mellem disse findes Kulkuglerne, og K_1 og K_2 skydes saa tæt sammen, at Kulkuglerne netop ikke udfylder hele Rummet M , men at der i vandret Stilling af Røret bliver et lille Segment af Rørets Tværnit fri, saaledes som antydnet i Fig. 20. Modstanden maalt paa den i Fig. 4 angivne Maade, idet der benyttes en svag Maalestrøm. Før hver Modstandsmaaling rykkes Røret ganske svagt og drejes tillige frem og tilbage. For hver Længde l foretoges en Række Maalinger, af hvilke man tog Middeltallet; de største Afvigelser androg sjældent over $\pm 5 \text{ pCt}$.

Saadanne Maalinger er udførte med Kulkugler med Diametre $2c = 1,53, 1,00$ og $0,47 \text{ mm}$, og Resultaterne er afsat paa Fig. 21. Afhængigheden mellem

Modstanden R_l og Længden l kan med Tilnærmelse fremstilles ved de i Fig. 21 viste rette Linier, saaledes

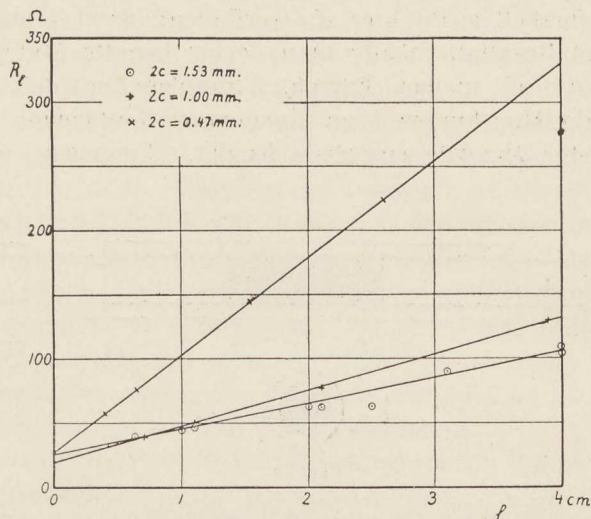


Fig. 21.

at Modstanden r^0 pr. Kubikcentimeter af Kornmassen bestemmes ved $r^0 = \frac{R_l - R_0}{4}$; man fandt de i nedenstaaende Tabel angivne Værdier:

For $2c$	= 1,53	1,00	0,47 mm
er r^0	= 20	29	76 Ohm/cm ³
$2c \cdot r^0$	= 30,6	29	35,7
R_0	= 26	20	27 Ohm.

Vi gaar nu over til at undersøge, hvilken Afhængighed Teorien kræver mellem r^0 og c . Pr. Kubikcentimeter er Antallet af Kontakter i Parallel proportionalt med $\frac{1}{c^2}$, medens Antallet af Kontakter i Serie er proportionalt med $\frac{1}{c}$; for samme Kontakt-

modstand vilde derfor r^0 være proportional med $c^2 \cdot \frac{1}{c} = c$. Da Rumudfyldningsfaktoren praktisk talt er uafhængig af Kuglernes Diameter, er Trykket pr. Arealenhed i samme Dybde under Overfladen ogsaa uafhængig af c ; men Antallet af Berøringspunkter pr. Arealenhed er proportionalt med $\frac{1}{c^2}$, og følgelig er Kontakttrykket mellem de enkelte Kugler proportionalt med c^2 . Kontaktmodstanden bliver derfor ifølge Formel (11) proportional med $\frac{1}{c^{\frac{4}{3}} \cdot c^{\frac{2}{3}}} = \frac{1}{c^2}$. Idet man for Simpelheds Skyld her ser bort fra Udbredningsmodstanden bliver altsaa r^0 , alt iøvrigt lige, proportional med $c \cdot \frac{1}{c^2} = \frac{1}{c}$, saaledes at Produktet af Kuglernes Diameter og r^0 skal være konstant. De fundne Værdier af $2cr^0$ (hvor r^0 er maalt i Ohm pr. cm^3 , c i mm) er 30,6, 29, 35,7; en bedre Overensstemmelse kan paa Forhaand ikke ventes.

Modstanden R_0 skyldes Overgangsmodstanden fra de plane Elektroder til Kulkuglerne. Kontaktmodstanden er her som ovenfor proportional med $\frac{1}{c^2}$, og Antallet af Kontakter i Parallel proportionalt med c^2 . Alt iøvrigt lige skal R_0 altsaa være uafhængig af c . De fundne Værdier er 26, 20 og 27 Ohm, en efter Omstændighederne tilfredsstillende Overensstemmelse.

Foruden med Kulkugler er der gjort en Del Forsøg med skarpkantede Korn af forskellig Størrelse; Kornene fremstilledes af samme Kulsort ved Knusning og Sigtning gennem Sigter med cirkulære Huller. Størrelsen er angivet ved Diametrene i mm

af de Huller, gennem hvilke Kornene dels har passeret, dels er holdt tilbage. Modstandsmaalingerne foretoges som ovenfor; Resultaterne af Forsøgene er givet i nedenstaaende Tabel.

2c	2,2—2,4	2,0—2,2	1,8—2,0	1,6—1,8	1,4—1,6	1,2—1,4	1,0—1,2
r^0	380	410	560	582	685	734	824
$r^0 \cdot 2c$	874	860	1060	990	1030	954	906
$r^0 \cdot (2c)^{\frac{1}{3}}$	502	525	694	694	781	801	849

Spørgsmaalet er her, hvorledes Krumningsradius i Berøringspunkterne afhænger af Kuglernes Diameter. Den naturligste Forudsætning er vel nok for skarpkantede Korn at sætte Krumningsradius konstant, uafhængig af Kornstørrelsen. I saa Fald skal r^0 være proportional med $\frac{1}{(2c)^{\frac{1}{3}}}$ og Produktet $r^0 \cdot (2c)^{\frac{1}{3}}$

altsaa være konstant. Dette passer ikke særlig godt, idet Produktet stiger jævnt med aftagende Kornstørrelse. Derimod er Produktet $r^0 2c$, som man ser, med god Tilnærmelse konstant; dette kræver efter Teorien, at Krumningsradius ved Berøringsfladerne gennemsnitlig er proportional med Kornstørrelsen. Der er næppe Tvivl om, at Kanterne, hvor Kornene rører hinanden, er mere afrundede paa de store end paa de smaa Korn, idet Kontakttrykket for de første er større end for de sidste. Det større Tryk maa ogsaa medføre Knusning af en større Del af Kanten. Som en Illustration hertil skal anføres, at ved kraftig Rystning i en Metalæske gaar Modstanden af skarpkantede Korn meget betydeligt ned, f. Eks. 30 à 40 pCt. ved Rystning i et Par Minutter.

Alt i alt kan man altsaa sige, at den opstillede Teori for saa vidt angaar Modstandens Afhængighed

af Kornstørrelsen i det væsentlige bekræftes af de anstillede Forsøg. Som et Resultat af disse kan endvidere udtales, at Produktet af r^0 og Korndiametren med Tilnærmelse er konstant for samme Kul-sort og samme Form af Kul.

d. Modstandens Afhængighed af Strømstyrken.

De foregaaende Betragtninger har kun beskæftiget sig med Modstanden maalt ved meget smaa Strømstyrker. Erfaringen viser, at Modstanden aftager, naar Strømstyrken vokser; en Del af denne Modstandsreduktion indtræder pludselig i samme Øjeblik, den forøgede Strøm startes, og det er kun denne Modstandsreduktion, vi i det følgende beskæftiger os med. Desuden fremkommer der en langsomt tiltagende Reduktion af Modstanden, der for en Del skyldes Opvarmningen af selve Kuldelene. Denne Reduktion holder sig nogen Tid efter, at Strømmen atter er formindsket, og de tilsvarende Modstandsvariationer foregaar i det Hele saa langsomt, at de ikke har nogen større Interesse for Mikrofonens Teori.

Naar vi i Forudsætning c) har sat

$$r_1 = \frac{\sigma}{a} - \frac{\beta}{p^{\frac{2}{3}}} \cdot r_1 i^2, \quad (15)$$

saa betyder r_1 her Modstanden umiddelbart efter Strømslutningen, og r_1 omfatter kun Modstanden i selve Overgangslaget. Formlen (15) viser, at Modstandsformindskelsen er sat proportional med Effekttabet pr. Arealenhed af Overgangslaget; dette er

en ren hypotetisk, men vel nok en ret naturlig Forudsætning, hvis Berettigelse maa afgøres ved Forsøg.

Løses (15) med Hensyn til r_1 faas:

$$r_1 = \frac{\frac{\sigma}{a}}{1 + \frac{\beta}{P^{\frac{2}{3}}} \cdot i^2} = \frac{\sigma \cdot E^{\frac{2}{3}}}{3,87 \cdot c^{\frac{2}{3}} (P^{\frac{2}{3}} + \beta i^2)}. \quad (16)$$

Rigtigheden af denne Ligning undersøgt paa følgende Maade. Der anvendtes samme Opstilling med Westphals Vægt, som blev benyttet ved Maalingerne vedrørende Modstandens Afhængighed af Kontakttrykket. For en given Belastning blev da Modstanden først maalt med en meget svag Strøm; derefter sattes Strømmen op til den ønskede Værdi, og Modstanden maalt saa hurtigt som muligt. Derpaa blev Modstanden atter maalt med svag Strøm, og saaledes videre.

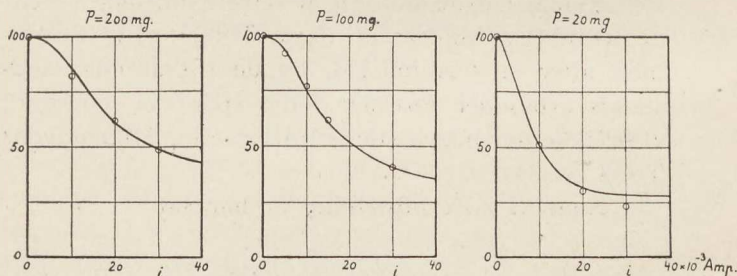


Fig. 22.

I Fig. 22 fremstiller de fuldt optrukne Kurver Resultaterne af tre saadanne Forsøgsrækker med en Kugle med 1,51 mm Diameter; som Abscisser er Strømstyrken afsat; Modstanden er afsat som Ordinat, idet Modstanden ved meget svag Strøm, »Nulmodstanden«, er sat lig 100. Kurverne i Fig. 22 er

Resultatet af en grafisk Interpolation mellem et stort Antal indbyrdes ret afvigende Forsøgsresultater; den grafiske Interpolation er sket uden Kendskab til Formlen (16). For at kunne sammenligne Maaleresultaterne med Formlen (16) maa man fra den maalte Modstand trække den Del r_2 , der hidrører fra Udbredningsmodstanden; Værdierne af r_2 er tagne fra Fig. 18 og findes anførte i nedenstaaende Tabel. De indecirklede Punkter angiver da de til Formlen (16) svarende Værdier, idet Konstanten β har de nedenfor anførte Værdier (det forudsættes, at Strømmen regnes i Milliampere).

P	r_2	β
0,200 g	31	$1,08 \cdot 10^{-3}$
0,100 -	27	1,01 -
0,020 -	17	1.05 -

De fundne Værdier af β er meget nær lige store, og Fig. 22 viser, at Ligning (16) fremstiller Modstandens Afhængighed af Strømstyrken med god Tilnærmelse.

Vil man bestemme Modstandens Afhængighed af Strømstyrken for Mikrofoner, møder man den tidligere omtalte Vanskelighed, at Membranen bevæger sig som Følge af de af Strømvarmen forårsagede Trykvariationer i Mikrofonens Hulrum. Man kan undgaa denne Vanskelighed ved enten at holde Membranen fast ved med en Skrue at trykke den ganske lidt indad, eller ogsaa ved at foretage Maalingerne saa hurtigt, at Strømvarmen ingen Indflydelse faar paa Membranens Stilling. I Fig. 23 viser Kurve *a* Resultatet for en fastholdt Membran, Kurve *b* for meget hurtige Maalinger. I begge Tilfælde er Mikrofonen »banket« før hvert Forsøg med en ny Strøm-

styrke, og der var saa langt Ophold mellem de enkelte Forsøg, at der ikke fandt nogen kendelig Opvarmning Sted.

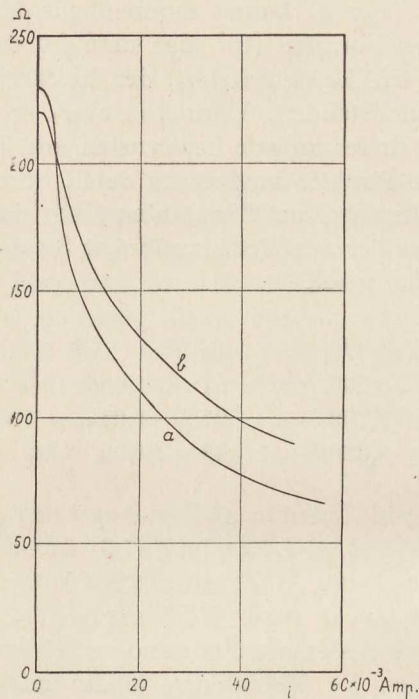


Fig. 23.

e. Den mikrofoniske Følsomhed.

Vi har i 6. sat en Mikrofons Følsomhed proportional med Amplituden af den af en vis Lydpaa-virkning frembragte Modstandsvariation, idet vi for Paavirkning af en konstant Tone satte

$$\text{Mikrofonens Modstand } R = r - r' \cos \omega t$$

og lod r' være et relativt Maal for Mikrofonens Følsomhed.

Vi vil nu gaa over til at undersøge, hvorledes r' paa Grundlag af den her udviklede Kontaktteori afhænger af Mikrofonens Modstand r og af Strømstyrken i . For at simplificere Regningerne ser vi bort fra Mikrofonmembranens Egensvingninger; den derved begaaede Fejl kan næppe være stor, da de bag Membranen liggende Kulkorn trykker direkte paa denne og derved virker i høj Grad dæmpende paa dens Egensvingninger. Vi gaar tillige ud fra, at Membranens Bevægelser er meget smaa, idet Trykket mellem Membranen og Kornene varierer saa hurtigt for Forskydninger af den førstnævnte, at Membranen i det væsentlige kan betragtes som stillestaaende, saaledes at Lydpaavirkninger kun resulterer i et variabelt Tryk mellem Membran og Kulkorn og mellem disse indbyrdes.

Under disse Forhold vil Kontakttrykket, naar Mikrofonen paavirkes af en Tone, variere harmonisk:

$$\text{Kontakttrykket } P = P_0 + p \cos \omega t$$

og Mikrofonens Følsomhed r' bliver — alt iøvrigt lige — proportional med $-\frac{dR}{dP}$. Ifølge Ligningerne (11)

og (16) kan man sætte

$$r' = \frac{c_1}{P^2 + \beta \cdot i^2} + \frac{c_2}{P^3}, \quad (17)$$

hvor c_1 og c_2 er Konstanter og sidste Led fremstiller Udbredningsmodstanden. For de meget svage Tryk, der spiller en Rolle for Mikrofonen, er sidste Led som Regel lille i Sammenligning med det første, og da den opstillede Teori kun maa opfattes som en første Tilnærmelse, saa vil vi for Simpelheds Skyld se bort fra dette sidste Led i

(17). I saa Fald bliver Mikrofonens Følsomhed proportional med

$$\left. \begin{aligned} r' &= -\frac{dR}{dP} = \frac{2}{3} \cdot \frac{c_1}{P^{\frac{1}{3}} \cdot (P^{\frac{2}{3}} + \beta \cdot i^2)^2} \\ &= \frac{2}{3} \cdot \frac{R^2}{c_1 P^{\frac{1}{3}}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{R^2}{c_1 \sqrt{\frac{c_1}{R} - \beta i^2}} \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

For smaa Strømstyrker er Følsomheden altsaa

$$r' = \text{Konstant} \cdot R^{\frac{5}{2}}. \quad (19)$$

I en Mikrofon vil Strømmen fortrinsvis gaa gennem de Kontaktsteder, der har mindst Modstand. Dette Forhold vil bevirke, at den ved Forsøg fundne Eksponent for R er lidt mindre end $\frac{5}{2}$; dette er i fuld Overensstemmelse med de i 6. fundne Resultater.

Styrken af den af Mikrofonen frembragte Vekselsstrøm S er, som paavist i 6., proportional med Produktet af Mikrofonstrøm og Følsomhed. Ifølge (18) er altsaa

$$S = i \cdot r' = \frac{c_3 i}{(c_4 + i^2)^2}, \quad (20)$$

hvor c_3 og c_4 er uafhængige af Strømstyrken. For smaa Værdier af i er følgelig S paa det nærmeste proportional med i , men efterhaanden som i vokser, tiltager S langsommere og langsommere for endelig for $i = \sqrt{\frac{c_4}{3}}$ at antage den størst mulige Værdi. For endnu større Værdier af i bliver S mindre med voksende i .

En Undersøgelse af Rigtigheden af Ligning (20) frembyder ved almindelige Mikrofoner betydelige Vanskeligheder, idet som paavist i 3. Trykket i Mi-

krofonens Indre og derfor dens Modstand — og alt-saa ogsaa dens Følsomhed — varierer ret stærkt med Tiden, naar der gaar en kendelig Strøm gennem den. Denne Vanskelighed kan overvindes ved at anvende Mikrofoner med Trykknapp, der da anvendes paa den Maade, at Knappen først trykkes nogen Tid efter, at Strømmen er sluttet, hvorefter Lydstyrkemaalingen foretoges. Denne skete paa den Maade, at man benyttede et Urs Tikken som Lydgiver og, i en Opstilling analog med den tidligere anvendte (se Fig. 13), indskød et saa langt Stykke kunstigt Kabel, at man lige netop kunde høre Urets Tikken i Telefonen. Den første Række af Maalinger

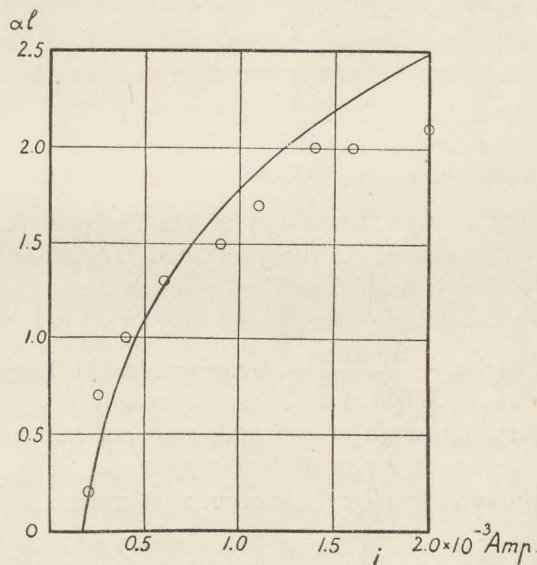


Fig. 24.

blev imidlertid anstillet med den i Fig. 12 viste Mikrofon med kun 1 Kugle; her findes de ovennævnte Vanskeligheder hidrørende fra Lufttrykvariationer

slet ikke, hvorfor Trykknappen udelodes. Iøvrigt udførtes Forsøgene som ovenfor beskrevet.

Fig. 24 viser Resultatet af disse En-Kugle-Mikrofonforsøg. Kurven svarer til Proportionalitet mellem S og i , Forsøgsresultaterne er angivne ved indcirklede Punkter. Det ses, at disse for de største Værdier af i ligger under Kurven, saaledes som Formel (20) kræver det.

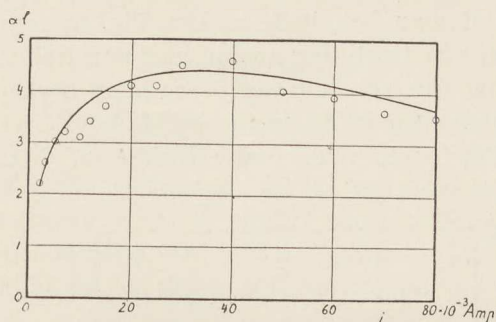


Fig. 25.

Fig. 25 viser Resultatet af Maalingerne paa en almindelig Mikrofon, forsynet med Trykknapp, anstillede som ovenfor omtalt; de indcirklede Punkter angiver de fundne Værdier af al . Den viste Kurve svarer til $S = \frac{6 \cdot 10^7 i}{(3600 + i^2)^2}$, hvor i måles i Milliampere.

Overensstemmelsen er saa god, som det kan ventes. For Værdier af i paa 60 Milliampere og derover er Klangfarven daarlig: Mikrofonen »skratter«.

8. Oversigt over de opnaaede Resultater.

De foregaaende Undersøgelser viser, at den opstillede Teori for de mikrofoniske Kontakter samt de under a) til d) gjorde Forudsætninger er rigtige, in-

denfor de Fejlgrænser, der svarer til de tilfældige Fejl i de foretagne Forsøg. Med de i denne og forrige Paragraf anvendte Betegnelser er Kontaktmodstanden følgelig bestemt ved:

$$R = \frac{\sigma}{P^{\frac{2}{3}} + \beta i^2} \cdot \left(\frac{E}{c}\right)^{\frac{2}{3}} + \frac{\rho}{1,11} \cdot \left(\frac{E}{P \cdot c}\right)^{\frac{1}{3}}. \quad (21)$$

Denne Ligning giver R 's Afhængighed af Kontakttrykket P , Krumningsradius c i Kontaktfladen, Kullets Elasticitetskoefficient E og dets Modstandsfylde ρ samt af Strømstyrken i ; endelig indgaar to ukendte Konstanter σ og β , hvoraf den første er Modstanden pr. cm^2 af Overgangslaget i selve Kontaktfladen. Den foreliggende Undersøgelse har indenfor de angivne Grænser paavist Konstansen af σ og β ; derimod er det ikke her forsøgt at udrede hvilke Forhold, der har Indflydelse paa selve Værdien af disse Konstanter, og Undersøgelsen giver saaledes ingen Forklaring af selve Kontaktfænomenet. Det er imidlertid Hensigten ved Lejlighed at foretage en saadan Undersøgelse, og indtil denne foreligger skal vi afholde os fra at opstille nogen Teori for de nævnte Størrelser.

Straks efter Hughes Opdagelse af de mikrofoniske Kontakter fremkom et stort Antal Undersøgelser over disse, ligesom en stor Række senere Arbejder har søgt at klarlægge Forholdene (se Jensen & Sieveking: Anwendung des Mikrophonprinzips (Hamburg 1906), der indeholder meget udførlige Literaturhenvisninger). At dette ikke er lykkedes, fremgaar maaske klarest af den Omstændighed, at der i moderne Lærebøger og Haandbøger i Telefoni er en Tendens til at forbigaa hele Spørgsmaalet i Tavshed, eller, naar det kommer højt, ofre det nogle faa

uklare, ubestemte og ofte urigtige Udtalelser. Som typiske Eksempler paa saadanne skal følgende nævnes. Nogle, f. Eks. R. Heilbrun i Vorlesungen über Telegraphie und Telephonie (Berlin 1906) regner, at hele Kontaktmodstanden skyldes Udbredningsmodstanden. Dette er som paavist ikke rigtigt; særlig ved de smaa Tryk, der spiller en Rolle for Mikrofoner, er Udbredningsmodstanden kun en ringe Del af den hele Kontaktmodstand. I V. Wietlisbach: Handbuch der Telephonie (Zweite Auflage bearbeitet von J. Zacharias, Wien & Leipzig, 1910) gives følgende Beskrivelse af Mikrofonkontaktets Virkemaade: »Die Wirkungsweise des Mikrofonkontaktes kommt also dadurch zustande, dass die Berührungspunkte beider Kontakte durch den durchfliessenden elektrischen Strom stark erhitzt werden. Infolge der starken Adhäsion der Luft bildet sich zwischen den leitenden Körpern eine schlecht leitende Brücke, deren Widerstand proportional dem Drucke ist, der auf sie ausgeübt wird. Wird der Kontakt zu stark erhitzt, so dehnt sich die Luft zu stark aus, die Kohleteilchen werden voneinander wieder entfernt und hiedurch die Leitfähigkeit herabgesetzt. Das Mikrophon arbeitet dann sehr schwach, und statt elastischer Schwingungen treten stossweise schnarrende Geräusche ein. Ist dagegen die Erwärmung des Kohlekontaktes zu gering, so liegen die Kohleteilchen dicht aufeinander, sie sind dann unempfindlich gegen kleine Druckänderungen«. At denne iøvrigt ret gaadefulde Forklaring ikke holder Stik, fremgaar klart af det foregaaende; det er jo f. Eks. paavist, at netop for smaa Strømstyrker, hvor Opvarmningen er ringe, er Mikrofonen særlig følsom for Trykændringer.

INDHOLDSFORTEGNELSE.

	Side
Indledning	3
1. Orienterende, kvalitative Forsøg	4
2. Forandringer i Mikrofonens Modstand	8
3. Mikrofonmodstandens Afhængighed af Strømmens Varig- hed for forskellige Strømstyrker	9
4. Modstandens Afhængighed af Størrelsen af Membranens Forskydning. Kvantitative Forsøg	13
5. Bidrag til Forklaring af de opnaaede Resultater	21
6. Følsomheders Afhængighed af Modstanden	24
7. De mikrofonske Kontakters Teori	33
a. Udbredningsmodstanden	35
b. Modstandens Afhængighed af Kontakttrykket	36
c. Modstandens Afhængighed af Kornstørrelsen	42
d. Modstandens Afhængighed af Strømstyrken	47
e. Den mikrofonske Følsomhed	50
8. Oversigt over de opnaaede Resultater	54

