

Rudolf Šimůnek

Nová metoda vytvoření kruhového výboje bez elektrod

Časopis pro pěstování matematiky a fyziky, Vol. 53 (1924), No. 4, 364--378

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/121856>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1924

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Sur la forme des tarifs.

(Extrait de l'article précédent.)

Dans l'article précédant on traite des tarifs analytiques

$$y = x \frac{p x}{m+x}$$

$$x - y = a x^\beta$$

$$y = r \log \left(1 + \frac{x}{c} \right)$$

$$y = r x \log \left(1 + \frac{x}{c} \right)$$

(voir tableau I.) et on constate que les conditions de notre tarif de l'impôt sur les revenus sont satisfaites dans la meilleure mesure par la formule (6) établie à cet effet.

Le tarif analytique peut être dérivé de même directement à l'aide de la théorie de valeur; Riebesell a constaté, par cette voie directe, que la cote d'impôt dépend des revenus par la formule

$$q = a \Phi(h_1 x) + b \Phi(h_2 x)$$

où q signifie la cote d'impôt, x les revenus et Φ la fonction de Gauss. Puis on étudie certains tarifs graphiques.

En se basant sur le tarif analytique ou graphique on construit le tarif segmentaire qui remédie aux défauts principaux du tarif proportionnel et qui est pour la pratique plus convenable, que les deux tarifs idéaux mentionnés ci-dessus.

En cas que la base d'impôt est divisée en segments $u_1 u_2 u_3 \dots$, la cote de pourcentage correspondant respectivement à chaque segment étant $p_1 p_2 p_3 \dots$ on a

$$y = p_1 u_1 + p_2 u_2 + \dots + p_n u_n + p_{n+1} z.$$

On déterminé certaines conditions auxquelles les valeurs p, u doivent satisfaire. Comme exemple on cite le tarif tchécoslovaque du droit de succession et du droit de donation (l'impôt d'enrichissement).

Nová metoda vytvoření kruhového výboje bez elektrod.

Napsal Rudolf Šimůnek.

Ú v o d.

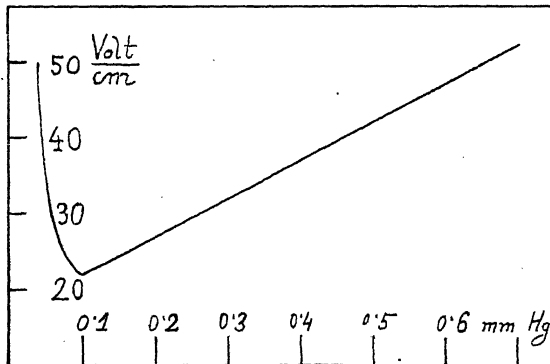
Kruhový výboj bez elektrod, jak jej první udal Josef Jan Thomson, jest buzen oscillacemi tlumenými. Avšak tyto oscillace jichž ampli-

tudy rychle ubývá, se málo hodí k měrným účelům. Z tohoto důvodu, že nemohl kvantitativně měřit, J. J. Thomson přestal se vůbec tímto výbojem zabývat. Newall o tom píše v knize „Cavendish Laboratory, Cambridge p. 154: „Thomson, after many observations of extraordinary interest, laid aside the study of electrodeless discharges; the method presented difficulties in the way of quantitative measurement, the discharges being oscillatory and having very high frequency of alteration.“ Další práce, které se tímto výbojem zabývají vesměs jednají o tlumených oscillacích. Proto bylo mojí snahou vytvořit tento výboj oscillacemi netlumenými a učinit jej přístupným kvantitativním měřením, což po delší práci se mi podařilo.

Zde podávám uspořádání jak vzbuditi netlumenými oscillacemi kruhový výboj, měřím spotřebu energie při jednotlivých tlacích způsobem jež jsem udal v Časopise pro pěstování M. a F. roč. LII., p. 348 a dále udávám metodu měřiti vodivost elektrolytů bez elektrod, kde tudíž není žádné elektrolysy a polarisace.

Vytvoření kruhového výboje.

Aby výboj procházel v uzavřené dráze, nutno, aby působila střídavá elektromotorická síla v kruhu. Tuto E. M. S. získáme právě jako při vlnách tlumených, elektromagnetickou indukci. Kolem koule ovineme několik závitů drátu, kterým prochází vysokofrekvenční oscillační proud o konstantní amplitudě. Aby mohl výboj v kouli procházeti musí míti indukovaná E. M. S. určitou hodnotu, neboť

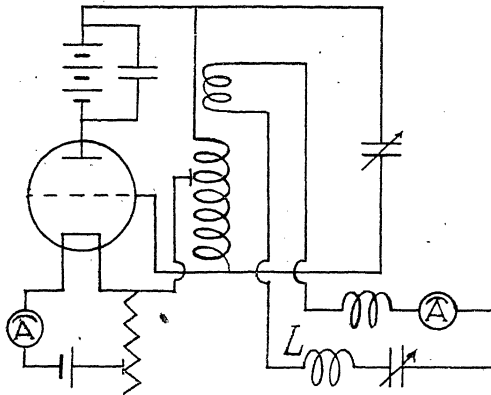


Obr. 1.

dle představ Townsendových elektrony ve zřed. plynu přítomné uvedou se vlivem této E. M. S. do pohybu, narážejí na molekuly, a mají-li dostatečně energie, rozrážejí molekuly v ionty. Z měření na Petřínské lampové kilowattové stanici vykonaných dostáváme pro vzduch 47 Volt/cm pro frekvenci 130.000, hodnota poněkud

větší než bychom čekali. Z měření, které provedl pro kruhový výboj Bergen Davis,¹⁾ (obr. 1.), je viděti, že stupeň zředění neodpovídal minimu. Ať už si činíme představy o mechanismu ionizace jakékoliv, vždy značí ionizace úplné oddělení náboje pozitivního od negativního; tudíž nutno vynaložiti práci na molekulu. Energii k tomu potřebnou musí dodati zdroj ionizace. Proto bude třeba míti takový oscillační kruh, kde bude hodnota $L \omega i$ pokud možno veliká.

L je koef. samoindukce (Henry), ω je kruhová frekvence $= 2\pi\nu$ i je intenzita oscillačního proudu (amp.).



Obr. 2.

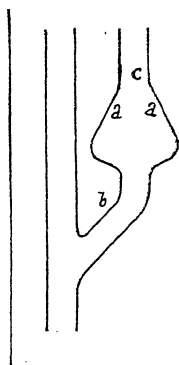
Zvětšujeme-li ale L , snižujeme tím ν ; avšak k výboji je třeba poměrně málo energie, (jak je viděti z toho, že výboje možno docílit malou influenční elektrickou). Jako nevhodnější uspořádání z prostředků po ruce jsoucích jsem zvolil následující pomocí německé lampové 10wattové vysílací stanice.

Zařízení toto nepovažuji za nejlepší možné, jistě se podaří dalším zkoušením sestrojiti lepší.

Zdrojem netlumených oscillaací byla, jak již řečeno, německá vysílací lampová stanice s elektronovou lampou R. S. 5. Topné napětí 12 Volt regulujeme rheostatem, tak, aby topný proud, měřený westonským ampermetrem, obnášel 3 A. Anodové napětí 400 Volt dává nám měnič z 12 Volt. Paralelně k anodovému napětí je zapjat kondensator 10.000 cm. Mřížkový kruh je direktně magneticky spřažen s oscillačním kruhem ve větvi anodové, a sice možno stupňovitě odvětvit od 4 částí odpovídajících různým délkám vlnitým. Při měření použito délek vlnitých 690 m, 300 m což odpovídá

¹⁾ Bergen Davis: Theory of Electrodeless Ring Discharge The Physical Review Vol. XX. 1905 p. 134.

frekvencím $4.3 \cdot 10^5$ až 10^6 . S oscillačním kruhem je spřažen induktivně nový oscillační kruh — budeme ho nazývatí budící — neboť nám vzbuzuje kruhový výboj. Sestává z malého vzduchového točivého kondensátoru oboru $150-650$ mikromikrofarad, ze samoindukční cívky o 49 závitěch a o koeficientu samoindukce $L = 0.00042$ Henry a z cívky spřahovací. Do kruhu zařazen žárový vysokofrekventní ampermetr do 0.5 A. Spřažení možno spojitě měniti a na děleném půlkruhu zjistiti stupeň spřažení. O — spřažení nejvolnější — 180 spřažení těsně. Schema podává obr. 2., který jest udaným vysvětlením úplně srozumitelný. Cívka L byla ovinuta kolem skleněné koule průměru 13 cm, opatřené postranními kohouty a přívodními trubicemi celkem podobně jako v mé dřívější práci,



Obr. 3.

pouze zhotoven nový MacLeodův vakuometr.²⁾ Celý i „kapilára“, byl zhotoven ze silnostěnné trubice, vnitřního průměru 3.06 mm. Poměr obsahů kapiláry ku širší nádobě je $1:10.03$. Měření možno v poměru $1:10$, $1:20$, $1:100$ takže lze nejvýše měřiti tlaky 0.01 mm Hg. Pro mé účely, kde jsem měřil tlaky od 2 mm do 0.08 mm bylo toto uspořádání velmi výhodné, ač citlivost tohoto vakuometru je menší proti tomu, jež jsem dříve užíval; výhoda je v tom, že tento je přesnější. Větší přesnosti dosaženo tímto postupem. Jednotlivé součástky skleněné byly důkladně mechanicky a chemicky vyčištěny (čemuž věnována zvláštní péče) před sestavením a zatavením. Nakonec promyty destilovanou vodou. V učebnicích udávané propláchnutí čistým líhem vůbec nedoporučuji. Pak přístroj pečlivě vysušen, vyčerpán na nízký tlak, a delší dobu ponechán ve styku s fosforpentoxydem. Kalibrace provedena vážením se rtuť. Dále hořenní část širší nádoby na obr. 3. a a volena

²⁾ Při této práci i měřeních mně s velkou ochotou pomáhal P. J. Smrž S. J. začez mu srdečně děkuji.

kuželovitě (jako nálevka), aby vzduch vytlačovaný stoupající rtuť se neměl kde zachycovat. Postranní trubice *b* z téhož důvodu natavena šikmo. Objem širší nádoby počítán až do místa *c*, aby kapilární vlivy byly eliminovány. Tím, že jsme volili objem kapiláry větší, nepůsobí rušivě vliv povrchových vrstev na skle adheřujících. Když vyzdvížena postranní nádoba, počkáno chvíli, aby vzduch adiabaticky komprimovaný vystupující rtuť vyrovnal svoji teplotu. Kaučuk, spojující trubici s pošinovatelnou nádrží rtuť je dobře vzíti silnostěnný. Vedle aparatury na buzení výboje vlnami netlumenými jsem měl uspořádání na buzení výboje vlnami tlumenými, abych mohl oba způsoby spolu porovnávat. Postup práce byl tento: Nejprve skleněná koule vyčerpána a naplněna zkouševním plynem, dána kolem ní cívka o pěti závitech, a pozorován tvar výboje vzbuzeného oscillacemi tlumenými. Tlak změřen Mac Leodem. Dána cívka o 49 závitech a vzbuzen výboj oscillacemi netlumenými, pozorován tvar výboje, změřen útlum metodou resonančních křivek.

Měření.

Kruhový výboj, získaný vlnami netlumenými má většinou tvar ostrého červeného, fialového, modrofialového kruhu, úplně klidného nebo diffusního kruhu, nebo bělavého kruhu obklopeného diffusním namodralým světlem. Bergen Davis rozeznává dva druhy kruhového výboje:

1. „a milky white rather tenuous discharge“ nastává za vyšších tlaků a při slabém poli.

2. Roste-li el. intensita, tu se výboj náhle změní na intenzivní brillantní bílý širší kruh „bright light of the white discharge“.

K tomuto typu vztahuje se též uvedená Davisova tabulka. Měření uvedená v této práci se vztahují na typ 1. Aby byl bělavý nádech, musí být vzduch velice suchý, jinak je nádech červenavý. Je zajímavo, že dle tabulky Davis-ovy nejspíše by šel výboj při tlaku 0.1 mm Hg, při němž tlumené vlny dávají krásný bílý kruh, kdežto netlumenými již výboj přestává. S touto otázkou bude v souvislosti další zajímavý úkaz dozařování. Při netlumených vlnách nikdy se mi nepodařilo pozorovati dozařování, ač jsem pozoroval jistě přes sto takovýchto výbojů za různých podmínek a ač týž plyn při tlumených vlnách pěkně dozařoval. Ani Sidotovo blejno $Z_n S$, preparát de Haënuv, velice citlivý, nejeví stopy fosforescence, ač při tlumených vlnách krásně svítí. Z toho je viděti, že dozařování souvisí s kruhovým výbojem typu 2, a nesouvisí s typem 1. Pro porovnání tvaru výboje vzbuzeného tlumenými a netlumenými oscillacemi, sestavena následující tabulka pro kyslík.

Kyslík.

Tlak	Tvar tlumenými oscilacemi	Tvar netlumenými oscilacemi
0·75 mm Hg	Načervenálý kruh	Ostrý červenofialový kruh
0·65	Červený kruh	Jasný modrofialový kruh
0·35	Cihlově červený jasný kruh	Jasný modrofialový širší kruh
0·22	Bílý jasný kruh	Jasně difusní fialové světlo
0·10	Intenzivní bílý kruh	Výboj přestává

Měření útlumu.

Měření log. dekrementu a útlumového odporu methodou resonančních křivek³⁾.

Metodou resonančních křivek přímo určíme logarith. dekrement \mathcal{D} . Označme :

$$\frac{w}{2L} = \delta = \text{faktor útlumu,}$$

$$\log \text{ nat } \frac{A_1}{A_2} = \delta \cdot T = \mathcal{D} = \text{logar. dekrement útlumu.}$$

Známe-li \mathcal{D} můžeme určit útlumový odpor ω z rovnic

$$\begin{aligned} \mathcal{D} &= \frac{w\Omega hm}{2L^{\text{Henry}}} \cdot T = \frac{w\Omega}{2L^H} \frac{1}{\gamma} = \pi \cdot w\Omega \sqrt{\frac{C^F}{LH}} \\ &= \frac{1}{152\cdot3} \frac{C^{\text{cm}} \cdot w\Omega}{\lambda^m} = \frac{1}{0\cdot591} \cdot \frac{\lambda^m w\Omega}{L^{\text{cm}}}. \end{aligned}$$

Metoda resonančních křivek spočívá na vztahu mezi logarith. dekrementem a mezi dvěma body resonanční křivky. Tudíž je třeba změřit resonanční křivku anebo aspoň najít 2 body a to bod kdy nastává resonance a ještě jeden další bod (rozladění). Následkem rozladění je použitelnost omezena na případy, kde odpor systému který měříme nemění se silně s frekvencí.

V oscill. kruhu kde působí střídavé napětí (sinusové) o konstantních hodnotách vrcholových; pak efektivní intenzita v oscill. kruhu je dána

$$i = \frac{e}{\sqrt{w^2 + \left[2\pi\nu_1 \cdot L - \frac{1}{2\pi\nu \cdot C} \right]^2}} \quad (1)$$

kdež ν_1 je frekvence vtisknutá oscillačnímu kruhu.

³⁾ Rein-Wirtz-Radiotelegraphisches Praktikum p. 201. 188.

Měříme-li C v měrném kruhu, a nanese-li intensity jako ordinaty, kapacity jako abscissy, dostaneme rezonanční křivku tím plošší, čím je větší w , anebo všeobecněji čím jsou větší „Leistungsverluste“.

Proud dosáhne nejvyšší hodnoty když

$$2\pi\nu_1 L = \frac{1}{2\pi\nu_1 C}, \text{ čili } \gamma_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

Ježto
$$\frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

je vlastní frekvence měrného kruhu, označme ji ν_2 , nastává maximum když $\nu_2 = \nu_1$ t. j. když vlastní frekvence rovná se vtisknuté. Označme rezonanční intenzitu i_r pak z rovnice (1) plyne

$$i_r = \frac{e}{w}. \quad (2)$$

Po krátké úpravě obdržíme :

$$\vartheta = \pi \left(\frac{\nu_r^2}{\nu_2^2} - 1 \right) \sqrt{\frac{i^2}{i_r^2 - i^2}} = \pi \left(\frac{C_2}{C_r} - 1 \right) \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha_r - \alpha}}$$

kdež α , α_r jsou úchylky stroje které jsou úměrné čtverci effektivních intenzit. K výpočtu ϑ je zapotřebí páru

$$C_r, i_r \text{ a } C i$$

anebo

$$C_r, \alpha_r \text{ a } C \alpha.$$

Tyto hodnoty buď vezmeme z rezonanční křivky anebo je určíme rozladěním.

Zvolíme-li k určení ϑ dva body rezonanční křivky se stejnou pořadnicí i^2 a označíme-li kapacity příslušné těmto bodům C_2', C_2''

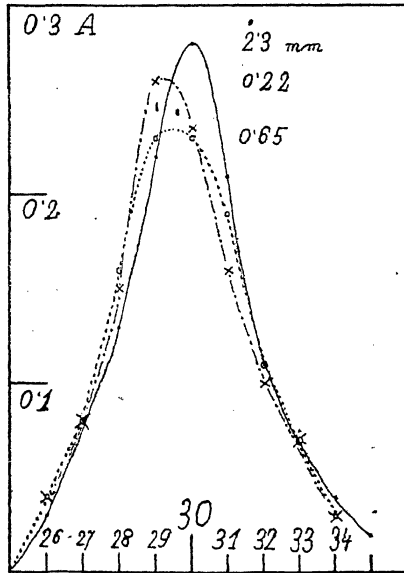
$$\text{pak je } \vartheta = \frac{\pi}{2} \frac{C_2'' - C_2'}{C_r} \sqrt{\frac{1}{\left(\frac{i_r}{i}\right)^2 - 1}} = \frac{\pi}{2} \frac{C_2' - C_2''}{C_r} \sqrt{\frac{\alpha}{\alpha_r - \alpha}}.$$

Důležitý je rozdíl při měření útlumu vlnami tlumenými a netlumenými. U tlumených dostaneme součet dekrementů $\vartheta_1 + \vartheta_2$ a pak separaci dekrement kruhu měrného i budícího. Měříme-li ale reson. křivku vlnami netlumenými dostaneme pouze dekrement kruhu měrného jehož vlastní periodu měníme měněním C_2 nebo L_2 ; Vypočítáváme-li útlum pro jednotlivé body téže rezonanční křivky, autno se omezit na nepříliš velká rozladění, jinak dostáváme

nesouhlasná čísla. Všechny výpočty útlumu v dalším uvedené provedeny ze dvou bodů resonanční křivky se stejnou pořadnicí

$$\alpha = \frac{ar}{2} \text{ takže } \vartheta = \frac{\pi}{2} \frac{C''_2 - C'_2}{C_r}$$

Při měřeních rušivě působí zjev, zvaný „oscillační hysterese“. Měříme-li totiž resonanční křivku, pak nedostáváme známý symetrický tvar, nýbrž dle toho, zda postupujeme ke kapacitám vyšším,



Obr. 4.

nebo obráceně, tvary dva, různé, nesymetrické. Při vypočítávání útlumu ale předpokládáme tvar symetrický. Abychom odstranili oscillační hysterese, je nutno volit malé spřažení kruhu budícího s oscillačním; to ovšem má za následek, že dostáváme do budícího kruhu méně energie, než by bylo možno dosíci při těsném spřažení. V následující tabulce je udáno jedno měření resonanční křivky pro kyslík. V prvním sloupci je udána poloha malého proměnlivého kondensátoru, v dalších pak intenzita (Amp.) v budícím kruhu.

K y s l í k.

<i>C</i>	2.3 mm Hg	0.75 mm	0.65	0.45	0.35	0.22
25	0 A	0.01	0	0.02	0.02	0
26	0.03	0.04	0.04	0.05	0.05	0.04

<i>C</i>	<i>mm Hg</i>	<i>mm</i>				
27	0·08	0·07 ₅	0·08	0·09	0·08	0·08
28	0·13	0·13	0·16	0·13	0·15	0·15
29	0·22	0·23	0·23	0·24	0·24	0·26
30	0·28	0·24	0·23	0·23 ₅	0·23	0·33 ₅
31	0·21	0·16	0·19	0·18	0·18 ₅	0·16
32	0·11	0·11	0·11	0·12	0·11	0·10
33	0·07 ₅	0·06	0·07	0·06	0·07 ₅	0·07
34	0·04	0·03	0·03	0·04	0·03	0·03
35	0·02					

Na grafu (4) jsou nakresleny rezonanční křivky u kyslíku, pro přehlednost jen 3, a sice pro tlak, kdy výboj není možný, abychom dostali útlum odpovídající samotnému budícímu kruhu se skleněnou koulí, dále pro tlak 0·22 *mm* (útlum nejmenší) a 0·65 (útlum největší). Výsledek sestaven v tabulce, kde obsažena též měření pro vzduch a vodík. V prvním sloupci je udán tlak plynu v *mm Hg*, v druhém útlum, v třetím rozdíl útlumů, ve čtvrtém aekvivalentní odpor *R* definovaný takto: Effekt kruhového výboje jeví se zvětšením útlumu je tíž, jako kdybychom nebudili výboj a pouze zvětšili Ohmický odpor o *R* Ohm.

Tento přírůstek odporu *R* lze přímo vypočísti z uvedených již rovnic:

$$\vartheta_0 = \frac{w_0}{2L} \frac{1}{\nu}$$

$$\vartheta = \frac{w}{2L} \frac{1}{\nu}$$

$$R = w - w_0 = (\vartheta - \vartheta_0) 2L\nu.$$

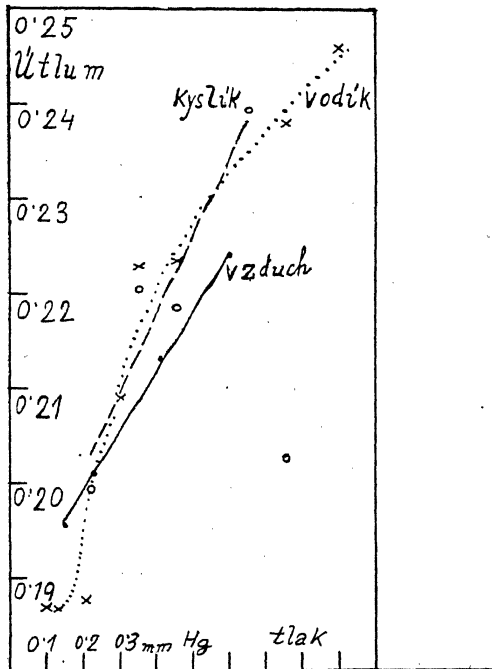
V tomto případě bylo $\nu = 43 \cdot 10^5$.

Dle tohoto vzorce byly aekvivalentní odpory počítány. Ve sloupci pátém je uveden součinn *R · i*. Z tabulky jest viděti, že uvedená čísla, dosti se lišící jsou téhož řádu i rozměru, jako ionizační napětí. Blíže se zabývati touto otázkou nemá dosud smyslu. K tomu bude třeba přesnějších měření.

	Tlak plynu	Útlum	Rozdíl útlumů	<i>R</i> Aekvivalentní odpor	<i>R · i</i> Volt
Vzduch	0·60 <i>mm</i>	0·2240	0·0480	17·5 Ω	8·7
	0·41	0·2130	0·0370	13·5	6·6
	0·23	0·2010	0·0250	9·1	4·5
	0·15	0·1956	0·0196	7·2	4·6
Kyslík	0·75	0·2023	0·0263	9·6	4·7
	0·65	0·2395	0·0635	23·2	11·2
	0·45	0·2183	0·0423	15·4	7·6
	0·35	0·2209	0·0449	16·4	8·0
	0·22	0·1982	0·0222	8·1	4·2

	Tlak plynu	Útlum	Rozdíl útlumů	R Aekviva- lentní odpor	$R \cdot i$ Volt
Vodík	0·90 mm	0·2460	0·0700	25·5	11·3
	0·75	0·2380	0·062	22·6	10·7
	0·45	0·2235	0·047 ₅	17·3	7·8
	0·35	0·2228	0·0468	17·1	8·4
	0·30	0·2090	0·033	12·0	5·8
	0·20 ₆	0·1876	0·011 ₆	4·2	2·1
	0·13	0·1857	0·009 ₇	3·5	1·4
	0·10	0·1870	0·011 ₀	4·0	2·1

Sloupec prvý a druhý nakresleny na obr. 5. Útlum stoupá se stoupajícím tlakem. Maximum je při nejvyšších tlacích, kdy výboj prochází ve tvaru ostrého kruhu.



Obr. 5.

Teorie ionisace nárazem vyžaduje, aby v plynu v kouli byl vždy určitý počet volných iontů. Tyto ionty mohou vzniknout na př. působením ultrafialové části světla slunečního. Je-li iontů málo, trvá mnohdy delší dobu než se dostatečně zvýší počet iontů, než

projde prvý výboj. U jedné zatavené nádoby, v níž bylo trochu rtuti pomůže zatřepati jí trochu (ve tmě je viděti světlo). Tento zjev upomíná na známý zjev „retardation of the spark“.

Mnohdy lze pozorovat postup ladění na výboji v baňce. Nejprve vznikne světlo ve středu baňky; čím více se blížíme kapacitě, kdy nastává resonance, tím více se světlo rozšiřuje, přejdeme-li tuto hodnotu, zase se zmenšuje.

Při počátečních pokusech mi konala dobré služby neonová lampa, která velice snadno se těmito oscillacemi rozsvítí (jak ostatně lze čekati, neboť neon má dle měření E. Bouty-ových velice malou dielektrickou kohesi). Z grafu lze též viděti, že výboj ve vodíku nastává v širším rozmezí tlakovém, než u vzduchu nebo kyslíku. (Diel. kohese vodíku je menší než u kyslíku a vzduchu.)

II. Vodivost elektrolytů.

Metody ku měření vodivosti elektrolytů lze v hlavních rysech rozdělit na dvě třídy. Do první třídy patří metody, kde vliv polarisace je úplně odstraněn, a do druhé metody, kde je redukován

Procent	Vodivost kyseliny sirové	Při teplotě
5	18·53	19° C
10	34·10	17° C
20	47·72	17
25	55·80	16
30	63·22	16
35	58·99	15
40	54·01	15·5
50	48·23	16
60	31·26	16·5
70	20·34	16
80	11·61	16·3
90	10·06	18
95·5	10·74	18

na minimum. Nejznámější a nejvypracovanější je metoda z třídy druhé, známý Kohlrauschův most se střídavým proudem a telefonem; tou také vykonáno nejvíce měření. Do první třídy vlastně jediná patří metoda, již udali Guthrie a Boys;⁴⁾ zakládá se na elektro-

⁴⁾ Guthrie a Boys, Philosophical Magazine

$\frac{5}{8}$ 1879 p. 449—461

$\frac{5}{10}$ 1880 p. 338—437

magnetické indukci, již dostáváme potřebnou E. M. S., aby po celé dráze proud procházel elektrolytem, a nikoliv z kovu do elektrolytu a nazpět. Jejich uspořádání je následující. Magnet nebo elektromagnet se rychle otáčí v rovině vodorovné rychlostí 3000 obrátek za min. Nad ním visí na tenounkém torsním ocelovém drátku kovová deska resp. skleněná nádoba s elektrolytem, chráněna před vzdušnými proudy otáčením vzniklými. Jako při pokusu Aragově snaží se vodič uvést do pohybu. Na vodič v pohybujícím se magnetickém poli působí síla, hledící jej uvést do pohybu, síla jež je přímo úměrná součinu vodivosti a rychlosti otáčení. Tudíž pozorujeme-li torsi drátu, za poměrů jinak stejných dostáváme relativní míru pro jejich vodivosti. G. a B. udávají měření pro kyselinu sírovou. Stejného uspořádání, jakého jsem užil na buzení kruhového výboje v plynech a na měření jejich vodivosti, lze použít na měření vodivosti elektrolytů. Dovnitř cívky dáme skleněnou nádobu s elektrolytem (1 litr); v něm vzniká proud elektromagnetickou indukcí. Poněvadž v nádobě nejsou žádné elektrody, nenastává polarisace, tudíž patří tato metoda do třídy prvé.

Postup při měření byl tento: Nejprve stanoven útlum vlastního oscillačního kruhu; pak, když uvnitř závitu je prázdná skleněná nádoba. V mezích pozorovacích chyb dostávám hodnoty stejné; pak do závitu dána láhev naplněná elektrolytem a znovu několika měřeními určen útlum, jenž je nyní větší a to tím větší, čím je kapalina lepším vodičem. Rozdíl útlumů slouží nám za míru vodivosti elektrolytu. Nejprve změřen vodný 20% roztok Na Cl. Z četných měření jako střed dostáváme:

$$\begin{array}{l} \text{Útlum samotného kruhu} \dots \vartheta_0 = 0\cdot164_8 \\ \text{„ s elektrolytem} \dots \vartheta = 0\cdot182_7 \\ \hline \text{Útlum pro roztok Na Cl} = \vartheta - \vartheta_0 = 0\cdot018_2 \end{array}$$

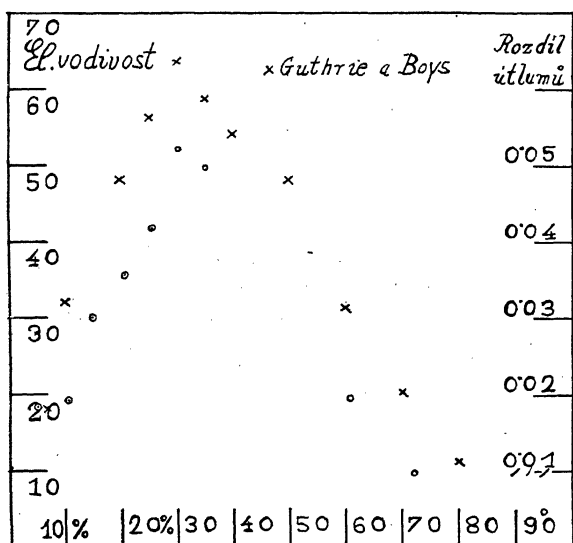
Dále vzata kyselina sírová H_2SO_4 a vykonána celá serie měření na určení závislosti elektrické vodivosti na koncentraci, abych mohl porovnat své výsledky s citovaným již měřením, jež provedli Guthrie a Boys.⁵⁾ Araeometrem změřena hustota kyseliny a k ní nalezeno z tabulek kolika procentní je. (F. P. Treadwell: Kurzes Lehrbuch der analytischen Chemie p. 736, kde hustota postupuje po 0·005.) Při měřeních nebrán zřetel na teplotu. Teplota roztoku se pohybovala mezi 15°—19° C. Vždy po několika měřeních určen pro kontrolu útlum vlastního oscillačního kruhu. Výsledky sestaveny do tabulky, kdež ve sloupci prvé je udána kolikaprocentní je kyselina, ve druhém útlum kruhu, ve třetím rozdíl $\vartheta - \vartheta_0$ a ve čtvrtém aekvivalentní odpor, definovaný již při výbojích v plynech rovnicí

$$R = (\vartheta - \vartheta_0) 2 L \cdot f.$$

⁵⁾ Guthrie a Boys loc. cit. p.

Ve všech udaných měřeních je $L = 42 \cdot 10^{-5}$ Henry $f = 4 \cdot 3 \cdot 10^5$. Zde, na rozdíl od obvyklého, čím lépe je elektrolyt vodivý, tím větší dostáváme aekvivalentní odpor.

Do sloupce pátého, jako u plynů uveden součinn $R \cdot i$; řádově dostáváme hodnoty stejné jako dříve. Prof. Dr. Heyrovský, jemuž jsem tato měření ukazoval, soudí, že tento součinn má charakter rozkladového napětí. I zde bude třeba přesnějších měření. Závislost útlumu na procentní kyselině sírové, čili závislostech vodivosti udává graficky obr. 6. kdež pro srovnání uvedeno též měření Guthrie a Boysovo.



Obr. 6.

Na konec ještě zbývá pro ocenění této nové metody porovnat její přednosti i nevýhody.

Přednost: Naprosto dokonale odstraněna polarisace.

Nevýhoda: Proti Kohlrauschově metodě je tato málo citlivá a hodí se tudíž jen pro kapaliny dobře vodivé, a dále je třeba většího množství elektrolytu.

Než není pochyby, že dalším studiem se podaří ne-li úplně odstranit, tedy aspoň silně zeslabiti obě uvedené nevýhody.

Kyselina sírová H_2SO_4 .

Procentní	Útlum	Rozdíl útlumů	R aekvival. odpor	$R \cdot i$ Volt
5	0.1827	0.0182	6.6	2.7
10.9	0.1840	0.0195	7.0	3.6

15	0·1945	0 0300	10·8	5·4
20·2	0·1999	0·0354	12·7	4·7
25·4	0·2061	0·0416	14·9	7·3
31	0·2167	0·0522	18·8	9·1
35·1	0·2141	0·0496	17·8	7·6
61·6	0·1838	0·0193	7	3
72	0·1741	0·0096	3·5	1·6
95	0·1690	0·0045	1·6	0·76

V ý s l e d e k.

1. Kruhový výboj bez elektrod, objevený J. J. Thomsonem a dosud buzený oscillacemi tlumenými, možno buditi oscillacemi netlumenými. Je třeba s oscillacním kruhem lampového generátoru, naladěným na frekvenci pokud možno velkou spráhnouti nový oscillacní kruh, mající velkou samoindukci ve tvaru závitů kolem koule, a malou kapacitu. Typ výboje je dle rozdělení Davisova druhý, odpovídající vyšším tlakům a nižším el. intenzitám.

2. S tímto typem nesouvisí dozařování.

3. Spotřeba energie, zjištěná metodou rezonančních křivek, autorem již dříve udanou, je větší když výboj má tvar ostrého kruhu.

4. Udána nová metoda měření el. vodivosti, úplně prostá polarisace, použitelná na velmi dobře vodivé elektrolyty.

*

Ke konci budiž mi dovoleno poděkovati následujícím pánům: Panu prof. Dr. Bedř. Macků t. č. starostovi města Brna, za myšlenku, abych tento výboj vytvořil oscillacemi netlumenými a tím mne upozornil na toto široké pole.

Dále panu prof. Dr. Aug. Žáčkovi za poskytnutí prostředků k této práci.

Dále panu nadpor. Ing. K. Deylovi, tehdy veliteli radiostanice na Petříně, že mně s velkou ochotou dovolil vykonati několik předběžných pokusů na Petříně, a později i na Pohořelci. Nemenší dík patří panu štáb. kapitánovi Dru Tomskému, řediteli radiolaboratoře na Pohořelci, že mně dovolil vykonat několik pokusů na speciál. vysílači jeho vlastní konstrukce.

V Praze, v únoru 1924.

*II. oddělení Fysikálního ústavu české university
Praha II., U Karlova 5.*

*

R é s u m é.

On peut utiliser les oscillations entretenues d'un générateur à lampes pour produire une décharge dans un tube sans électrodes contenant des gaz raréfiés. L'accroissement de l'amortissement du circuit oscillant en présence du tube sert de moyen pour l'étude de la conductibilité du gaz considéré.

Cette méthode peut aussi servir pour la détermination de la conductibilité des électrolytes; elle peut être appliquée avec avantage aux électrolytes bons conducteurs, le phénomène de la polarisation n'y intervenant pas.

Nová metoda k vytvoření netlumených oscilací.

(Předběžná zpráva.)

Napsal August Žáček.

Elektronové lampy se třemi elektrodami lze užítí ve známém uspořádání Strauss-Meissnerově se zpětnou vazbou jako ideálního zdroje netlumených elektrických oscilací. Frekvence těchto oscilací závisí hlavně jen na konstantách oscilačního kruhu, vliv užitých napětí je zcela podřadný. Touto metodou lze beze všech obtíží získati vlny od několika málo metrů až do oscilací slyšitelných frekvencí.

Barkhausen a Kurz udali r. 1920 zcela odlišnou metodu pro získávání netlumených elektrických oscilací: V jejich uspořádání je mřížka cylindrické lampy na vysokém pozitivním napětí, anoda má naproti tomu malé negativní napětí proti katodě. Elektrony, vystupující ze žhoucí katody, urychlují se elektrickým polem mezi katodou a mřížkou, ale jen nepatrná jich část dopadá na mřížku, daleko větší část vniká do prostoru mezi mřížkou a anodou, kde se brzdí. Na anodu dopadnouti nemohou, poněvadž anoda má vůči katodě potenciál negativní, proto se před anodou obrátí, změnění směru pohybu; vlivem pole mezi anodou a mřížkou se nyní opět urychlují, většina jich zase projde oky mřížky do prostoru mezi katodou a mřížkou, tam se zase obrátí a hra se opakuje. Elektrony, vystupující ze žhoucí katody, vykonávají v prostoru mezi katodou a anodou, dříve než se všichni pohlí mřížkou, periodický pohyb a způsobují, jak ukázali Barkhausen a Kurz, v systému, připojeném na mřížku a anodu, vznik netlumených elektrických kmitů. Frekvence těchto oscilací nezávisí na konstantách připojeného oscilačního kruhu, za to je dána dimensemi lampy a napětími na mřížce a anodě. Tímto způsobem bylo možno získati netlumené vlny délky ca 30 cm, v jednom případě dokonce 24 cm.