

Jiří Liška

Elektromagnetické vlny na dielektrických trubicích

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 63 (1934), No. 4, 97--108

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/122014>

## Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1934

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>

# Elektromagnetické vlny na dielektrických trubících.

*Jiří Liška.*

(Došlo 8. července 1933.)

Úvod. Teoretická část: Odvození základních rovnic. Řešení pro případ experimentálně realizovaný. Důsledky. Experimentální část: Úprava aparatury. Postup měření. Výsledky měření.

## Úvod.

Úkolem autorovým bylo experimentálně studovati šíření elektromagnetických vln na dielektrických trubících. Vedle toho je tato práce pokračováním a současně rozšířením Kašparovy<sup>5)</sup> experimentální práce o šíření elektromagnetických vln na dielektrických drátech. V případě dielekt. drátu jedná se o dvě prostředí, z nichž jedno je tvořeno plným drátem a druhé okolním nekonečně rozlehlým prostorem. V případě dielekt. trubice jedná se o tři prostředí, z nichž jedno je tvořeno prostorem mezi dvěma sousými válcovými plochami, t. zv. meziválcím, druhé je opět okolní nekonečně rozlehlý prostor a třetí vnitřní válcový prostor. Případ dielekt. drátu je vlastně pouze speciálním případem a byl též v následujícím uvažován jako mezní případ dielekt. trubice.

Teorii elektromagnetických vln na dielekt. drátech vytvořili Hondros a Debye.<sup>1)</sup> Rozšíření této teorie pro případ dielekt. trubice provedl Zachoval.<sup>2)</sup> V jeho článku jsou též další teoretické práce týkající se tohoto problému. Experimentálně byly výsledky teorie šíření vln na dielekt. drátě vyšetřovány Zahnem,<sup>3)</sup> Schrieverem<sup>4)</sup> a Kašparem<sup>5)</sup>; výsledky teorie šíření vln na dielekt. trubici autorem tohoto článku.

## Teoretická část.

V dalším podávám stručně teorii elektromagnetických vln na dielektrických trubících ve tvaru upraveném podle Zachovala pro

<sup>1)</sup> Hondros a Debye; Ann. d. Phys. 32, S. 465, 1910.

<sup>2)</sup> Zachoval; Rozpr. Čes. Akad. 1932, č. 34.

<sup>3)</sup> Zahn; Ann. d. Phys. 49, S. 907, 1916.

<sup>4)</sup> Schriever; Ann. d. Phys. 63, S. 645, 1920.

<sup>5)</sup> Kašpar; Časopis J. M. F. 1933, S. 40.

případ experimentálně realizovaný. Podrobná teorie je uvedena ve zmíněné Zachovalově práci.<sup>2)</sup>

### Odvození základních rovnic.

Při vyšetřování šíření elektromagnetických vln na dielekt. trubici vyjdeme z Maxwellových rovnic pro ryzí dielektrikum. Ježto se jedná o válcovou trubici, zavádíme souřadnice cylindrické  $(r, \varphi, z)$ . Předpokládáme, že děj je časově ryze periodický, že amplituda kmitů s postupem vln podél trubice se zmenšuje podle exponentiely a že elektrická síla  $\mathfrak{E}$  leží v rovinách proložených osou trubice čili složka  $E_\varphi = 0$ . Z tvaru trubice dále plyne, že pole je symetricky kolem ní rozloženo; to znamená, že veličiny nezávisí na souřadnici  $\varphi$ . Všechny tyto předpoklady můžeme shrnouti následovně:

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{E}(r, \varphi, z; t) &= e^{i(\lambda z - \omega t)} \cdot \mathfrak{E}_0(r) \\ \mathfrak{H}(r, \varphi, z; t) &= e^{i(\lambda z - \omega t)} \cdot \mathfrak{H}_0(r) \\ \mathfrak{E}_\varphi &= E_{0\varphi} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Vektory  $\mathfrak{E}_0$  a  $\mathfrak{H}_0$  jsou tedy na základě těchto předpokladů pouze funkcí  $r$ . Označíme-li délku volné vlny (vlny ve vzduchu)  $l$  a délku vlny na dielekt. trubici  $L$ , potom

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi c}{l}, \quad \lambda = \frac{2\pi}{L},$$

Za uvedených předpokladů obdržíme z Maxwellových rovnic rozepsaných v cylindrických souřadnicích následující rovnice:

$$\left. \begin{aligned} r^2 \frac{\partial^2 E_{0r}}{\partial r^2} + r \frac{\partial E_{0r}}{\partial r} + \left[ 4\pi^2 r^2 \left( \frac{\varepsilon\mu}{l^2} - \frac{1}{L^2} \right) - 1 \right] \cdot E_{0r} &= 0 \\ r^2 \frac{\partial^2 E_{0z}}{\partial r^2} + r \frac{\partial E_{0z}}{\partial r} + \left[ 4\pi^2 r^2 \left( \frac{\varepsilon\mu}{l^2} - \frac{1}{L^2} \right) \right] \cdot E_{0z} &= 0 \\ r^2 \frac{\partial^2 H_{0\varphi}}{\partial r^2} + r \frac{\partial H_{0\varphi}}{\partial r} + \left[ 4\pi^2 r^2 \left( \frac{\varepsilon\mu}{l^2} - \frac{1}{L^2} \right) - 1 \right] \cdot H_{0\varphi} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Dostáváme tedy diferenciální rovnice Besselovy o argumentu:

$$2\pi r \sqrt{\frac{\varepsilon\mu}{l^2} - \frac{1}{L^2}} = kr \quad (3)$$

řádu prvního pro  $E_{0r}$ ,  $H_{0\varphi}$  a řádu nultého pro  $E_{0z}$ . Označíme-li cylindrickou funkci řádu  $n$ -tého  $C_n$ , potom použitím vztahu

$$C_1 = -C'_0$$

obdržíme jako řešení diferenciálních rovnic (2) za použití vztahů (1) následující výsledné rovnice pro složky elektrické a magnetické síly:

$$\left. \begin{aligned}
 E_r &= e^{2\pi i(z/L - ct/l)} \cdot a C'_0(kr) \\
 E_z &= e^{2\pi i(z/L - ct/l)} \cdot a \frac{kL}{2\pi i} C_0(kr) \\
 H_\varphi &= e^{2\pi i(z/L - ct/l)} \cdot a \frac{\varepsilon L}{l} C'_0(kr) \\
 E_\varphi &= H_r = H_z = 0
 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Konstantní faktory v těchto rovnicích byly nalezeny ze vztahů mezi  $E_{0r}$ ,  $E_{0z}$  a  $H_{0\varphi}$ .

Řešení pro případ experimentálně realizovaný.

Uvažujme nyní následující případ tří prostředí (obr. 1). Mějme systém dvou souosých válcových ploch nekonečně dlouhých kruhového průřezu o poloměrech  $\varrho_1$  a  $\varrho_2$ . Prostor nekonečně rozlehlý vně válcové plochy o poloměru  $\varrho_1$  je vyplněn vzduchem čili  $\varepsilon_1 = 1$  (prostředí I.), meziválcí tvořené oběma válcovými plochami je vyplněno dielektrikem o dielekt. konst.  $\varepsilon_2 = \varepsilon$  (prostředí II.) a válec o poloměru  $\varrho_2$  je opět vyplněn vzduchem čili  $\varepsilon_3 = 1$  (prostředí III.). Mimo to předpokládáme, že všechna tři prostředí jsou nemagnetická, takže platí  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_3 = 1$ . Označme dále poměr poloměrů

$$p = \varrho_2 / \varrho_1.$$

Veličina  $p$  může nabýti všech hodnot daných nerovninami:

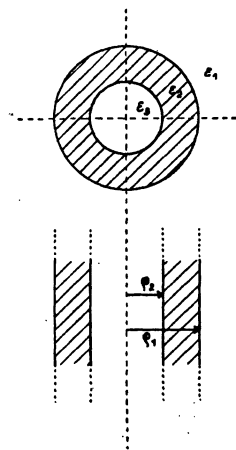
$$0 \leq p \leq 1.$$

Případ  $p = 1$  nemá významu, ježto to znamená, že válcové plochy o poloměrech  $\varrho_1$  a  $\varrho_2$  splynuly. Případ  $p = 0$  nastává pro  $\varrho_2 = 0$ ; je to tedy případ dielekt. drátu. Pro všechny ostatní hodnoty  $p$  v uvedených mezích jedná se o případ dielekt. trubice.

Pro šíření elektromagnetických vln na dielektrické trubici platí rovnice (4). Ježto síla elektrická i magnetická musí zůstatí všude konečnou, můžeme voliti pouze takové cylindrické funkce, které jsou konečné pro všechny možné hodnoty argumentu.

V prostředí (I.) nabývá argument funkce hodnot nekonečně velikých a předcházející podmínku splňují pouze Hankelovy funkce. Musí tedy býti argument ( $kr$ ) resp.  $k$  imaginární. Můžeme tedy psáti:

$$C_0 = b_1 H_{1,0}.$$



Obr. 1.

V prostředí (II.) je argument všude konečný a obecnou cylindrickou funkci můžeme vyjádřit jako součet Besselových funkcí prvního a druhého druhu:

$$C_0 = b_2 J_0 + d_2 K_0.$$

V prostředí (III.) nabývá argument hodnotu nulovou, čemuž vyhovuje pouze první Besselova funkce, čili

$$C_0 = b_3 J_0.$$

Na rozhraní dvou prostředí mění se tangenciální složky elektrické a magnetické síly spojitě. Platí tedy pro rozhraní prostředí (I.) a (II.) a prostředí (II.) a (III.):

$$E_z^I = E_z^{II}, H_\varphi^I = H_\varphi^{II}; E_z^{II} = E_z^{III}, H_\varphi^{II} = H_\varphi^{III}. \quad (5)$$

Řešením rovnic (5) obdržíme:

$$\begin{aligned} e^{2\pi iz(1/L_1 - 1/L_2)} &= \frac{k_1 L_1}{k_2 L_2} \cdot \frac{b_1 H_{1,0}(k_1 \varrho_1)}{b_2 J_0(k_2 \varrho_1) + d_2 K_0(k_2 \varrho_1)} \\ &= \frac{L_1}{\varepsilon L_2} \cdot \frac{b_1 H'_{1,0}(k_1 \varrho_1)}{b_2 J'_0(k_2 \varrho_1) + d_2 K'_0(k_2 \varrho_1)}, \\ e^{2\pi i(1/L_2 - 1/L_3)} &= \frac{k_2 L_2}{k_3 L_3} \cdot \frac{b_2 J_0(k_2 \varrho_2) + d_2 K_0(k_2 \varrho_2)}{b_3 J_0(k_3 \varrho_2)} \\ &= \frac{\varepsilon L_2}{L_3} \cdot \frac{b_2 J'_0(k_2 \varrho_2) + d_2 K'_0(k_2 \varrho_2)}{b_3 J'_0(k_3 \varrho_2)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Pravé strany těchto rovnic jsou nezávislé na  $z$ , musí tedy býti i levé strany nezávislé na  $z$ , což je splněno, když

$$L_1 = L_2 = L_3 = L. \quad (7)$$

Má tedy uvažované elektromagnetické vlnění ve všech třech prostředích touž délku vlnovou.

Na základě předpokladů učiněných o prostředích plyne použitím vztahu (3):

$$k_3 \varrho_2 = p \cdot k_1 \varrho_1; \quad k_2 \varrho_2 = p \cdot k_2 \varrho_1. \quad (8)$$

Ježto  $k$  je ryze imaginární, plyne z rovnic (3) a (8), že  $k$  musí býti reálné. Zavedeme nyní označení předchozí poznatek vyjadřující:

$$\begin{aligned} x &= 2\pi \varrho_1 \sqrt{\frac{\varepsilon}{l^2} - \frac{1}{L^2}} \\ iy &= 2\pi \varrho_1 \sqrt{\frac{1}{l^2} - \frac{1}{L^2}} \end{aligned} \quad (9)$$

Použitím vztahů (7), (8) a (9) obdržíme z rovnic (6) vyloučením neurčených konstant rovnicí:

$$\left. \begin{aligned} & \frac{1}{y} \cdot \frac{H'_{1,0}(iy)}{iH_{1,0}(iy)} - \varepsilon \frac{1}{x} \cdot \frac{K'_0(x)}{K_0(x)} \cdot \frac{K_0(x)}{J_0(x)} = \\ & \frac{1}{y} \cdot \frac{H'_{1,0}(iy)}{iH_{1,0}(iy)} - \varepsilon \frac{1}{x} \cdot \frac{J'_0(x)}{J_0(x)} \cdot \frac{K_0(x)}{J_0(x)} = \\ & = \frac{1}{py} \cdot \frac{iJ'_0(ipy)}{J_0(ipy)} + \varepsilon \frac{1}{px} \cdot \frac{K'_0(px)}{K_0(px)} \cdot \frac{K_0(px)}{J_0(px)} \\ & = \frac{1}{py} \cdot \frac{iJ'_0(ipy)}{J_0(ipy)} + \varepsilon \frac{1}{px} \cdot \frac{J'_0(px)}{J_0(px)} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Rovnice (9) a (10) udávají závislost mezi vlnou  $l$  a vlnou na dielektrické trubici  $L$ .

Obdobným způsobem obdržíme pro dielektrický drát rovnici:

$$\frac{1}{y} \cdot \frac{H'_{1,0}(iy)}{iH_{1,0}(iy)} = \varepsilon \frac{1}{x} \cdot \frac{J'_0(x)}{J_0(x)}. \quad (10')$$

Pro  $x$  a  $y$  platí v tomto případě tytéž rovnice (9) jako v případě dielekt. trubice.

Důsledky.

A) Z rovnic (9) plyne nerovnění:

$$x^2 = \frac{4\pi^2 \varrho_1^2}{l^2} (\varepsilon - 1) - y^2 \leq \frac{4\pi^2 \varrho_1^2}{l^2} (\varepsilon - 1). \quad (11)$$

Znamení rovnosti platí pouze pro  $y = 0$ . V tom případě plyne z rovnice (10) pro dielekt. trubici:

$$\frac{K_0(x)}{J_0(x)} - \frac{K_0(px)}{J_0(px)} = 0. \quad (12)$$

Vzhledem k periodickému průběhu Besselových funkcí při reálném argumentu je kořenů rovnice (12) nekonečně mnoho. Označíme-li  $n$ -tý kořen  $\xi_n$ , potom z nerovnění (11) plyne:

$$l \leq \frac{2\pi \varrho_1}{\xi_n} \sqrt{\varepsilon - 1}; \quad n = 1, 2, \dots, n, \dots \quad (13)$$

Z nerovnění (13) plyne, že vlny na dielekt. trubici jsou možné jen tehdy, jestliže délka volné vlny  $l$  nepřekročí jistou mez přímo úměrnou  $\varrho_1$  a závislou na  $p$  a  $\varepsilon$ . Dále plyne z nerovnění (13), že vedle vlny prvního řádu jsou možné ještě vlny řádů vyšších, jakési „vyšší harmonické“.

Podobně z rovnice (10') pro dielekt. drát vyplývá pro  $y = 0$ :

$$J_0(x) = 0. \quad (12')$$

Nerovnění (13) platí též pro dielekt. drát, při čemž však  $\xi_n$  jsou kořeny rovnice (12').

B) Z rovnic (9) plynou dále následující nerovninny:

$$\frac{1}{L^2} = \frac{\varepsilon}{l^2} - \frac{x^2}{4\pi^2 \varrho_1^2} \leq \frac{\varepsilon}{l^2}; \quad \frac{1}{L^2} = \frac{1}{l^2} + \frac{y^2}{4\pi^2 \varrho_1^2} \geq \frac{1}{l^2}$$

čili 
$$l/\sqrt{\varepsilon} \leq L \leq l. \quad (14)$$

To znamená: Je-li podmínka (13) splněna, potom délka vlny na dielekt. trubici resp. drátě se nalézá mezi dvěma krajními hodnotami danými nerovninami (14).

C) Z rovnic (9) můžeme dále vypočítati  $l$  a  $L$  jako funkce  $x$  a  $y$ :

$$l = 2\pi\varrho_1 \sqrt{\frac{\varepsilon - 1}{x^2 + y^2}}, \quad L = 2\pi\varrho_1 \sqrt{\frac{\varepsilon - 1}{x^2 + \varepsilon y^2}}. \quad (15)$$

Z rovnic (15) plyne následující důsledek: Tvar průběhu závislosti vlny volné  $l$  a vlny na trubici resp. drátě  $L$  nezávisí na  $\varrho_1$ , ale závisí na  $\varepsilon$  a v případě trubice na  $p$  charakterisující její tloušťku. Můžeme tedy vyjádřiti tuto závislost v případě dielekt. trubice při konstantním  $\varepsilon$  následujícími rovnicemi:

$$l = 2\pi\varrho_1 \cdot f(\varrho_2/\varrho_1), \quad L = 2\pi\varrho_1 \cdot g(\varrho_2/\varrho_1).$$

### Experimentální část.

Úkolem autorovým bylo experimentálně studovati důsledky plynoucí z teorie šíření elektromagnetických vln na dielektrických trubicích, zejména sledovati závislost na tloušťce trubice.

### Úprava aparatury.

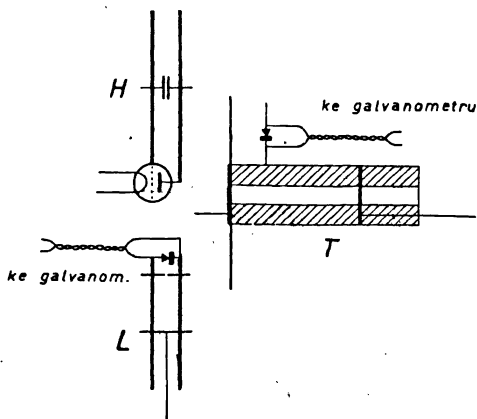
K měření bylo použito aparatury v podstatě shodné s aparaturou, které použil ke svým měřením Kašpar.<sup>5)</sup> Podávám proto v dalším pouze stručný popis aparatury.

Aparatura se skládala ze tří podstatných částí: generátoru ultrakrátkých vln, Lecherova mostu a dielekt. trubice. Vzájemné uspořádání těchto částí podává schematicky obr. 2.

Jako generátoru vln v rozmezí 15 cm až 130 cm bylo použito Hollmannova uspořádání k buzení Barkhausen-Kurzových oscilací. Lecherův systém byl v úpravě p. prof. dr. Žáčka, t. j. s indikátorem pevným na koncích drátů. Dielekt. trubice byla realisována dvěma koncentricky umístěnými rourami, z nichž vnější byla gumoidová a vnitřní skleněná. Gumoidové roury bylo použito proto, ježto skleněné v požadovaných velkých rozměrech neměly již dostatečně konstantní průřez. Prostor mezi oběma rourami vyplněný dielektrikem představuje pak onu dielekt. trubici. Jako dielektrika bylo užito jediné destilované vody, ježto při velikém rozdílu mezi její dielekt. konst. ( $\varepsilon = 80$ ) a dielekt. konst. stěn (sklo:  $\varepsilon = 6$ ,

gumoid:  $\varepsilon = 3$ ) je vliv těchto stěn jako dalších částí dielekt. trubice na výsledky měření velmi malý.

Na konci trubice na straně bližší ke generátoru byla umístěna mosazná deštička v podobě mezikruží a opatřena trubkovitou anténkou, kterou bylo možno prodlužováním resp. zkracováním laditi. V rovině této deštičky se nalézala ve vnitřní dutině trubice kovová kruhová deštička a vně pak velké čtvercové kovové stínítko. Stejný systém tří stínítek pohyboval se ve směru trubice



Obr. 2.

*H* ... Hollmannův systém, *L* ... Lecherův systém, *T* ... dielektrická trubice.

tak, aby při posouvání zůstávala všechna tři stínítka stále v jedné rovině. Stínítka uvnitř dielektrika sloužila k vytvoření stojatých vln na dielekt. trubici. Účelem vnějších a nejnvnitřnějších stínítek bylo zabrániti vnikání přímého nebo odraženého záření generátoru do okolí trubice a šíření vln na trubici do částí za vnitřní stínítko. Indikátor vln na trubici byl tvořen kryst. detektorem a anténkou stojící kolmo na povrch trubice a laditelnou měněním své délky.

### Postup měření.

Při měření bylo postupováno následujícím způsobem: Na generátoru byla nastavena vhodná vlna a její délka byla přesně změřena na Lecherově mostu. Potom byla změřena délka vlny na trubici.

#### A) Měření na Lecherově systému.

Vlnovou délku bylo možno stanoviti s přesností několika desetín milimetru. Ježto však na dielekt. trubici nebylo možno



s takovou přesností měřiti, byla i na Lecherově systému délka vlny určována pouze v mm.

Vliv vazby na vlnu generátoru. Aby bylo možno správně určit vlnu vysílanou generátorem, bylo nutno, aby vazba mezi Hollmannovým systémem a dielekt. trubicí byla tak volná, aby generátor nebyl trubicí ovlivňován. Za tím účelem bylo měřeno jednak při přímé vazbě mezi generátorem a trubicí, t. j. anténka byla spojena s anodou lampy, jednak při různé nepřímé vazbě, t. j. anténka byla odpojena od anody při různé vzdálenosti trubice od generátoru. Bylo zjištěno, že při nepřímé vazbě není generátor trubicí ovlivňován, kdežto při přímé vazbě ano. Bylo proto při všech měřeních, na rozdíl od měření Kašparových, užíváno výhradně vazby nepřímé.

### *B) Měření na dielektrické trubicí.*

Měření na dielekt. trubicí bylo prováděno způsobem obdobným měření na Lecherově systému. Posouváním stínítka v dielektriku byly vytvořeny stojaté vlny. Indikátorem byla nalezena poloha prvního maxima a indikátor pak v této poloze během měření ponechán. Dále byly laděny jednak anténa indikátoru, jednak anténa trubice tak, aby výchylka galvanometru byla maximální. Nastavováním optimálních podmínek na aparatuře bylo též možno měřiti v případech, kdy se šířila na trubicí současně s vlnou nižšího řádu též vlna řádu vyššího. Naladěním aparatury na jednu nebo druhou vlnu bylo možno maxima jedné z těchto vln vyzdvihnouti a maxima druhé potlačit. Bylo tak možno změřiti každou z nich bez rušivého vlivu druhé.

Používání vnějšího stínítka. Pokud se týče používání vnějšího stínítka posuvného, došel jsem k poznatkům částečně odchylným od poznatků Kašparových a naopak částečně shodným s poznatky Schrieverovými. Bylo-li měření prováděno bez vnějšího stínítka, potom jsem obdržel při vlnách kratších než jednu, ale celou řadu vln prakticky stejně dlouhých, ale s maximy vůči sobě posunutými. Při vlnách bližších vlnám ve vzduchu vznikaly naproti tomu pouze vlny dvě, avšak tak, že jedna byla kratší a druhá opět delší, nežli by měla býti vlna na trubicí příslušná k dané vlně generátoru. Směrem k vlnám ještě delším stávalo se měření vln shodně s Kašparem neurčité. Naproti tomu, bylo-li použito vnějšího stínítka, obdržel jsem ve všech uvedených případech vždy jen vlnu jedinou. Vedle toho vyskytovala se sice při vlnách kratších též jako u Kašpara vlna ve vzduchu, která však zpravidla nepůsobila rušivě, ježto popsáním způsobem bylo možno aparaturu na měřenou vlnu naladiti a tím vliv vlny ve vzduchu potlačit. Jedině při velmi krátkých vlnách byly vlny na trubicí i bez použití vnějšího stínítka

jednoduché. Poněvadž intenzita těchto vln byla velice malá, nebylo naopak možno užítí vnějšího stínítka pro značný rušivý vliv vlny ve vzduchu.

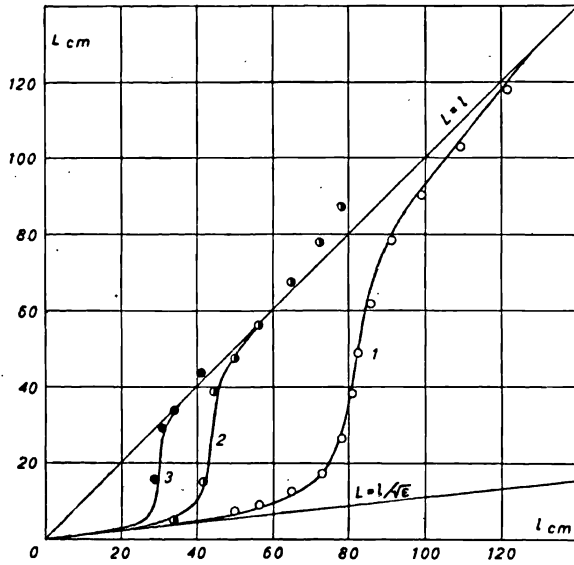
Případ dvojnásobnosti. Z popsaného zjevu mnohovlnnosti a dvojnásobnosti byl blíže zkoumán případ dvojnásobnosti. Srovnáním amplitud bylo zjištěno, že amplitudy maxim jedné z obou vln ve směru trubice klesají a amplitudy maxim druhé z obou vln naopak stoupají. To znamená, že se vlastně obě vlny šíří proti sobě čili že se šíří vlnění i za vnitřní stínítka v dielektriku a odrazem na druhém konci trubice vzniká pak ona druhá vlna, která se opět šíří za stínítka do přední části trubice. Tento úsudek byl experimentálně potvrzen a bylo zjištěno, že použitím vnějšího posuvného stínítka lze zabránití úplně šíření se vln do druhé části trubice. Zůstává tedy potom vlnění na trubici omezeno na prostor mezi oběma systémy stínítek.

Stínítka nejvnitřnějšího, jehož účel je stejný jako stínítka vnějšího, bylo použito jedině u trubice s nejmenší tloušťkou dielektrika, kdežto u ostatních trubic nebylo zjištěno, že by nepoužití tohoto stínítka zhoršovalo měření.

#### Výsledky měření.

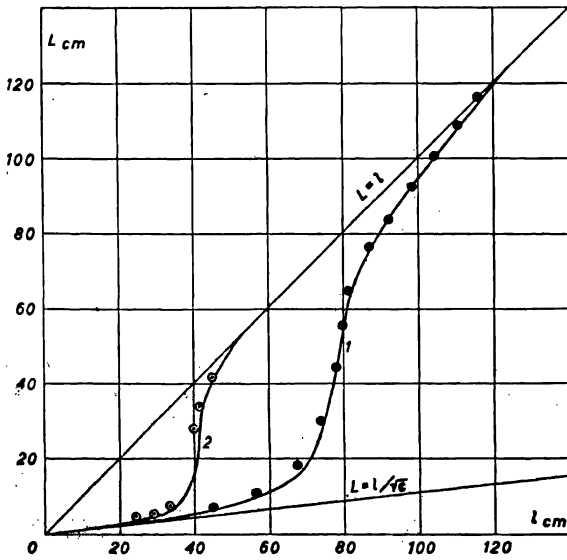
Popsaným způsobem byla prováděna měření na dielekt. trubicích pro  $p = 0,13$ ,  $p = 0,33$ ,  $p = 0,53$ ,  $p = 0,79$ . Vedle toho byla proměřena trubice plná ( $p = 0$ ) čili dielekt. drát. V tomto případě bylo opakováno, a jak níže uvedeno, i rozšířeno jedno z Kašparových měření. Vnější roura, o poloměru  $\rho_1 = 55$  mm a délce 150 cm, byla při všech měřeních táž a dielekt. trubice s různými hodnotami  $p$  byly získány užítím vnitřních rour s různými poloměry  $\rho_2$ . Výsledky měření na uvedených trubicích jsou obsaženy v obr. 3, obr. 4, obr. 5. V těchto grafech plně vytažené křivky udávají teoretickou závislost mezi vlnou ve vzduchu  $l$ , t. j. vlnou vysílanou generátorem, a vlnou na dielekt. trubici  $L$ .

Z uvedených grafů je patrné, že průběh teoretické závislosti pro případ  $L < l$  vykazuje celkem dobrou shodu s průběhem naměřených hodnot. Tyto hodnoty liší se od hodnot teoretických poměrně velmi málo a odchylky tyto, jinak dosti pravidelné, je možno vysvětliti tím, že aparatura nesplňovala, jak ani není prakticky možno, všechny podmínky vyžadované teorií. Dále bylo vykonanými měřeními potvrzeno, že vedle vln prvního řádu existují také vlny řádů vyšších. Tak byly zjištěny, na rozdíl od měření Kašparových, vlny druhého a třetího řádu na dielekt. drátu ( $p = 0$ ). Dále byly zjištěny vlny druhého řádu u trubice s  $p = 0,13$ . Vlny na dielekt. trubicích bylo možno zjišťovati potud, pokud intenzita těchto vln nebyla menší, než užitá aparatura měřiti připouštěla;



Obr. 3.

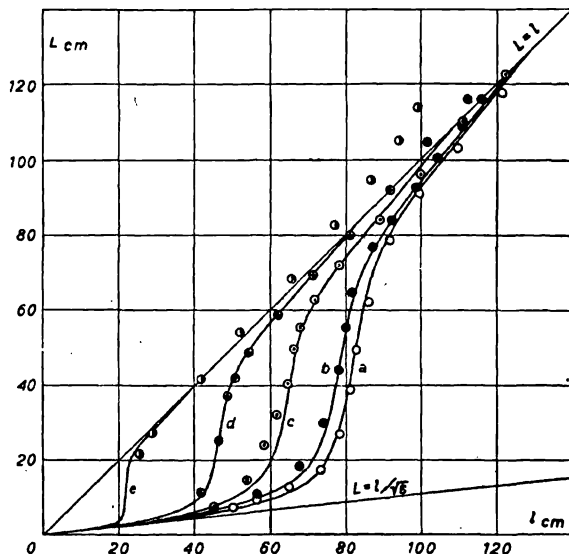
Vlny 1., 2., 3. řádu pro  $p = 0$ ; 1 = vlny prvního řádu, 2 = vlny druhého řádu, 3 = vlny třetího řádu;



Obr. 4.

Vlny 1., 2. řádu pro  $p = 0,13$ ; 1 = vlny prvního řádu, 2 = vlny druhého řádu.

a pokud užitým generátorem bylo možno vytvořiti vlnu žádané délky. Z těchto důvodů nebylo možno měřiti vlny vyšších řádů u trubice s menší tloušťkou dielektrika. Již při trubici ( $p = 0,13$ ) bylo zjišťování vln druhého řádu z uvedených důvodů velmi obtížné. Jinak o intenzitě vln na trubici bylo zjištěno, že nejintenzivnější vlnění je v okolí případu, kdy vlna na trubici se rovná vlně gene-



Obr. 5.

Vlny prvního řádu pro různá  $p$ ; a)  $p = 0$ ; b)  $p = 0,13$ ; c)  $p = 0,33$ ; d)  $p = 0,53$ ; e)  $p = 0,79$ .

rátoru a že směrem jak ke kratším vlnám tak k vlnám delším intenzity vln stále a dosti značně ubývá.

Při měřeních na všech trubcích, i při vlnách vyšších řádů, bylo zjištěno, že případ  $L = l$  není horní mezí pro šíření vln na dielekt. trubcích, nýbrž že i pro delší vlny generátoru, pro něž podle teorie již žádné vlny na trubici nemají existovati, tyto vlny přesto vznikají čili že existují vlny na trubici, pro něž platí  $L > l$ . Tento rozpor s teorií, který vede k tomu, že by se tyto vlny měly šířiti na trubici s rychlostí větší než světelnou, nebyl doposud teoreticky rozřešen. Existence těchto vln byla zjištěna již Schrieverem<sup>4)</sup> při jeho měřeních na dielekt. drátech. Zdá se však, že to souvisí s používáním vnějšího stínítka, neboť se mi podařilo tyto vlny obdržeti i po odstranění vnitřního stínítka v dielektriku. Z tohoto

odchylného chování dalo by se snad souditi, že jde v tomto případě o vlny jiného druhu, než jak bylo v teorii uvažováno.

Mimo tento rozpor vykonaná měření potvrzují jinak úplně správnost teorie o šíření elektromagnetických vln na dielektrických trubcích.

*II. oddělení fyzikálního ústavu Karlovy university.*

\*

### Les ondes électromagnétiques le long des tuyaux diélectriques.

(L'extrait de l'article précédent.)

Dans la première partie de ce travail l'auteur présente brièvement la théorie des ondes électromagnétiques le long des tuyaux diélectriques en suivant le procédé de M. Zachoval<sup>2)</sup> lequel à son tour a élargi la théorie de M. M. Hondros et Debye<sup>1)</sup> concernant des ondes électromagnétiques le long des fils diélectriques au cas du tuyau diélectrique. L'équation (9) et (10) indique la dépendance entre l'onde dans l'air  $l$  et l'onde le long du tuyau diélectrique  $L$ ; les équations (13), (14) et (15) nous rendent quelques conséquences de cette théorie. Dans la partie expérimentale l'auteur donne une brève description de l'appareil, ensuite il présente la marche des mesures et leurs résultats. De ces mesures données par fig. 3, fig. 4 et fig. 5, où la courbe dessinée pleinement signifie la dépendance théorique entre  $l$  et  $L$ , on voit que la conformité des valeurs mesurées et des valeurs calculées est en tout juste pour le cas  $L < l$ . L'unique désaccord de la théorie est le suivant: le cas  $L = l$  n'indique pas la limite supérieure, mais il y a encore des ondes le long du tuyau pour  $L > l$ . Ce cas excepté, les mesures vérifient tout-à-fait la théorie des ondes électromagnétiques le long des tuyaux diélectriques.