Werk

Label: Article

Jahr: 1933

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?31311028X_0062|log17

Kontakt/Contact

Digizeitschriften e.V.
SUB Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen

info@digizeitschriften.de

Elektromagnetické vlny na dielektrických drátech.

Emil Kašpar.

(Došlo 22. října 1932.)

Obsah: Stručné odvození elektromagnetických vln na dielektrickém drátě a jejich vlastností; přehled experimentálních výsledků na tomto poli získaných a referát o výsledcích pokusů autorových.

Úvod.

Sommerfeld[1]) podal první přesnou teorii šíření elektromagnetických vln na přímém drátě kovovém. Jeho speciální řešení zevšeobecnil Hondros.[2]) Z výsledků Hondrosových dlužno tu uvésti zejména, že vedle Sommerfeldova řešení, jež označuje „hlavní vlnou", jsou možná ještě jiná — „vedlejší vlny" —, které však v kovovém drátě jsou tak značně tlumeny, že děj je určen zcela vlnou hlavní. Hondros a Debye[3]) ukázali, že podél dielektrického drátu vedlejší vlny šíří se s intensitou pozorovatelnou, zatím co hlavní vlna je úplně utlumena.

Kromě tohoto teoretického výsledku mají elektromagnetické vlny na dielektrických drátech vykazovati i jiné vysoce zajímavé vlastnosti, takže se staly vděčným, byť obtížným, předmětem experimentálních pokusů H. Zahnových,[4]) O. Schrieverových[5]) a autora tohoto článku.

V dalším podám jednak stručné Sommerfeldovo odvození elektromagnetických vln na drátě, a to pro speciální případ dielektrického drátu ve vakuu, jednak přehled experimentálních výsledků na tomto poli získaných.

---

[1]) A. Sommerfeld, Wied. Ann. 67. S. 285, 1899.

[2]) D. Hondros, Ann. d. Phys. 30. S. 905. 1909.

[3]) D. Hondros a P. Debye, Ann. d. Phys. 32. S. 466. 1910.

[4]) H. Zahn, Ann. d. Phys. 49. S. 907. 1916 a Phys. ZS 16. S. 414, 1915.

[5]) O. Schriever, Ann. d. Phys. 63. S. 645. 1920.

Teoretická část.

Základní vztahy.

Vyjdeme z Maxwellových rovnic, platných pro ryzí dielektrikum:

$$\frac{\varepsilon}{c} \cdot \frac{\partial \mathfrak{E}}{\partial t} = \operatorname{rot} \mathfrak{M}$$

$$\frac{\mu}{c} \cdot \frac{\partial \mathfrak{M}}{\partial t} = -\operatorname{rot} \mathfrak{E}.$$

Dosazením veličin:

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{E}'_0 \cdot e^{i\omega t}; \quad \mathfrak{M} = \mathfrak{M}'_0 \cdot e^{i\omega t}$$

dostaneme po úpravě vztahy mezi $\mathfrak{E}'_0$ a $\mathfrak{M}'_0$:

$$k \cdot \mathfrak{E}'_0 = \operatorname{rot} \mathfrak{M}'_0, \qquad m \cdot \mathfrak{M}'_0 = \operatorname{rot} \mathfrak{E}'_0,$$

kde

$$k = \frac{\varepsilon i\omega}{c}, \quad m = -\frac{\mu i\omega}{c}.$$

Tyto vztahy, rozepsány ve válcových složkách (r, φ, z), mají tvar:

$$k \cdot \mathfrak{E}'_{0r} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \mathfrak{M}'_{0z}}{\partial \varphi} - \frac{\partial \mathfrak{M}'_{0\varphi}}{\partial z},$$

$$k \cdot \mathfrak{E}'_{0\varphi} = \frac{\partial \mathfrak{M}'_{0r}}{\partial z} - \frac{\partial \mathfrak{M}'_{0z}}{\partial r},$$

$$k \cdot \mathfrak{E}'_{0z} = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial (r \cdot \mathfrak{M}'_{0\varphi})}{\partial r} - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \mathfrak{M}'_{0r}}{\partial \varphi},$$

a podobný systém, vzniklý záměnou písmen $\mathfrak{E}'$ a $\mathfrak{M}'$; k a m.

Ježto jde o rozruchy rotačně symetrické, jsou rovny nule všechny členy tvaru

$$\frac{\partial}{\partial \varphi}(\ ).$$

Pak však naše vztahy se rozpadnou ve dvě trojice rovnic, navzájem nezávislé. První trojice, obsahující složky $\mathfrak{E}_{0r}$, $\mathfrak{E}_{0z}$ a $\mathfrak{M}_{0\varphi}$, je podle Hondrose zvána „elektrickou vlnou". Jí se budeme zabývati, ježto její mechanismus odpovídá experimentálnímu uspořádání. „Magnetická vlna", určená zbývajícími rovnicemi (složky $\mathfrak{E}_{0\varphi}$, $\mathfrak{M}_{0z}$, $\mathfrak{M}_{0r}$), nemá fysikálního významu.

Do diferenciálních rovnic pro „elektrickou vlnu" zavedeme (Sommerfeld) výrazy

$$\mathfrak{E}'_0 = \mathfrak{E}_0 \cdot e^{i\lambda z}, \quad \mathfrak{M}'_0 = \mathfrak{M}_0 \cdot e^{i\lambda z}.$$

Po jednoduché úpravě máme

$$\frac{k}{i\lambda}\,\mathfrak{E}_{0r} = -\,\mathfrak{M}_{0\varphi},$$

$$k\,\mathfrak{E}_{0z} = +\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial\,(r\,.\,\mathfrak{M}_{0\varphi})}{\partial r}$$

$$\frac{m}{i\lambda}\,\mathfrak{M}_{0\varphi} = +\,\mathfrak{E}_{0r} - \frac{1}{i\lambda}\cdot\frac{\partial\mathfrak{E}_{0z}}{\partial r}.$$

λ je obecně komplexní. O reálné části platí $R\,(\lambda) = 2\pi/L$, kde L je délka vlny na drátě.

Výrazy $\mathfrak{E}_{0r}$, $\mathfrak{E}_{0z}$ a $\mathfrak{M}_{0\varphi}$ jsou funkcemi již jen proměnné r a splňují diferenciální rovnice:

$$\frac{d^2\mathfrak{E}_{0r}}{dr^2} + \frac{1}{r}\cdot\frac{d\mathfrak{E}_{0r}}{dr} + \left(mk - \lambda^2 - \frac{1}{r^2}\right)\mathfrak{E}_{0r} = 0,$$

$$\frac{d^2\mathfrak{E}_{0z}}{dr^2} + \frac{1}{r}\cdot\frac{d\mathfrak{E}_{0z}}{dr} + (mk - \lambda^2)\,\mathfrak{E}_{0z} = 0,$$

$$\frac{d^2\mathfrak{M}_{0\varphi}}{dr^2} + \frac{1}{r}\cdot\frac{d\mathfrak{M}_{0\varphi}}{dr} + \left(mk - \lambda^2 - \frac{1}{r^2}\right)\mathfrak{M}_{0\varphi} = 0.$$

Je-li $u_\nu\,(x)$ obecná válcová funkce ν-tého řádu, argumentu x a je-li $u'_\nu\,(x)$ její derivací podle x, pak jest

$$\mathfrak{E}_{0r} = A\,.\,i\,.\,\lambda\,.\,u'_0,$$

$$\mathfrak{E}_{0z} = A\,.\,\sqrt{km - \lambda^2}\,.\,u_0,$$

$$\mathfrak{M}_{0\varphi} = A\,.\,(-k)\,.\,u'_0$$

tvar konstantních faktorů u arbitrární konstanty A jest nalezen z diferenciálních rovnic pro elektrickou vlnu v konečné úpravě.

Nyní jde o dva úkoly:

1. Které válcové funkce máme zvoliti vně resp. uvnitř drátu?
2. Vyvoditi důsledky z podmínek na hranicích!

Ad 1. Uvnitř drátu (prostředí II) argument nabývá nulové hodnoty ($0 \leqq r \leqq \varrho$). Vektory $\mathfrak{M}$ a $\mathfrak{E}$ však musí býti všude konečné. Proto zde vyhovuje jediná Bessellova funkce s reálným argumentem:

$$u_{II} = b\,.\,J_0\,(r\sqrt{(km - \lambda^2}\quad (b = \text{konst.}).$$

Vně drátu (prostředí I; $r \geqq \varrho$ = poloměr drátu) argument nabývá hodnot nekonečně velikých. Kdyby argument byl reálný, pak pro veliká r hodnota funkce u_I klesá k nule jako $r^{-\frac{1}{2}}$. Pak by ale existoval nenulový tok energie konaxiálním válcem o nekonečně velikém poloměru r, který jest dán výrazem

$$\text{konst}\,.\,r\int_{z_0}^{z}\mathfrak{E}_z\mathfrak{M}_\varphi\,.\,dz$$

pro řez s úsečkami z_0, z. Tyto děje podle Sommerfelda vylučujeme z pojmu vln na drátech. Je tedy argument komplexní, a to s kladnou imaginární částí. V tomto případě pro $r \to \infty$ klesá jedna z Hankelových funkcí H_{10}, H_{20} s exponencielou k nule. Tu vezmeme a budeme v dalším funkce psáti bez indexů.

Tedy vně drátu

$$u_I = a \,.\, H\,(r\sqrt{km - \lambda^2}) \qquad (a = \text{konst.}).$$

Ad 2. Na hranicích platí

$$\mathfrak{E}_{z1} = \mathfrak{E}_{z2},$$
$$\mathfrak{M}_{\varphi 1} = \mathfrak{M}_{\varphi 2}.$$

Dosazením do první rovnice po malé úpravě jest

$$e^{i\,.\,(\lambda_I - \lambda_{II})\,.\,z} = \text{konst}\,\frac{u_{II}\,(r)}{u_I\,(r)};$$

levá strana je funkcí pouze z, pravá pouze r; tudíž

$$\lambda_I = \lambda_{II} = \lambda.$$

Protože dále jde o ryzí dielektrikum, odpadá vodivost; lze tedy předpokládati, že λ je reálné.

Nabývají tedy rovnice pro podmínky na rozhraní tvaru:

$$B_1 \,.\, x \,.\, H(x) = B_2 \,.\, y \,.\, J(y),$$
$$B_1 \,.\, k_1 \,.\, H'(x) = B_2 \,.\, k_2 \,.\, J'\,(y);$$
$$(x = \varrho \,.\, \sqrt{k_1 m_1 - \lambda^2},\; y = \varrho \,.\, \sqrt{k_2 m_2 - \lambda^2}).$$

Dosadíme-li

$$k_1 = \frac{i\varepsilon_1\omega}{c}, \quad k_2 = \frac{i\varepsilon_2\omega}{c}, \quad m_1 = -\frac{i\mu_1\omega}{c}, \quad m_2 = -\frac{i\mu_2\omega}{c},$$

$$\varepsilon_1 = 1, \quad \varepsilon_2 = \nu^2, \quad \mu_1 = 1, \quad \mu_2 = 1, \quad \omega = \frac{2\pi}{T};$$

dále zavedeme-li označení

$$\alpha = \frac{2\pi\varrho}{l}, \quad \beta = \frac{2\pi\varrho}{L}, \tag{1}$$

$$x = \sqrt{\alpha^2 - \beta^2}, \quad y = \sqrt{\alpha^2\nu^2 - \beta^2}, \tag{2}$$

zní podmínka pro řešitelnost soustavy podle B_1/B_2:

$$\frac{1}{\nu^2}\cdot\frac{H'\,(x)}{x \,.\, H\,(x)} = \frac{J'\,(y)}{y \,.\, J(y)}. \tag{3}$$

Transcendentní rovnice (3) spolu s definicemi (1) a (2) je východiskem pro nejdůležitější úkol, t. j. výpočet závislosti délky vlny na dielektrickém drátě L na frekvenci nebo lépe na délce vlny volné l.

Závislost L na l.

Podle (2) platí:

$$y^2 = (\nu^2 - 1)\,\alpha^2 + x^2 \leqq (\nu^2 - 1)\,\alpha^2 = (\nu^2 - 1) \cdot \left(\frac{2\pi\varrho}{l}\right)^2.$$

Rovnost platí pro $x = 0$, t. j. podle (3) tenkrát, když

$$J(y) = 0.$$

Tedy pro

$$y = 2{,}40\ldots;\quad 5{,}52\ldots;\quad 8{,}65\ldots;\ldots^{6})$$

Pro l pak platí

$$l \leqq \frac{2\pi}{2{,}40} \cdot \varrho \cdot \sqrt{\nu^2 - 1};\ \frac{2\pi}{5{,}52} \cdot \varrho \cdot \sqrt{\nu^2 - 1};\ \frac{2\pi}{8{,}65} \cdot \varrho \cdot \sqrt{\nu^2 - 1};\ldots \tag{4}$$

Ze (2) plyne dále:

$$\alpha^2 \leqq \beta^2 \leqq \alpha^2 \cdot \nu^2$$

čili

$$l \geqq L \geqq l/\nu.$$

Výsledky tyto, ostatně nejlépe patrné z obr. 1, lze vysloviti takto:

Elektromagnetické vlny na dielektrickém drátě nevzniknou pro libovolnou frekvenci, nýbrž jen tenkrát, když délka volné vlny l nepřekročí jistou horní mez, určenou konstantami drátu, t. j. dielektrickou konst. $\varepsilon = \nu^2$ a poloměrem ϱ podle vztahu (4). Pro horní mez l platí

$$L = l;$$

t. j. délka vlny na drátě jest rovna charakteristické hodnotě pro okolí drátu (= vakuum). Čím více pak se l zkracuje, tím více se L blíží hodnotě l/ν, t. j. charakteristické hodnotě délky vlny pro materiál drátu.

Jak je dále patrno z obr. 1., získaného numerickými výpočty, závislost je složitější. Zcela ve shodě s existencí 2., 3. a vyšších mezí pro l (4) jsou možné vedle uvažované „vlny 1. řádu" vlny další, kdykoliv délka l se zkrátí na příslušnou mez a pod ní. Tyto „vlny vyšších řádů" opakují průběh závislosti pro „vlnu 1. řádu", ovšem vždy v kratších intervalech.

Rovnice pro pole vln.

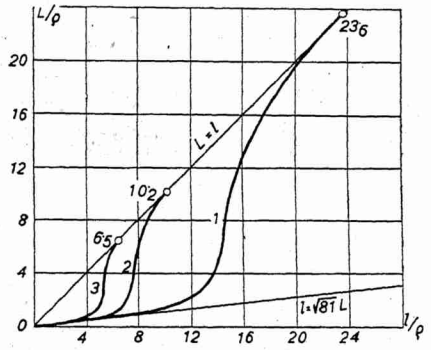
Na základě podmínky (3) vypočteme z hraničních podmínek poměr $B_1/B_2 = y \cdot J(y)/\nu^2 \cdot x \cdot H(x)$.

Pak složky elektrické a magnetické síly mají tvar až na společný konstantní faktor:

[6]) Jahnke u. Emde: Funktionentafeln.

Vně drátu:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_r &= i\beta y \,.\, J(y) \,.\, H'\left(x\frac{r}{\varrho}\right) \\ \mathfrak{E}_z &= xy \,.\, J(y) \,.\, H\left(x\frac{r}{\varrho}\right) \\ \mathfrak{M}_\varphi &= i\alpha y \,.\, J(y) \,.\, H'\left(x\frac{r}{\varrho}\right) \end{aligned}\right\} \,.\, e^{i(\omega t+\lambda z)}.$$



Obr. 1.

Uvnitř drátu:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{E}_r &= i\beta x \,.\, H(x) \,.\, J'\left(y\frac{r}{\varrho}\right) \\ \mathfrak{E}_z &= y\,x \,.\, H(x) \,.\, J\left(y\frac{r}{\varrho}\right) \\ \mathfrak{M}_\varphi &= i\nu^2\alpha x H(x) \,.\, J'\left(y\frac{r}{\varrho}\right) \end{aligned}\right\} \,.\, e^{i(\omega t+\lambda z)}.$$

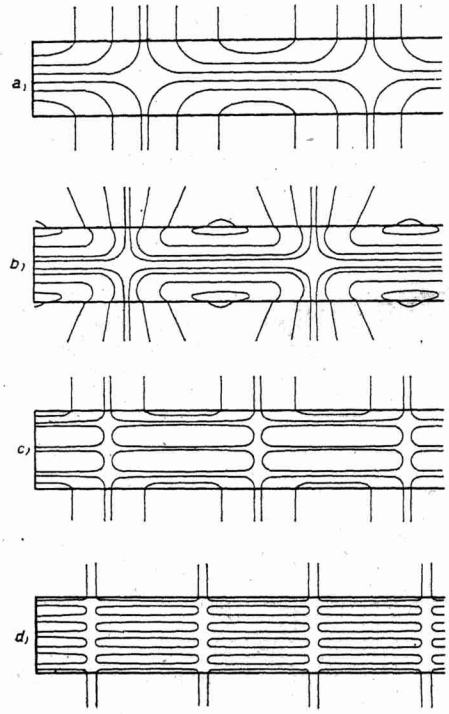
Okamžitě je patrno, že magnetické siločáry jsou kružnice se středy na ose drátu, kolmé k ní.

Elektrické siločáry probíhají v rovinách poledníkových a v důsledku rotační symetrie vln jsou siločarové obrazce ve všech řezech v témže okamžiku stejné.

Hrubou představu lze si učiniti o průběhu elektrických čar z obr. 2.

Obr. 2*a*) je pro horní mezní případ, t. j. pro $L = l$. Siločáry končí z vnitřku kolmo k povrchu. Vně zde zůstávají stále kolmé k ose drátu.

Obr. 2*b*) značí případ, kdy zhruba $l = 16{,}6\ \varrho$, $L = 14{,}4\ \varrho$. Zde „normální zona", t. j. válec, v němž siločáry mají tečny kolmé k ose drátu, postoupila dovnitř drátu, takže siločáry snaží se uzavříti uvnitř. Obecně lze říci, že normální zoně přísluší takový poloměr $r\ (= r_\infty)$, pro nějž platí



Obr. 2.
Siločarové obrazce *a*) (c, d), pro horní mez vlny 1. (2., 3.) řádu, *b)* pro pro případ: $l/\varrho \doteq 16{,}6$ $L/\varrho \doteq 14{,}4$. (Průběh je vyznačen pouze schematicky.)

$$y \,.\, \frac{r_\infty}{\varrho} = \text{kořen } J'\left(y \,.\, \frac{r}{\varrho}\right), \text{ čili } = 0;\ 3{,}83; \ldots$$

Pro poloměr $r\ (= r_0)$ „tečné zony", analogicky definované, platí

$$y \,.\, \frac{r_0}{\varrho} = \text{kořen } J\left(y\,\frac{r}{\varrho}\right), \text{ t. j. } = 2{,}40;\ 5{,}52; \ldots$$

Obrazec pro vedlejší vlnu 2. řádu je o něco komplikovanější. Zde se y mění v hodnotách 5,52 až 7,02 a tudíž interval

$$0 \leqq \frac{y}{\varrho} \cdot r \leqq \frac{y}{\varrho} \cdot \varrho$$

obsahuje jistě dva kořeny J' a J, z čehož plynou pro r_0 a r_∞ vždy dvě hodnoty. Zde pro horní mez platí

$$r_0 = 0 \text{ a } \frac{3{,}83}{5{,}52} \cdot \varrho,$$

$$r_\infty = \frac{2{,}40}{5{,}52} \cdot \varrho \text{ a } \varrho.$$

Tomuto případu odpovídá obr. 2*c*. Vírový prstenec, k němuž můžeme přirovnati mechanismus elektrické síly, postoupil tak blízko k ose, že se kolem něho vytvoří další. Vnější pole je analogické případu 2*a*).

Tento zjev — vytvoření o prstenec elektrické síly více — opakuje se vždy, zkrátí-li se délka vlny na hodnotu, odpovídající horní mezi vlny řádu o jednotku vyššího (obr. 2*d* pro horní mez vlny 3. řádu).

Pro experiment je důležito, že elektrická síla vystupuje kolmo ze drátu v místech, které od kraje drátu jsou vzdáleny o lichý násobek $L/4$, ať je délka vlny jakákoliv. Má tedy v těchto místech pole směrem radiálním největší spád. Dalším důležitým výsledkem jest, že se zkracující se délkou vlnovou zůstává pole více a více omezeno na vnitřek drátu, s čímž souvisí značný útlum pole vln radiálním směrem, rapidně rostoucí s klesající délkou vlnovou.

III. Experimentální část.

Práce Zahnova.*)

Prvním pokusem dokázati experimentem existenci a vlastnosti elektromagnetických vln na dielektrických drátech je práce Ruetterova a Schrieverova, patrně přerušená Světovou válkou.

Prof. H. Zahn pokračoval a dokončil značně obtížné měření. Jde totiž o obory t. zv. ultrakrátkých vln Hertzových a v té době nebylo generátorů netlumených oscilací těchto vysokých frekvencí. Zahn užíval generátoru tlumených oscilací, kondensátorového kruhu s jiskřištěm. Ježto jemnost měření vyžaduje značně konstantních oscilací jak co do frekvence, tak co do intensity, lze Zahnovy výsledky považovati pouze za jakýsi důkaz existence zmíněných vln.

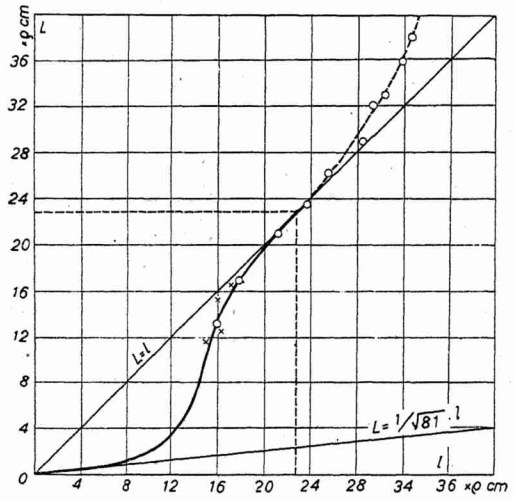
*) loc. cit.

Měření O. Schrievera.**)

Důležitější a přesnější je poválečná práce Schrieverova. Do té doby zatím totiž byl objeven generátor netlumených oscilací Barkhausen-Kurtzových, jichž s výhodou Schriever použil. Aparatura a postup, jehož užíval při měření a jichž s malými změnami užíval také autor tohoto článku při vlastním měření, budou popsány dále.

Zde uvedu pouze výsledky měření Schrieverových.

Jako dielektrika používal vody, jíž plnil dvě trubice: skleněnou o $\varrho = 2{,}76$ cm a papírovou o $\varrho = 4{,}75$ cm. Výsledky měření



Obr. 3.

Měření O. Schrieverovo s vodou. Body, vyznačené ⊙ resp. ×, jsou pro dráhy o poloměru $\varrho = 2{,}76$ resp. 4,75 cm.

jsou zřejmy z obr. 3., kde kroužky značí měření na drátě o poloměru menším, kdežto ležaté křížky platí pro $\varrho = 4{,}75$ cm. Kroužek s nejkratší úsečkou odpovídá $l = 44{,}3$ cm, křížek $l = 72{,}5$ cm. Při kratších délkách byl prý experiment silně rušen, což Schriever vysvětluje působením zpětné vazby. Právě tuto překážku podařilo se snad správně vysvětliti a odstraniti malou úpravou aparatury autorem tohoto článku, jak bude v dalším referováno.

Jak je patrno z obr. 3., měření sleduje křivku teoretickou, avšak zůstává omezeno na její horní část. Za to měření pokračuje i pro l větší než je horní mez — v rozporu s teorií. Křivka, proložená těmito empirickými body, probíhá nad přímkou $L = l$, a platí

**) loc. cit.

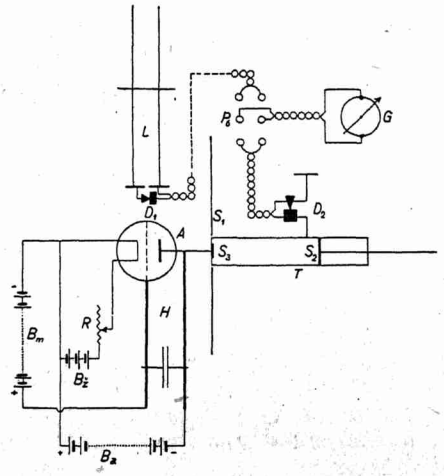
tudíž pro rychlosti v těchto vln vztah

$$v > c,$$

kde c jest rychlost světla ve vakuu — tedy vztah dosti podivný, který se Schriever pokouší ve svém článku[7]) vysvětliti.

Měření autorovo.

Úkolem naším bylo pokusiti se provésti měření a sledovati teoretickou křivku pokud možná k nejkratším délkám vlnovým. Za tím účelem jsme užili aparatury, rekonstruované podle popisu O. Schrieverova ve zmíněném článku.



Obr. 4.

Schema aparatury. Generátor: A = trioda. H = Hollmannovy dráty s posuvným kondensátorem. B_m, B_a, $B_ž$, = mřížková, anodová, žhavící baterie. R = topný reostat. — Lecherův systém: L = Lecherovy dráty. D_1 = krystalový detektor. — Aparát s dielektrickým drátem: T = skleněná trubice, plněná dielektrikem. S_1 = vnější, S_3 = vnitřní pevné stinidlo, S_2 = vnitřní pohyblivé stinidlo. (Vnější pohyblivé není zakresleno.) D = indikátor.

Aparatura.

Aparatura se skládala ze tří podstatných částí, t. j. generátoru, Lecherova mostu a aparátu s dielektrickým drátem; celkové uspořádání je nejlépe patrno ze schematu na obr. 4.

Generátor je uspořádání Barkhausen-Kurzovo v úpravě Hollmannově. Užito bylo přímo aparátu, popsaného drem V. Petr-

[7]) Schriever, Ann. d. Phys. 63. S. 669, (1920).

žílkou v ČMF, Příl. did.-met. V. (1929-30), s. 1 s tou změnou, že na anodu lampy bylo dáno vhodné záporné předpětí po vzoru Schrieverově. Tím způsobem jsme dosáhli elektrických vln až o vlnové délce rovné 16 cm ještě dosti značné intensity.

Lecherův most tvořily dráty rovnoběžné, které přetínal posuvný můstek. Indikátor, krystalový detektor, byl připevněn na kraj mostu, bližší generátoru. Přívody vedly k 6tipólovému přepinači. V této úpravě má Lecherův most tu výhodu, že pevný indikátor netrpí otřesy v té míře, jako když je přimontován na pohyblivém můstku, kdy ruší též pohybující se přívody.

Aparát s dielektrickým drátem. Dielektrický drát jsme realisovali skleněnou trubicí, naplněnou kapalinou o značné dielektrické konstantě (voda $\varepsilon = 81$, metylalkohol $\varepsilon = 33$). Oba konce byly uzátkovány gumou. Uvnitř roury na bližším konci generátoru byl mosazný kotouček, jehož velikost se ukázala bez podstatného vlivu, a v rovině s ním vně stála kovová deska čtvercová, rozměrů 80 × 80 cm. Kotouček byl vodivě spojen s anodou generátoru. Kromě těchto byla v aparatuře další dvě kovová analogická stinidla posuvná. Průběhem pokusů se ukázalo, že vnější pohyblivé stinidlo činí výsledky pokusů nesprávnými. Proto bylo buď vůbec odstraněno, nebo ponecháno v aparatuře, ale pevné, aby byl odstraněn rušivý vliv vnějších činitelů (odraz od těla experimentátorova a j.). Vnitřní pohyblivý kotouček byl posunován pomocí skleněné tyče.

Indikátorem zde byla anténka asi 20 cm dlouhá, stojící kolmo na povrch trubice. Uprostřed byla přerušena krystalovým detektorem, k němuž paralelně vedly přívody od 6tipólového přepinače. Přepinačem bylo možno zrcadlový galvanometr spojiti buď s indikátorem Lecherova systému nebo s indikátorem u dielektrického drátu. Výchylka galvanometru byla objektivně odečítána na skále 2,5 m dlouhé.

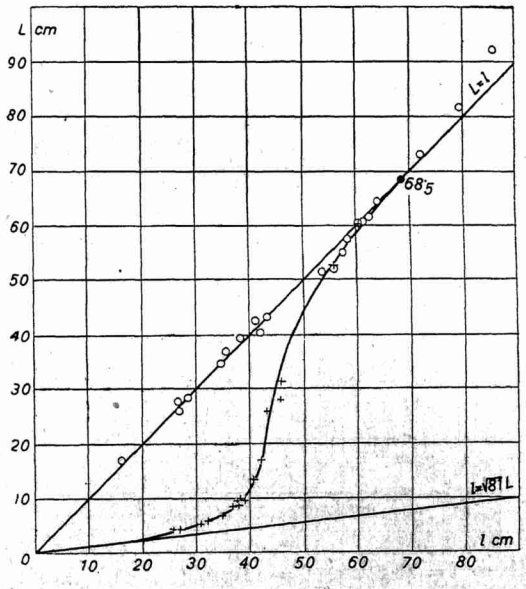
Postup.

Stejně jako u Zahna a Schrievera bylo postupováno tak, že byla nejprve nastavena vhodná frekvence na generátoru. Délka vlny volné l byla změřena na Lecherově systému. Nato posunováním pohyblivých desek na dielektrickém drátě byly hledány polohy, kdy galvanometr ukazoval maximální výchylku. Vzdálenosti sousedních „maximálních" poloh měly být $^1/_2 L$. Také první „maximální" poloha od kraje drátu byla $^1/_2 L$. Na rozdíl od postupu Schrieverova, který posunoval současně desky i indikátor tak, že tento byl udržován ve $^3/_4$ vzdálenosti obou dvojic desek a maximální výchylku měl dostati, když vzdálenost byla rovna L, nechali jsme indikátor pevným a posunovali pouze pohyblivé desky. Ovšem

největší výchylky byly (ve shodě s obr. 2), byl-li indikátor právě v kmitně radiální složky elektrické síly, t. j. vzdálen o $L/4$ od kraje drátu.

Výsledky.

Způsobem právě popsaným proměřil jsem trubici s vodou o vnitřním poloměru $\varrho = 2{,}9$ cm. Výsledky (viz obr. 5.; body, označené kroužky) sice souhlasily s měřením Schrieverovým



Obr. 5.

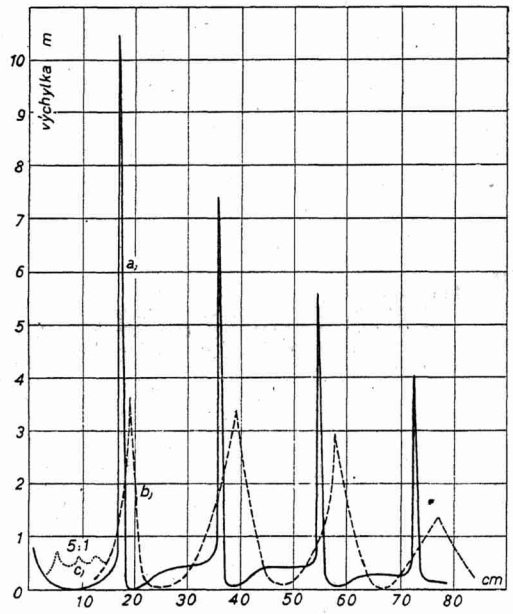
Měření s vodou na drátě o poloměru $\varrho = 2{,}9$ cm. Body ⊙ resp. + značí měření s vnější resp. bez vnější posuvné desky.

v blízkém okolí horní meze pro l a pro délky vlnové větší než horní teoretická mez, ale vlastní průběh teoretické křivky nepotvrzují vůbec, nýbrž sledují přímku $L = l$. Tento výsledek přičetl jsem na vrub stojatým rovinným vlnám, které se současně vytvoří mezi vnějšími stinidly s vlnami drátovými, a maxima výchylek, jimi způsobená, překryjí maxima od vln na drátě. To je jistě splněno, je-li intensita vln „vzduchových" řádově větší než intensita vln na drátě. Tuto domněnku potvrzuje obr. 6., k němuž je připojen výklad.

Závadu, výše řečenou, odstranil jsem tím, že vnější pohyblivé stinidlo bylo necháno pevné nebo odstraněno vůbec. Maximální

výchylky tím byly sice mnohem menší (obr. 6.), ale jim odpovídající L potvrzují teoretický průběh křivky téměř v celém rozsahu (obr. 5.; body, vyznačené křížky).

Popsaným způsobem byly proměřeny ještě s vodou čtyři trubice $\varrho = 2{,}5$ cm, 3,0 cm, 3,6 cm a 4,4 cm a tytéž trubice s metyl-

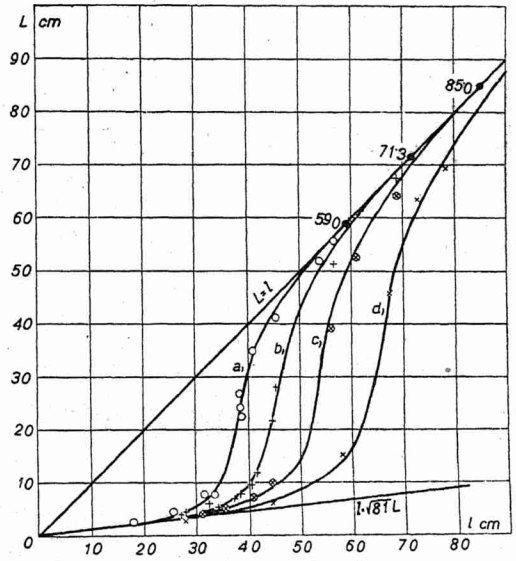


Obr. 6.

Ukázka měření pro $l = 38{,}6$ cm $L = 8{,}0$ cm, $\varepsilon = 81$, $\varrho = 2{,}9$ cm. Úsečky odpovídají vzdálenosti pohyblivého mostu na Lech. systému resp. pohyblivých stinidel na dielektrickém drátě od kraje. Pořadnice značí příslušnou výchylku galvanometru, redukovanou na největší použitou citlivost. Z obr. jsou patrny: *a)* velmi ostré výchylky při měření na Lecherově systému, *b)* značně velké výchylky při posouvání vnější i vnitřní desky na diel. drátě, dávající přibližně stejnou hodnotu pro „L" na drátě jako maxima v případě *a)* pro l. Na *c)* pak vidíme průběh výchylek při posouvání pouze vnitřním stinidlem. Rozpětí mezi maximem a minimem v případě *c)* je asi 100krát menší než v případě *b)*. Hodnoty výchylek *c)* jsou pětkrát zvětšeny.

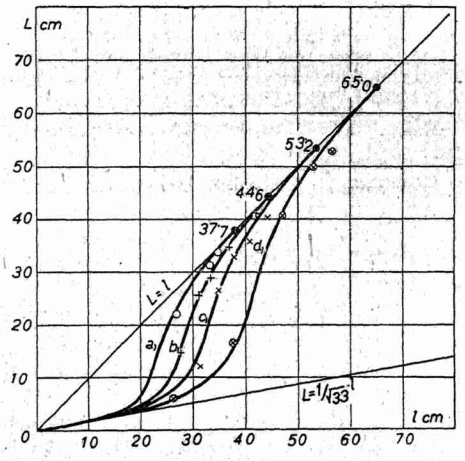
alkoholem ($\varepsilon = 33$). Měření s vodou, vyznačená na obr. 7., i měření s metylalkoholem (obr. 8.) potvrzují teoretické křivky téměř v celém rozsahu.

Pokud jde o přesnost měření, nejlépe se daly měřiti body ve střední části křivky v místech dolního ohybu. Směrem k oběma



Obr. 7.

Měření s vodou na drátech o poloměrech *a)* $\varrho = 2{,}5$ cm, body označeny ⊙, *b)* $\varrho = 3{,}0$, body +, *c)* $\varrho = 3{,}6$ cm, body ⊕, *d)* $\varrho = 4{,}4$ cm, body ×.



Obr. 8.

Měření s metylalkoholem na drátech o poloměrech *a)* $\varrho = 2{,}5$ cm, body ⊙, *b)* $\varrho = 3{,}0$ cm, body +, *c)* $\varrho = 3{,}6$ cm, body ×, *d)* $\varrho = 4{,}4$ cm, body ⊕.