Časopis pro pěstování matematiky a fysiky

Rudolf Dohnálek; Stanislav Veselý

Elektronová mikroskopie otisků

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 75 (1950), No. 1, D59--D79

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/122342

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, roč. 75 (1950)

FYSIKA V TECHNICE

ELEKTRONOVÁ MIKROSKOPIE OTISKŮ.

Ing. Dr RUDOLF DOHNÁLEK a STANISLAV VESELÝ, Praha.

Dnešní konstrukce elektronových mikroskopů jsou zařízeny na pozorování předmětů, které jsou buď dostatečně tenké a tím prostupné pro elektrony, anebo které jsou dostatečně jemně rozptýleny. Takovými vhodnými předměty jsou na př. bakterie, virusy, vlákna, saze, koloidální částice a podobně. Elektronické zobrazování těchto objektů lze si v prvém přiblížení představit analogicky jako zobrazování optické. Elektronové paprsky při průchodu předmětem jsou v jeho různých místech různě rozptylovány podle koncentrace hmoty v uvažovaném bodě, rozptýlené elektrony jsou zachyceny clonami a prošlé elektronové paprsky jsou usměrněny elektrostatickými nebo elektromagnetickými čočkami tak, že vytvoří obraz předmětu, kterým prošly. Obdobně jako při optickém zobrazování jsou tyto obrazy zvětšené a zachycují se pro visuální pozorování na fluorescenčním stinítku nebo fotograficky na citlivé desce.

Když se však snažíme získat elektronové obrazy předmětů „elektronicky neprůhledných", jimiž jsou při dnešních konstrukcích elektronových mikroskopů prakticky všecky předměty tlustší než 500 Å, to jest 0,00005 mm, nemůžeme použíti této běžné mikroskopické techniky. Tento problém se vyskytl v metalografii i u světelného mikroskopu, neboť obvyklé metalografické vzorky jsou příliš silné i pro světelné paprsky. Metalografický světelný mikroskop překonává tuto obtíž osvětlením vzorku se strany nebo přes objektiv a k zobrazování používá světla odraženého od povrchu. Tento postup je v principu možný i u elektronového mikroskopu, avšak praktické potíže při zobrazování odraženými elektrony jsou příliš veliké, což zabraňuje obecnějšímu použití této techniky.

Poněkud úspěšnější methodou jest ohledávání malé plošky velmi jemným svazkem elektronových paprsků a registrování odražených paprsků pomocí fluorescenčního stinítka, jehož obraz se zachycuje na fotokathodě násobiče elektronů. Ohledávání povrchu a zapisování obrazu se děje synchronisačním zařízením obdobným jako při televisi. Methoda zřejmě vyžaduje složitých zařízení a poněvadž dosažená rozlišovací schopnost jest aspoň prozatím horší než u běžných elektronových mikroskopů, má toto t. zv. rastrové zobrazování dosud cenu jen theoretickou.

Pro tyto potíže, které se vyskytují při přímém zobrazování povrchů, byla vypracována řada method nepřímých, kterými se dají prakticky vyšetřovat všechny druhy povrchů, ať už jsou to tvrdé povrchy kovů nebo jemné povrchy organické. Při těchto methodách nezobrazujeme přímo povrch objektu, nýbrž vytvoříme nejdříve jeho otisk na tenké průhledné folii (filmu) a tuto pozorujeme v normálním elektronovém mikroskopu na průhled. Během posledních let bylo vyzkoušeno mnoho variací methody otisků. Některé z nich byly vyzkoušeny u nás na elektronovém mikroskopu Československých chemických závodů, umístěném ve fysikálním ústavu Karlovy university.

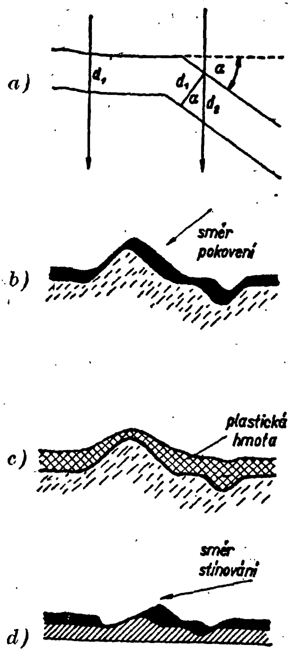
Podle pracovního postupu rozeznáváme jednak jednoduché otisky (přímé) a jednak otisky dvojité (nepřímé resp. positivní). Při přímých otiscích se musí vytvořit vhodný film přímo na zkoumaném povrchu a také se musí s něho sejmout. Mechanické sloupnutí takového filmu je procedura v každém případě poněkud obtížná a při zkoumání povrchů naleptaných nebo drsných obyčejně nemožná. Proto používáme často methody nepřímých otisků, při čemž se vytvoří z připraveného povrchu nejdříve negativní otisk do kovu nebo do plastické hmoty. Pro negativní otisk se volí materiál a tloušťka tak, aby otisk mohl být z originálu snadno sejmut. Z prvého otisku se vytvoří druhý — positiv — ve formě tenké folie, která se uvolní od negativu nějakou chemickou methodou, obyčejně rozpuštěním negativu ve vhodném rozpouštědle.

Je pochopitelné, že elektronový obraz otisku bude mít charakter použité methody, takže při jeho interpretaci musíme uvážit, jak vznikl, jmenovitě jakým způsobem se na něm vytvářejí kontrasty. Nejjednodušeji se dá vyložit vznik kontrastů na folii stejné tloušťky (obr. 1a). Uvažovaná folie nechť sleduje povrch předmětu všude se stejnou tloušťkou. Prakticky vzniká taková folie okysličením čistého kovu, na př. hliníku (oxydová folie). Pokud paprsek prochází ploškou kolmo, je jeho dráha nejkratší (d_1) a rovná se tloušťce folie. Prochází-li paprsek jinou ploškou, která svírá s původní úhel α, pak jeho dráha ve folii jest delší (d_2) a dá se vyjádřit vztahem

$$d_2 = d_1 : \cos\alpha .$$

Na stinítku bude se jevit tato ploška tmavší než ta, kterou prochází paprsek kolmo. Nerozeznáme ovšem, jestli plocha vystupuje nebo sestupuje resp. nerozlišíme vrch a důl.

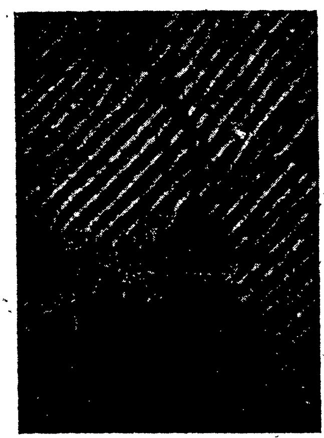
Kysličníkové folii se nejvíce podobá rozlišením i kontrastem folie vzniklá pokovením původního povrchu ve vakuu. Při kolmém pokovení preparátu nevzniká sice folie stejné tloušťky, neboť na šikmých plochách jest odpařená vrstva tenčí (úměrně s $\cos\alpha$), takže theoreticky při kolmém pokovení a při kolmém pozorování preparátu by neměly vzniknout žádné kontrasty, neboť průchodová dráha a tloušťka odpařené vrstvy



Obr. 1. Vznik otisků.

Obr. 2. Hliník, kysličníkový otisk (asi 6000×).

Obr. 3. Perlitická ocel, plastický otisk (asi 3500×).



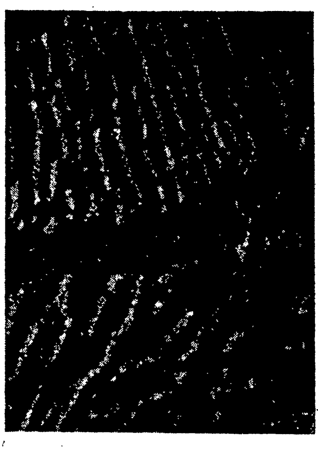
Obr. 4. Perlitická ocel, stínovaný plastický otisk (asi 6000×).

jsou v tomto případě stejné. Prakticky však určitý kontrast vznikne vždy, neboť odpařování se neděje přesně paralelně a pozorovací směr se neztotožní se směrem pokovení. Prakticky zvětšujeme tento rozdíl tím, že preparát pokovíme šikmo v úhlu asi 45° (obr. 1b). Kontrast je pak tím větší, čím je větší rozdíl mezi směrem pokovení a směrem pozorování. Tímto způsobem se také hotoví folie křemenné, které mají některé výhodné vlastnosti, na př. větší mechanickou pevnost.

Velmi důležitá skupina plastických otisků vzniká tak, že objekt potřeme roztokem laku nebo umělé pryskyřice, která vytvoří po odpaření rozpustidla tenký film na objektu, který není všude stejně silný. V ideálním případě by měl na vnitřní straně sledovat strukturní útvar, kdežto na horní straně by měl býti rovný. Ve skutečnosti tato podmínka není splněna a folie vlivem povrchového napětí zdůrazňuje více výčnělky a vyčnívající hrany, kdežto prohlubeniny se ztrácejí ve stínech (obr. 1c) a rovněž tak strana odvrácená od objektu není rovná.

Svojí podstatou je plastická folie proto vždy méně kontrastnější, už také z toho důvodu, že je z organického materiálu obsahujícího hlavně uhlík a lehké prvky, které jsou pro elektrony propustnější než kovy. Její nedostatky se dají redukovat vhodnou volbou plastického materiálu, tloušťkou přiměřenou struktuře povrchu a konečně t. zv. stínováním (shadow casting), což je pokovení folie pod velmi malým úhlem, při čemž vyniknou detaily na objektech velmi plochých (obr. 1d).

Příklady methody otisků jsou na obrázcích 2 až 5. Na obr. 2 je kysličníkový otisk hliníkového plechu leptaného kyselinou solnou. Reprodukovaný snímek zobrazuje typickou kubickou strukturu hliníku. Leptání sleduje krystalografické krychlové plochy, které, jsouce šikmé ke směru pozorování, působí neobyčejně prostorově, k čemuž přispívá ostrost do značné hloubky při elektronickém zobrazování. Na obr. 3 je plastický otisk perlitické ocele. Vyleštěný vzorek byl naleptán alkoholickým roztokem kyseliny solné a chloridu železitého. Jako plastické hmoty pro otisk bylo použito roztoku polyvinylformalu (amer. značka Formvar E). Ze základní hmoty vystupuje lamelární struktura karbidu železa, který odolává účinkům leptání. Na obr. 4 je plastický otisk perlitické ocele, stínovaný chromem. Původní plastický otisk byl ve vakuu šikmo stínován chromem, aby lépe vynikla drobnější struktura. Na obr. 5 je kovový otisk perlitické ocele. Z téhož vzorku ocele byl pořízen dvojitý otisk. Negativ byl za horka vytlačen do polystyrolu, který



Obr. 5. Perlitická ocel, kovový otisk (asi 6000×).

byl ve vakuu šikmo pokoven chromem. Po rozpuštění polystyrolu zůstal kovový positivní otisk. Vyznačuje se značným kontrastem charakteristickým pro kovy a jemnější kresbou v detailech.

Za pořízení původních metalografických vzorků děkujeme Výzkumnému ústavu ČKD, především pí dr WASGESTIANOVÉ a p. KUČEROVI.

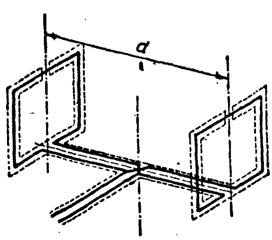
*

La microscopie électronique des empreintes. Les microscopes électroniques d'aujourd'hui sont construits pour examiner des objets minces, transparents pour les électrons. Pour observer les surfaces solides on a élaboré une série des méthodes indirectes, celles des empreintes. D'àpres cette technique on applique sur la surface examinée une feuille mince, formée des matériaux diverses (plastiques, métalliques, d'oxide, etc.) et après l'avoir détachée de la surface, on l'observe „à transparence". La formation du contrast de l'image électronique est donnée soit par l'inclination de la feuille, soit par la concentration de la matière dans les points considérés. Quelques de ces techniques d'observation étaient examinées chez nous avec le microscope électronique des Usines Chimiques Tchécoslovaque qui est instalé a I'Institut de Physique de l'Université Charles à Prague. Quelques résultats obtenus par les méthodes citées sont démonstrés par quatre illustrations des surfaces métalliques.

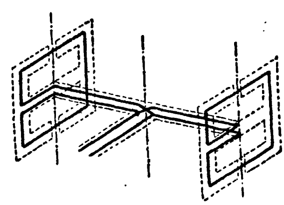
THEORIE DVOJITÉHO RÁMOVÉHO ZAMĚŘOVAČE.

Ing. Dr MIROSLAV JOACHIM, Praha.

Úvod. Jedním z méně používaných způsobů kompensace polarisačních chyb při radiovém zaměřování je použití dvojitého rámového zaměřovače (spaced-loop direction finder, parallel-loop direction finder). Jeho původci jsou R. A. WEAGANT (USA) a C. S. FRANKLIN (Anglie), další vývoj je dílem T. L. ECKERSLEYE (Anglie). V tomto zaměřovači používáme dvou shodných rámů ve svislých rovinách, jejichž středy jsou ve vzájemné vzdálenosti d (obr. 1). Celá soustava je otáčivá kolem osy půlící vzdá-



Obr. 1.



Obr. 2.

lenost mezi středy obou rámů. Roviny obou rámů buď splývají (koplanární rámy), nebo jsou spolu rovnoběžné a kolmé na spojnici středů (koaxiální rámy; viz obr. 1). Rámy jsou zapojeny tak, že se jejich napětí odčítají, takže na svorkách zaměřovače se vytvoří jen napětí vznikající tím, že napětí v obou rámech nejsou přesně opačná. Z mechanických důvodů (menší namáhání spojovacího ramene na kroucení při otáčení rámem) používáme někdy dvojitých rámů podle obr. 2. V této práci pojednáváme také o případě, kdy povrchová vlna má složku ve směru zemského povrchu. Kromě toho při řešení vlivu prostorového vlnění béřeme ohled také na elmg. vlnění odražené od zemského povrchu. Aby se odvození směrového diagramu pro oba případy dvojitého rámového zaměřovače zjednodušilo a aby lépe vynikly výhody a nevýhody tohoto uspořádání, odvodíme nejprve směrový diagram jednoduchého rámu.

I. Zaměřování povrchové vlny. Je-li zemský povrch dokonale vodivý, nemůže v něm existovat složka intensity el. pole elmg. vlnění a vektor intensity el. pole je v tomto případě kolmý k zemskému povrchu. Není-li zemský povrch dokonale vodivý, můžeme jeho elektrické vlastnosti vyjádřit dielektrickou konstantou ε a vodivostí σ, vyjadřovanou nejčastěji v elmg. abs. jednotkách. Vektor intensity el. pole $\mathfrak{E}_p$ má v tomto případě obě složky, vertikální $\mathfrak{E}_{pv}$ a horizontální $\mathfrak{E}_{ph}$ ve směru šíření vln. Obě složky nejsou obecně ve fázi.

Vyjádříme-li svislou složku intensity el. pole ve středu rámu rovnicí

$$\mathfrak{E}_{pv} = \mathfrak{E}_{pv\max} e^{j\omega t}, \tag{1}$$

pak pro vodorovnou složku dostaneme podle ZENNECKA [23]

$$\mathfrak{E}_{ph} = \mathfrak{E}_{pv} \sqrt{\frac{10^{-20} f : 18\sigma}{\sqrt{1 + (f\varepsilon \,.\, 10^{-20} : 18\sigma)^2}}}\, e^{j\varphi}, \tag{2}$$

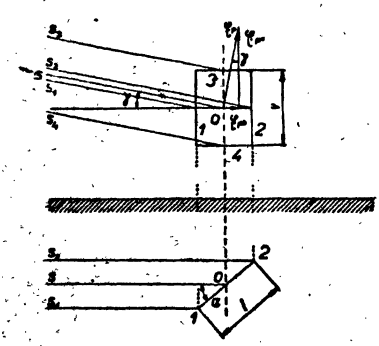
kde f značí kmitočet v Mc/s. Přitom úhel φ je dán vztahem

$$\varphi = \frac{1}{2} \operatorname{arctg} \frac{18\sigma}{f\varepsilon} 10^{20}. \tag{3}$$

To znamená, že vektor intensity el. pole opisuje elipsu ve svislé rovině určené směrem šíření elmg. vlny. Ve svislých i ve vodorovných vodičích rámu se indukují určité elmot. síly a celková síla na svorkách rámu je dána výrazem:

$$U_p = \oint \mathfrak{E}_p \, ds. \tag{4}$$

Pro jednoduchost vypočtěme elmot. sílu pro obdélníkový rám o výšce v a šířce l (obr. 3). Je-li průběh $\mathfrak{E}_{pv}$ ve středu rámu dán rovnicí (1), předbíhá intensita el. pole v místě svislé řady vodičů 1, bližší ke zdroji elmg. vln, o úhel ψ, daný úměrou $2\pi : \psi = \lambda : \frac{1}{2} l \cos\alpha \cos\gamma$, kde γ je sklon elmg. vln vůči povrchu a λ vlnová délka vlnění ve vakuu. Z úměry dostaneme



Obr. 3.

$$\psi = \frac{\pi l}{\lambda} \cos\alpha \cos\gamma \tag{5}$$

a složka cirkulace ve vodičích *1* je dána výrazem

$$U_{pv_1} = \mathfrak{E}_{pv\max} v n e^{j(\omega t - \psi)}, \tag{6}$$

kde n značí počet závitů. Ve vodičích *2* je intensita el. pole zpožděna o týž úhel ψ, takže

$$U_{pv_2} = \mathfrak{E}_{pv\max} v n e^{j(\omega t + \psi)}. \tag{7}$$

Postupujeme-li podél vodičů v témže směru, mají složky U_{pv_1} a U_{pv_2} opačný smysl, a neuvažujeme-li nejprve vodorovnou složku intensity el. pole $\mathfrak{E}_{ph}$, je výsledná elmot. síla

$$U_{pv} = U_{pv_2} - U_{pv_1} = \mathfrak{E}_{pv\max} v n (e^{j\psi} - e^{-j\psi})\, e^{j\omega t},$$

čili

$$U_{pv} = j\mathfrak{E}_{pv\max} 2vn \sin\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cos\alpha \cos\gamma\right) e^{j\omega t}. \tag{8}$$

Jsou-li rozměry rámu malé ve srovnání s vlnovou délkou, t. j. $l \ll \lambda$, platí

$$\sin\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cos\alpha \cos\gamma\right) \approx \frac{\pi l}{\lambda} \cos\alpha \cos\gamma$$

a elmot. síla na svorkách rámu je

$$U_{pv} = j\mathfrak{E}_{pv\max} \frac{2\pi l v n}{\lambda} \cos\alpha \cos\gamma\, e^{j\omega t}. \tag{9}$$

Výraz

$$\frac{2\pi l v n}{\lambda} = h_{u1} \tag{*}$$

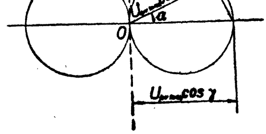
nazýváme často *účinnou výškou* jednoduché rámové anteny. Je to poměr absolutních hodnot maximální elmot. síly indukované v rámu k maximální intensitě el. pole ve středu rámu (t. j. pro $\alpha = 0$ a $\gamma = 0$). Je tedy

$$U_{pv} = j\mathfrak{E}_{pv\max} h_{u1} \cos\alpha \cos\gamma\, e^{j\omega t}, \tag{10}$$

elmot. síla U_{pv} předbíhá (časově) intensitu el. pole $\mathfrak{E}_{pv}$ o úhel $\frac{1}{2}\pi$. Její velikost závisí na úhlu α, který svírá rovina rámu se směrem šíření elmg. vln vztahem

$$U_{pv} = U_{pv\max} \cos\alpha \cos\gamma. \tag{11}$$

Tento vztah zobrazujeme často v polárních souřadnicích, jak ukazuje obr. 4, kde znaménko $+$ a $-$ u obou kružnic vyjadřuje změnu fáze napětí.



Obr. 4.

Všimněme si ještě úhlu γ. Podle ZENNECKA je směr šíření elmg. vln v blízkosti nedokonale vodivého povrchu skloněn o úhel γ od vodorovného směru, při čemž část elmg. energie vstupuje do zemského povrchu a mění se v energii tepelnou. Pro úhel γ platí

$$\mathrm{tg}\gamma = |\mathfrak{E}_{ph}| : |\mathfrak{E}_{pv}|. \tag{12}$$

Vodorovná složka vektoru intensity el. pole indukuje ve vodorovných vodičích rámu elmot. síly, které nejsou ve fázi v horních a v dolních vodičích. Pro fázový rozdíl vodorovné složky intensity el. pole v horních vodičích a ve středu rámu platí úměra $2\pi : \lambda = \chi : \frac{1}{2}v \sin\gamma$, z níž

$$\chi = \frac{\pi v}{\lambda} \sin\gamma.$$

Vektor $\mathfrak{E}_{ph}$ má ve směru vodorovných vodičů rámu složku $\mathfrak{E}_{ph} \cos\alpha$ a elmot. síla indukovaná ve vodorovných vodičích je

$$U_{ph} = j\mathfrak{E}_{ph\max} \cos\alpha \sin\gamma\, h_{u1} e^{j\omega t}$$

a po dosazení za γ podle (12)

$$U_{ph} = -j\mathfrak{E}_{pv\max} \mathrm{tg}\gamma e^{j(\omega t+\varphi)} h_{u1} \cos\alpha \sin\gamma,$$

kde o tgγ platí vztah (12). Celková elmot. síla U_p indukovaná povrchovou složkou vlnění do rámu je

$$U_p = U_{pv} + U_{ph} = j\mathfrak{E}_{pv\max} h_{u1} \cos\alpha(\cos\gamma - \mathrm{tg}\gamma \sin\gamma e^{j\varphi})\, e^{j\omega t}. \tag{13}$$

Pro $\gamma = 0$ obdržíme odtud známý vztah

$$U_p = j\mathfrak{E}_{pv\max} h_{u1} \cos\alpha e^{j\omega t}.$$

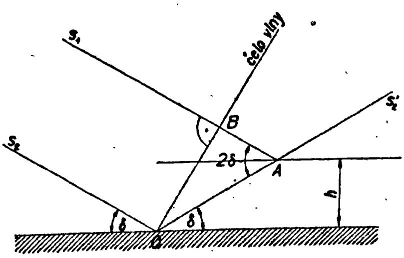
Rovnice (13) ukazuje, že od základního dvojkruhového diagramu musíme tedy odečíst pod úhlem φ veličinu, jejíž hodnotu můžeme vypočítat nebo určit s pomocí tabulek, uvedených na př. v knize [23]. Tím se zaměřovací diagram zdeformuje, ale poloha zaměřovacího minima se tím nezmění.

2. Vlnění odražené od zemského povrchu. Dopadá-li na rám vedle povrchové vlny ještě prostorová, musíme vyjádřit ještě elmot. sílu indukovanou v rámu prostorovou vlnou. V obecném případě má prostorová vlna jak vertikální tak i horizontální složku vektoru intensity el. pole, které nejsou obecně ve fázi. Určení fázového rozdílu mezi prostorovou vlnou a povrchovou vlnou nalezne čtenář v práci [14]. Výška ionosféry, pro kterou byl tento fázový rozdíl určen, je zdánlivou (fiktivní) výškou. Nazveme-li ζ tento fázový úhel, platí na př. pro vertikální složku intensity el. pole prostorové vlny $\mathfrak{E}_{ov}$ ve středu rámu

$$\mathfrak{E}_{ov} = A\mathfrak{E}_{pv} e^{j(\zeta+\omega t)}, \tag{14}$$

kde A je poměr amplitud vertikálních složek odraženého vlnění a povrchového vlnění. Při zaměřování na kratších vlnách však povrchová složka vlnění v určité vzdálenosti od vysilače zaniká a stačí sledovat jen prostorovou vlnu. Přitom musíme vedle přímého paprsku prostorové vlny uvažovati též vlnění odražené od zemského povrchu. Pro odraz platí zákon odrazu, známý z optiky. V určité výši nad zemským povrchem však nejsou přímé a odražené paprsky obecně ve fázi, jednak proto, že odražený paprsek musí projít delší drahou, a také proto, že v místě odrazu nastává fázový posuv, neboť index lomu a činitel odrazu nedokonale vodivého zemského povrchu jsou obecně komplexními výrazy.

Rozdíl drah přímého a odraženého paprsku zjistíme takto [21] (obr. 5): Do bodu A ve výšce h nad zemským povrchem dopadá přímý paprsek s_1 a odražený paprsek s_2', který se odráží v bodě O na zemském povrchu. Předpokládáme rovinnou vlnu, jejíž čelo je kolmé na s_1 a s_2 a v určitém okamžiku prochází body O a B. Paprsek s_1 musí projít drahou $\overline{BA}$ do bodu A, při čemž $\overline{BA} = \overline{OA} \cos 2\delta$. Paprsek s_2' projde od místa odrazu drahou $\overline{OA} = h : \sin\delta$. Rozdíl drah paprsků je



Obr. 5.

$$\Delta l = \overline{OA} - \overline{BA} = \frac{h}{\sin\delta}(1 - \cos 2\delta) = 2h \sin\delta. \qquad (15)$$

Neuvažujeme-li prozatím změnu fáze v místě odrazu, dostaneme fázový rozdíl χ přímého a odraženého paprsku z úměry $2\pi : \chi = \lambda : \Delta l$, z níž vzhledem k (15)

$$\chi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta l = \frac{4\pi h \sin\delta}{\lambda}. \qquad (16)$$

V bodě O vstupuje část elmag. vlnění do zemského povrchu a jen část se odráží, při čemž dojde ke změně fáze. Index lomu n při přechodu ze vzduchu do Země je $n = \sqrt{\varepsilon - 2j\lambda\sigma c}$, kde c značí rychlost elmag. vlnění ve vakuu ($c = 3 \cdot 10^8$ m/sec). Poněvadž $\lambda = c : f$, můžeme psát

$$n = \sqrt{\varepsilon - j \cdot 18 \cdot 10^{14}\frac{\sigma}{f}}, \qquad (17)$$

přitom kmitočet f je vyjádřen v Mc/s.

Paprsek se od zemského povrchu neodráží obecně s celou intensitou a v místě odrazu vzniká též fázový posuv. Činitel odrazu R_v, t. j. poměr energie odražené k dopadající, udává, jak se změní amplituda a fáze vlnění při odrazu. Je různý pro vlnění s vertikální a s horizontální polarisací. Při vertikální polarisaci je

$$R_v = A_v e^{j\varphi_v},$$

při horizontální polarisaci

$$R_h = A_h e^{j\varphi_h},$$

kde značí R_v, R_h činitele odrazu pro svisle resp. vodorovně polarisovanou složku; A_v, A_h-činitele absorpce, t. j. poměr amplitud odražené vlny k přímé, pro svisle resp. vodorovně polarisovanou složku; φ_v, φ_h fázový posuv při odrazu pro svisle resp. vodorovně polarisovanou složku (pro dokonale vodivý povrch je $\varphi_v = 0, \varphi_h = \pi$). Podle FRESNELOVÝCH zákonů platí pro činitel odrazu

$$R_v = \frac{n^2 \sin\delta - \sqrt{n^2 - \cos^2\delta}}{n^2 \sin\delta + \sqrt{n^2 - \cos^2\delta}} \tag{18}$$

resp.

$$R_h = \frac{\sin\delta - \sqrt{n^2 - \cos^2\delta}}{\sin\delta + \sqrt{n^2 - \cos^2\delta}}. \tag{19}$$

Zde je δ úhel dopadu měřený od horizontály. Pro velmi malé úhly dopadu tyto rovnice neplatí a je třeba počítat podobně, jako při výpočtu zaměřovací charakteristiky povrchové vlny.

Hodnota A_v má minimum pro úhel $\delta_{\min}$, jehož velikost je různá pro různá ε a σ, tedy pro různou jakost zemského povrchu. Přitom pro reálné a konečné hodnoty ε a σ není A_v pro žádný úhel δ rovno nule. Předpokládáme-li $\sigma = 0$ (*zcela nevodivý* povrch), dostaneme $A_v = 0$ pro úhel $\delta_{\min}$ určený rovnicí

$$\sin\delta_{\min} = \sqrt{\frac{1}{n^2 + 1}}, \tag{20}$$

čili

$$\operatorname{cotg}\delta_{\min} = n = \sqrt{\varepsilon}. \tag{21}$$

To je známý vztah pro t. zv. BREWSTERŮV úhel. Analogicky označujeme v theorii šíření elmg. vln nad *nedokonale vodivým* zemským povrchem úhel $\delta_{\min}$ jako *nepravý* BREWSTERŮV úhel.

Vyjádříme-li intensitu $\mathfrak{E}_{vp}$ svisle polarisované složky el. pole přímého vlnění v místě A (na př. ve středu rámu) vztahem

$$\mathfrak{E}_{vp} = \mathfrak{E}_{v\max} e^{j\omega t}, \tag{22}$$

pak odražené vlnění (index r) přichází do bodu A s dvojím fázovým zpožděním φ_v a χ. Jeho amplituda je zeslabena v poměru A_v, takže

$$\mathfrak{E}_{vr} = \mathfrak{E}_v{}'_{\max} A_v e^{j(\varphi_v + \chi)} e^{j\omega t}.$$

Vektory $\mathfrak{E}_{v\max}$ a $\mathfrak{E}_v{}'_{\max}$ mají stejnou absolutní hodnotu, ale v prostoru svírají úhel 2δ. Jsou-li úhly φ_v a χ kladné, znamenají fázové zpoždění odraženého paprsku proti přímému.

Abychom mohli vyjádřiti také prostorový úhel mezi přímým a odraženým paprskem při svislé polarisaci, rozložíme vektor intensity el. pole při svislé polarisaci ve dvě složky: svislou, jejíž absolutní hodnota je

$$E_{vv} = E_v \cos\delta$$

a má stejný směr pro odražené i přímé vlnění, a vodorovnou, jejíž absolutní hodnota je

$$E_{vh} = E_v \sin\delta.$$

Tato složka má u odraženého vlnění opačný směr než u přímého. Součet intensit přímého a odraženého el. pole dostaneme sečtením obou složek.

Pro svislou složku $\mathfrak{E}_{vvc}$ platí

$$\mathfrak{E}_{vvc} = \mathfrak{E}_{vv}(1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)})\, e^{j\omega t},$$

pro vodorovnou složku

$$\mathfrak{E}_{vhc} = \mathfrak{E}_{vh}(1 - A_v e^{j(\varphi_v+\chi)})\, e^{j\omega t}.$$

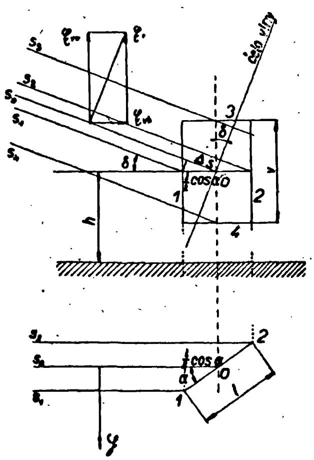
Pro vodorovně polarisovanou složku elmg. vlnění platí podobně

$$\mathfrak{E}_{hc} = \mathfrak{E}_h[1 + A_h e^{j(\varphi_h+\chi)}]\, e^{j(\omega t+\varphi_p)} \quad (\varphi_h \approx \pi).$$

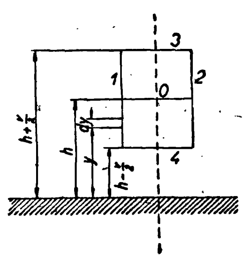
Úhel φ_p udává fázový rozdíl vlnění svisle a vodorovně polarisovaného. Pro lineární polarisaci je $\varphi_p = 0$.

3. Napětí indukované v rámu při obecné polarisaci. Na rámovou antenu o n závitech, jejíž strany mají rozměry l a v, nechť dopadá vlnění pod úhlem δ, jehož vektor intensity el. pole (kolmý na směr šíření) je $\mathfrak{E}_v$. Leží-li vektor $\mathfrak{E}_v$ ve svislé rovině, t. j. v rovině kolmé k rovině dopadu, mluvíme o svislé polarisaci. Vektor $\mathfrak{E}_v$ má přitom složky:

$$\mathfrak{E}_{vv} = \mathfrak{E}_v \cos\delta,$$



Obr. 6.



Obr. 7.

kolmou k rovině dopadu, a složku

$$\mathfrak{E}_{vh} = \mathfrak{E}_v \sin\delta,$$

rovnoběžnou s rovinou dopadu, tedy složku vodorovnou. Vektor intensity mag. pole $\mathfrak{H}$ je přitom rovnoběžný s rovinou dopadu (viz obr. 6). To plyne z řešení MAXWELLOVÝCH rovnic.

V n svislých vodičích rámu indukuje složka $\mathfrak{E}_{vv}$ elmot. sílu (viz obr. 7):

$$U_{vv} = \mathfrak{E}_v \cos\delta \,.\, n \int\limits_{h-\frac{1}{2}v}^{h+\frac{1}{2}v} (1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)})\, dy, \tag{23}$$

kde χ závisí na výšce uvažovaného bodu nad zemí podle vztahu

$$\chi = \frac{4\pi y}{\lambda} \sin\delta.$$

Dosazením do vztahu (23) dostaneme

$$U_{vv} = \mathfrak{E}_v \cos\delta \,.\, n \int\limits_{h-\frac{1}{2}v}^{h+\frac{1}{2}v} (1 + A_v e^{j(\varphi_v + \frac{4\pi y}{\lambda}\sin\delta)})\, dy =$$

$$= \mathfrak{E}_v \cos\delta \,.\, n(v + A_v e^{j\varphi_v} \int\limits_{h-\frac{1}{2}x}^{h+\frac{1}{2}v} e^{j\frac{4\pi y}{\lambda}\sin\delta}\, dy), \tag{24}$$

kde integrál

$$\int\limits_{h-\frac{1}{2}v}^{h+\frac{1}{2}v} e^{j\frac{4\pi y}{\lambda}\sin\delta}\, dy = \frac{\lambda}{2\pi \sin\delta} e^{j\chi} \sin \frac{2\pi v \sin\delta}{\lambda}.$$

Tento výraz se zjednoduší v případě, že rozměry rámu jsou malé vzhledem k vlnové délce ($v \ll \lambda$), na výraz $ve^{j\chi}$, neboť $\sin \frac{2\pi v \sin\delta}{\lambda} \approx \approx \frac{2\pi v \sin\delta}{\lambda}$. Pokud tedy platí tato podmínka, je amplituda elmot. síly ve svislém vodiči délky v

$$U_{vv} = \mathfrak{E}_v(1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)})\, v \cos\delta. \tag{25}$$

Pro výpočet cirkulace $\oint \mathfrak{E}_v\, ds$ musíme ještě určit fázový rozdíl elmot. sil v obou svislých řadách vodičů rámu. Tento fázový rozdíl je dán rozdílem drah paprsků s a s_1 nebo s_2 dopadajících do středu rámu a do středu uvažovaného svislého vodiče. Podle obr. 6 je tento rozdíl drah $\Delta s = \frac{1}{2} \cos\alpha \cos\delta$ a fázový rozdíl dostaneme z úměry $2\pi : \psi = \lambda : \frac{1}{2} l \cos\alpha \,.$ $. \cos\delta$, t. j.

$$\psi = \frac{\pi l}{\lambda} \cos\alpha \cos\delta.$$

S ohledem na fázi je tedy elmot. síla, indukovaná ve vodičích bližších ke zdroji elmag. vlnění,

$$U_{vv1} = \mathfrak{E}_v(1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)})\, vn e^{-j\frac{\pi l}{\lambda}\cos\alpha \cos\delta} \tag{26}$$

a ve vodičích vzdálenějších od zdroje vlnění

$$U_{vv2} = \mathfrak{E}_v(1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)})\, vn e^{+j\frac{\pi l}{\lambda}\cos\alpha \cos\delta}. \tag{27}$$

Rozdíl těchto elmot. sil, který se projeví na svorkách rámu, je

$$U_{vv} = U_{vv1} - U_{vv2} = \mathfrak{E}_v(1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)})\, vn \cos\delta\, 2j \sin\left(\frac{\pi l}{\lambda} \cos\alpha \cos\delta\right).$$

Je-li opět $l \ll \lambda$, můžeme klást

$$\sin\left(\frac{\pi l}{\lambda}\cos\alpha\cos\delta\right) \approx \frac{\pi l}{\lambda}\cos\alpha\cos\delta$$

a dostaneme

$$U_{vv} = j\mathfrak{E}_v(1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)})\, vn\frac{2\pi l}{\lambda}\cos^2\delta\cos\alpha. \quad (28)$$

Vektor $\mathfrak{E}_{vh}$ má složku $\mathfrak{E}_{vh}\cos\alpha$, rovnoběžnou s vodorovnými vodiči rámu. Pro výpočet elmot. síly indukované v rámu složkou $\mathfrak{E}_{vh}$ musíme vzít v úvahu jednak fázový rozdíl, způsobený rozdílem drah paprsků, dopadajících do středu vodorovných částí rámu, a fázový rozdíl odražených paprsků vzniklý tím, že veličina x není stejná pro horní a dolní vodorovné vodiče rámu. Pro horní vodiče je

$$\chi_h = \chi + \frac{2\pi v}{\lambda}\sin\delta = \chi + \Delta\chi,$$

v dolních vodičích

$$\chi_d = \chi - \frac{2\pi v}{\lambda}\sin\delta = \chi - \Delta\chi.$$

Rozdíl drah přímých paprsků je $\frac{1}{2}lv\sin\delta$ a rozdíl fází $\frac{\pi v}{\lambda}\sin\delta = \frac{1}{2}\Delta\chi$. V horních vodičích rámu se indukuje elmot. síla

$$U_{vh3} = \mathfrak{E}_v(1 - A_v e^{j(\varphi_v+\chi_h)})\, e^{-j\frac{\pi v}{\lambda}\sin\delta}\sin\delta\cos\alpha ln =$$
$$= \mathfrak{E}_v\sin\delta\cos\alpha ln(1 - A_v e^{j(\varphi_v+\chi+\Delta\chi)})\, e^{-j\frac{\pi v}{\lambda}\sin\delta},$$

v dolních vodičích rámu je podobně

$$U_{vh4} = \mathfrak{E}_v\sin\delta\cos\alpha ln(1 - A_v e^{j(\varphi_v+\chi_d)})\, e^{j\frac{\Delta\chi}{2}}.$$

Celková elmot. síla indukovaná ve vodorovných vodičích rámu svisle polarisovanou složkou vlnění je

$$U_{vhc} = U_{vh4} - U_{vh3} = \mathfrak{E}_v\sin\delta\cos\alpha ln(1 - A_v e^{j(\varphi_v+\chi+\Delta\chi)})\, e^{j\frac{\Delta\chi}{2}} -$$
$$- \mathfrak{E}_v\sin\delta\cos\alpha ln(1 - A_v e^{j(\varphi_v+\chi+\Delta\chi)})\, e^{-j\frac{\Delta\chi}{2}} =$$
$$= \mathfrak{E}_v\sin\delta\cos\alpha ln\,.\,2j\left(\frac{\Delta\chi}{2} + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)}\sin\frac{\Delta\chi}{2}\right).$$

Pro $v \ll \lambda$ přejde tento vztah ve

$$U_{vhc} = \mathfrak{E}_v\sin^2\delta\cos\alpha\frac{lnv}{\lambda}2\pi j(1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)}). \quad (29)$$

Součet

$$U_{vc} = U_{vvc} + U_{vhc} = j\mathfrak{E}_v\frac{2\pi lvn}{\lambda}\cos\alpha(1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)}) \quad (30)$$

je podobný výrazu, odvozenému pro povrchovou vlnu. Použijeme-li výrazu (*) pro účinnou výšku jednoduché rámové anteny, dostaneme

$$U_{vc} = j\mathfrak{E}_v h_{u1}(1 + A_v e^{j(\varphi_v + \chi)})$$

a absolutní hodnotu tohoto napětí můžeme vyjádřiti tvarem

$$U_{vc} = U_{vc\max} \cos\alpha,$$

stejně jako pro povrchovou vlnu. Pro $\delta = 0$ dostaneme známý vztah

$$U_{vc} = j\mathfrak{E}_v h_{u1} \cos\alpha,$$

zcela stejně, jako kdybychom neuvažovali odraz od zemského povrchu.

Při vodorovné polarisaci je vektor intensity el. pole $\mathfrak{E}_h$ rovnoběžný s rovinou odrazu a kolmý na směr šíření elmag. vlny. Složka vektoru $\mathfrak{E}_h$ v rovině rámu je $\mathfrak{E}_h \sin\alpha$. Podobně jako pro vodorovnou složku svisle polarisovaného vektoru dostaneme zde

$$U_{hc} = U_{h4} - U_{h3} = j\mathfrak{E}_h \sin\alpha \frac{2\pi l v n}{\lambda} \sin\delta(1 - A_h e^{j(\varphi_h + \chi)}). \tag{31}$$

O úhlu φ_h platí $\varphi_h \approx \pi$.

Celková elmot. síla indukovaná v rámu je

$$U_c = U_{vc} + U_{hc} = j\mathfrak{E}_v h_{u1} \cos\alpha[1 + A_v e^{j(\varphi_v + \chi)}] + j\mathfrak{E}_h h_u \sin\alpha \sin\sigma \,. \\ .\,[1 - A_h e^{j(\varphi_h + \chi)}]. \tag{32}$$

Při zaměřování využíváme extrémních hodnot napětí U_c (nejčastěji minima absolutní hodnoty napětí). Pro extrémy U_c platí $\frac{dU_c}{d\alpha} = 0$, čili

$$j\mathfrak{E}_h h_{u1} \cos\alpha \sin\delta[1 - A_h e^{j(\varphi_h + \chi)}] = j\mathfrak{E}_v h_{u1} \sin\alpha[1 + A_v e^{j(\varphi_v + \chi)}].$$

Odtud

$$\mathrm{tg}\alpha = \frac{\mathfrak{E}_h[1 - A_h e^{j(\varphi_h + \chi)}]}{\mathfrak{E}_v[1 + A_v e^{j(\varphi_v + \chi)}]} \sin\delta. \tag{33}$$

Pro $\delta = 0$ je také $\alpha = 0$, takže jsme nalezli polohu maxima. Poznali jsme v odst. 1, že v tomto případě je minimum napětí v poloze $\alpha' = 90°$ a *chybou zaměření* nazýváme úhel, o který se liší poloha minima při zaměřování povrchové vlny se svislou polarisací od polohy minima v daném případě. Tuto chybu nazveme ϑ a je $\vartheta = \alpha$. Podle Barfielda [1] srovnáváme zaměřovací soustavy podle chyby, s kterou zaměřují t. zv. *standartní vlnu*, t. j. lineárně polarisovanou vlnu, dopadající pod úhlem $\delta = 45°$. Elektrický vektor svírá s rovinou dopadu úhel $\psi_p = 45°$. Tyto podmínky znamenají, že musí být

$$|\mathfrak{E}_v| = |\mathfrak{E}_h|, \text{ t. j. } \mathrm{tg}\psi_p = 1.$$

Fáze vektorů $\mathfrak{E}_v$ a $\mathfrak{E}_h$ má býti taková, aby napětí U_v a U_h byla ve fázi (pak totiž dostaneme ostré minimum [2]). V této otázce však nejsou autoři jednotni. Bond [4] uvádí, že fázový rozdíl má býti takový, aby byla chyba maximální. WATSON-WATT [24] upozorňuje na to, že definice standartní vlny nezahrnuje změnu směru paprsku elmg. vln. Při dopadu standartní vlny dostaneme minimum v poloze, ve které je chyba zaměření dána rovnicí

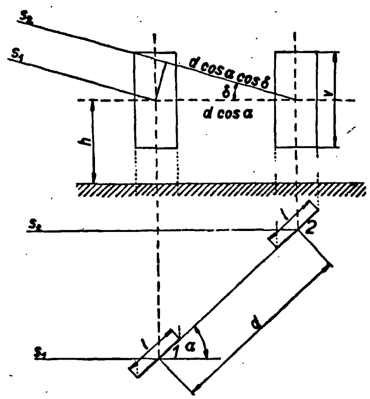
$$\operatorname{tg}\vartheta = \frac{\mathfrak{E}_h[1 - A_h e^{j(\varphi_h+\chi)}]}{\mathfrak{E}_v[1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)}]} \sin\delta .$$

Pro dokonale vodivý zemský povrch je $A_h = A_v = 1$, $\varphi_h = \pi$, $\varphi_v = 0$ a je tedy (pro libovolnou výšku rámu nad zemí)

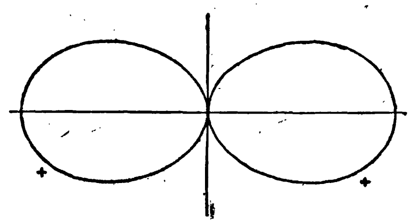
$$\operatorname{tg}\vartheta = \sin 45^\circ = 0{,}707, \text{ t. j. } \vartheta = 35^\circ 18' .$$

To je standartní chyba jednoduchého rámového zaměřovače. Tento výsledek je uveden shodně v pracích [1, 4, 21].

4. Zaměřovací diagram dvojitého rámového zaměřovače. Z rovnic jednoduchého rámového zaměřovače odvodíme snadno vztahy pro dvojitý rámový zaměřovač, zjistíme-li, jaký je fázový rozdíl napětí, indukovaných v rámech dvojitého zaměřovače. Rozdíl drah paprsků, dopadajících do středu rámu je podle obr. 8 $\Delta s = d \cos\alpha \cos\delta$ a rozdíl



Obr. 8.



Obr 9.

fází je $\frac{2\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\delta$. Elmot. sílu koplanárních rámů dostaneme jako rozdíl elmot. sil dvou rámů, jejichž roviny svírají se svislou rovinou, určenou směrem šíření vln, úhel α. Nazveme-li U_{v1} elmot. sílu indukovanou vektorem $\mathfrak{E}_v$ v rámu *1* a U_{v2} elmot. sílu indukovanou tímtéž vektorem v rámu *2*, je výsledná elmot. síla z obou rámů dána rozdílem

$$U_v = U_{v1} - U_{v2} = j\mathfrak{E}_v \cos\alpha h_{u1}(1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)})\, 2j \sin\left(\tfrac{1}{2} \frac{2\pi d}{\lambda} \cos\alpha \cos\delta\right) \approx$$

$$\approx -2\frac{\pi d}{\lambda} h_{u1} \mathfrak{E}_v [1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)}] \cos^2\alpha \cos\delta . \qquad (34)$$

Pro účinnou výšku dvojitého rámového zaměřovače zavedeme výraz

$$h_u = \frac{2\pi d}{\lambda} h_{u1} = \frac{4\pi^2 lv}{\lambda^2} nd, \tag{35}$$

takže

$$U_v = -h_u \mathfrak{E}_v (1 + A_v e^{j(\varphi_v + \chi)}) \cos^2\alpha \cos\delta. \tag{36}$$

Podobně je pro U_h

$$U_h = -h_u \mathfrak{E}_h [1 - A_h e^{j(\varphi_h + \chi)}] \sin\alpha \sin\delta \cos\alpha \cos\delta \tag{37}$$

a celková elmot. síla dvojitého rámu je

$$U_c = -h_u \cos\alpha \cos\delta [\mathfrak{E}_v (1 + A_v e^{j(\varphi_v + \chi)}) \cos\alpha + \mathfrak{E}_h (1 - A_h e^{j(\varphi_h + \chi)}) \,.\, \sin\alpha \sin\delta]. \tag{38}$$

Tento výraz přejde pro $\delta = 0$ a $\mathfrak{E}_h = 0$ (povrchová vlna s čistě svislou polarisací) na

$$|U_c| = h_u \mathfrak{E}_v \cos^2\alpha, \tag{39}$$

což je základní zaměřovací diagram koplanárního rámového zaměřovače (t. zv. dvojvejčitá křivka, viz obr. 9). Průběh zaměřovacího diagramu je v tomto případě podobný dvojkruhovému diagramu jednoduchého rámu, ale obě poloviny diagramu mají shodné znaménko, neboť nedojde ke změně fáze. Účinná výška je mnohem menší než účinná výška jednoduchého rámu. Rozměry zaměřovací soupravy jsou poměrně malé a je možno jí použít i na letounech. Zaměřovací diagram pro obecnou polarisaci má jedno minimum vždy v poloze $\pm \frac{1}{2}\pi$, neboť součinitelem při U_c je $\cos\alpha$. Tato minima se nazývají *hlavními*. U_c se však podle (38) anuluje také tehdy, je-li

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{\mathfrak{E}_h [1 - A_h e^{j(\varphi_h + \chi)}]}{\mathfrak{E}_v [1 + A_v e^{j(\varphi_v + \chi)}]} \sin\delta. \tag{33}$$

Jak vidíme, je to podmínka shodná s podmínkou pro chybu jednoduchého rámu. Tato minima nazýváme *vedlejšími*. Poloha hlavního minima je v ideálním případě nezávislá na polarisaci zaměřovaného vlnění, což jsme chtěli dokázat.

Pro koaxiální rámy (obr. 10) dostaneme podobné výrazy tím, že ve vzorcích pro koplanární rámy zaměníme $\sin\alpha$ za $\cos\alpha$ a naopak tam, kde jde o vyjádření elmot. síly jednoho rámu (neboť rámy jsou otočeny o $90°$ vzhledem ke koplanárním). Fázový rozdíl napětí v obou rámech je však nadále závislý na $\cos\alpha$. Je tedy

$$U_c = -h_u \cos\alpha \cos\delta [\mathfrak{E}_v (1 + A_v e^{j(\varphi_v + \chi)}) \sin\alpha + \mathfrak{E}_h (1 - A_h e^{j(\varphi_h + \chi)}) \cos\alpha \sin\delta].$$

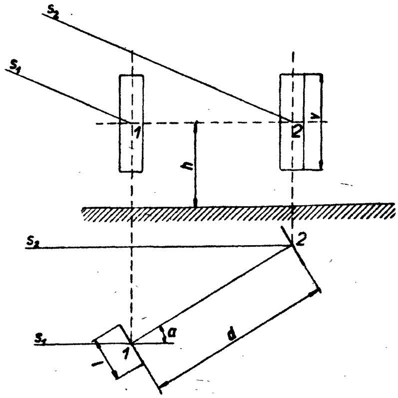
Tento výraz se opět zjednoduší pro $\delta = 0$ a $\mathfrak{E}_h = 0$ na

$$U_c = \tfrac{1}{2} h_u \mathfrak{E}_v \sin 2\alpha.$$

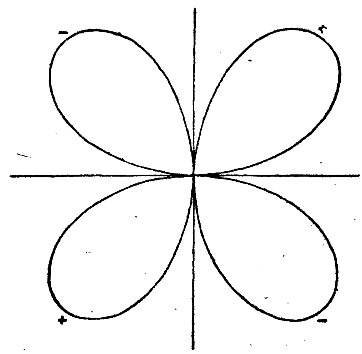
Tento základní zaměřovací diagram se skládá ze čtyř smyček se střídavými znaménky (t. zv. čtyrlistá růžice, obr. 11). Minimum nastane pro $\alpha = 0$ a $\alpha' = 90°$. Při obecné polarisaci zůstane hlavní minimum v poloze $\alpha' = 90°$, kdežto pro vedlejší minimum platí podmínka

$$\operatorname{cotg}\alpha = \frac{\mathfrak{E}_h[1 - A_h e^{j(\varphi_h+\chi)}]}{\mathfrak{E}_v[1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)}]} \sin\delta. \tag{40}$$

Výraz je podobný výrazu pro chybu jednoduchého rámu, ale minimum je v tomto případě otočeno o 90°.

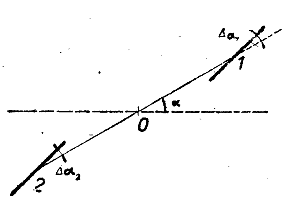


Obr. 10.

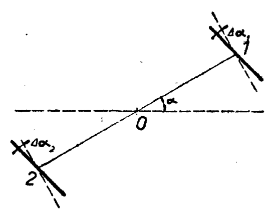


Obr. 11.

Jak bylo řečeno, hlavní minima by byla u geometricky dokonale provedeného dvojitého rámu nezávislá na polarisaci. Nepřesnosti provedení však působí, že i u hlavních minim nastane určitá chyba. To můžeme vyjádřiti tím, že předpokládáme odchylky $\Delta\alpha_1$ a $\Delta\alpha_2$ jednotlivých



Obr. 12.



Obr. 13.

rámů od správné polohy (obr. 12 a 13). Proveďme výpočet na př. pro koplanární rámy podle obr. 12. Napětí indukované v rámu *1* je podle (32)

$$U_{c1} = j\mathfrak{E}_v h_{u1} \cos(\alpha + \Delta\alpha_1)[1 + A_v e^{j(\varphi_v+\chi)}] +$$
$$+ j\mathfrak{E}_h h_{u1} \sin(\alpha + \Delta\alpha_1) \sin\delta[1 + A_h e^{j(\varphi_h+\chi)}]$$

a v rámu *2* se indukuje napětí

$$U_{c2} = \{j\mathfrak{E}_v h_{u1} \cos(\alpha + \Delta\alpha_1)[1 + A_v e^{j(\varphi_v + \chi)}] +$$
$$+ j\mathfrak{E}_h h_{u1} \sin(\alpha + \Delta\alpha_1) \sin\delta\,[1 + A_h e^{j(\varphi_h + \chi)}]\}\, e^{j\frac{2\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\delta}.$$

Jsou-li $\Delta\alpha_1$ a $\Delta\alpha_2$ velmi malé úhly, blízké nule, je

$$\cos(\alpha + \Delta\alpha_1) = \cos\alpha - \Delta\alpha_1 \sin\alpha, \quad \sin(\alpha + \Delta\alpha_1) = \sin\alpha + \Delta\alpha_1 \cos\alpha$$

a podobně i pro $\Delta\alpha_2$. Celkové napětí z koplanárních rámů je $U_c' = U_{c1} - U_{c2}$; dosazením za U_{c1} a U_{c2} a použitím rovnice (38) dostaneme

$$U_c' = U_c - \{j\mathfrak{E}_v h_{u1} \sin\alpha[1 + A_v e^{j(\varphi_v + \chi)}] -$$
$$- j\mathfrak{E}_h h_{u1} \cos\alpha \sin\delta[1 - A_h e^{j(\mathfrak{E}^{\Phi}{}_h + \chi)}]\} . (\Delta\alpha_1 - \Delta\alpha_2 e^{j\frac{2\pi d}{\lambda}\cos\alpha\cos\delta}).$$

Srovnáme-li tento výsledek s rovnicí (38), vidíme, že jsou-li roviny rámů nerovnoběžné, nastává chyba, která se dá (až na znaménko členu s $\mathfrak{E}_h$) vyjádřiti tím, že soustavu nahradíme ideálním dvojitým rámem a dvojitým rámem, který zastupuje rušivý člen. Roviny rámů této pomocné soustavy jsou kolmé na rovinu ideálního rámu a jejich plocha je průmětem skutečného rámu do této roviny. Podobný výsledek bychom dostali u koaxiálního rámu nebo v případě, že bychom předpokládali, že ani svislé strany rámů nejsou rovnoběžné.

5. Některé číselné hodnoty. Aby bylo možno posoudit význam vlivu jednotlivých činitelů na chybu zaměřovače, byl proveden číselný výpočet pro zaměřovač, umístěný nad povrchem různé jakosti. Za základ byly vzaty hodnoty, na nichž se v roce 1932 usnesla madridská radiokomunikační konference:

Mořská voda	$\varepsilon = 80$,	$\sigma = 10^{-11}$ a. j. elmg.,	$n^2 = 80 - j\,600$
Vlhká půda	$\varepsilon = 9$,	$\sigma = 5 \cdot 10^{-14}$ a. j. elmg.,	$n^2 = 9 - j\,3$
Suchá půda	$\varepsilon = 4$,	$\sigma = 10^{-15}$ a. j. elmg.,	$n^2 = 4 - j\,0{,}06$

Výpočet byl proveden pro kmitočet $f = 30$ Mc/s a dává tedy přehled theoretických chyb vedlejšího minima zaměřovače v rozsahu krátkých vln. Pro veličiny A_v, A_h, φ_v a φ_h byly vypočteny tyto hodnoty:

Mořská voda	$A_v = 0{,}917175$,	$\varphi_v = -4°20'33''$
Vlhká půda	$0{,}3890$,	$-9°37'31''$
Suchá půda	$0{,}203832$,	$-0°52'00''$
Mořská voda	$A_h = 0{,}95778$,	$\varphi_h = 177°49'44''$
Vlhká půda	$0{,}62394$,	$175°11'14''$
Suchá půda	$0{,}45146$,	$179°34'03''$

Na základě těchto hodnot vypočteme standartní chybu rámového zaměřovače. K tomu musíme ještě vyjádřit fázové zpoždění χ, způsobené rozdílem drah přímého a odraženého paprsku. Pro standartní vlnu dostaneme dosazením do (16) a převedením na stupně $\chi° = 50{,}912h$. Tento úhel musíme dosazovat s kladným znaménkem, neboť odražený paprsek je o χ zpožděn ve fázi. Jak vidíme, závisí χ značně na výšce nad zemí, je-li výška nad zemí stejného řádu, jako vlnová délka. V našem případě je na př. při výšce h středu rámu nad zemí v metrech úhel χ°:

h = ...	1	2	3	4
χ° = ...	50°54′43″	101°49′26″	152°44′09″	203°38′52″
h = ...	5	6	7	
χ° = ...	254°33′35″	305°28′18″	356°23′01″	atd.

Volíme-li různé výšky h, můžeme dosáhnouti toho, že některá ze složek odraženého vlnění je ve fázi nebo opačné fáze než přímé vlnění. Přitom vždy přibližně platí, že, je-li ve fázi odražené vlnění svisle polarisované složky, je odražené vlnění vodorovně polarisované složky opačné a naopak. Zanedbáme-li malý fázový rozdíl, dostáneme pro extrémní hodnoty chyby radiového zaměření rovnice

$$\mathrm{tg}\vartheta_{\max} = \frac{1 + A_h}{1 + A_v} 0{,}7071 \quad \text{a} \quad \mathrm{tg}\vartheta_{\min} = \frac{1 - A_h}{1 - A_v} 0{,}7071.$$

Dosadíme-li sem hodnoty pro různou (representativní) jakost zemského povrchu, dostaneme tabulku

Mořská voda	$\vartheta_{\max}$ = 35°49′55″,	$\vartheta_{\min}$ = 19°49′17″
Vlhká půda	40°13′51″,	23°31′09″
Suchá půda	41°06′07″,	25°58′28″

6. Závěr. Předpokládáme-li ideální vodivost zemského povrchu a geometricky dokonalé provedení dvojitého rámu, dostaneme dvě minima, u nichž je chyba nulová a dvě minima, jež jsou posunuta přesně o úhel $\vartheta_{\mathrm{stand}}$. V tomto případě nezávisí chyba na výši rámu nad zemí. Hlavní i vedlejší minima dosahují přitom až k nule. Mezi koplanárním a koaxiálním uspořádáním je ten rozdíl, že hlavní maxima jsou větší a vedlejší maxima menší u koplanárního uspořádání. Nalezení hlavního minima je tedy snazší při koaxiálním uspořádání.

Je-li zaměřovač umístěn nad skutečným povrchem země, zůstávají hlavní minima na svém místě a jsou ostrá, kdežto vedlejší minima mají různou polohu jednak v závislosti na jakosti zemského povrchu, jednak v závislosti na výšce zaměřovacích anten nad zemí. Čím menší je vodivost zemského povrchu, tím jsou vedlejší minima neostřejší. Koaxiální uspořádání rámů zde zase dává ostřejší indikaci hlavního minima. U stabilních zaměřovačů tohoto druhu proto někdy zlepšujeme vodivost zemského povrchu tím, že v malé výšce nad zemí provedeme síť měděných vodičů. Hlavní minima od vedlejších rozlišujeme v praxi tím, že změníme polaritu jednoho z rámů, hlavní minima se v tomto případě poruší, kdežto vedlejší minima zůstanou.

Některé praktické realisace tohoto zaměřovače ukázaly jeho použitelnost při zaměřování na krátkých vlnách.

LITERATURA.

[1] BARFIELD R. H., Some principles underlying the design of spaced aerial direction finders, Jour. I. E. E. (London), **76**, (1935), IV, 423—447.
[2] BARFIELD R. H., The performance and limitations of the compensated loop direction finder, Jour. I. E. E. (London), **86**, (1940), IV, 396—398.
[3] BERGMANN L. a H. LASSEN, Ausstrahlung, Ausbreitung und Aufnahme elektromagnetischer Wellen, J. Springer, Berlin 1940, 137—138.
[4] BOND D. S., Radio direction finders, McGraw-Hill, New York & London 1944, 66—71.
[5] BURROWS C. R., Radio propagation over plane earth-field strength curves, Bell Syst. Tech. Journ. **16**, (1937), I, 45—75.
[6] DIECKMANN M., Der Rahmen im abnormal polarisierten Strahlungsfeld, Gesammelte Vorträge der Hauptversammlung 1937 der Lilienthal-Gesellschaft (1938), 338—345.
[7] DRUDE P., The theory of optics (přel. Mann a Millikan), Longmans, Green & Co., New York 1925.
[8] ECKERSLEY T. L., Grundsätzliche Probleme der Funkpeilung im Hinblick auf die Flugnavigation. Gesammelte Vorträge der Hauptversammlung 1937 der Lilienthal-Gesellschaft (1938), 307.
[9] FELDMAN C. B., The optical behavior of the ground for short radio waves, Proc. I. R. E., **21**, (1933), VI, 764—801.
[10] GLOECKNER M. H., Der Doppelrahmenpeiler, Gesammelte Vorträge der Hauptversammlung 1937 der Lilienthal-Gesellschaft (1938), 354.
[11] HORNER F., An experimental spaced-loop direction finder for very high frequencies, Journ. I. E. E., **94**, (1947), část III, č. 28, 126—133.
[12] HORNER F., Spaced-loop aerials, Wireless Engineer, **25**, (1948), IX, 281—285.
[13] HOWES F. S. a F. M. WOOD, Note on the bearing error and sensitivity of a loop antenna in an abnormally polarised field, Proc. I. R. E., **32**, (1944), IV, 231 až 233.
[14] JOACHIM M., Chyby radiových zaměřovačů, Fysika v technice, **3** (1948), I, 11—18 a II, 41—50.
[15] KEEN R., Wireless direction finding, 3rd Ed., Iliffe & Sons, London 1938 (nové vyd. vyšlo r. 1947).
[16] PEDERSEN P. O., Propagation of radio waves, G. E. C. Gad, Copenhagen 1927.
[17] MCPETRIE J. S., The reflection coefficient of the earth's surface for radio waves, Journ. I. E. E. (London), **82**, (1938), II, 214—218.
[18] ROSS W., The development and study of a practical spaced-loop direction finder for high frequencies, Journ. I. E. E. **94**, (1947), část III, č. 28, str. 99 až 107.
[19] SANDRETTO P. C., Principles of aeronautical radio engineering, McGraw-Hill, New York & London 1942.
[20] TERMAN F. E., Radio engineer's handbook, McGraw-Hill, New York & London 1943.
[21] TERMAN F. E. a J. H. PETTIT, The compensated-loop direction finder, Proc. I. R. E., **33**, (1945), V, 307—318.
[22] TREVOR B. a P. S. CARTER, Notes on propagation of waves below ten meters in length, Proc. I. R. E., **21**, (1933), III, 387—426.
[23] VILBIG F., Lehrbuch der Hochfrequenztechnik, Band I, Becker & Erler, Leipzig 1944 (4. vyd.), 283—298.
[24] WATSON WATT R. A., Polarisation errors in direction finders, Wireless Engineer, **13**, (1936), I, 3—6.

*

Théorie du radiogoniomètre à deux cadres. Dans son article, l'auteur montre les caractéristiques du radiogoniomètre à deux cadres. Il considère non seulement l'effet de la polarisation de l'onde directe, mais aussi celui de l'onde réfléchie

à la surface d'un sol de nature diverse. Il démontre que, dans le cas du radiogoniomètre idéal de ce type on reçoit deux minima, dits principaux, dont l'erreur de polarisation reste nulle. Les deux autres minima, dits auxiliaires, sont entachés d'une erreur identique à celle que donnerait un radiogoniomètre à cadre simple. Si l'on considère la conductivité absolue de la surface de la terre, on reçoit deux minima auxiliaires, décalés de l'angle δ_{stand}. Dans ce cas-ci, la valeur de l'erreur n'est pas fonction de la hauteur du cadre au-dessus de la surface. Tous les quatre minima sont aigus. Les maxima principaux sont plus grands et les maxima auxiliaires sont plus petits dans le cas du radiogoniomètre coplanaire, c'est à dire que la précision est plus grande dans le cas du radiogoniomètre coaxial. Pour un radiogoniomètre placé au dessus d'un sol de nature diverse, l'erreur des minima principaux reste toujours nulle et les minima sont aigus. La position des minima auxiliaires est fonction de la qualité de la surface du sol et de la hauteur du cadre au dessus du sol. Les tables montrent l'effet de la qualité du sol. Les réalisations pratiques du radiogoniomètre de ce type démontrent l'efficacité de cet appareil pour la diminution de l'erreur de polarisation.

VÝPOČET NAPĚTÍ A PRŮHYBŮ U VENKOVNÍCH VEDENÍ ELEKTRICKÝCH O STŘEDNÍCH A VELIKÝCH ROZPĚTÍCH.

Část II. Řešení pomocí řad.

Prof. Ing. FERDINAND BUDINSKÝ, Praha.

V druhé části článku (první část byla otištěna v tomto časopise 75,1949,D20 - 36) pojednávám o výpočtu napětí po změně stavů pomocí řad a o lineární a kvadratické rovnici pro změnu stavu.

2,0. Princip řešení. Odvození lineární rovnice. Výpočet napětí p_{b2} po změně stavů je — jak ukazuje (2) — tím snazší, čím hodnota výrazu $\frac{3}{8\varphi_{b1}^2}\lambda$ je menší. Klesne-li velikost tohoto výrazu pod určitou hodnotu, lze odmocninu v (2) rozvinout s výhodou v řadu:

$$\frac{p_{b2}}{p_{b1}} = \frac{z_2}{z_1}\left[1 - \frac{1}{2}\,\frac{3}{8\varphi_{b1}^2}\lambda + \frac{3}{8}\left(\frac{3}{8\varphi_{b1}^2}\right)^2\lambda^2 - \frac{5}{16}\left(\frac{3}{8\varphi_{b1}^2}\right)^3\lambda^3 + \dots\right] \tag{12}$$

kde $\lambda = \beta\,\Delta t + \frac{\Delta p_b}{E}$ (viz (1_4)). Výpočet pomocí této řady je prakticky výhodný tehdy, můžeme-li se spokojit s prvním členem řady, čili bude-li platit s dostatečnou přesností:

$$\frac{p_{b2}}{p_{b1}} = \frac{z_2}{z_1}\left[1 - \frac{3}{16\varphi_{b1}^2}\lambda\right] \tag{12_1}$$

S rostoucím φ_{b1} blíží se poměr $\frac{p_{b2}}{p_{b1}}$ poměru $\frac{z_2}{z_1}$. Toho lze využít pro vyjádření dosud neznámé hodnoty Δp_b ve výrazu pro λ (srovn. odvození rovnice (3)). Δp_b stačí určit o řád méně přesně než p_{b2}, poněvadž tím za-