

# ELEKTROMAGNETICKÉ VLNY A IONOSFÉRA

Ivan Šolc, OK1ST

Navazuji na článek kolegy OK1NB z 8. čísla K. V. Opravdu, přiznejme si, svůj vysílač známe a ovládáme výtečně, od oscilátoru až po antenu, ale o to, jak ty vlny běží dál, staráme se pramálo. Celou jejich cestu, často podivně klikatou, všechny jejich osudy mezi naším vysílačem a přijímačem protější stanice shrneme obyčejně do slova „podmínky“. Na čem ty podmínky vlastně závisí? Na vysílači, na anteně, na slunečním záření — či na čem vlastně? Nové bádání nám odpovídá: Podmínky pro šíření elektromagnetických vln závisí na těchto činitelích, seřazených podle stupně svého účinku:

1. Frekvence vysílané vlny.
2. Síť vysokých vrstev ovzduší (20 km až 1.000 km).
3. Síť nižších a nízkých vrstev ovzduší (0–20 km).
4. Poloha vysílače.
5. Antena a mohutnost vysílače.
6. Náhodné působení jiných činitelů.

Rozebereme si nyní stručně těchto šest základních bodů:

Bod 1. je celkem známý. Zopakuji jen, že pro frekvence 0,01 Mc/s—1 Mc/s jsou podmínky poměrně stálé, občas se uplatní jen bod 4., 5. a 6. Pro frekvence 1 Mc/s až 60 Mc/s je výhradně vedoucim bod 2. Frekvence 50 Mc/s—10.000 Mc/s jsou ovládány body 3., 4. a 5.

Bod 2. je charakterisován především stavem ionosféry, magnetickým polem zemským, magnetickými bouřemi, poární září a podobnými zjevy. Utváření jeho vlastnosti řídí především oběh a činnost slunce (den a noc, roční doby, sluneční perioda, sluneční skvrny a velké protuberance).

Bod 3. závisí na vlastnostech troposféry, t. j. vrstvy, v níž se odehrávají děje zvané počasí. Tento bod se plně opírá o výsledky meteorologie.

Bod 4. znají ze své činnosti především už amatéři. Jeho charakteristické znaky jsou nadmořská výška, zeměpisná poloha, geologické složení zemského povrchu v oblasti vysílače.

Bod 5. je dostatečně znám. Někdy bývá jeho vliv přečeňován.

Bod 6. zahrnuje všechny příčiny jistého způsobu šíření elektromagnetických vln, neobsažené v předchozích pěti bodech.

Chci se dnes zmínit trochu blíže o bodu druhém. Příčiny vzniku ionosféry (činnost slunce a zemský magnetismus) ponechám zatím stranou. Popíši hlavně následky t. j. způsob šíření prostorových vln odrazem na ionosféru. Uvodem rozboru ionosféry předesílám odstavec theoretický, do něhož jsem teprve po delším váhání zahrnul rovnice Maxwellovy. Učinil jsem tak přece, neboť jakkoli jsou tyto rovnice předmětem úvah ryze theoretických, přece o jejich výsledky je opřena celá elektrotechnika. Speciálně pak radiotelekomunikace v nich má své pevné základy. V dalším odstavci dopíši některé experimentální metody zjišťování stavu ionosféry (pokud možno proveditelné amatérskými prostředky) a úvahy kolem nich.

## 1. Theorie Maxwellova

Okolo roku 1873 dokončil znamenitý anglický fyzik James Clerk Maxwell svou jednotnou teorii elektřiny a magnetismu. Současně též dokázal, že jeho slavné rovnice platí beze změny i pro šíření vln světelných a připojil tak optiku k nauce o elektromagnetických vlnách. Památný důkaz existence elektromagnetických vln, které se šíří prostorem konečnou rychlostí, podal Maxwell 1873 a my si je zde v krátkosti předvedeme. Úvodem podám přehled významu použitých symbolů a matematických operací:

- $\vec{A}$  vektor elektrické intenzity.
- $\vec{H}$  vektor magnetické intenzity.
- $c$  rychlosť světla ve vakuu = 299.800 km/sec.
- $t$  čas.
- $v$  rychlosť elektromagnetických vln v uvažovaném prostředí.
- $\epsilon$  dielektrická konstanta těhož prostředí
- $\mu$  permeabilita těhož prostředí.

Matematické operace:  $\vec{A}$  značí obecně vektor, jehož součásti v soustavě pravoúhlých souřadnic jsou  $A_x$ ,  $A_y$ ,  $A_z$  (obr. 1);  $i$ ,  $j$ ,  $k$  značí jednotkové vektory ve směru souřadních os.

$\frac{\partial}{\partial k}$  značí parciální derivaci podle  $k$  (bližší viz na př.: Čuřík, Matematika – Technický průvodce, svazek 1, 1944).

Gradient určuje vzdálost jisté veličiny, definující skalární pole. Je definován takto:

$$\text{grad } A = \frac{\partial A}{\partial x} + j \cdot \frac{\partial A}{\partial y} + k \cdot \frac{\partial A}{\partial z}$$

a má význam vektoru.

Divergence má povahu skaláru. Znamená výkon vektoru jistého vektorového pole z jednotkového objemu. Je definována operací:

$$\text{div } \vec{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z}$$

Rotace čili význačuje svým směrem směr osy, kolem níž se malý obor jisté veličiny jako celek otáčí, a svou hodnotou značí dvojnásobnou rychlosť této rotace. Matematicky je význačována operací:

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{A} &= i \cdot \left( \frac{\partial A_z}{\partial y} - \frac{\partial A_y}{\partial z} \right) + \\ &+ j \cdot \left( \frac{\partial A_x}{\partial z} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \right) + k \cdot \left( \frac{\partial A_y}{\partial x} - \frac{\partial A_x}{\partial y} \right) \end{aligned}$$

Nyní přistoupíme k vlastním Maxwellovým rovnicím. Čtyři fundamentální rovnice Maxwellovy, psány pro dokonalý isotorp, za jaký možno vždy považovat prostředí, jímž se vlny vysílače šíří, mají tvar:

$$\text{rot } \vec{H} = \frac{\epsilon}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\mu}{c} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad (3)$$

$$\text{div } \vec{H} = 0 \quad (4)$$

Z těchto rovnic si odvodíme vlnovou rovnici elektromagnetické vlny. Dříve je však třeba připomenout si některé vzorce z vyšší vektorové analýzy.

Obecná vlnová rovnice má tvar:

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = u^2 \cdot \left[ \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial z^2} \right] \quad (5)$$

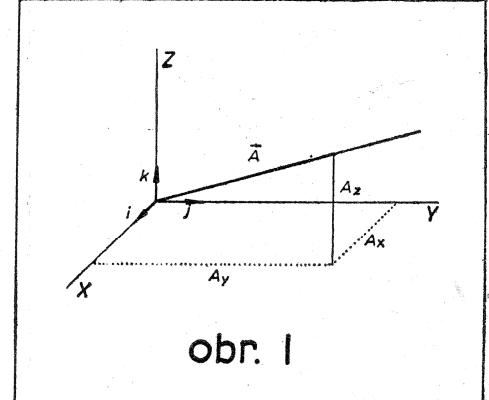
kde  $u$  značí rychlosť šíření vlny.

Laplaceův operátor  $\Delta$  znamená matematicky:

$$\Delta = \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial z^2}$$

Konečně si ještě uvedeme operátorovou relaci:

$$\text{rot rot } \vec{A} = \text{grad div } \vec{A} - \Delta \vec{A} \quad (6)$$



Obr. 1

Po této matematické přípravě přistupme k odvození naší vlnové rovnice. Proveďme na rovnici 1) operaci 6):

$$\text{rot rot } \vec{H} = \text{grad div } \vec{H} - \Delta \vec{H}$$

Podle rovnice 4) však odpadá první člen na pravé straně. Dosadíme li ještě na levé straně za  $\text{rot } \vec{H}$  podle rovnice 1), máme:

$$\text{rot } \frac{\epsilon}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\Delta \vec{H}$$

Protože parciální derivace a rotace jsou operace zámenné, pišme:

$$\frac{\epsilon}{c} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \text{rot } \vec{E} = -\Delta \vec{H}$$

Do této rovnice dosadíme za  $\text{rot } \vec{E}$  z rovnice 2). Máme:

$$\frac{\epsilon}{c} \cdot \frac{\partial}{\partial t} \left( -\frac{\mu}{c} \cdot \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \right) = -\Delta \vec{H}$$

Součíme-li konstanty a obě derivace podle času, upravíme tím rovnici na tvar:

$$\frac{\epsilon \mu}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \Delta \vec{H}$$

Převedeme-li ještě konstantu na druhou stranu a provedeme-li Laplaceův operátor, máme vlnovou rovnici pro magnetickou složku elektromagnetické vlny:

$$\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\epsilon \cdot \mu} \cdot \left[ \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial z^2} \right] \quad (7)$$

Úplně analogicky odvodíme vlnovou rovnici pro elektrickou složku:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{c^2}{\epsilon \cdot \mu} \cdot \left[ \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} \right] \quad (8)$$

Tento výsledek 7) a 8) nám dokazuje čistě početně existenci elektromagnetických vln, které se šíří prostorem rychlostí:

$$v = \sqrt{\frac{c^2}{\mu \cdot \epsilon}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \cdot \mu}} \quad (9)$$

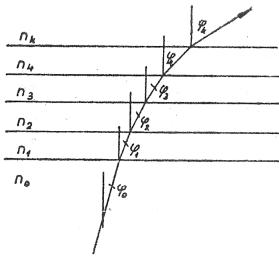
Ve vakuu a přibližně i ve vzduchu  $\epsilon = 1$ , pak  $v = c = 299\,800 \text{ km/sec}$ . Protože platí tytéž rovnice pro vektor světelný, možno aplikovat poznatky optiky na elektromagnetické vlny. Mohou se tedy tyto vlny za jistých podmínek ohýbat, případně i lámat při přechodu z prostředí o indexu lomu  $n_1$  do prostředí o indexu lomu  $n_2$  podle zákona Snellova:

$$n_1 \cdot \sin \varphi_1 = n_2 \cdot \sin \varphi_2 \quad (10)$$

## 2. Theorie Kenelly-Haevisideova

Tito dva badatelé, opírajíce své předpoklady o právě uvedený úzký vztah mezi světelnými a radiovémi vlnami, podali již v roce 1902 celkem jasnou teorii ohýbu vln v ionosféře.

Ionosféra představuje elektricky vodivé prostředí. Elektromagnetická energie, vyzářená antenou vysílače, zůstává v případě odrazu uzavřena mezi povrchem zemským a odrážející vrstvou. Elektromagnetická vlna, stoupající s anteny pod jistým výzařovacím úhlem, láme se v ionosované



Obr. 2

vrstv tak jako v prostředí, jež má index lomu:

$$n = 1 - \frac{\pi \cdot m \cdot f^2}{N \cdot e^2} \quad (11)$$

V této Kenelly-Haevisideově rovnici znamená:

$n$  index lomu.

$N$  počet iontů v 1 cm<sup>3</sup>.

$m$  hmotu iontu (minimálně  $m = 9,11 \cdot 10^{-28}$  gr).

$e$  náboj iontu (minimálně  $e = 4,80 \cdot 10^{-10}$  abs jedn.).

$f$  frekvenci vlnění v cyklech/s.

$\pi = 3,14159 \dots$

Pro neionisovaný vzduch  $n = 1$ , se stoupající ionisaci se  $n$  blíží k nule. Vždy je tedy  $n \leq 1$ . Ionisace s výškou přibývá, proto se podle tohoto zákona ohýbá elektromagnetická vlna směrem dolů.

Mysleme si vrstvu s postupně stoupající ionisací, rozdělenou u úzké vrstvičky jejichž index lomu je po řadě:  $n_1 > n_2 > n_3 > \dots$ . Na každé vrstvičce se elektromagnetický paprsek láme pod úhly:

Pro každý tento částečný lom platí Snellův zákon 10).

$$n_k \cdot \sin \varphi_k = n_{k+1} \cdot \sin \varphi_{k+1} \quad (\text{obr. 2}).$$

Přepišme tento zákon na spodní hranici ionosféry:

$$n \cdot \sin \varphi = n_0 \cdot \sin \varphi_0$$

Pak  $n_0 = 1$  (neionisovaný vzduch). Podle obr. 3 vidíme, že podmínkou pro úplný ohyb, t. j. podmínkou pro návrat paprsku ie, abv:

$$\varphi = \varphi_m = 90^\circ$$

$$\text{Pak: } \sin \varphi_m = \sin 90^\circ = 1$$

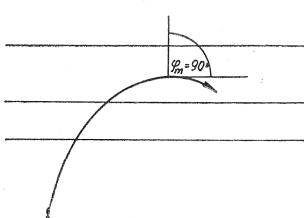
Proto je nutno, má-li se elektromagnetická vlna vrátit k zemi, aby ionisace dosáhla takového stupně, aby index lomu  $n$  byl:

$$n \leq \sin \varphi_0 \quad (12)$$

kde  $\varphi_0$  je doplňkové úhel k vyzařovacímu úhlu antény.

Čím strměji tedy stoupá vlna vzhůru, tím menší je úhel  $\varphi_0$ , tím menší musí být index lomu podle rovnice 12), tedy podle formule 11) tím větší ionisace, aby se vlna vrátila zpět k zemi.

Je-li stanice přijímací blízko u vysílání, což bývá při měření ionosféry obvykle splněno (viz dále metoda Breit-Tuveova).



Obr. 3

je  $\varphi_0 = 0^\circ$ , takže  $n = 0$ , tedy podle rovnice 11):

$$0 = 1 - \frac{N \cdot e^2}{\pi \cdot m \cdot f^2}$$

cili:

$$N = \pi \cdot f^2 \cdot \frac{m}{e^2} \quad (13)$$

což je rovnice Appletonova. Podle ní při měření výšky odražné vrstvy spočítáme přímo dosazením použité frekvence  $f$  mohutnost ionisace  $N$  této vrstvy. Bývá řádu  $10^{10}$  iontů/cm<sup>3</sup>.

#### Ionosférické měření methodou Breit-Tuveovou.

Tato metoda nám dovoluje měřit přímo výšky těch vrstev ionosféry, které jsou v daném okamžiku rozložující pro odraz vln. Zkonstruujeme toto zařízení:

1. Vysilač plynule laditelný v rozsahu 1 Mc/s—50 Mc/s, výkonu asi 40 W jímž možno vysílat nemodulovanou telegrafii impulsy frekvence 200 až 1500 kmitů/sec. Oscilátor vysilače budiž stabilní, dobré kvality.

2. Generátor pulsů. Nejlépe je získáme vysokootáčkovým motorkem, spojeným s mechanickým přepinačem. Můžeme jím na př. přivádět vysoké záporné předpětí na mřížku některého stupně vysilače, takže v okamžiku, kdy spinač přejíždí kontakt, je mřížka zablokována a vysilač nepracuje.

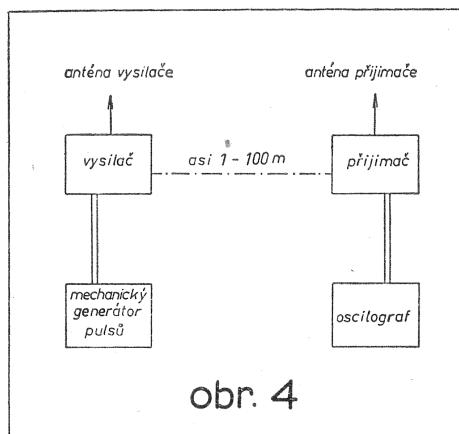
3. Anténa k vysilači. Upravíme takový typ antény, aby bylo možno alejspoň částečně vyladit antenu na libovolný kmitočet, v rozsahu 1 Mc/s—50 Mc/s. Případně použijeme antenu několik.

4. Přijímač plynule laditelný v mezech 1 Mc/s—50 Mc/s, upravený tak, že jej vysilač, poměrně blízko postavený, ani na okamžik nezahltí. Výborné stínění vysilače i přijimače je pro tento požadavek často základní podmínkou.

5. Anténa přijimače obyčejně několik rovnoběžných antenou vysilače.

6. Oscilograf dobré, solidní konstrukce, s časovou základnou ve frekvenčním rozsahu našeho pulsního kmitočtu.

Celé zařízení sestavíme podle obr. 4.



Obr. 4

Nyní předpokládáme, že existuje vrstva ve výši řádově sta kilometrů, jež odraží zpět elektromagnetické vlny našeho vysílače. Přijimač zachytí každý puls vysilače dvakrát: jednou přímo z vysilače, tedy ze vzdálenosti zanedbatelné; po druhé vo odraze od ionisované vrstvy, tedy — uvažujeme-li dráhu vlny tam a zpátky — ze vzdálenosti rovně dvojnásobné výše vrstvy. To je princip našeho zařízení. Ukážeme si nyní podrobněji, jak se s apaturou pracuje.

#### Proměrování ionosféry

Předpokládejme, že jsme užili frekvence pulsů 1 kc, dalež že stínítko obrazovky má užitečný průměr 9 cm. Časovou základnu oscilografu nastavíme na frekvenci pulsů. V tom případě přeběhne paprsek jednou shora dolů za 0,001 sec. Nastavíme-li maximální uvedenou dráhu 9 cm, uběhne tedy paprsek za 0,001 sec.

dráhu 9 cm. Je-li výška odražné vrstvy  $h$ , pak odražený paprsek proběhne dráhu tam a zpět za dobu  $t$ , danou vzorcem:

$$t = \frac{2 \cdot h}{c} \quad (14)$$

c rychlos elektromagnetického vlnění = přibližně 300.000 km/sec. (viz vzorec 9).  $h$  výška vrstvy v km.  $t$  doba návratu ve vteřinách.

V našem uvažovaném případě vychází nám pro vrstvu 100 km  $t = 0,00066$  sec.

Na stínítku oscilografu se nám v tomto případě objeví jedna přímka, způsobená pulsy vlny přímé, a druhá, obvykle poněkud méně jasná, rovnoběžná s první, pocházející od pulsů vlny odražené. V našem případě by byla od první vzdálena asi 6 cm. Poněvadž používáme propulsní generátor motorku o stálých otáčkách, má naše frekvence impulsy vždy touž hodnotu. Je-li to hodnota  $f_i$ , pak také paprsek řízený časovou základnou kterou nastavíme na kmitočet  $f_i$  proběhne stínítko oscilografu v době

$$t_i = \frac{1}{f_i} \quad (15)$$

Dráhu paprsku nastavíme amplitudou časové základny na hodnotu, v níž časový průběh kmitu je ještě lineární. To bývá svolně v širokých mezích. Tak na př. při průměru stínítko 12 cm možno tu to amplitudu učinit až 10 cm Amplitudu nastavíme také vždy na touž hodnotu. Budiž obecně  $a$  cm. Pak — vrací-li se odražený paprsek za dobu  $t$ , danou vzorcem 14/, je jeho vzdálenost od paprsku přímého, měřená na stínítku obrazovky (použitím vzorce 14/):

$$d = \frac{2 \cdot a}{t_i \cdot c} \cdot h$$

cili:

$$h = \frac{t_i \cdot c}{2 \cdot a} \cdot d \quad (16)$$

Protože zlomek na levé straně rovnice je konstanta, představuje vzorec 16) analiticky rovnici přímky. Můžeme ji podle známé hodnoty této konstanty jednou provždy narýsovat a užívat k rychlému grafickému stanovení výšky odražné vrstvy.

Jiná metoda měření výšky ionosféry s týmž zařízením neužívá konstantního rozkmitu  $a$ , ale nastaví na stínítku obrazovky dva po sobě jdoucí脉sy přímého paprsku, čili dve rovnoběžné přímky, jejichž vzdálenost pak odpovídá době  $t_i$  ze vzorce 15). Mezi nimi paprsek slabší, vzniklý od vlny odražené.

Úmrou si spočítáme dobu  $t$  a ze vzorce 14) pak určíme výšku odražející vrstvy.

Také někdy — a je to postup velmi výhodný — místo interní časové základny oscilografu použijeme základny externí a připneme ji přímo na nás mechanický generátor pulsů.

Co měříme? Obvykle nastane tento případ: Ladíme plynule vysilač od nižších frekvencí k vyšším. Současně na tytéž frekvenci ladíme i přijimač. Na oscilografu sledujeme odraz. Řekneme, že zjistíme na jisté frekvenci, třeba na 2 Mc/s vůbec nejnižší hranici, na niž vůbec odraz nastává. Pak tuto frekvenci nazýváme LUf. Na stínítku oscilografu změříme současně vzdálenost  $d$  a z ní vypočteme výšku vrstvy  $h$ . Necht vyjde třeba  $n = 100$  km. Jak dále uvidíme, šlo by v tomto případě patrně o vrstvu  $E$  nebo  $E_1$ . Souhrnně bychom zanesli tento výsledek takto:

2 Mc/s — LUf —  $E_1$  — datum a přesný čas

Zvyšujme frekvenci. Při jisté frekvenci zjistíme, že odraz o vrstvu  $E$  přestává. Dosáhl jsme MUf-E. Mezikdym jsme však zjistili při ktereši frekvenci odraz o jinou, vyšší vrstvu. Tato frekvence byla opět LUf, třeba pro vrstvu  $F$ . Tak postupujeme dále, až zjistíme MUf-F. Při ještě

vyšších frekvencích než MUf-F třeba již odraz vůbec nezjistíme. Elektromagneticá energie pak proniká do vesmírného prostoru.

Občas též pozorujeme, že odraz nastává na dvou vrstvách velmi blízkých, na př. 95 km a 107 km. V tomto případě může jít o dva zjevy, o magnetickou polárisaci vrstvy, způsobenou činností zemského magnetismu, nebo o rozštěpení vrstvy, které se zemským magnetickým polem vůbec nesouvisí. V druhém případě označíme rozštěpené indexy 1 a 2. K rozlišení obou zjevů nám pomůže poznámka v tabulce. V nejvyšších vrstvách ionosféry ovlivněněkdy rušivě naše měření magnetooptický zjev Starkův a elektrooptický zjev Kerrův. Také výška  $h$ , již našimi měřeními určíme, bývá obvykle větší než ve skutečnosti, vlivem toho, že tu vlastně nejde o odraz vln, ale o ohýb. Odchylka však zpravidla nepřesahuje 10%.

**Poruchy v krátkovlném příjmu.** Každou větší odchylku od pravidelného odrazu, který má svou krátkou periodu denní, dále periodu roční a konečně periodu sluneční 22 let, případně poloperiodu 11 let, nazýváme ionosférickou poruchou. Základní typy těchto poruch jsou:

1. porucha magnetickou bouří.
2. Dellingerův zjev.
3. porucha zvýšenou činností některého meteorologického roje
4. porucha způsobená náhlým vztřístem galaktického či mimogalaktického záření (na př. vzplanutím novy).
5. porucha původu nezjištěného.

Magnetické bouře způsobí poruchu, která je úměrná magnetické perturbaci v pozorovací oblasti. Větší takové poruchy bývají provázeny polární září. Příčinou Dellingerova zjevu je velká protuberance sluneční, která způsobí zvýšení emise ultrafialového záření. Dellingerův zjev je tedy omezen na polokouli osvětlenou sluncem. Maximum je v bodě, kde slunce je v zenithu. Obě poruchy se projeví dočasným vymizením příjmu v jistém frekvenčním pásmu. Vymizení nebývá zvláště při magnetické poruše úplné, ale zato trvá obvykle déle.

Vysvětlení uvedených poruch je následující: Řekněme, že odraz nastává na vrstvě E. Při poruše vzrosté ionisace spodních vrstev D, případně C, ať již vlivem magnetickými, elektrickými, průlety meteoritů či jinak. Vrstvy se zvýšenou ionisací se stanou vodivějšími a pohlcují zvýšenou měrou elmg. vlny. Jejich ionisace však nedostoupí výše, kterou udává Appletonova podmínka 13), tedy samy neodrážejí. Prostorová vlna se tedy ani nevrátí zpět ani nepronikne do vesmíru, ale utlumí se ve vysokých vrstvách ovzduší. Tím jsme jednotně vysvětlili převážnou většinu ionosférických poruch.

**Slovo závěrem.** Článek OK1VW v 11. čísle KV 1948, článek OK1NB z letošního 8. čísla KV a konečně tento můj článek dotýká se nového oboru krátkovlnného výzkumnictví. Je to výzkum a předpověď podmínek. Všichni víme, co přinesla radiotechnice průzkumnická práce našich amatérů. Nyní je však obor radiotechnických přístrojů do té míry propracován a ucelen, že spíše kopírujeme výrobky profesionální, než aby si továrny braly příklad z přístrojů našich. V tomto novém oboru ve vyšetřování cest našich milých vln prostorem, je pole amatérského výzkumnictví široce otevřeno. Popsaná metoda měření výšky ionosféry je k němu prvním krokem. A výsledky našeho bádání v tomto směru, věrme, přinesou velký užitek nejen nám, ale především jistotě a bezpečnosti světové radiokomunikace vůbec. Přeji všem, kdož se tomuto oboru chtějí věnovat, aby měli větší úspěch v předpovídání radiových podmínek, než mají naši meteorologové v předpovědi počasí. S vážnými pracovníky

v otázkách ionosféry naváže ochotně spolupráci státní hvězdárna v Ondřejově, která se věnuje výzkumu sluneční činnosti.

Přehledná tabulka vrstev ionosféry.

Název vrstvy	Výška km	Poznámky
C	50 km	Objeví se zřídka, přechodná
D	70 km	Přechodná vrstva
E	110 km	Původní t. zv. Kenelly-Haevisideova, v létě bývá rozštěpena na vrstvy $E_1$ a $E_2$
F	215 km	Značně účinná vrstva, jeví se silné rozštěpení na $F_1$ a $F_2$ , zejména v létě
G	450 km	Přechodná vrstva, bývá magneticky polarisována

#### Literatura:

Stratton: *Electromagnetic Theory*,  
Slater: H. Frank — *Theoretical Physics*,

Nachtikal: *Technická fyzika*,

Müller — Pouillet: *Optik*.

Link: *Lety do stratosféry a výzkum vysoké atmosféry*.

Hanzlík: *Meteorologie a Klimatologie*,

Bouška: *Zemský magnetismus*.

Guth — Link — Mohr — Sternberk: *Astronomie*.