Masarykova univerzita Přírodovědecká fakulta

Ústav teoretické fyziky a astrofyziky



Detekce meteorů pomocí rozptylu radiového signálu

Bakalářská práce

Alena Vanžurová

Vedoucí práce: Prof. Mgr. Vít Kudrle, Ph.D.

Brno 2023

Bibliografický záznam

Autor:	Alena Vanžurová Přírodovědecká fakulta, Masarykova univerzita Ústav teoretické fyziky a astrofyziky		
Název práce:	Detekce meteorů pomocí rozptylu radiového signálu		
Studijní program:	PřF B-FYZ Fyzika		
Studijní obor:	Astrofyzika		
Vedoucí práce:	Prof. Mgr. Vít Kudrle, Ph.D.		
Akademický rok:	2022/2023		
Počet stran:	xiv + 87		
Klíčová slova:	meteory; rádiové vlny; anténa; rozptyl; odraz; ionizo vaná stopa		

Bibliographic entry

Author:	Alena Vanžurová Faculty of Science, Masaryk University Department of theoretical physics and astrophysics		
Title of Thesis:	Forward-scatter detection of meteors		
Degree programme:	Physics		
Field of study:	Astrophysics		
Supervisor:	Prof. Mgr. Vít Kudrle, Ph.D.		
Academic year:	2022/2023		
Number of pages:	xiv + 87		
Key words:	meteors; radio waves; antenna; scattering; reflection; ionized trail		

Abstrakt

Vydáváme se na slibnou cestu k vlastnímu *forward scatter* experimentu pro detekci meteorů a k analýze získaných dat. Nejdříve je předvedeno podrobné vysvětlení některých hlavních fyzikálních principů, které rádiovou detekci meteorů umožňují. Poté je představena vlastní anténa, jejíž parametry jsou pro naše meteorické záměry prověřeny modelováním a měřením jejího vzdáleného pole. V rámci dosažených detekcí Geminid a sporadických událostí jsou nakonec stručně uvedeny vybrané programy pro analýzu radiofrekvenčního spektra. Je rozeznána denní variace, stejně tak některé Dopplerovy posuvy. Geometrická představa je porovnána s úhly rozptylu odvozenými z časových výkonových profilů.

Abstract

We are setting out on an auspicious journey to the forward scatter experiment for detection of meteors and to the obtained data analysis. Firstly, a particularised explanation of some main physical principles that make radio detection of meteors a reality is performed. Next, our own antenna is introduced and its parameters are verified for our meteoric goals through modelling and measuring of its far field pattern. Advantages and disadvantages of selected radio frequency spectrum analysis programs are demonstrated on Geminids and sporadic meteoric events. Diurnal variation is recognized, as well as some Doppler shifts. Geometrical concept is compared to scattering angles derived from temporal power profiles.

Abstractum

In viam prōmittentem ad experīmentum nostram ad dēprehēnsiōnem meteōrī et analysem notatae prōficimus. Uno modo, scrutans explicātiō quorundam prīncipālium prīncipiōrum physicārum quae meteororum radio-deprehensio in rem fiunt praestātur. Deinde, antenna nostra intrōdūcitur et eae quālitātēs simulātiōnem et mēnsūram sui agrō ēlectricō cognōscuntur. Post dēprehēnsiōnem imbrem Geminōrum et ēventūs rārōs māchinae ēlēctae ad analysem spectrī exhibentur. Variātiō diurnālis et quīdam effectūs Dopplerī agnōscentur, angulī spargentēs dērīvātī de fōrmā potentiae cum figūrā geōmetricā conpārentur.

ZADÁNÍ BAKALÁŘSKÉ PRÁCE

Akademický rok: 2022/2023

Ústav:	Ústav fyzikální elektroniky		
Studentka:	Alena Vanžurová		
Program:	Fyzika		
Specializace:	Astrofyzika		

Ředitel ústavu PřF MU Vám ve smyslu Studijního a zkušebního řádu MU určuje bakalářskou práci s názvem:

Název práce:	Detekce meteorů pomocí rozptylu radiového signálu		
Název práce anglicky:	Forward-scatter detection of meteors		
Jazyk závěrečné práce:			

Oficiální zadání:

Hlavním cílem je ověřit možnosti detekce meteorů z rozptylu radiového signálu za pomocí nenáročného, běžně dostupného vybavení. Nejvíce manuální tvůrčí činnosti lze očekávat při realizaci úzkopásmového filtru a antény optimalizované pro příjem signálu pozemního radiolokátoru v Graves (f=143,050 MHz). Sestavení kaskády předzesilovačů a programem řízeného digitálního přijímače (SDR - software defined radio) bude naopak tou jednodušší částí. Časově náročné bude zpracování velkého množství naměřených dat v reálném čase (FFT spektra) a následný postprocesing. Očekávaným výstupem pak bude intenzitní a frekvenční záznam jednotlivých událostí.

Vedoucí práce:	prof. Mgr. Vít Kudrle, Ph.D.		
Konzultant:	Mgr. Filip Hroch, Ph.D.		
Datum zadání práce:	21. 11. 2022		
V Brně dne:	12. 5. 2023		

Zadání bylo schváleno prostřednictvím IS MU.

Alena Vanžurová, 5. 12. 2022 prof. Mgr. Vít Kudrle, Ph.D., 6. 12. 2022 RNDr. Luboš Poláček, 8. 12. 2022

Poděkování

Mé obrovské díky patří především mému vedoucímu prof. Kudrlemu, který to se mnou ani přes mé opakované pokusy o rezignaci nehodlal vzdát a na úkor svého psychického zdraví mi obětoval spoustu času, zkušeností i vtipu. Dále mému konzultantovi monsieur Hrochovi za jeho bezmeznou podporu, soucit a přehršel schopností, o které se se mnou štědře dělil za všech okolností a ve všech denních dobách.

Za pomoc s převedením nákresů do reálné podoby vděčím svému panu otci a P. Saulovi. Za zapůjčení osamělých měřicích přístrojů, které si mohly dovolit strávit se mnou meteorové prázdniny, děkuji Majdě a Vlastovi, jemuž při této příležitosti rovnou poděkuji za veškerou asistenci a terapii, kterou mi při psaní práce na úkor psaní své vlastní poskytl.

Své díky za detekci chyb v práci o detekci a trefné příspěvky musím vyslovit ještě dacanovi Vaškovi, umělecké referentce Julince, bohemistce Anetce a paní učitelce Aničce.

V neposlední řadě bych chtěla vyjádřit vděk všem svým spolubydlícím (i těm přechodným), kteří neustále zoceleně trpěli improvizovaná anténová aranžmá a mě se vším všudy. Své sestře děkuji, že to rozchodila, a své mámě, že pořád věří.

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci jsem vytvořila samostatně pod vedením svého vedoucího a výhradně s použitím citovaných pramenů.

V Brně dne:

Alena Vanžurová

.....

Obsah

Pr	olog]
1	Od l	comety k Zemi 3
	1.1	Geneze
	1.2	Choreografie
	1.3	Variace
2	Na s	topě 13
	2.1	Metamorfóza
	2.2	Ionizace
	2.3	Zrcadlení
	2.4	Difúze
3	Od	zysílače k přijímači 23
	3.1	Radiace a propagace
	3.2	Anatomie a atributy antén
	3.3	Vysílač
	3.4	Přijímač
4	Na s	tavbě (<i>interludium</i>) 43
	4.1	Pětiprvková Yagi anténa 43
	4.2	Dvouprvková HB9CV anténa 46
5	Od l	avičky k hřišti 49
	5.1	Modelování s pomocí programu 4NEC2
	5.2	Vlastní měření
	5.3	Komparace impedančních parametrů
	5.4	Komparace vyzařovacích charakteristik

6 Na spektrogramu			
	6.1	Echoes	61
	6.2	Spectrum Lab	62
	6.3	MeteorLogger	73
Ep	ilog		81
Lit	eratu	Ira	83
Ele	ektro	nické zdroje	86

Prolog

Přicházející pojednání o "pozdvihnutých" ($\mu\epsilon\tau\epsilon\omega\rho\sigma\sigma$ [E37]) by mělo obdivovateli ohnivých mumrajů na obloze potvrdit, že díky nim a velice rozvinuté anténovědě je dnes možné (a zcela běžné) v ryze amatérských domácích podmínkách provádět jistý druh radioastronomického pozorování, který při pečlivém zacházení s nemalou dávkou trpělivosti a nasazení může přinést užitečný materiál ke zpracování.

Do značné míry je tato práce koncipována jako příběh – od živelného zrodu kometárního prachu k jeho šarmantnímu úhynu v zemské atmosféře, který si s výdobytky dnešní technologie můžeme v podobě jedniček a nul schovat na později. Od prvních březnových náčrtků a výletů pro koaxiální kabely k prosincovým rozptylům na Geminidách. Od jedněch oscilujících nábojů ke druhým. Příběh, který se možná po tomto obrázkovém zpracování jednou dočká i dramatizace.

Širokost dosavadních poznatků o nebeské mechanice, vysokoenergetických srážkách, šíření elektromagnetických vln (zejména těch radiofrekvenčních – RF), anténních charakteristikách atd. vyplní první tři teoretické kapitoly a měla by vést ke sjednocení (nejen) notoricky známých mechanismů, se kterými je potřeba se seznámit ještě před uváděním vlastní měřicí aparatury do provozu.

Poslední dvě kapitoly se pak týkají vlastního experimentu, ověřování účinnosti postavené aparatury a její užitečnosti pro účel rádiové detekce meteorů, formám záznamu detekovaných událostí (v programech Spectrum Lab a MeteorLogger) a jejich možnému zpracování. Také svým způsobem poslouží jako odrazový můstek pro případné zájemce o "bastlení" podobného druhu. Ukážou, čeho přibližně je možné vlastními silami s jednotkami tisíců korun nazbyt dosáhnout a co se díky tomu můžeme o meteorech z vlastního měření dozvědět.

Očekáváme, že čistým zápisem počtu událostí v jednotlivých denních hodinách bychom měli být schopni ověřit fenomén denní variace a identifikovat,

Playlist k poslechu pro čtenáře bakalářské práce o cestě k rádiovým detekcím: [E41].

jestli je aktivní meteorický roj. Podaří-li se nám pořídit detailnější záznamy konkrétních událostí, měli bychom sledovat typické časově proměnné výkonové a frekvenční profily meteorických signálů, na základě kterých budeme moci odhadnout jisté vlastnosti meteorů.



Per aspera ad meteora.

Od komety k Zemi

1

Dříve než se dostaneme k samotné radioamatérské metodě zachycování toho, co můžeme jako pozorovatelé vnímat mezi nebem a zemí, bude nasnadě věnovat pár odstavců původu kosmických těles vstupujících do více či méně nahodilých srážek, jejich rozmístění, dráze pohybu, charakteristice a variaci jejich příchodů do zemského ovzduší.

1.1 Geneze

Před dávnými lety, v jedné nedaleké zemi, žil astronom jménem SCHIAPARELLI, který jako první na základě svých bádání prokázal souvislost mezi letním meteorickým rojem Perseid a dráhou komety Swift-Tuttle-Simons 1862 III, čímž položil pomyslné základy meteorické astronomie. Od tohoto zásadního objevu z roku 1866 se vlivem jeho následovníků podařilo spojit s kometami další periodické roje, a tak o typu mateřských těles, která při cestě způsobují svým rozpadem existenci organizovaného štěrku, již dlouho nemáme pochybnosti.

Prachová zrnka z komet či planetek se pohybují od svého vzniku víceméně samostatně, převážně se však neodchylují po dlouhou dobu od dráhy svých původců, rozptýlí se po jejím obvodu a rovině. Když tato rovina a rovina ekliptiky mají vhodné vzájemné postavení (protínají se v sečně dráhy oběhu Země), může docházet k interakci těchto částic s naší atmosférou [Hroch, 1996]. Tou se budeme podrobněji zabývat v druhé kapitole.

Mluvíme-li o naší sluneční soustavě, opouštění mateřského tělesa probíhá zejména v *periheliu*, kdy se pohybuje největší rychlostí nejblíže Slunci. Tam dochází k prudkému ohřevu a tím k vypuzení prachu a plynu, který byl v ledovém jádře komety uvězněn. Samotná rychlost ejekce prachových částic je pak řízena právě procesem odplyňování tohoto jádra a odpovídá řádově desítkám až stovkám m/s, tedy jen malému zlomku oběžné rychlosti komety. Uvolněné meteoroidy vytvoří

během jednoho průchodu tzv. stopu (angl. *trail*), shluk těchto tenkých stop potom při opakovaných návratech k přísluní formuje tzv. proud (angl. *stream*) [Ryabova et al., 2019]. Náhlý výskyt zpravidla mohutnějších zrn může mít původ v úplném rozpadu komety nebo planetky.

1.2 Choreografie

Kosmický tanec bezpočtu prachových objektů je zásadně ovlivňován fyzikálními silami různého charakteru. Těm se nyní budeme krátce věnovat, abychom si lépe dokázali představit dynamiku proudu meteoroidů.

Účinek gravitačních sil

Kometa, planetka i meteoroid, bez ohledu na rozdíly ve hmotě, rozměrech, chemickém složení nebo majetku, se jako každé jiné poslušné těleso sluneční soustavy řídí gravitačním zákonem, který NEWTON odvodil z poznání jeho předchůdce KEPLERA, a dokázal tak teorii o vzájemném působení těles zobecnit. Pro velikost síly F působící mezi tělesy o hmotnostech m_1 a m_2 platí

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2} \,, \tag{1.1}$$

kde *r* je vzdálenost jejich středů hmotností a *G* je gravitační konstanta, jejíž hodnotu určil experimentálně s velkou přesností až CAVENDISH na konci 18. století [Feynman et al., 1965].

Částice mající zanedbatelnou hmotnost vůči jinému tělesu se v jeho gravitačním poli pohybuje po kuželosečce, v jejímž ohnisku se toto těleso nachází. Krátce připomeneme polární rovnici kuželosečky

$$r = \frac{p}{1 + e \cos \nu},\tag{1.2}$$

jejíž odvození najdeme například ve skriptech [Janík and Mikulášek, 2022]. Tou je dán *průvodič* trajektorie r(t), v(t) je označení *pravé anomálie* (tj. úhel mezi průvodičem a směrem k periheliu), *e* je excentricita a *p* značí tzv. *parametr kuželosečky*, jenž vyjadřuje délku průvodiče když $v = 90^\circ$. Pro další popis bude nejpodstatnější $p = a(1 - e^2)$, který se týká uzavřené kuželosečky – *elipsy*. Zmiňované proměnné jsou upřesněny obrázkem 1.1.

Podle [Plavec, 1956] s pomocí jednoduché úvahy o rovnici (1.2) výše můžeme rozhodnout, zda těleso, které se setkává se Zemí, patří ke sluneční soustavě. Zderivujeme-li (1.2) podle času, dostaneme okamžitou *radiální* složku dráhové rychlosti. Její okamžitou *tangenciální* složku pak získáme zderivováním pravé



Obrázek 1.1: Základní parametry elipsy v rovině, *a* a *b* značí hlavní a vedlejší poloosu, v pravou anomálii, *r* průvodič a *q* vzdálenost v periheliu. Slunce se nachází v ohnisku F_2 . Ilustrace autorky práce.

anomálie podle času a vynásobením r. Po matematických úpravách součtu čtverců obou složek získáme čtverec výsledné rychlosti

$$v^2 = k^2 \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right) \tag{1.3}$$

přičemž rychlost *v* je vyjádřena v astronomických jednotkách za den, *a* je délka hlavní poloosy elipsy v astronomických jednotkách a *k* je tzv. *Gaussova gravitační konstanta slunečního systému*. Zavedeme-li pro cizí těleso procházející v místě Země normované jednotky (*v* bude rychlost Země a r = 1), dostaneme podstatný vztah mezi jeho heliocentrickou rychlostí a velkou poloosou

$$v^2 = 2 - \frac{1}{a} \,. \tag{1.4}$$

Střední rychlost Země je 29.78 km/s [E27], je-li v v (1.4) menší než $\sqrt{2}$, pak je tato rychlost menší než 42.1 km/s, velká poloosa je kladná – dráhou je *elipsa*. V případě $v = \sqrt{2} \equiv 42.1$ km/s je $a = \infty$ a dráha je *parabolická*. V posledním případě při $v > \sqrt{2}$ vychází a < 0 a takové těleso se pohybuje po *hyperbole*. Závěrem je, že meteorické tělísko, které má při střetu se Zemí heliocentrickou rychlost větší než 42.1 km/s, není téměř určitě příslušníkem sluneční soustavy.

To lze říci zjednodušeně, rychlost tělíska ale může být ovlivněna gravitačním působením jiných objektů a je dobré brát toto omezení v potaz.

Kromě tvaru dráhy, který je dán velkou poloosou *a* a excentricitou *e*, existují nadále parametry jednoznačně určující prostorovou orientaci této dráhy. Za základní zvolíme rovinu ekliptiky *ρ*, ve které Země obíhá Slunce v matematicky kladném směru, jiná libovolná rovina oběhu *σ* ji protíná v *uzlové přímce*, na které se též nachází ohnisko obou rovinných křivek – Slunce. Křivka dráhy protíná uzlovou přímku ve dvou bodech, v jednom z nich vystupuje těleso nad rovinu dráhy Země – *výstupní uzel* Ω , v druhém sestupuje pod ni – *sestupný uzel* \Im . Jako základní volíme směr k *jarnímu bodu* Υ , úhel mezi ním a směrem k výstupnému uzlu značíme Ω. Dalším elementem rozhodujícím o poloze v prostoru je úhel vzájemného sklonu rovin *i* – *inklinace*. Úhel mezi směrem k výstupnému uzlu a směrem k periheliu nazýváme *argument perihelia* – ω a říká nám o poloze kuželosečky v oběžné rovině.

Pět předchozích prostorových parametrů bychom měli pro úplnost popisu pohybu doplnit o počáteční čas T_0 – *okamžik průchodu periheliem*.



Obrázek 1.2: Prostorová dráha komety (*H*) obíhající v (červené) rovině σ a její parametry zmiňované v textu výše. Ilustrace autorky práce podle [Plavec, 1956].

Geometrii dráhy a polohu tělesa na ní lze tedy v principu jednoznačně vystihnout pomocí T_0 , ω , i, Ω , e a a. Tyto parametry ale nemusejí být v čase stálé. Nelze opomíjet ostatní planety (případně i jiné objekty), které zejména při těsných setkáních s popisovaným tělesem nezůstávají v ovlivňování jeho trajektorie pozadu. Čím hmotnější jsou tito narušitelé proti studovanému tělesu, tím drastičtější změny v trajektoriích můžeme očekávat. Jelikož nejsme schopni vývoj systému tří a více těles popsat analyticky, musí se s ním vypořádat numerické simulace. Na obrázku 1.3 lze pozorovat výraznou deformaci proudu meteoroidů, pocházejícího z komety 67P/Churyumov-Gerasimenko, zapříčiněnou průchodem v těsné blízkosti Jupiteru. Stopu lze nyní těžko vnímat jako jednu entitu, rozprostřela se do všech končin sluneční soustavy [Ryabova et al., 2019].



Obrázek 1.3: Evoluce proudu meteoroidů vyhozeného z komety 67P/Churyumov-Gerasimenko v roce 1947. Blízké míjení s Jupiterem, které nastalo roku 1959, změnilo její dráhu a proud částic je od té doby výrazně deformován. Zatímco malé částice zůstávají na staré (výstřednější) trajektorii, protože v době setkání byly příliš daleko od jádra, větší částice následují kometové jádro podél nové trajektorie (kde zároveň probíhá tvorba nových proudů). Převzato z [Vaubaillon et al., 2006].

Účinek negravitačních sil

Ostatní efekty, které nastávají ve formaci proudu meteoroidů, se týkají především *tlaku záření* působícího proti gravitační přitažlivosti Slunce. Gravitační síla je úměrná objemu meteorického tělíska, zatímco tlaková síla dopadajícího záření spíše jeho průřezu. Pro větší částice je tím pádem tento vliv téměř zanedbatelný. Co se týče těch nejmenších (~ 10^{-6} m), ty jsou prakticky vytlačovány ven ze sluneční soustavy. U prachových zrnek o velikostech řádově 10^{-3} m se projevuje tzv. Poyntingův-Robertsonův jev – záření emitované Sluncem způsobí změnu momentu hybnosti takovýchto částic, která se projeví pohybem po spirále směrem ke zdroji, jejich oběžná rychlost se tak zvyšuje a na časové škále desítek tisíc let dojde ke kolizi. Podrobně se tímto efektem a odvozením výsledné pohybové rovnice zabývá například [Klačka et al., 2014].

U zrnek nepravidelného tvaru se dá uvažovat o sezónním YORP (Yarkovsky–O'Keefe–Radzievskii–Paddack) efektu, který opět vlivem záření mění jejich charakteristiku pohybu. V tomto případě jde ale spíše o proměnu jejich individuální rotace než orbity. Teoreticky by YORP efekt měl též zvýrazňovat rozložení hmotnosti v proudu meteoroidů, vzhledem k titěrným rozměrům objektů je však tento účinek (aspoň zatím) neměřitelný [Ryabova et al., 2019].

1.3 Variace

Meteoroidy a jimi způsobené meteory při interakci s naší atmosférou dělíme na *sporadické* a *rojové*. Sporadické meteory jsou vlastně ale nejčastěji pozůstatky velmi starých a slabých rojů, které se navzájem prolnuly a ztratily tak na své význačnosti. Kromě toho můžou být původcem sporadických meteorů úlomky z nahodilých srážek asteroidů. Při zaznamenávání počtu meteorů pozorovaných libovolnou metodou v závislosti na denní době si povšimneme, že jejich frekvence je nejvyšší v brzkých ranních hodinách a spíše v podzimních měsících. Při vysvětlování příčiny těchto jevů vycházíme z knihy [Plavec, 1956].

Denní variace sporadických meteorů

Kdybychom shrnuli dlouhé řady pozorování bez závislosti na ročních obdobích a spočítali hodinové frekvence pro jednotlivé dny, postřehneme tzv. *denní variaci*. Maximální počet meteorů za hodinu se dostaví vždy v místním ranním čase. S pomocí obrázku 1.4 si vysvětlíme proč.

Zjednodušeně uvažujeme kruhovou dráhu Země, směr rychlosti jejího pohybu je tedy přibližně kolmý na směr ke Slunci a je vyznačen zprava doleva (ve stejném smyslu i rotuje). Jakožto nepolární pozorovatelé, nezávisle na volbě pozorovacího





Obrázek 1.4: Princip denní variace sporadických meteorů, *apex* je označen písmenem *A*. Ilustrace autorky práce podle [Plavec, 1956].

místa jsme v poledne přivráceni ke Slunci, o půlnoci naopak a v ranních hodinách se díváme ve směru pohybu Země – k bodu zvanému *apex*. Země tak nabírá tělíska před sebou, která mají tím pádem nejvyšší geocentrickou rychlost, zatímco ta za ní ji musejí (v místních večerních hodinách) dohánět.

Z existence denní variace můžeme odvodit, že (heliocentrické) rychlosti meteoroidů v_m a Země v_z budou stejného řádu. Kdyby tomu tak nebylo a nastal by jeden z extrémů $v_m \gg v_z$ nebo $v_m \ll v_z$, ranní a večerní frekvence událostí by byly v prvním případě téměř stejné, v druhém případě ve večerních hodinách takřka nulové. Z poměru průměrných ranních a večerních frekvencí získaných měřením tedy při známé rychlosti Země můžeme odhadnout průměrnou rychlost meteoroidů – resp. její průmět do směru pohybu Země.

Tento poměr se bude lišit pro různé zeměpisné šířky – vzájemná rychlost závisí na úhlu, pod kterým dochází k setkáním. Nejvýrazněji se denní variace projevuje na rovníku, nejméně na pólech [Hagfors, 1957].

Roční variace sporadických meteorů

Méně patrně se projevuje ještě jeden podobný mechanismus – události zaznamenané během roku nyní bez ohledu na denní dobu vykazují tzv. *roční variaci*. Zdánlivé *radianty* (tj. zdánlivé úběžníky drah meteoroidů) se vlivem skládání s pohybem Země hromadí v okolí apexu, frekvence postřehnutých meteorů bude (jako ostatně i u denní variace) záviset na tom, jak vysoko nad obzorem se apex v různých obdobích nachází. Jeho poloha na hvězdné obloze je v ekliptikálních souřadnicích vždy přibližně 90° od Slunce, zůstává podle obrázku 1.5 (vzhledem ke smyslu oběhu Země kolem Slunce) právě o tolik stupňů pozadu za ním – v období jara zůstává apex tam, kde Slunce bylo v zimě (tj. nejníže pod nebeským rovníkem), naproti tomu na podzim je apex v letních slunečních polohách (tj. nejvýše nad nebeským rovníkem), proto jsou frekvence v podzimních měsících vyšší než v jarních.



Obrázek 1.5: Princip roční variace sporadických meteorů. Vidíme, že apex *A* se nachází nejvýše na obloze pro danou polokouli vždy v jejím podzimním období. Vlastní ilustrace autorky práce.

Prominentní meteorické roje

Jak bylo zmíněno, Země se na své dráze může setkat a setkává s čerstvějšími a tedy kompaktněji uskupenými pozůstatky po kometách. Tady jde opravdu o významné zvýšení frekvence událostí trvající na škále dnů či týdnů závisle na tom, jak je konkrétní proud meteoroidů, kterým Země proplouvá, široký. Dráhy rojových meteorických tělísek jsou přibližně rovnoběžné, ačkoliv pozorovateli se vlivem perspektivy klamně rozbíhají z jednoho bodu, společného radiantu. Podle něj jednotlivé meteorické roje rozlišujeme, resp. podle toho, do kterého souhvězdí se nám promítá. V případě více zdrojů v jednom souhvězdí je potřeba podrobnějšího rozlišení, takže se zavádí rozšíření názvu o radiantu blízkou jasnou hvězdu. V následující tabulce přinášíme přehled nejvýznamnějších periodických rojů.

 Doi	Poloha radiantu maxima		Turráció	Matažalić tělaca		
КОј	RE	DE	Souhvězdí		waterske teleso	
Kvadrantidy	15:18	$+49.5^{\circ}$	Pastýř	1.1. – 9.1.	2003 EH	
Lyridy	18:04	+34°	Lyra	16.4. – 25.4.	C/1861 G1 Thatcher	
η Aquaridy	22:32	- 01°	Vodnář	19.4. – 26.5.	1P/Halley	
Perseidy	03:12	+57.6°	Perseus	17.7. – 24.8.	109P/Swift-Tuttle	
Orionidy	06:20	+15.5°	Orion	4.10 14.11.	1P/Halley	
Leonidy	10:08	+21.6°	Lev	5.11 30.11.	55P/Tempel-Tuttle	
Geminidy	07:28	+32.2°	Blíženci	6.12 17.12.	3200 Phaeton	

Tabulka 1.1: Každoroční meteorické roje a jejich parametry podle [E1].



Obrázek 1.6: Orbity Halleyovy komety a Země. Jejich průsečíky, kde nastávají η Aquaridy a Orionidy, jsou znázorněny. Ilustrace autorky práce inspirovaná [E2].

Existence dvou známých rojů stejného původce svědčí o tom, že trasa Halleyovy komety se potkává s orbitou Země ve dvou místech. Prachové částice z této opěvované komety [E26] pocházejí z jejích opětovných návratů a tráví v meteorickém proudu řádově stovky let.

Objekty našeho prvotního zájmu budou zejména potomci komety 109P Swift-Tuttle a planetky 3200 Phaeton. Perseidy se vyznačují obrovskou šířkou proudu – asi 65 mil. km [Plavec, 1956] – o čemž svědčí jejich vleklý průběh přes kalendářní měsíc. Pozůstatky komety se ale rozprostírají řídce do prostoru vyjma mnohem tenčího centrálního vlákna, ve kterém Země během čtyř dnů potká asi dvě třetiny z nich. Toto ostré maximum nastává kolem 14. srpna, v té době je také oblast radiantu nejmenší (radianty jsou plochami, protože dráhy meteoroidů nejsou přesně rovnoběžné).

Geminidy zase vynikají pomalými jasnými meteory, které pronikají hluboko do atmosféry, typickými nazelenalými *bolidy* (zelená barva vychází z chemického složení bohatého na hořčík). Rovněž jsou prvním známým rojem, jehož mateřské těleso bylo klasifikováno jako asteroid, nikoliv jako kometa. K tomuto objevu došlo až v 80. letech minulého století po zpracování dat z družice IRAS [Williams and Wu, 1993].



Obrázek 1.7: Přes sto Perseid zachycených v noci z 12. na 13. 8. 2022 mezi 20:10 a 4:15 UTC. Autor: Richard Fleet [E16].

Na stopě

Upusťme nyní od geometrie a procesů, které se týkají pohybu meteoroidů v řídkém skoro-prázdnu, a přesuňme se ke geometrii a procesům nastávajícím při jejich následné konfrontaci zemského ovzduší.

Během průniku je tělísko více a více narušováno kontaktem s atmosferickými částicemi, jejichž koncentrace narůstá. Dochází k prudké přeměně kinetické energie meteoroidu na tepelnou, světelnou, ionizační atd. Tepelná energie souvisí s rychlostmi neuspořádaného pohybu částic (tj. translačního, vibračního, rotačního) vzduchu i samotného tělíska. Na povrchu tělíska pak dochází k rychlému vypařování částic, elektrony v atomech a molekulách jsou v důsledku srážek vypuzeny na vyšší energetické hladiny (*excitace*) nebo úplně odtrženy (*ionizace*). Září především okolní vzduch, ale částečně i vlastní těleso, spektrální analýza záření pak může přinést informace o složení prachového vetřelce [Harvey, 1973]. Ionizované částice jsou příčinou vzniku elektricky vodivé *stopy* za meteoroidem. Z hlediska fenomenologické termodynamiky nastává při průletu *adiabatická komprese* okolního vzduchu.

2.1 Metamorfóza

Vypařováním dochází k výraznému úbytku hmotnosti meteorického tělíska. Polštář stlačeného vzduchu je zase příčinou ostrého brzdění. Nedojde-li k úplnému odpaření, poklesne rychlost meteoroidu téměř na nulu a ten pak dopadne na zem volným pádem (tj. *meteorit*) [E25]. Tyto skutečnosti lze matematicky vyjádřit.

Pohybová rovnice v odporovém prostředí by měla odpovídat součtu brzdícího členu a gravitačního členu, ten je však s dobrou přesností u tak drobných zrnek zanedbatelný [Hroch, 1996]. Předpokládejme, že tělísko se pohybuje podél přímky a má obecný tvar. Pak pro změnu jeho rychlosti v v čase t platí běžně



Obrázek 2.1: Fáze a fenomény související s průchodem meteoroidu zemskou atmosférou. Převzato z [Moilanen et al., 2021].

užívaný tvar rovnice

$$\frac{\mathrm{d}v}{\mathrm{d}t} = -\Gamma \frac{A\rho_{\rm a}}{m^{1/3}\rho^{2/3}} v^2 \,, \tag{2.1}$$

kde Γ značí brzdný koeficient, ρ_a hustotu vzduchu, *m* hmotnost tělíska a ρ jeho hustotu. *A* je koeficient popisující tvar z hlediska brzdění, přičemž pro kouli *A* = 1.21. Ztráta hmotnosti *m* pak vyplyne ze zachování energie při odštěpovaní materiálu a produkci tepla. Zavádí se "energie potřebná k ohřátí materiálu na bod varu" *Q* a "koeficient účinnosti přenosu tepla" Λ:

$$\frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} = -\frac{\Lambda A}{2Q} \left(\frac{m}{\rho}\right)^{2/3} \rho_{\mathrm{a}} v^{3} \,. \tag{2.2}$$

Tady však došlo k hrubé aproximaci diskrétního štěpení spojitým ubývání hmoty, což rozhodně není v souladu se skutečností. K rovnicím (2.1) a (2.2) by bylo třeba započítat ještě proměnnost hustoty vzduchu ρ_a v čase, což by při jejich řešení vedlo k nutnosti použití numerické integrace.

Pozorovaná světelná intenzita je fenomenologicky odvozena jako

$$I = -\frac{\tau}{2} \frac{\mathrm{d}m}{\mathrm{d}t} v^2 \,, \tag{2.3}$$

kde τ je "účinnost vyzařování". Vidíme tedy, že svítivost velmi silně závisí na rychlosti (~ v^5).

2.2 Ionizace

Ve výškách 70–140 km nad zemským povrchem je již postačující koncentrace atmosférických částic na to, aby mohlo docházet k jejich znatelné ionizaci (tedy k odtržení elektronů v důsledku vysokoenergetických srážek). Pokud je hustota volných elektronů dostatečně vysoká, ionizovaná oblast může rozptylovat a odrážet elektromagnetické vlny (o tom podrobně v kapitole 3) o frekvenci f_n závisející na této hustotě jako

$$f_{\rm n} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{N_{\rm e} \, e^2}{\epsilon_0 m_{\rm e}}} \,,$$
 (2.4)

 $m_{\rm e}$ a *e* zde značí hmotnost elektronu a elementární náboj, $N_{\rm e}$ elektronovou hustotu, ε_0 elektrickou permitivitu vakua [Chen, 1984]. (Teoreticky na rozptylu participují i vzniklé *ionty*, ty jsou však příliš těžké, a tak je jejich příspěvek zanedbatelný.) Rozeznáváme dva ionizované regiony:

- Primární ionizace se děje podél trajektorie meteoroidu, je příčinou vzniku přibližně kuželovité ionizované stopy za ním. Její životnost závisí převážně na kinetické energii tělesa [Plavec, 1956]. Odrazům na této oblasti se říká trail echoes a jsou velmi geometricky závislé (více níže v 2.3).
- Projevem *sekundární ionizace* je přibližně sférický kompaktní obal tělíska [Kero et al., 2004], který se pohybuje spolu s ním a poté spolu s ním i zmizí. Odraz od takového plazmového objektu se nazývá *head echo* a vyznačuje se impozantním *Dopplerovským posuvem*. Pohybuje-li se objekt (resp. směřuje-li jeho radiální složka rychlosti) k nám, budeme detekovat vlnu s vyšší frekvencí. Posunutá frekvence f_{RX} se spočítá podle obrázku 2.2 z původní vysílané frekvence f_{TX} jako

$$f_{\rm RX} = f_{\rm TX} \frac{1 - \frac{dR_{\rm T}}{cdt}}{1 + \frac{dR_{\rm R}}{cdt}},$$
(2.5)

kde identifikujeme radiální rychlost vůči vysílači dR_T/dt a radiální rychlost vůči přijímači dR_R/dt a rychlost světla *c*.



Obrázek 2.2: Pozice meteoru R_T a R_R vůči vysílači TX a přijímači RX vzdálených *l*. Ilustrace autorky práce podle [Rault et al., 2018].

2.3 Zrcadlení

Aby došlo k výraznému odrazu vyslané elektromagnetické vlny na meteorické ionizované stopě (*trail echo*), musí tato stopa ležet v rovině tečné k elipsoidu, v jehož ohniscích se nachází zdroj vlny (vysílač) a detektor vlny (přijímač). Celá reflexe tak probíhá v rovině šíření (*plane of propagation*) určené normálou k tečné rovině, resp. vysílačem, přijímačem a bodem odrazu *P* (tj. alternativní formulace Fermatova principu [Feynman et al., 1965]). Samotná stopa může mít v tečné rovině libovolnou orientaci, ale bude-li přímo kolmá na rovinu šíření, bude detekováno méně signálu, než když bude s rovinou šíření rovnoběžná [E28]. Přímým následkem zrcadlového odrazu od stopy je fakt, že veškeré informace odvozené od takového rádiového pozorování se vztahují jen k její omezené části, která efektivně odráží rádiové vlny.



Obrázek 2.3: Geometrie odrazu rádiové vlny v bodě P meteorické stopy, která leží v rovině tečné k elipsoidu, v jehož ohniscích se nachází vysílač T a přijímač R. Ilustrace autorky práce podle [Wislez, 1996].

Underdense meteor trails

V případě nízké hustoty volných elektronů, vlna proniká stopou bez útlumu, každý elektron rozptyluje příchozí vlnu individuálně a celkový obdržený signál odpovídá součtu těchto rozptýlených vln. To pochopitelně koresponduje se slabými meteory [Wislez, 1996], které jsou spíše pod hranicí viditelnosti lidského oka [E32].

Jsou-li elektrony soustředěny na přímce, mluvíme o lineární homogenní hustotě (*line density*) elektronů q, jejíž horní hranice se pohybuje řádově okolo $10^{14} \text{ e}^{-}/\text{m}$, obdržený výkon P_{un} pak popisuje rovnice [Wislez, 1996]

$$P_{\rm un}(r=0) = \frac{P_{\rm T}G_{\rm T}G_{\rm R}\lambda^3 r_{\rm e}^2 q^2 {\rm sin}^2 \gamma}{32\pi^2 R_{\rm T}R_{\rm R}(R_{\rm T}+R_{\rm R})(1-{\rm sin}^2\phi\cos^2\beta)},$$
(2.6)

ve které G_T resp. G_R odpovídají zisku vysílače T resp. přijímače R ve směru k bodu odrazu, R_T resp. R_R vzdálenostem mezi vysílačem resp. přijímačem a bodem odrazu, λ vlnové délce rádiových vln, r_e efektivnímu poloměru elektronu (2.817 938 · 10⁻¹⁵ m), γ je úhel mezi vektorem elektrické intenzity příchozí vlny a směrem k přijímači v bodě odrazu, β je úhel mezi ionizovanou stopou a rovinou šíření, ϕ je polovina úhlu rozptylu ($\angle RPT/2$). Tato aproximace platí v případě uvažování nekonečně dlouhé stopy.



Obrázek 2.4: Geometrie odrazu v bodě P meteorické stopy, obrázek upřesňuje některé z proměnných rovnice (2.6) a následujících. Ilustrace autorky práce vycházející z [E32].

Elektrony ale nejsou ve skutečnosti rozmístěny na přímce, spíše vykazují přibližně *Gaussovské* radiální rozložení hustoty okolo přímky. Pak poloměr takové meteorické stopy r je definován jako vzdálenost, ve které elektronová hustota odpovídá cca 37 % (1/e) centrální elektronové hustoty. Rovnice (2.6) pak přejde v

$$P_{\rm un}(r) = P_{\rm un}(r=0) \cdot \exp\left[-\frac{8\pi^2 r^2}{\lambda^2 \sec^2 \phi}\right].$$
(2.7)

Odsud vidíme, že signál bude zeslabený, což se děje kvůli ztrátě fázové koherence mezi rozptýlenými vlnami. Obvyklé trvání *underdense* meteorů je jen několik málo desetin sekundy.

Overdense meteor trails

Vysoká hustota volných elektronů zapříčiní, že stopa se ve své centrální části chová jako *plazma*. Představujeme si, že meteor je válec (ve skutečnosti velmi dlouhý kužel), který jako celek odráží elektromagnetické vlny. Pokud je vlnová délka rádiové vlny malá v porovnání s poloměrem kužele, výkon rozptýlený ve směru normály je přímo úměrný tomuto poloměru.

Problémem této představy však zůstává, že se nebere v úvahu nestejnorodá hustota stopy, resp. menší hustota vnější části obklopující její husté jádro. Kvůli větru stopa navíc s časem ztrácí tento válcový charakter. Jde tedy spíše o idealizovaný model. Jeho matematická formulace je založena na [Hines and Forsyth, 1957].

Aby došlo k reflexi na válcové stopě, musí elektronová hustota N_e podle (2.4) překročit *kritickou hustotu* N_c , která je dána jako

$$N_{\rm c} = \frac{4\pi^2 \varepsilon_0 m_{\rm e} f_n^2}{e^2} = \frac{\pi}{\lambda^2 r_{\rm e}} \ . \tag{2.8}$$

Odpovídající *kritický poloměr* r_c ve válci s poloměrem r s *Gaussovsky* distribuovanou hustotou je

$$r_{\rm c} = \sqrt{r^2 \cos^2 \phi \cdot \ln \left[\frac{q r_{\rm e} \lambda^2 \sec^2 \phi}{\pi^2 r^2}\right]} . \tag{2.9}$$

Pokud nyní aproximujeme stopu válcem s tímto kritickým poloměrem a ten je mnohem větší než pracovní vlnová délka ($r_c \gg \lambda$), odražený výkon v kolmém směru je poté dán vzorcem:

$$P_{\rm ov}(r) = \frac{P_{\rm T}G_{\rm T}G_{\rm R}\lambda^2 \sin^2\gamma}{32\pi^2 R_{\rm T}R_{\rm R}(R_{\rm T}+R_{\rm R})(1-\sin^2\phi\cos^2\beta)}r_{\rm c}(r) \ . \tag{2.10}$$

Opět pozice a orientace stopy hraje v úrovni obdrženého signálu majoritní roli a větší vlnové délky přinášejí silnější signál. Ten v případě *overdense* meteorů zůstává nejčastěji po dobu několika sekund (vzácně i minut).

Wind shear

Silné poryvy větru ve vrchní atmosféře po několika desetinách sekundy narušují a deformují meteorickou stopu, následkem čehož mohou vzniknout nové body reflexe (podobně jako mnohonásobné odrazy v rozbitém zrcadle) – odražené rádiové vlny z různých zdrojů interferují, tyto zdroje navíc nejsou kvůli větrům stabilní a podmínky interference se neustále mění. V signálu nastávají rychlé oscilace s periodou 0.1–0.2 s nazývané *deep fading* [Wislez, 1996].

2.4 Difúze

Evoluce signálu v čase je důsledkem *difúze*. Neprodleně po formaci stopy elektrony i ionty difundují do okolního vzduchu, jinými slovy, poloměr válce (s hustotou nižší, ale stále Gaussovsky rozloženou) roste s časem *t* podle

$$r = \sqrt{r_0^2 + 4D_a t} , \qquad (2.11)$$

přičemž r_0 je počáteční poloměr závisející především na hustotě atmosféry, střední hmotnosti atmosférických atomů a rychlosti meteoroidu [Schilling, 1993]. D_a je *ambipolární koeficient difúze*, který se kromě závislosti na právě zmíněných parametrech mění ještě s různou střední hmotností atomů meteoroidu a okolní teplotou [Greenhow and Neufeld, 1955].

Působení difúze na *underdense* meteory

Kombinací vztahů (2.7) a (2.11) dostaneme časový vývoj pro stopy s podkritickou hustotou volných elektronů

$$P_{\rm un}(t) = P_{\rm un}(r=0) \cdot \exp\left[-\frac{8\pi^2 r_0^2}{\lambda^2 {\rm sec}^2 \phi}\right] \cdot \exp\left[-\frac{32\pi^2 D_{\rm a} t}{\lambda^2 {\rm sec}^2 \phi}\right]$$
(2.12)

a typický *profil meteoru* můžeme vidět na obrázku 2.5, na kterém lze přímo pozorovat exponenciální pokles obdrženého výkonu s časovou konstantou

$$\tau_{\rm P} = \frac{\lambda^2 \sec^2 \phi}{32\pi^2 D_{\rm a}}.\tag{2.13}$$



Obrázek 2.5: Profil *underdense* meteoru ze systému RAMSES, na vodorovné ose je čas v sekundách, na svislé zaznamenaný výkon v relativních jednotkách. Převzato z [E29].

Působení difúze na overdense meteory

Kvůli difúzi meteorické stopy poloměr nadkriticky hustého jádra s časem roste, zároveň však postupně centrální hustota klesá, což nakonec povede ke zmenšování poloměru hustého válce až do té doby, dokud přehuštěná část úplně nezmizí a nezůstane jen dlouhá podkriticky hustá stopa (*underdense* meteor). Matematickým jazykem dosadíme (2.11) do (2.9) a získáme tak funkci pro časový vývoj kritického poloměru r_c (viz obrázek 2.6 vpravo), která je úměrná obdrženému výkonu P_{ov} . Typický profil *overdense* meteoru prezentuje obrázek 2.7.



Obrázek 2.6: Na levém grafu můžeme pozorovat difúzi meteorické stopy – rozložení hustoty volných elektronů v závislosti na vzdálenosti od osy stopy ve třech okamžicích (a, b, c). Na pravém obrázku je vykreslen průběh r_c . Převzato z [Wislez, 1996].



Obrázek 2.7: Profil *overdense* meteoru ze systému RAMSES, na vodorovné ose je čas v sekundách, na svislé zaznamenaný výkon v relativních jednotkách. Převzato z [E29].
Od vysílače k přijímači

Plazmový prostředník odhaluje přítomnost potměšilého hosta a zprostředkovává RF propojení dvou (nebo více) pozemských stanic. Vhodně umístěný radar snímající vymezenou oblast (primárně používaný k monitorování jiných objektů) vysílá periodický signál, který směřuje od nás a nachází se za obzorem, takže se k nám ani z části nedostane. Když však právě v jeho pokrývané oblasti vnikne do atmosféry tělísko, *ionizovaná stopa* vznikající při jeho průniku atmosférou může zapříčinit rozptyl rádiové vlny do všech směrů. Při módu *back scatter* pak samotný radar funguje zároveň jako přijímací zařízení a detekuje část vlny vracející se zpět k němu. Odlišnou složku rozptýlené vlny jsme schopni zaznamenat při použití správně umístěného a nastaveného přijímače na jiném místě, tento způsob bude nadále popisován a využíván, nazývá se *forward scatter*. Při využití více přijímačů na různých místech by bylo možné interferometrickou metodou dokonce meteory lokalizovat či dopočítat polohy radiantů [Rendtel and Arlt, 2015].



Obrázek 3.1: Zjednodušený princip metody rádiové detekce meteorů. Ilustrace autorky práce.

3

3.1 Radiace a propagace

Na fundamentální úrovni lze říci, že jakýkoliv elektrický náboj pohybující se se zrychlením je zdrojem elektromagnetických vln. Šarm, který si s sebou od dob MAXWELLA nese teorie elektřiny a magnetismu, spočívá v jejím sjednocení do čtyř rovnic, které lze zapsat v mnoha různých podobách. Původní Maxwellova formulace byla velice obšírná [Maxwell, 1865], ale stala se zásadním mezníkem v dějinách elektromagnetismu. Do dnešní široce užívané vektorové podoby byly rovnice přeformulovány až HEAVISIDEM a HERTZEM, který experimentálně ověřil existenci elektromagnetických vln. Řešením rovnic dokážeme popsat elektromagnetické pole v libovolném okamžiku. Pro elektrickou indukci D, elektrickou intenzitu E, magnetickou indukci B a magnetickou intenzitu H obecně v SI platí:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{D} = \boldsymbol{\rho} \,, \tag{3.1}$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0, \qquad (3.2)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} , \qquad (3.3)$$

$$\nabla \times H = j + \frac{\partial D}{\partial t} , \qquad (3.4)$$

kde ρ značí hustotu volného náboje, *j* hustotu proudu. Ve vakuu, kde se nenachází volné nosiče náboje, se Maxwellovy rovnice zjednoduší na:

$$\nabla \cdot \boldsymbol{E} = 0, \qquad (3.5)$$

$$\nabla \cdot \boldsymbol{B} = 0, \qquad (3.6)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} , \qquad (3.7)$$

$$\nabla \times \boldsymbol{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} , \qquad (3.8)$$

kde ε_0 a μ_0 jsou permitivita a permeabilita vakua. Aplikujeme-li na (3.7) nebo na (3.8) další rotaci a využijeme vektorové identity, dojdeme tak po Maxwellových stopách k vlnovým rovnicím, které jsou navzájem provázány:

$$\nabla^2 E = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \tag{3.9}$$

а

$$\nabla^2 \boldsymbol{B} = \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \boldsymbol{B}}{\partial t^2} \,. \tag{3.10}$$

Řešením rovnic v nekonečně velké vzdálenosti od zdroje je rovinná vlna, kde *E* a *B* jsou navzájem kolmé a šíří se ve fázi prostorem rychlostí $v = c = 1/\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} =$ $3 \cdot 10^8$ m/s, přičemž amplituda magnetické indukce je *c*krát menší než amplituda elektrické intenzity. Pole v bezprostřední blízkosti zdroje má však velmi odlišnou podobu (o tom více v podkapitole 3.2).

Obrázek 3.2 připomíná známé spektrum vlnových délek a příslušných frekvencí elektromagnetických vln. Některé z nich jsou obzvláště vhodné ke komunikaci, řeč je právě o rádiovém úseku, který můžeme dále rozčlenit na podoblasti.



Obrázek 3.2: Elektromagnetické spektrum. Českým ekvivalentem rádiových frekvencí UHF a VHF jsou UKV a VKV (viz podkapitola 3.2). Převzato z [E40].

3.2 Anatomie a atributy antén

Aparát transformující signál z vedení na elektromagnetickou vlnu a naopak známe od konce 19. století, kdy HERTZ zhotovil první takové zařízení pro *rádiovou* oblast spektra. Elektrický proud ve vodiči měnící se se zvolenou frekvencí *f* je příčinou vzniku elektromagnetické vlny o příslušné *f* propagující se do volného prostoru. Jiný vodič je pak schopen tuto vlnu zachytit a přeměnit opět na elektrický proud. Oběma typům zařízení říkáme *antény* a podle směru prováděné transformace je lze použít jako *vysílače* (angl. *transmitter*) nebo *přijímače* (angl. *receiver*). Vlastnosti se však volbou použití nezmění, to vyplývá z reciprocity. Bezdrátová komunikace, kterou již bez nejmenšího vzrušení nebo pozastavení používáme na denní bázi, by bez existence antén nebyla možná. Při ponoření se do jejich problematiky budeme v této podkapitole čerpat především z [Hallas, 2008], [Vavra and Turán, 1989] a [Mazánek and Pechač, 2004].

Klasifikace

Antény můžeme rozdělit do skupin s ohledem na různá hlediska. Například podle frekvenčního pásma (též délky vln), ve kterém se používají – DV (Dlouhé vlny), SV (Střední vlny), KV (Krátké vlny), VKV (Velmi krátké vlny), UKV (Ultra krátké vlny) atd. Poté podle šířky (rozsahu) tohoto pásma, ve které dokáží pracovat bez podstatné změny výkonu, je můžeme dělit na úzkopásmové, širokopásmové, případně extrémně širokopásmové. Na základě schopnosti soustředit své vyzařování (přijímání) do specifického směru je možné mluvit o anténách směrových, částečně směrových, všesměrových.

Běžného pozorovatele nepolíbeného elektrotechnikou nejspíše nejvíce zaujme klasifikace podle tvaru antény. V zásadě lze rozlišit dva základní typy: vodičové (prutové) antény a plošné antény. Každá odborná literatura zabývající se anténovou problematikou má pak vlastní mírně odlišné podrobnější typizace.

Nejjednoduššími a pro nás nejrelevantnějšími jsou tzv. *dipólové antény*. Jsou symetrické a jejich vlastnosti závisí na poměru délky dipólů a vlnové délky vysílané (přijímané) vlny. V praxi se samostatně nepoužívají z více důvodů (nízký zisk, směrovost i šířka pásma – více o těchto pojmech níže), jejich skládáním se ale vytvářejí složitější anténní konstrukce, které nás budou především zajímat.

Jedním z dalších typů jsou *rámové antény*, tvoří je cívka navinutá na nevodivém rámu. Hodí se pro příjem nižších kmitočtů (DV, SV) při zachování malých rozměrů antény. Speciálním případem je pak anténa smyčková, která sestává jen z jednoho závitu [E13].

Parabolická anténa je reflektorem, který transformuje přijímanou rovinnou vlnu na kulovou a tím ji fokusuje do ohniska. Čím větší bude odrazná plocha, tím



Obrázek 3.3: Ukázky některých typů antén. Ilustrace autorky práce.

silnější signál bude v ohnisku možné detekovat. Tento typ má široké využití od příjmu satelitní televize až po výzkum nejvzdálenějšího vesmíru, kde se vyskytuje v komplikovaných radioteleskopických soustavách (například ALMA [E9]).

Sektorové antény typu *horn* bývají vyústěním vlnovodů a slouží jako ozařovače zmíněných parabolických reflektorů, pracují tedy společně. Jejich funkce je založena na podobném principu jako akustická trubka, jedná se o impedanční přizpůsobení. Vysílat mohou lineárně polarizované rádiové vlny nejčastěji v pásmu UKV (Ultra krátké vlny). Pro více viz [E10].

Parametry

Uvedeme si několik ze základních parametrů antén. Jedině jejich znalostí a optimalizací při stavbě anténního aparátu můžeme dosáhnout nejlepších výsledků. Budeme se na ně dívat jako na vlastnosti vysílací antény, v roli přijímače bude mít tyto vlastnosti stejné, jak již bylo řečeno.

Vyzařovací charakteristika

Prakticky realizované antény nemohou vyzařovat stejnou intenzitou do všech směrů (na rozdíl od teoretického izotropního zářiče [E11]), naopak je tato intenzita v určitém směru maximální a v jiném zase téměř nulová. Řeč je vlastně o tom, jak se liší elektromagnetické pole v různých bodech prostoru okolo antény. Lze jej rozdělit na blízkou oblast (*near field*) a vzdálenou oblast (*far field*). Blízké pole antény s největším rozměrem *d* ve vzdálenosti

$$R_1 = \frac{d^2}{2\lambda} , \qquad (3.11)$$

kde λ je vlnová délka, mění svůj charakter z reaktančního na vyzařovací. Blízká vyzařovací Fresnelova oblast přechází ve vzdálenou vyzařovací Fraunhoferovu oblast v limitní vzdálenosti

$$R_2 = \frac{2d^2}{\lambda} . \tag{3.12}$$

Vyzařovací charakteristiky se týkají právě této vzdálené zóny v $R > R_2$, kde je nadále prostorové rozložení pole téměř nezávislé na vzdálenosti, pojednávají o *směrovosti antény* a znázorňují se vyzařovacími anténními diagramy buďto jako funkce *azimutálního* úhlu ϕ (horizontální diagram) nebo *elevačního* úhlu θ (vertikální diagram).



Obrázek 3.4: Zóny elektromagnetického pole dipólové antény. Ilustrace autorky práce podle [Beran, 2010].



(a) Horizontální diagram.

(b) Vertikální diagram.

Obrázek 3.5: Vyzařovací charakteristika tenkého půlvlnného dipólu. Červená čísla značí hodnotu zisku v dBi.

Zisk

Referenční zisk (angl. *Gain*) se určuje relativně a udává tím pádem, kolikrát je vyzařovací výkon antény (ve zvoleném směru) větší než vyzařovací výkon referenční antény (ve stejném směru). V praxi se jako referenční anténa používá *izotropní zářič*, který by vyzařoval do všech směrů stejnou intenzitou, nebo *ideální půlolnný dipól*. Tedy:

$$G = 10 \cdot \log \frac{P}{P_{\rm ref}},\tag{3.13}$$

kde *P* je výkon měřené antény, P_{ref} pak příslušný výkon referenční antény. Zisk se pak vyjadřuje v jednotkách dBi v případě porovnání s izotropním zářičem nebo dBd (často jen dB) při srovnávání s půlvlnným dipólem. Ten má zisk 2.16 dB proti izotropní anténě (viz obrázek 3.5) a platí dBi = 2.16 + dBd.

Vyzařovací úhel

Jedná se o výřez anténního diagramu, ve kterém je stále vyzářena aspoň polovina maximálního výkonu *P*:

$$G = 10 \cdot \log \frac{P}{2} = 10 \cdot (\log P - \log 2) \doteq 10 \cdot \log P - 3.$$
 (3.14)

Hraničními body jsou tedy ty, ve kterých zisk poklesl o 3 dB oproti maximálnímu. Vyzařovací úhel (někdy též nazýván *poloviční šířka* hlavního laloku antény) je tak měřítkem *směrovosti* antény – čím je úhel menší, tím je anténa směrovější.

Šířka pásma

Rozumíme rozdíl mezi největší a nejmenší frekvencí přenášeného signálu. Jeho jednotkou tedy zůstává Hertz. Anglickým pojmem pro tuto veličinu je *bandwidth*:

$$B = f_{\rm H} - f_{\rm L} \,. \tag{3.15}$$

Jedná se o hraniční body frekvenční stupnice, ve kterých zisk poklesne opět o 3 dB. Uvnitř pásma se tedy nacházejí frekvence, na kterých je vyzářen aspoň poloviční výkon antény.



Obrázek 3.6: Průběh útlumu pásmové propusti s nejčastěji používaným údajem o šířce pásma pro pokles o 3 dB. Ilustrace autorky práce.

Impedance

Z latinského slovesa "impedīre" (doslova "poutat chodidla") byla odvozena veličina, která vyjadřuje v jaké míře jest vzdorováno průchodu elektrického proudu. Jde o zásadní parametr, který má obrovský vliv na většinu ostatních. Sama závisí především na rozměrech, tvaru i materiálu antény a na pracovní

frekvenci, ale také na okolním prostředí a výšce jejího umístění nad povrchem. Každá součástka elektrického obvodu, kterou prochází proud, se chová jako rezistor, zároveň však částečně také jako cívka nebo kondenzátor. Proto je impedance obecně komplexní veličinou a značí se obvykle jako Z. Její reálná složka *R* má rezistanční (odporový) charakter a složka reaktanční (imaginární, jalová) *X*, která mluví o fázovém posunu vlny, má charakter induktivní nebo kapacitní:

$$Z = R + iX. (3.16)$$

Z hlediska Ohmova zákona se stále jedná o poměr napětí a proudu, který se bude lišit pro různé rozměry vyzařovacího prvku. Vstupní impedance může mít pouze reálnou (rezistanční) složku, je-li jeho délka *rezonanční*, tj. odpovídá-li násobku/zlomku zvolené vlnové délky a uvažujeme-li nekonečně tenký vodič. Pokud bude anténa kratší, přibude reaktanční složka kapacitního charakteru, v případě delší antény pak složka induktivní. Záleží také na místě napájení, chceme-li docílit pouze odporové impedance, musíme anténu napájet v oblasti proudové kmitny a napěťového uzlu nebo obráceně, všude jinde nabude impedance i složky reaktanční.

V praxi však prvky budou mít nenulovou tloušťku a rezonanční délka tak bude záviset na poměru délky vodiče *L* a jeho průměru *D*. S rostoucím průměrem *D* se zkracuje rezonanční délka antény a zmenšuje se změna impedance s měnící se frekvencí.

Polarizace

Vertikálně a horizontálně polarizované antény budou emitovat náležitě polarizované elektromagnetické vlny. Polarizace vlny je dána rovinou, ve které osciluje elektrická složka pole. Přijímač detekující takovou vlnu musí mít pro maximální detekci signálu opět polarizaci stejnou, v případě opačné polarizace dojde k úplné redukci signálu. Natočení antény o jiný úhel α mimo polarizační rovinu pak redukuje výkon faktorem cos² α .

Kromě lineární polarizace se můžeme setkat s kruhovou (a obecně eliptickou), která přináší výhody v satelitních aplikacích, protože předchází efektům jako jsou odrazy od zemského povrchu, které mohou při šíření vlny lineární polarizaci pozměnit.

Ještě je na místě zmínit, že na rozdíl od dvou odlišně lineárně polarizovaných antén, spolupráce mezi lineární a kruhovou funguje bez problému [E14], dochází však samozřejmě k redukci intenzity signálu.

Odrazový koeficient

Cinitel odrazu, jak název vypovídá, udává poměr odražené vlny na konci přenosového vedení, která vznikne v důsledku nepřizpůsobených impedancí tohoto vedení a zátěže, k původní vlně. Velikost koeficientu nabývá hodnot od 0 (dokonalé přizpůsobení) do 1 (totální odraz). Obvykle se setkáváme s označením:

$$\Gamma = \frac{U_{\rm ref}}{U_{\rm inc}} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}, \qquad (3.17)$$

kde U_{ref} je odražené napětí, U_{inc} přivedené napětí, Z označuje impedanci antény a Z_0 impedanci napájecího kabelu, ta zpravidla nemívá reaktanční složku (nebo ji má zanedbatelnou). Γ je ale obecně komplexní.

Množství odraženého výkonu udává kvadrát velikosti $|\Gamma|^2$ a umožní nám získat hodnotu v jednotkách dB, ve kterých jej měříme:

$$\Gamma_{[dB]} = 10 \cdot \log |\Gamma|^2 \,. \tag{3.18}$$

Například pro $\Gamma = -10 \text{ dB}$ je $|\Gamma|^2 = 0.1$, což znamená, že 10 % výkonu je odraženo zpět ke zdroji a tím pádem 90 % výkonu je anténou vyzářeno [E17].

SWR

Standing wave ratio, česky označován jako *činitel stojatého vlnění* (ČSV), patří mezi nejpoužívanější radioamatérské pojmy, neboť je historicky i dnes snadno měřitelný. Vyjadřuje, stejně jako odrazový koeficient, jak dobře jsou sladěny impedance, a stejně tak slouží jako dobrý ukazatel zisku. Mluvíme o poměru maximální a minimální amplitudy stojaté vlny, která vznikne ve vedení interferencí odražené vlny na konci přenosového vedení s vlnou původní. Mezi SWR a koeficientem odrazu platí vztah:

SWR =
$$\frac{1 + |\Gamma|}{1 - |\Gamma|}$$
. (3.19)

Stojaté vlny na vedení zvyšují přenosové ztráty, vzrůstá totiž vyzařování vedení, tepelné ztráty a namáhání dielektrika, proto se snažíme vždy o co nejlepší přizpůsobení impedancí, při SWR = 1 by bylo přizpůsobení dokonalé, v praxi bude vždy větší než 1 [E18].

Poměr F/B

Poslední poměr, který zmíníme, je poměr vyzařování předního a zadního laloku, tedy vyzařování ve směru azimutu 0° a 180°. Ten se snažíme mít v rámci prevence nežádoucích signálů přicházejících zezadu co největší, aby nedocházelo jednak k rušení (při detekci) a jednak k dalším ztrátám (při vyzařování).

Půlvlnný dipól

Pro stanovení jednotlivých parametrů antény a představení si tak jejího vzdáleného pole je nejjednodušší předpokládat její umístění v homogenním, bezztrátovém, nekonečně rozlehlém dielektriku, kde se nenachází jiné zdroje elektromagnetických vln – ve volném prostoru.

Výhody, jako příznivé sjednocení impedancí antény a napáječe nebo relativně kompaktní rozměry zářiče, přináší dipól o rezonanční délce $\lambda/2$, kde λ značí požadovanou vlnovou délku. Jak bylo řečeno, tento prvek je základním stavebním kamenem pro úspěšná vysoce směrová anténní zařízení. Klíčem k porozumění funkci půlvlnného dipólu jsou okrajové podmínky. Z konce vodiče do volného prostoru proud *I* nemůže procházet (musí být tak na krajích nulový), jestliže je dipól napájen uprostřed, leží právě tam amplituda proudu. Podle stejné úvahy musí být napětí *U* na kraji ve svém maximu. Situace je zobrazena níže na obrázku 3.7.

Elektrické a magnetické pole vytvořená tímto jednoduchým dipólem jsou navzájem kolmá a zároveň kolmá na směr šíření vyslané vlny. Celková intenzita pole odpovídá v každém bodě součtu jeho vektorových složek. Výsledkem bude amplituda vyzařování ve směru kolmém na vodič, naopak ve směru osy vodiče žádné vyzařování probíhat nebude. Viz obrázek 3.8.



Obrázek 3.7: Rozložení proudu a napětí na půlvlnném dipólu. Ilustrace autorky práce.



Obrázek 3.8: Toroidní rozložení elektromagnetického pole půlvlnného dipólu. Model vytvořený v programu 4NEC2 (viz kapitola 5.1).

3.3 Vysílač

Aby bylo možné dobře rozeznat signály hovořící o meteorech, je vhodná úplná absence signálu zdroje na pozadí. Toho lze dosáhnout, když je vysílač umístěn dost daleko na to, aby se vysílaný signál schoval za zakřivený povrch Země a aby mířil směrem od přijímače, který jej tím pádem nemůže zachytit. Zároveň ale musí oba dohlédnout do stejné oblasti nad povrchem, kde probíhá proces rozptylu.

GRAVES

Našim účelům poslouží francouzský radarový systém Grand Réseau Adapté à la Veille Spatiale (GRAVES), resp. jeho vysílací sekce nacházející se poblíž Dijonu na zeměpisných souřadnicích N47°20′52.8″ E5°30′54.36″. V popisu práce má lokalizaci objektů na oběžných dráhách Země až do 2000 km nad jejím povrchem. Vysílač radaru směřuje středem na jih, má 4 separátní fázované anténní soustavy (na obrázku 3.9 označeny A–D), přičemž každá z nich pokrývá azimut 45° a je rozdělena na 6 dílů (na obrázku 3.9 označeny 0–5), do každého z nich vysílá radar svazek s horizontální šířkou 7.5° po dobu 0.8 s. Všechny 4 sektory vysílají najednou. Ve vertikální rovině pokrývají oblast širokou 25° [E4].



Obrázek 3.9: Vyzařovací oblast vysílače radaru GRAVES. Převzato z [E4]



Obrázek 3.10: Fotografie dvou ze čtyř anténních panelů vysílače GRAVES. Převzato z [E5].

Na obrázku 3.10 jsou přiblíženy dva ze čtyř jmenovaných panelových anténních systémů. Nejdůležitějším údajem o radaru je pro nás právě jejich vysílací frekvence – 143.05 MHz. Ta spadá do sekce VKV – velmi krátkých vln (angl. VHF – very high frequency).

Ve výšce okolo 100 km nad povrchem Země vykresluje horizontální řez polem vysílače přibližně poloprstenec o tloušťce asi 250 km – jak je vidět na obrázku 3.11. To je oblast, ze které bude přicházet nejvíce událostí.



Obrázek 3.11: Ilustrace vyzařovacího pole radiolokátoru GRAVES na mapě ve výšce 80–120 km nad povrchem. Vytvořeno s pomocí [E6] a [E8].

Obrovský výkon vysílače způsobuje nezanedbatelnost vedlejších laloků pole, což znamená, že s menší intenzitou bychom měli být schopni detekovat vlny rozptýlené i v severnějších oblastech, tedy menšinu dostatečně jasných meteorů přilétajících mimo vyznačenou oblast. To je experimentálně prověřeno například v [Navara et al., 2014], kde autoři porovnávají radarová a teleskopová data z průletů ISS.

Radar na našem průzkumu bude participovat pasivně. Jinak řečeno, budeme jej "zneužívat" pro sběr fyzikálně-astronomických dat.



Obrázek 3.12: GRAVES vyzařuje postranními laloky část výkonu, ačkoliv jeho většinu směrem opačným. Odrazy můžeme obdržet v obou případech. Převzato z [Navara et al., 2014].

3.4 Přijímač

Teď už nám zbývá všechno jen efektivně pochytat. Základem soustavy pro příjem meteorického signálu bude především naše vlastní anténa, ale to není zdaleka všechno.

Yagi

Uspořádáme-li několik dipólů vedle sebe, výsledné pole je generováno závisle na jejich vzájemné vzdálenosti, jejíž změnou se mění i průběh fáze – v některém směru se pak vlny podpoří, v jiném se téměř vyruší. Postačí, když budíme jeden prvek, ostatní pak začnou vlivem jeho elektromagnetického pole samy oscilovat.

Jestliže některý z nich prodloužíme, nebude již s napájeným dipólem rezonovat, přibude v něm induktivní složka – fázové posunutí. Složení tohoto fázově posunutého pole s polem napájeného dipólu zapříčiní posílení vyzařování v jednom směru a potlačení ve směru opačném. Takovému elementu říkáme *reflektor*. Naopak zkrácený vodič si s sebou ponese složku s kapacitním charakterem, ta vybudí fázový posun ve směru opačném a bude se tak chovat jako *direktor*. S tímto důmyslným nápadem přišli v roce 1926 japonští inženýři UDA a YAGI, správněji tedy anténa nese jméno Uda-Yagi. Přidáváním direktorů anténa nabývá na směrovosti a zisku, ačkoliv od 4. prvku je již jeho přírůstek velmi malý.



Obrázek 3.13: Klasická forma tříprvkové směrové Uda-Yagi antény s přibližným rozložením elektromagnetického pole ve velké vzdálenosti. Aktivní prvek je zvýrazněn červeně. Ilustrace autorky práce.

Balun

Koaxiální kabel tvoří dva souosé vodiče – vnější tubusový (uzemněný) má za úkol stínit vnitřní vodič od venkovního rušení přenosu a zároveň udržovat vyzařování uvnitř. Taková struktura vedení je asymetrická, lépe řečeno nevyrovnaná (*unbalanced*). Naproti tomu dipól Yagi antény, který budeme chtít napájet, je symetrickým členem (*balanced*). Jejich nepřizpůsobené propojení zapříčiní změnu rozložení proudu (experimentálně ověřeno například v [E33]), což vede k nesymetrickému vyzařování. K přizpůsobení potřebujeme symetrizační člen – tzv. *balun* (z anglického *balanced-to-unbalanced*). Druhů takových transformátorů existuje celá řada, my si sestrojíme vlastní úzkopásmový *Pawsey balun* podle schématu 3.15.



Obrázek 3.14: Rozložení proudu na dipólu napájeném koaxiálním vodičem s balunem (vlevo) a bez balunu (vpravo). Ilustrace autorky práce založená na [E33].



Obrázek 3.15: Konstrukce *Pawsey balunu* sloužícího k symetrizaci koaxiálního vodiče, λ označuje vlnovou délku korespondující s pracovní frekvencí. Převzato z [E31].

Zesilovač

Signál od rozptýlené rádiové vlny na meteorické stopě bude ve většině případů velice slabý. Budeme tedy potřebovat zesílit jeho amplitudu. Zesilovač elektrického signálu ke své činnosti vyžaduje zdroj elektrické energie, jejíž část využije k zesílení přivedeného signálu a část přemění na teplo. Podrobnosti o funkcích zesilovače přináší například [Agarwal and Lang, 2005]. Našim účelům poslouží širokopásmový (0.1–2000 MHz) zesilovač s impedancí 50 Ω , který pro oblast frekvence GRAVES přináší zisk okolo 30 dB.

HB9CV

Parazitně buzené prvky, jichž se využívá v konstrukci Yagi antény, mají ovšem oproti aktivně buzenému prvku (napájenému dipólu) nejistou účinnost. V roce 1954 tak byla BAUMGARTNEREM vyvinuta anténa, která sjednocuje přednost napájení reflektoru i direktoru zároveň (se správným fázováním) a mechanickou pevnost konstrukce Yagi [Baumgartner, 1961]. Nejvýraznějšího jednostranného vyzařování lze dosáhnout zpožděním fáze jednoho z prvků o 225° nebo předběhnutím o 135°, k němuž slouží fázovací vedení a zvolená vzdálenost $\lambda/8$ mezi prvky.



Obrázek 3.16: Anténa HB9CV s přibližným rozložením elektromagnetického pole ve velké vzdálenosti. Aktivní prvky jsou zvýrazněny červeně. Ilustrace autorky práce.

RTL-SDR

Zařízení, na kterém stojí veškerý možný úspěch detekce, je stvořeno z prvních čipů (Realtek RTL2832U) pro příjem digitální televize (DVB-T TV), jen namísto limitace digitálním obrazovým záznamem je jeho ovladač modifikován tak, abychom s pomocí počítače měli přístup k surovým rádiovým datům přímo z tohoto přijímače. *Software Defined Radio* analogový signál z elektromagnetické vlny nasáté správně naladěnou anténou nejdříve zesiluje, filtruje apod. a poté převádí na tok digitálních vzorků – uvnitř SDR sedí osmibitový převodník, který přiřazuje napětím čísla (0–255). Některé matematické operace provádí blok DSP (*Digital Signal Processing*) přímo na čipu, všechny ostatní zprostředkovává software, který se zařízením zapojeným v USB komunikuje.



Obrázek 3.17: Zjednodušené blokové schéma rádiového přijímače NooElec RTL-SDR. Převzato z [E34].



Obrázek 3.18: SDR přijímač Nooelec NESDR SMArt. Na levé straně je SMA analogový vstup, na pravé USB konektor. Převzato z [E39].

Na stavbě (interludium)

4

Následující kapitola se týká výhradně osobních zkušeností autorky s (raději předčasnou) realizací konstrukce aparátu pro detekci a není příliš zásadní pro pochopení problematiky práce.

Abychom měli šanci zachytit letní Perseidy, vžijeme se do role radioamatérů a sáhneme po online kalkulátorech, které by na základě výpočtů vycházejících z empirických zkušeností elektrotechniků měly být schopny i začínajícímu zájemci o "bastlení" poskytnout postačující návod na sestavení vlastní antény optimalizované na zvolené frekvenční pásmo. Jinými slovy, její maximum vyzařování (přijímání) signálu bude v námi požadované frekvenci – 143.05 MHz, což by mělo zaručit, že budeme schopni detekovat části vln radiolokátoru GRAVES odražené na meteorických stopách. Na základě doporučení jednoho z kalkulátorů nakreslíme návrh na konstrukci antény, seženeme vhodný materiál a dáme se do díla.

4.1 Pětiprvková Yagi anténa

Píše se duben 2022 a my začínáme spřádat plány na dálkovou loupež meteorických signálů z jihozápadní Evropy. Shodou šťastných okolností je dvorek bývalého bydliště autorky posetý pozůstatky vysloužilých antén, které zajisté byly sesbírány jejími předky přesně pro tuto příležitost. Materiál na zamýšlenou konstrukci je tedy zajištěn. Počet prvků byl zvolen střední cestou mezi dostatečně velkým ziskem a relativně snadnou manipulací s hotovým výtvorem (anténa bude u více příležitostí doprovodem na cesty). Vybraný kalkulátor KN9B-Yagi [E12] poskytuje následující hodnoty.



Obrázek 4.1: Rozměry a pozice prvků, odhadovaný tvar vyzařovacího laloku pětiprvkové Yagi antény pro námi požadovanou frekvenci z kalkulátoru [E12].

Horní řada čísel na obrázku 4.1 popisuje délky reflektoru (červený člen), dipólu (zelený člen) a tří direktorů (modré členy) v centimetrech, spodní řada pak jejich polohy na nosné tyči. Směrová charakteristika připomínající kuželku s motýlkem zavřenou za mřížemi hovoří o odhadovaném referenčním zisku 8 dB.

Pro ještě větší autentičnost přikládáme původní ruční návrh autorky, který byl přímo využit při stavbě, jež probíhala bez větších komplikací, zejména díky pomoci a slovní instruktáži pana otce. Anténa se vyklubala na svět během dvou dní.



Obrázek 4.2: Vlastnoruční schéma na stavbu pětiprvkové Yagi antény, duben 2022.



Obrázek 4.3: Autorka práce upravuje pilníkem v zapomenuté dílně svého nepoznaného dědečka délku direktorů.



Obrázek 4.4: Figurální zátiší – hotová anténa doprovázena autorkou v jarní zahradě.

Po trýznivých opakovaných pokusech o úpornou domácko-laboratorní konstrukci různých symetrizačních členů jsme se nakonec i přes nástrahy a požadavky ďábelských krimpovacích SMA konektorů propájeli až ke zdárnému cíli a obohatili novorozenou Yagi anténu o cévní soustavu, která jí přinese životní rovnováhu.



Obrázek 4.5: Nervová spojení symetrizačního člene a dipólu uvnitř černé schránky.

4.2 Dvouprvková HB9CV anténa

Protože nám ale jedna nestačí, rozhodli jsme se zaměstnat ještě dovedné mechaniky. Menší asistentkou naší pětimocné Yagi bude anténa HB9CV, jejíž rozměry napovídá kalkulátor [E29]. Nebudou však fixní. Umístěním menších vodivých trubiček do koncových částí prvků a doprostřed příčky dosáhneme variability délek, která nám umožní provádět iterační optimalizaci. Takového rozšíření bychom u hotové pětiprvkové antény dosáhli jen velmi těžko, raději o tom nebudeme ani přemýšlet.



Obrázek 4.6: Noční fotografie HB9CV. Přítomnost zábradlí negativně ovlivňuje její přirozené prostředí. (Nákupní vozík nevadí. Snad.)



Obrázek 4.7: Vlastnoruční schéma pro mechaniky na stavbu antény HB9CV, říjen 2022.

Od lavičky k hřišti

Exaktní fyzikální přístup nám velí provést verifikaci empirických předpovědí kalkulátoru podrobením naší antény příslušným testům.

5.1 Modelování s pomocí programu 4NEC2

The numerical electromagnetics code [E38], volně rozšířený ve verzi NEC-2, je software určený k analýze elektromagnetické odezvy antén, obecněji libovolných kovových struktur, a k jejich optimalizaci. Užívá k tomu *momentovou metodu* (MoM) řešení Maxwellových rovnic, která spočívá v diskretizaci struktury na *segmenty* (tzv. *meshing*), pomocí Greenovy funkce je odvozena matice jejich vzájemného působení a aplikací vhodných okrajových podmínek pro všechny interakce se dosáhne převedení integrální rovnice elektrického pole (EFIE) nebo magnetického pole (MFIE) na systém lineárních rovnic. Ten pak umožňuje maticové řešení [Davidson, 2011]. Forma EFIE, kterou řeší NEC, vychází z reprezentace pro elektrické pole s objemově rozloženou proudovou hustotou *J*

$$E(\mathbf{r}) = \frac{-\mathrm{i}\eta}{4\pi k} \int_{V} J(\mathbf{r'}) \cdot \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r'}) \,\mathrm{d}V' \,\,, \tag{5.1}$$

kde

$$\hat{G}(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r'}) = \left(k^2 \hat{I} + \nabla \nabla\right) g(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r'}) ,$$
$$g(\boldsymbol{r},\boldsymbol{r'}) = \frac{\mathrm{e}^{-\mathrm{i}k|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r'}|}}{|\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r'}|} ,$$

а

$$k = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0} ,$$

$$\eta = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} .$$

Dále je předpokládána harmonická časová závislost $e^{i\omega t}$. Odvození (5.1) přináší [Poggio and Miller, 1973]. EFIE je vhodná především pro tenké dráty zanedbatelného objemu, pro které se její tvar výrazně zjednoduší, zatímco pro objemové konstrukce s vyhlazenými rozsáhlými povrchy se hodí MFIE. Další podrobnosti za teorií funkce programu je možné se dočíst v první části [Burke and Poggio, 1981]. Na rozdíl od jiných metod (FDTD nebo FEM) je MoM explicitně vhodná pro problematiku pole antén v nekonečnu.

Nejdříve si můžeme v NECu nasimulovat postavenou Yagi anténu a získat tak jednoduše programovými výpočty některé její parametry pro zvolený rozsah frekvencí (tzv. *Frequency sweep*). Software nám také dokáže vykreslit anténní diagramy, kterými vizualizujeme směrovost antény v horizontálním nebo vertikálním řezu jejího pole (to nám umožní kalkulace *Far Field pattern*). V neposlední řadě je celé pole možné zobrazit v 3D prohlížeči, jako bylo vidět na obrázku 3.8 u půlvlnného dipólu. Tyto výstupy nám umožní zhodnotit, zda byla doporučení kalkulátoru přibližně optimální.

NEC tyto modely umí přizpůsobit i různým prostředím, aby se co nejvíce přiblížil reálné situaci. Zatím však budeme pro jednoduchost modelovat anténu ve volném prostoru.



Obrázek 5.1: Geometrie pětiprvkové Yagi antény v programu 4NEC2 v kartézské soustavě souřadnic.

5.2 Vlastní měření

Kromě toho disponujeme vektorovým síťovým analyzátorem (VNA), který přináší informace o úrovni a fázi signálu v závislosti na frekvenci připojeného testovacího zařízení. V kombinaci se softwarem VNA/J [E35] použijeme přenosný *miniVNA Tiny* jako měřidlo skutečných hodnot veličin. Dosáhneme tak obdoby *Frequency sweep*.

Dále s použitím přijímače RTL-SDR, softwaru SDR# a vysílače (RF Explorer Handheld RF Signal Generator) s jinou anténou (HB9CV) můžeme testovanou anténu (Yagi) podrobit reálnému měření vyzařovací charakteristiky. Vzhledem k tomu, že v laboratoři je takový typ měření výrazně ovlivňován odrazy od stěn a vertikálními překážkami, zvolíme pro náš experiment co nejotevřenější velké území. Průběh bude následující: V terénu na Kraví hoře od sebe budou 42 m vzdáleny vysílač a přijímač. Vysílací anténa při prvním měření ve výšce 2.3 m nad zemí u hřiště bude stabilní, přijímací anténou umístěnou 1.2 m nad zemí u lavičky budeme otáčet v horizontální rovině a zaznamenávat relativní hodnoty zisku. Výsledkem bude přijímací diagram měřené antény v horizontální rovině. Poté změníme polarizaci obou antén na vertikální a měření opakujeme stejným způsobem, abychom získali vertikální diagram přijímače. Využijeme-li potom stabilní anténu jako přijímač, měli bychom dostat stejné vyzařovací diagramy (reciprocita). Z naměřených dat pak vytvoříme vlastní *Far Field pattern*.



Obrázek 5.2: Měřicí terén na Kraví hoře. Na pozici bílého puntíku (lavička – N49°12'11.97" E16°35'3.69") postavíme Yagi, na pozici červeného puntíku (hřiště – N49°12'11.08" E16°35'5.61") stabilní HB9CV. Zdroj: [E30].

5.3 Komparace impedančních parametrů

Na obrázcích 5.3a a 5.3b můžeme porovnat hodnoty některých důležitých parametrů. Plnou čarou jsou v obou případech vykreslena data z VNA, přerušovanou vypočítaný model z 4NEC2, požadovanou frekvenci 143 MHz pro snazší orientaci reprezentuje šedá přerušovaná čára. Vidíme, že model ani reálná anténa (obojí postavené na kalkulátoru [E12]) nepřinášejí optimální hodnoty na naší pracovní frekvenci. Minimum koeficientu odrazu se nachází na nižší frekvenci, to znamená, že zisk nejspíš nebude pro tu naši maximální možný. Pesimističtější odhad NECu říká, že pro 143 MHz je $\Gamma = -8.9$ dB, což odpovídá vyzáření asi 87 % výkonu. Naměřená hodnota $\Gamma = -11.9$ dB odpovídá slibnějším 94 %.

Obrázek 5.3b přináší nemilé odhalení o složkách impedance. Podle NECu sice celková impedance $Z = 50.7 \Omega$, což je poměrně dobře uzpůsobeno impedanci napájecího kabelu ($Z_{\rm K} = 75 \Omega$), ale velikost její imaginární (reaktanční) složky je srovnatelná s reálnou (rezistanční). Ve skutečnosti jsme naměřili reaktanční složku $X = 8.9 \Omega$, tedy mnohem menší, ale celková impedance $Z = 32.4 \Omega$ není sladěna tak dobře.

Lze říci, že kalkulátor spíše funguje na principu minimalizace Γ a s ním spojeným SWR, než že by cílil na potlačení *X* a vyrovnání reálných složek impedance.



Obrázek 5.3: Parametry spočítané ve 4NEC2 jsou znázorněny přerušovanou čarou, funkce naměřené VNA čarou plnou.

Optimalizace

Zatím nebylo zmíněno, že NEC dokáže v rámci jedné ze svých schopností optimalizovat přidělenou konstrukci tak, že po zadání proměnných a parametrů, které chceme maximalizovat/minimalizovat, dojde po konečném počtu iterací k nejvhodnějším hodnotám proměnných. Podrobně o této funkci zde [Burke and Poggio, 1981].

Pro zajímavost zkusíme nyní optimalizovat naši Yagi anténu na minimální reaktanční složku impedance X tím, že umožníme měnit vzdálenost jednotlivých elementů od sebe (tj. jejich pozici na nosné tyči) při ponechání jejich původních rozměrů. K porovnání s původními pozicemi poslouží tabulka 5.1 a obrázek 5.4. Povšimneme si, že tato operace znatelně posunula první direktor k dipólu a přemístila nejkratší direktor před prostřední.

Element	Délka [cm]	Průměr [cm]	Pozice před [cm]	Pozice po [cm]
Reflektor	103.8	0.6	0.0	0.0
Dipól	100.3	1.4	32.5	30.7
Direktor 1	89.0	0.6	74.5	57.3
Direktor 2	88.3	0.6	116.5	152.1
Direktor 3	88.0	0.6	158.4	129.8

Tabulka 5.1: Rozměry a pozice prvků pětiprvkové Yagi antény před optimalizací a po ní.



Obrázek 5.4: Geometrie optimalizované Yagi antény v programu 4NEC2 v kartézské soustavě souřadnic.

Výsledky optimalizace přináší rozšíření předchozích grafů o tečkované křivky. Vidíme, že reaktanční složka dle našeho přání téměř vymizela ($X = -0.042 \Omega$) a celková impedance se ještě lépe přizpůsobila impedanci koaxiálního kabelu ($Z_{\rm K} = 75 \Omega$).

Z obrázku 5.5a je zase patrné, že i velikost koeficientu odrazu výrazně poklesla ($\Gamma = -21.5 \text{ dB}$), což by mělo přinést ještě menší ztráty. Není ale ve svém minimu – to se nachází přibližně ve frekvenci o 2 MHz vyšší.

Mohli bychom nadále optimalizovat s přihlédnutím k jiným parametrům a přidělit jim různou důležitost. Evidentně je však každý z nich ovlivněn mnoha faktory a nelze se tak (zvláště pak v reálných podmínkách, kdy má kromě samotné antény nezanedbatelný vliv okolní prostředí) nacházet v příznivých extrémech všech parametrů zároveň.



Obrázek 5.5: Parametry spočítané ve 4NEC2 jsou znázorněny přerušovanou čarou, optimalizované parametry čarou tečkovanou, funkce naměřené VNA čarou plnou.

5.4 Komparace vyzařovacích charakteristik

Elektromagnetické pole naší antény je vykresleno v anténních diagramech s použitím dat pro *Far Field pattern* z NECu. Horizontální diagram zobrazuje zisk v dBi pro jednotlivé azimuty po pěti stupních v rovině XY, přičemž 0° odpovídá maximálnímu zisku kolmo na dipól. Vertikální diagram pak v rovině ZX určuje zisk pro elevační úhly, kde se maximum nachází na 90° odklonu vůči ose Z. Jedná se o aproximaci pro anténu ve *volném prostoru*. Na obrázku 5.10 je pak zobrazení pole ve 3D prohlížeči.

Data získaná měřením v terénu u hvězdárny jsme získali s rozlišením 20° (při jednom z měření 10°) a vynesli do grafů stejného typu. Tentokrát je zisk udáván v dBFS – dB relative to full scale vyjadřuje poměr mezi úrovní signálu a maximální úrovně, které může dosáhnout (0 dBFS značí, že signál má svou největší možnou amplitudu). Z porovnání obrázku 5.7 a obrázku 5.8 s vypočítanými diagramy na obrázku 5.9 je patrné, že zisk je největší ve směru k vysílači a s větší dávkou fantazie se jejich tvar (aspoň co se týče horizontální roviny) podobá. Nejvíce odchylek pozorujeme u nízkého zisku v parazitních lalocích, kde je citlivost na poruchy měření mnohem větší. Výraznou deformaci podoby vertikálního diagramu lze přičíst tomu, že byly antény v různých výškách a většímu ovlivňování pole přítomnými pozorovateli (jejichž vzrůst se blíží rezonanční vlnové délce a tvoří tak parazitní elementy). Především jsme se ale ani v hrubém přiblížení nenacházeli ve volném prostoru a pole antény v blízkosti zemského povrchu má velmi odlišnou podobu, protože na něm dochází k mnoha odrazům a následné interferenci elektromagnetických vln. Tabulka 5.2 poskytuje soubor hodnot pro vyzařovací úhel antény vyčtených z grafů.

Tabulka 5.2: Poloviční šířka laloku antény z jednotlivých diagramů 5.7–5.9. Vyzařovací úhel v horizontální rovině zde značíme φ a ve vertikální θ . Dvě různé naměřené hodnoty úhlu v tabulce odpovídají nedokonalé symetrii diagramů.

Charakteristika	$\varphi[^\circ]$	$\theta[^{\circ}]$
Teoretická	27	36
Dřijímací	23	32
1 I JIIIIaCI	24	29
Vuzařovací	21	26
v yzarovaci	25	50

Z naměřených charakteristik tedy dostáváme střední hodnoty:

$$\varphi = (23 \pm 2)^{\circ}$$
$$\theta = (34 \pm 11)^{\circ}$$

Horizontální vyzařovací úhel se u obou naměřených diagramů blíží teoretické poloviční šířce z 4NEC2. Střední hodnota vertikálního úhlu θ se trefila do teoretické spíše náhodou. Vidíme, že kvůli výrazné asymetrii vertikálního diagramu nabývá rozličných velikostí.

Taková horizontální směrovost (povšimněme si ještě, že je podstatně větší, než předpovídal kalkulátor na obrázku 4.1) je dost výrazná a postačující k tomu, aby nebyl náš přijímací systém příliš rušen signály zezadu. Víceprvková Yagi by samozřejmě byla směrovější, ale manipulace s ní by byla zbytečně obtížná (viz obrázek 4.4). Výsledný vyzařovací úhel odpovídá našemu záměru – sběru meteorických signálů. Obrázek 3.11 tak můžeme doplnit o přibližnou oblast, do které dohlédne naše anténa se ztrátou nanejvýš poloviny maximálního výkonu – výsledek najdeme na obrázku 5.6.



Obrázek 5.6: Ilustrace vyzařovacího pole radiolokátoru GRAVES na mapě ve výšce 80–120 km nad povrchem a efektivní úhel vyzařování pětiprvkové Yagi antény nacházející se v místě černého špendlíku N48°46′24.67″ E16°53′49.96″ namířené na západ.



-150° -165° -180° 165°

(b) Vertikální diagram.

Obrázek 5.7: Změřená přijímací charakteristika pětiprvkové Yagi antény. Červená čísla značí hodnotu přijímaného výkonu v dBFS. Modrá přerušovaná kružnice odpovídá poklesu maximálního výkonu na polovinu (-3 dB).



(b) Vertikální diagram.

Obrázek 5.8: Změřená vyzařovací charakteristika pětiprvkové Yagi antény. Červená čísla značí hodnotu přijímaného výkonu v dBFS. Modrá přerušovaná kružnice odpovídá poklesu maximálního výkonu na polovinu (-3 dB).


(a) Horizontální diagram.



(b) Vertikální diagram.

Obrázek 5.9: Teoretická vyzařovací charakteristika pětiprvkové Yagi antény z programu 4NEC2. Červená čísla značí hodnotu zisku v dBi. Modrá přerušovaná kružnice odpovídá poklesu zisku o 3 dB.



Obrázek 5.10: Rozložení elektromagnetického pole ve velké vzdálenosti od pětiprvkové Yagi antény. Model vytvořený v programu 4NEC2.

Na spektrogramu

6

Konečně přichází velké finále, které nás zařadí mezi svědky rádiové detekce a odmění naše dosavadní úsilí možností analyzovat rozpoznané signály. Existuje mnoho volně dostupných softwarů, které nám k tomu mohou posloužit (SDR#, Spectrum Lab, Echoes, GNU Radio, apod.), některé byly vyvinuty nadšenci přímo pro rozlišení signálů meteorického původu. Všechny ve spolupráci s přijímačem SDR dokážou signály vizualizovat a pořídit o nich nějaký typ záznamu. Klíčem k získání a následnému zpracování dat je tedy v každém případě hluboké ponoření se do studia možností, které tyto programy přinášejí.

6.1 Echoes

Sympatické grafické uživatelské rozhraní nabízí *Echoes*. Podrobný přehledný manuál k jeho provozu je zájemci k dispozici zde [E19]. Software je navržený pro identifikaci rozptylů přírodního původu, tedy především těch meteorických. Jeho hlavním účelem je generování snímků obrazovky a příslušného tabulkového záznamu hodnot ze snímků ve třech různých módech – Continuous (ukládá data neustále, ale bez snímků), Periodic (pořizuje snímek a data pravidelně ve zvoleném intervalu) a Automatic (vytvoří snímek a data při dosažení předem zvoleného kritéria – *tresholdu*).

Jelikož se nám ale nepodařilo po celou dobu letního roje Perseid přimět tento povedený program k požadované činnosti ve spolupráci s počítačem Samsung RF511, uvádíme jej pouze z hlediska prvenství – po jeho zprovoznění jsme se 4. srpna stali diváky našich prvních spatřených *eventů*!



Obrázek 6.1: Snímek obrazovky z programu Echoes zobrazuje jednu z premiérových detekcí meteorů.

Modré okno na obrázku 6.1 – 2D *spektrogram* nebo též *waterfall* – zobrazuje na svislé ose čas ve formátu hh:mm:ss a na vodorovné frekvenci v Hz. Barevná stupnice intenzity signálu je v dBFS.

Bohužel ani po vyzkoušení jiného měřicího počítače (Acer Aspire 5820T) jsme nedocílili relevantních výsledků, tady se problémy týkaly především neschopnosti zobrazení celého spektrogramu v požadovaném rozlišení, proto se Echoes do větších podrobností zabývat nebudeme.

6.2 Spectrum Lab

Mezi nejvíce doporučované programy pro podrobnou spektrální analýzu patří *Spectrum Lab* (dále SL). Ten je již od prvního pohledu méně přívětivý k začátečníkům, ale po prolomení ledů toho dokáže opravdu hodně. Podrobné pojednání o pozorování pomocí SL najdeme například tady [E20]. SL umožňuje uživateli nastavit *Conditional actions* různého druhu a sestavit tak pro detekci vlastní skript. My v rámci prvních kroků a urychlení použijeme už jeden připravený, který je součástí konfigurace MetScat_starter_v1.USR (případně MetScat_detail_v1.USR) stažené z [E21], a postupujeme podle návodu [E7]. Výstupem by měly být opět snímky, na kterých bude možné pohledem snadno analyzovat povahu jednotlivých *eventů*, dále pak textový soubor, do kterého se uloží čas, kdy k nim došlo.

📡 Spectrum Lab V2.96 b3					
<u>File</u> <u>Start/Stop</u>	<u>O</u> pt	ions	Quick S	ettings	
Freq Time RDF			8	00 Hz	
vf0 143 048 000	Hz				
fc 2.1153 kHz	opt				
sp 2.9404 kHz					
< > + - ^	v				
Cursor [M]					
Color Legend:					
-110.0dB					
Color Palette	_				
в	브				
C	-				
400 47 00					
-100 dB -80	-60				

Obrázek 6.2: Hlavní část ovládacího panelu programu Spectrum Lab.

Na obrázku 6.2 vidíme základní ovládací panel programu. Po načtení konfigurace (*File* \rightarrow *Load Settings From.*.) je třeba vyplnit tři základní okénka:

- vfo frekvence, vůči které se měří, její poloha pak bude na displeji úplně vlevo
- fc centrální frekvence na displeji, resp. její posun od vfo
- sp frekvenční rozsah (šířka) spektrogramu

Pro naše účely vfo = 148 048 000 Hz, fc = 2 000 Hz, abychom měli frekvenci vysílače GRAVES uprostřed obrazovky a mohli tak pozorovat, jak se mění v důsledku vlnových jevů na rozhraní. Posuvníky níže pak slouží k nastavení jasu a kontrastu barevné škály spektrogramu.

Předpřipravené *Conditional actions* v sekci *File* umožňují pozměnit cestu pro ukládání snímků a *log* souborů, stejně jako poměr S/N (*Signal to Noise Ratio*), který musí být překročen pro jejich pořízení.

Okolo Geminid

Během maxima roje se podařilo zachytit následující spektakulární snímky, na kterých si můžeme ukázat charakteristiky obdržených signálů na základě [Rendtel and Arlt, 2015] a [E8]. V důsledku nespojitého vysílání radaru (viz obrázek 3.9) budou dlouho trvající signály odražených vln z meteorů rozkouskovány a naopak krátké události nebudou detekovány, jestliže k nim dojde zrovna v neozářených oblastech. Souměrné *peaky* v časové ose jsou produktem vzorkování a FFT (rychlé Fourierovy transformace). Naopak mírně nakloněné výběžky vykazují skutečný časově proměnný Dopplerův posuv, který signalizuje změnu *radiální* rychlosti pohybujícího se objektu vůči pozorovateli.

Na obrázku 6.3 v indikovaném čase okolo 04:45:37 začínáme detekovat *head echo* na frekvenčním posunu 2350 Hz vůči vfo. V další cca sekundě pozorujeme klesající Dopplerův posuv způsobený přibližováním meteoru. V okamžiku, kdy se detekovaná frekvence shoduje s vysílanou (vfo + 2000 Hz), nachází se meteor v nejbližším bodě své dráhy vůči pozorovateli, a proto je Dopplerův posuv *head echo* nulový. Meteor pokračuje dál a začíná se od nás vzdalovat, což odpovídá posuvu do nižších frekvencí. Delší přítomnost signálu s téměř nulovým Dopplerovým posuvem je způsobena vzniklou ionizační stopou, která je prostorově výrazná a víceméně statická.

Zajímavější *trail echo* je zachyceno na obrázku 6.4. Nejsilnější signál z poměrně statické stopy začínáme detekovat kolem 01:34:40. Poté je stopa deformována (případně fragmentována) ionosférickým větrem, posun v desítkách Hz napovídá o jeho radiálních rychlostech. Stopa postupně difunduje a signál slábne. V pozdějším čase (cca 01:35:45) jsou patrná dvě slabá osamělá *head echoes* patřící jiným meteorům, nenásleduje však žádný statičtější signál – odrazy od ionizované stopy silně závisí na geometrických podmínkách (viz podkapitola 2.3), proto není výskyt samotných *head echoes* ojedinělý.

04:46:30				 _	
04:46:15				 	
04:46:00					
04:45:45				 	
04:45:30					
-100 dB -80 -60				 	

(a) Ukázkové *head echo* zaznamenané programem Spectrum Lab 13.12.2022 v 03:46 UTC. Na vertikální ose vodopádu je místní pásmový čas, na horizontální posun od vfo v Hz.



(b) Přiblížený výřez ze snímku (a).

Obrázek 6.3: Signál s prudkou změnou frekvence, detekujeme vlny odražené na rychle se pohybujícím kompaktním plazmovém obalu (viz podkapitola 2.2).



(a) *Trail echo* zaznamenané programem Spectrum Lab 13. 12. 2022 v 00:36 UTC. Na vertikální ose vodopádu je místní pásmový čas, na horizontální posun od vfo v Hz.



(b) Přiblížený a otočený výřez ze snímku (a).

Obrázek 6.4: Signál složený z odrazů vln na meteorické stopě. Změny frekvence a její intenzity na škále vteřin jsou dány jednak fyzickým pohybem stopy a jednak různou mírou odrazivosti v oblastech odlišné hustoty plazmatu.



Obrázek 6.5: Náš záznam událostí z období 14. – 30. 12. 2022.

První období kontinuálního měření probíhalo od 14. do 30. 12. 2022. Počty událostí zaznamenané v jednotlivých denních hodinách v tomto časovém úseku jsou prezentovány barevnou mapou (angl. *heatmap* nebo též *colorgram*) na obrázku 6.5. Můžeme je porovnat se záznamy z datového archivu RMOB [E22], kde je možné dohledat měsíční *colorgramy* od roku 2000 sestrojené ze surových *countů* stanic lokalizovaných po světě, převážně pak v Evropě. Z relevantních sedmi stanic v České republice jsme zvolili DDMTREBIC-R3 v Třebíči a SVAKOV-R12 v Soběslavi. Všechny představené mozaiky nepochybně vykazují denní variaci, lze z nich ale vyčíst i mnoho dalšího:

- Maximum Geminid 14. 12. v ranních hodinách se kolosálně projevuje u nás i obou vybraných stanic, svou četností událostí znatelně předčí zbývající dny.
- Naše měření se i v rámci škálování velmi podobá měření soběslavské stanice. Dá se konstatovat, že jsme měřili s podobnou citlivostí.
- Naopak třebíčské výsledky působí přebuzeně, *treshold* je pravděpodobně nízký a tím je pořízeno (a nevyřazeno) mnoho signálů, které nejspíše nepochází z meteorických odrazů.
- Nejtmavší čtvereček na pozici 20. 12. 15 h v záznamu stanice SVAKOV-R12 odpovídá hodnotě 0 a hovoří nejspíše o výpadku měření.

Při pohledu na obrázky je nám ale jasné, že denní variaci sporadických meteorů má cenu prověřovat mimo maxima meteorických rojů, neboť takové výkyvy v počtech vedou k patrnému přeškálování a následnému zkreslení. Vynecháme-li první dva dny měření, ve kterých dochází k rapidnímu poklesu četnosti zejména v ranních hodinách (viz obrázek 6.7), mozaika událostí na sebe vezme zcela jinou podobu. Denní variace se projevuje mnohem výrazněji a dá se říci, že se jedná právě převážně o sporadické meteory. V činnosti je však ještě nevelký meteorický roj Ursid, který dosahuje maxima okolo 22. 12. a může být příčinou viditelných odchylek.





(a) Stanice v Třebíči, k zachycování signálu slouží pětiprvková Yagi anténa.

(b) Stanice v Soběslavi, k zachycování signálu slouží anténa 1/4 GP [E23].

Obrázek 6.6: Záznam událostí ze stejného prosincového období dvěma českými radiostanicemi, obě pracují stejně jako my na frekvenci vysílače GRAVES – 143.05 MHz.



Obrázek 6.7: Pokles četnosti událostí v důsledku doznívajícího maxima Geminid během 14.–16. 12. 2022.



Obrázek 6.8: Náš záznam událostí z období 16.–30. 12. 2022, tedy po odeznění maxima Geminid.



Obrázek 6.9: Denní variace získaná zprůměrováním pro jednotlivé hodiny na obrázku 6.8.

Četnosti na 6.8 mají již statistický význam. Průměrné počty událostí pro každou denní hodinu z období 16. – 30. 12. 2022 vidíme na obrázku 6.9. Průměrné maximum $N_{\text{max}} = 46.3$ přináší podle očekávání šestá hodina ranní a průměrné minimum $N_{\text{min}} = 20.5$ pozdní odpoledne. Poměr $N_{\text{max}}/N_{\text{min}} = 2.25$ odpovídá poměru součtu a rozdílu středních rychlostí meteoroidů a Země [Plavec, 1956], dosazením v_z z podkapitoly 1.2 dostáváme $v_m = 11.4$ m/s. Tím bychom však dostali pouze průmět průměrné (heliocentrické) rychlosti meteoroidů do směru pohybu Země a to za předpokladu jejich přibližně rovnoměrného rozložení v prostoru (viz obrázek 1.4) a izotropního rozložení v úhlech. Sporadické meteory (potažmo pozůstatky starých meteorických rojů) však mají také své radianty, jejichž pozice jsou výsledkem kombinace pohybu Země a rozložení orbit meteoroidů okolo Slunce. Podle [Younger et al., 2009] je v době našeho měření aktivní zdroj nazývaný severní apex, jehož měnící se elevace má na denní variaci v zimních měsících ve středních a vyšších severních zeměpisných šířkách největší vliv.



Obrázek 6.10: Zdroje sporadických meteorů v ekliptikálních souřadnicích. Severní a jižní prográdní apexy jsou vyznačeny modře, severní a jižní apexy červeně. Žlutou barvou jsou zobrazeny zdrojové oblasti helion a anti-helion [Younger et al., 2009].



Obrázek 6.11: Signál získaný 7. 3. 2023 odrazem elektromagnetických vln od satelitu. Waterfall je nyní orientován na šířku, na svislé ose je posun od centrální frekvence, na vodorovné místní pásmový čas.

Nový rok, nová zklamání

Opakování měření během února a března nepřineslo bohužel po úpravě nastavení (zejména snížení *tresholdu*) stejně úspěšné výsledky. Obdobu záznamu z obrázku 6.8 z patnácti únorových dní představuje obrázek 6.12, kde očekávaná variace není patrná a vyskytují se zde mnohé nepravidelné anomálie. V činnosti nebyl žádný roj, který by se na nich mohl výrazně podílet. Při procházení pořízených snímků z tohoto období se objevil svízel v podobě mnoha falešných *countů*. K některým došlo z důvodu opětovné detekce jednoho *eventu*, k jiným se započítal několikanásobný záznam průletu satelitu, který vypadal například tak jako na obrázku 6.11. Takové signály jsou typické svým dlouhým trváním.

Důsledkem toho se získaný *colorgram* 6.12 svými nerovnoměrnými výkyvy začíná přibližovat nahodilé struktuře abstraktních RICHTEROVÝCH obrazů. Pokud by se jedna z jeho maleb na obrázku 6.13 hypoteticky interpretovala jako záznam meteorických událostí na podobné barevné škále, kvůli absenci jakékoliv variace by bylo možné usoudit, že většina meteoroidů přichází s mnohem větší rychlostí, než je rychlost pohybu Země (srovnej s podkapitolou 1.3). To by však znamenalo, že mateřskými tělesy takových objektů by nemohly být periodické komety či planetky s eliptickými drahami. Naše planeta by byla "ostřelována" objekty s parabolickou či hyperbolickou drahou, tedy s původem mimo Sluneční soustavu.



Obrázek 6.12: Náš záznam událostí z období 1. – 15. 2. 2023.



Obrázek 6.13: Výřez z malby Gerharda Richtera 4900 Colours: Version VII, 2007. [Richter, 2008]

6.3 MeteorLogger

Dosud nám nebylo snadnou cestou umožněno získat detailní průběh konkrétní události. Navíc jsme poznali, že automatická detekce je zatížena falešnými *county*, které by bylo nutné pro korekci hodinových počtů pracně vyhledat, přiřadit a smazat. Není divu, že některé zapálené duše se těmto omezením pokoušejí vzdorovat.

Skript *MeteorLogger* napsaný v Pythonu namísto detekování signálu po překročení amplitudového tresholdu pracuje se signaturu signálu. Tři nejmocnější frekvence (3*f*) jsou při výskytu *bílého šumu* distribuovány náhodně ve zvoleném rozsahu FFT (tj. ve zvolené šířce pásma). Čím více však signál oproti šumu vystupuje, tím více jsou 3*f* nahromaděny okolo nejsilnější frekvence signálu – detekován je právě takový shluk, který navíc musí být registrován aspoň 40 ms. Celý princip metody je podrobně popsán autorem programu [Kaufmann, 2017].

Pro každou detekovanou událost je s frekvenčním rozlišením 23.4 Hz a časovým rozlišením 10.7 ms při vzorkovací frekvenci 48 kHz zapisován čas, datum, nejsilnější frekvence *pf*, hodnota signálu *S* a pozadí *N*. Data jsou přímo ukládána ve formátu *csv* a mohou být následně zpracována doplňkovým skriptem *ProcessData* [E24].

Při prvním pokusu o záznam jsme nastavili totožné parametry jako tvůrce *MeteorLoggeru* – šířku pásma 2.5 kHz, která by měla být optimální pro naše účely, a centrální frekvenci v SDR# 143.049 MHz. Hranice pásma mohou být zvoleny libovolně tak, aby někde mezi nimi ležela frekvence 1000 Hz – přibližně tam by se měly hromadit 3f při postřehnutí meteorického signálu. Při naší volbě (500–3000 Hz) se však ocitneme v patálii. Obrázek 6.14 ukazuje hrubá data z noci 28./29. 4. 2023, která vyhlížejí velmi agresivně a nepoužitelně. Zaznamenány byly tisíce signálů mezi 2000 a 3000 Hz v důsledku silných interferencí cizích signálů na pozadí. Čtyři mini události, které by svou lokací mohly odpovídat meteorům, můžeme pozorovat mezi 22. a 23. hodinou.

Jelikož takovému silnému nepříteli nejde vzdorovat, posuneme se raději v SDR# na nižší středovou frekvenci – 143.047 MHz, meteory by se tedy měly hromadit někde na frekvenci 3000 Hz. Dvanáctihodinové měření následující den přináší mnohem nadějněji vyhlížející materiál. *ProcessData* nám v tomto případě sám rozpozná nechtěné signály způsobené interferencí a odstraní je pro další zpracování.

Na dalších obrázcích přinášíme některé získané profily výkonu a frekvence. Veškeré záznamy událostí (ale i interferencí) má tentokrát na svědomí anténa HB9CV.



Obrázek 6.14: Špatně nastavené první měření z noci 28./29.4.2023 v *MeteorLoggeru*, přítomná je po celou dobu silná interference, která přebíjí možné detekce.



Obrázek 6.15: O něco lépe nastavené měření ze dne 1.5.2023 v *MeteorLoggeru*, přítomná interference brání detekcím jen v určitých časových úsecích. Správně detekované události se nacházejí mezi těmi kolem 3000 Hz.



Obrázek 6.16: Výkonové (SNR) a frekvenční profily třech vybraných *overdense* meteorů z 1.5. 2023.



Obrázek 6.17: Výkonové (SNR) a frekvenční profily třech vybraných *underdense* meteorů z 1.5. 2023.

Tři různě intenzivní signály z *overdense* meteorů na obrázcích 6.16a, 6.16c a 6.16e vykazují zmiňované *deep fadings* – oscilace vznikající v důsledku interference odražených vln z různých zdrojů na stopě narušené větrem. Povšimněme si, že trvání těchto signálů je asi 0.5–1 s. Frekvence se stihne na dlouho difundující stopě proměnit mnohokrát, ale v maximálním rozsahu desítek Hz. Taková změna odpovídá radiálním rychlostem v řádech desítek m/s. Zajímavý je náhlý nárůst frekvence na obrázku 6.16d po téměř statickém půlsekundovém signálu, což by mohlo znamenat, že silnější poryv větru stopu (nebo její část) při jejím doznívajícím stadiu radiálně přiblížil směrem k nám.

Doba, po kterou detekujeme *underdense* signály z obrázku 6.17 odpovídající slabým meteorům, je mnohem kratší. Na všech frekvenčních profilech jsou patrné typické *head echoes*, které předcházejí maximu signálu z vln rozptýlených až na vzniklé stopě za nimi. Ukázkové *echo* na posledním obrázku 6.17f navíc odpovídá poměrně velké radiální rychlosti – stovky m/s.

Zkusíme nyní využít rychlého exponenciálního poklesu v SNR profilech. Proložíme-li jej příslušnou křivkou, dokážeme z její časové konstanty τ_P z rovnice (2.13) spočítat úhel ϕ (viz obrázek 2.4), což by nám přece jen poskytlo způsob, jak body odrazu pomocí difúzního profilu lokalizovat.

Velmi přibližné hodnoty ambipolárního koeficientu difúze D_a lze podle [Greenhow and Neufeld, 1955] odhadnout z empirického vztahu:

$$\log_{10} D_{\rm a} = 0.067h - 5.6\tag{6.1}$$

s výškou *h* zadanou v km. Vztah lze však uplatnit s nějakou relevantní spolehlivostí pouze v oblasti cca mezi 85–95 km.

Pro střední výšku 90 km dostáváme z fitovaných křivek hodnoty ϕ v tabulce 6.1. Podstatné je si uvědomit, že získané úhly ϕ jsou velmi hrubou aproximací. Stopa není bodová a jedná se spíše o střední hodnotu nepatrně proměnného úhlu, protože není homogenní ani statická. Přesto však vzhledem k její velké vzdálenosti a krátké životnosti má pro náš odhad smysl o ní takhle uvažovat.

Tabulka 6.1: Hodnoty úhlu ϕ korespondující s hodnotami τ_P třech naměřených *underdense* meteorů umístěných do výšky 90 km.

	$ au_{\mathrm{P}}[s]$	$\sigma_{\tau_{\mathrm{P}}}[s]$	φ[°]
Meteor 1	0.017	0.002	85.8
Meteor 2	0.018	0.007	57.7
Meteor 3	0.04	0.02	68.7



(a) Meteor 1 – odpovídá poklesu SNR profilu 1 na obrázku 6.17a.



(b) Meteor 2 – odpovídá poklesu SNR profilu 2 na obrázku 6.17c.



(c) Meteor 3 – odpovídá poklesu SNR profilu 3 na obrázku 6.17e.

Obrázek 6.18: Aproximované difúzní profily *underdense* meteorů z obrázku 6.17.

Teoretické úhly ϕ pro zvolené body odrazu v oblasti radaru GRAVES na mapě 6.19 ve výšce h = 90 km odpovídají podle geometrie na obrázku 6.20 hodnotám (spočteným z cosinové věty) v tabulce 6.2. Odhadujeme tak, pod jakým úhlem by byly teoreticky naším směrem rozptýleny elektromagnetické vlny při zvolené pozici bodu ionizované stopy.

Tabulka 6.2: Hodnoty úhlu ϕ získané teoretickým výpočtem pro zvolené body odrazu.

	$ P_0T $ [km]	$ P_0R $ [km]	$R_{\rm T}$ [km]	$R_{\rm R}$ [km]	∠RPT [°]	φ[°]
P_1	150	1020	174.9	1023.9	20.3	10.1
P_2	150	930	174.9	934.3	60.6	30.3
P_3	150	730	174.9	735.5	131.8	65.9
P_4	250	1118	265.7	1121.6	10.8	5.4
P_5	250	976	265.7	980.1	56.4	28.2
P_6	250	660	265.7	666.1	130.2	65.1
P_7	350	1210	361.4	1213.3	11.4	5.7
P_8	350	1025	361.4	1028.9	53.1	26.6
P_9	350	635	361.4	641.3	115.7	57.9



Obrázek 6.19: Ilustrace vyzařovacího pole radiolokátoru GRAVES na mapě ve výšce 80–120 km nad povrchem a efektivní úhel vyzařování pětiprvkové Yagi antény nacházející se v místě černého špendlíku N48°46′24.67″ E16°53′49.96″ namířené na západ.



Obrázek 6.20: Zjednodušená geometrická představa situace. *P* je libovolný zvolený bod odrazu ve výšce h = 90 km, P_0 jeho průmět na zemském povrchu, červené vzdálenosti mezi ním, vysílačem *T* a přijímačem *R* změříme na mapě, zbylé snadno dopočítáme. Ilustrace autorky práce.

Porovnáním dospějeme k závěru, že kdyby šlo o meteory, které rozptýlily detekovanou vlnu naším směrem v předvolené výšce 90 km, měly by se nacházet východně od vysílače GRAVES, protože tučně znázorněné úhly v tabulce 6.2 se těm v tabulce 6.1 blíží nejvíce. Přesnější lokalizace s našimi predispozicemi nedosáhneme – bylo by potřeba zachytit stejnou událost z více míst. Odlišný poloviční úhel rozptylu meteoru 1 nám přináší ještě větší nejasnosti o poloze – mohlo by dokonce jít o signál pocházející z parazitního laloku vysílače, stejně dobře však stopa mohla vzniknout v jiné výšce a vůbec tak nevyhovovat našemu předpokladu.

Samozřejmě, že nemalou úlohu má v celkové geometrii orientace stopy v prostoru, která nebyla uvažována. Přitom ona má (spolu s velikostí tělesa) přímý vliv na obdržený výkon – můžeme dedukovat, že meteory 1 a 3 svíraly s rovinou propagace menší úhel, protože v maximu dosahovaly až dvakrát vyšší úrovně než meteor 2.

Epilog

Plní inspirace a napjatého očekávání jsme si navrhli a zkonstruovali vlastní přijímač rádiových vln a verifikovali pomocí simulací a reálného měření, že jeho atributy dosahují požadovaných kvalit a že jsou vzájemně provázány. Čelili jsme však výrazné proměnnosti těchto atributů a odlišnostem od teoretických modelů způsobených přítomností zemského povrchu a překážek, zejména těch o rozměrech srovnatelných s pracovní vlnovou délkou.

Prokázali jsme, že s využitím vyhovujícího vysílače není třeba přijímací zařízení pro účel rádiové detekce meteorů odstřihnout od civilizace, ale že i na obyčejném rušivém pozadí obydlených zón funguje s postačující senzitivitou (nebo jsme měli štěstí, protože jsme se nacházeli s anténou v oblasti, kde většinou nedocházelo k výrazným interferencím o blízké frekvenci). Dokonce nebylo potřeba užití úzkopásmového filtru, ačkoliv by sběr událostí ještě o něco vylepšil.

Osvojili jsme si práci s několika různými programy pro podrobnou analýzu signálů. Obdrželi jsme a rozeznali meteorické "ozvěny" ve více formách – na snímcích 2D spektrogramu i v podobě datových záznamů, které ukrývaly informace o četnostech detekcí, a poté také jiných, jež nám zase umožnily vybudovat typické výkonové a frekvenční profily – na těch byly patrné Dopplerovské posuny hovořící o radiální rychlosti meteorických tělísek. Z četností bylo zřetelné maximum roje Geminid a denní variace sporadických meteorů. Z parametrů difúzních křivek ionizovaných stop jsme se pokusili některé z událostí velmi zhruba lokalizovat.

Pro získání spolehlivého rozsáhlého vzorku dat z dlouhodobého pozorování musí uživatel věnovat dostatek pozornosti správnému nastavení programů a samotných měřicích přístrojů, které je pro každou anténu, umístění a období měření docela individuální.

S podobným aparátem by bylo možné se přidat k některému z nezávislých spolků věnujících se detekční metodě užívané v této práci (např. RMOB [E22], který publikuje sumarizovaná data pozorovatelů z celého světa a informuje další potenciální zájemce o možnostech a limitaci rádiové detekce).

Literatura

- Agarwal, A. and Lang, J. (2005). *Foundations of Analog and Digital Electronic Circuits*. ISSN. Elsevier Science.
- Baumgartner, R. (1961). *Die HB9CV-Richtstrahlantenne*. Kröner-Verlag.
- Beran, V. (2010). Blízké pole dipólových antén. Diplomová práce, Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav radioelektroniky, Brno.
- Burke, G. J. and Poggio, A. J. (1981). *Numerical Electromagnetics Code (NEC): Method of moments: A user-oriented computer code for analysis of the electromagnetic response of antennas and other metal structures.* Naval Ocean Systems Center.
- Chen, F. (1984). *Uvod do fyziky plazmatu*. Academia.
- Davidson, D. B. (2011). *Computational electromagnetics for RF and Microwave Engineering*. Cambridge University Press.
- Feynman, R., Leighton, R., Sands, M., and Hafner, E. (1965). *The Feynman Lectures on Physics; Vol. I*, volume 33. AAPT.
- Greenhow, J. S. and Neufeld, E. L. (1955). The diffusion of ionized meteor trails in the upper atmosphere. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 6(1):133,IN3,137–136,IN3,140.
- Hagfors, T. (1957). Forward Scatter Communication Via Meteor Trails and Related Problems. AGARD-NATO.
- Hallas, J. R. (2008). Basic antennas: Understanding practical antennas and design ; includes details of easy-to-build antennas! ARRL.

- Harvey, G. A. (1973). Spectral Analysis of Four Meteors. In Hemenway, C. L., Millman, P. M., and Cook, A. F., editors, NASA Special Publication, volume 319, page 103.
- Hines, C. O. and Forsyth, P. A. (1957). The Forward-Scattering of Radio Waves from Overdense Meteor Trails. *Canadian Journal of Physics*, 35(9):1033–1041.
- Hroch, F. (1996). Studium metod statistického určování radiantů meteorických rojů. Diplomová práce, Masarykova univerzita, Přírodovědecká fakulta, Brno.
- Janík, J. and Mikulášek, Z. (2022). Obecná astronomie. skripta PřF MU, verze 1.5.
- Kaufmann, W. (2017). New radio meteor detecting and logging software. WGN, *Journal of the International Meteor Organization*, 45(4):67–72.
- Kero, J., Szasz, C., Pellinen-Wannberg, A., Wannberg, G., and Westman, A. (2004). Power Fluctuations in Meteor Head Echoes Observed with the EISCAT VHF Radar. In AGU Fall Meeting Abstracts, volume 2004, pages SH51D–0295.
- Klačka, J., Petržala, J., Pástor, P., and Kómar, L. (2014). The Poynting-Robertson effect: A critical perspective. *Icarus*, 232:249–262.
- Maxwell, J. C. (1865). A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 155:459–512.
- Mazánek, M. and Pechač, P. (2004). *Šíření elektromagnetických VLN a antény*. Vydavatelství ČVUT.
- Moilanen, J., Gritsevich, M., and Lyytinen, E. (2021). Determination of strewn fields for meteorite falls. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 503.
- Navara, M., Matousek, M., and Drbohlav, O. (2014). Fusion of Telescopic and Doppler Radar Data. In Ryan, S., editor, *Advanced Maui Optical and Space Surveillance Technologies Conference*, page E84.
- Plavec, M. (1956). Meteorické Roje. Nakladatelství Československé akademie věd.
- Poggio, A. J. and Miller, E. K. (1973). Integral equation solutions of threedimensional scattering problems. In Mittra, R., editor, *Computer Techniques for Electromagnetics*, chapter 4. Pergamon Press.
- Rault, J.-L., Birlan, M., Blanpain, C., Bouley, S., Caminade, S., Colas, F., Gattacceca, J., Jeanne, S., Lecubin, J., Malgoyre, A., Marmo, C., Vaubaillon, J., Vernazza, P., and Zanda, B. (2018). Fine-scale observations of Doppler frequency shifts affecting meteor head radio echoes. In Gyssens, M. and Rault, J.-L., editors, *International Meteor Conference, Petnica, Serbia*, pages 103–106.

- Rendtel, J. and Arlt, R. (2015). *Handbook for Meteor Observers*. International Meteor Organization.
- Richter, G. (2008). Gerhard Richter: 4900 colours. Hatje/Cantz.
- Ryabova, G. O., Asher, D. J., and Campbell-Brown, M. D. (2019). *Meteoroids: Sources of meteors on earth and beyond*. Cambridge University Press.
- Schilling, D. (1993). *Meteor Burst Communications: Theory and Practice*. Wiley Series in Telecommunications and Signal Processing. Wiley.
- Vaubaillon, J., Lamy, P., and Jorda, L. (2006). On the mechanisms leading to orphan meteoroid streams. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 370:1841 – 1848.
- Vavra, S. and Turán, J. (1989). Antény a šírenie elektromagnetických vĺn. Alfa.
- Williams, I. P. and Wu, Z. (1993). The Geminid meteor stream and asteroid 3200 Phaethon. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 262(1):231–248.
- Wislez, J. M. (1996). Forward scattering of radio waves off meteor trails. In Proceedings of the International Meteor Conference, 14th IMC, Brandenburg, Germany, 1995, pages 99–117.
- Younger, P. T., Astin, I., Sandford, D. J., and Mitchell, N. J. (2009). The sporadic radiant and distribution of meteors in the atmosphere as observed by vhf radar at arctic, antarctic and equatorial latitudes. *Annales Geophysicae*, 27(7):2831–2841.

Elektronické zdroje

[E1]https://www.astro.cz/na-obloze/meteory-a-meteoricke-roje/kazdorocniroje.html

[E2] https://www.nasa.gov/feature/955-years-ago-halley-s-comet-and-the-battle-of-hastings

[E3] https://ethw.org/Maxwell%27s_Equations

[E4] http://www.itr-datanet.com/~pelitr/graves/

[E5] https://ealuro.com/radio/graves/

[E6] https://stargazerslounge.com/topic/233057-how-well-can-we-detectmeteors-using-the-graves-transmitter/

[E7]https://bwsmediafiles.s3.eu-west-2.amazonaws.com/wp-content/uploads/ 2019/01/14101221/Meteor-Scatter-Detection-Advanced.pdf

[E8] http://www.ars-electromagnetica.de/robs/

[E9] https://www.eso.org/public/czechrepublic/teles-instr/alma/

[E10] https://www.antenna-theory.com/antennas/aperture/horn.php

[E11] https://www.radartutorial.eu/06.antennas/an10.cz.html

[E12] https://sites.google.com/view/kn9b/yagi

[E13] http://oklike.c-a-v.com/soubory/ramovky.htm

[E14] https://www.electronics-notes.com/articles/antennas-propagation/ antenna-theory/basics-tutorial.php

[E15] https://www.radio-foto.eu/radio/impedance2.php

[E16] https://twitter.com/nova_foresta/status/1558391110204116993?cxt= HHwWgsC-jaidwqArAAAA

[E17] https://www.lairdconnect.com/resources/white-papers/understanding-antenna-design

[E18] http://oklike.c-a-v.com/soubory/stojvlny.htm

[E19] https://www.gabb.it/echoes/main.html

[E20]http://www.oklin.cz/userfiles/downloads/Observing_with_SpectrumLab.
pdf

[E21]https://web.archive.org/web/20200220124040/https://britastro.org/ radio/downloads.html

[E22] https://www.rmob.org/index.php

[E23] https://www.electronics-notes.com/articles/antennas-propagation/ vertical-antennas/quarter-wave-vertical.php

[E24]http://www.ars-electromagnetica.de/robs/Media/Manual_ProcessData.
pdf

[E25] https://www.aldebaran.cz/bulletin/2006_19_per.php

[E26] https://open.spotify.com/track/5va2TBvN6tfA1Bly5ZQYeV?si=aF1o7wPaTzGiP_ DgTUxW5w

[E27] https://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/factsheet/earthfact.html [E28] https://www.rmob.org/rmobequations.html [E29] https://www.changpuak.ch/electronics/HB9CV.php [E30] https://mapy.cz/s/puvanojemu [E31] https://owenduffy.net/blog/?p=14882 [E32] https://www.imo.net/observations/methods/radio-observation/reflection/ [E33] https://www.fbnews.jp/202008/ww02/ [E34] https://aaronscher.com/wireless_com_SDR/rtl_sdr_info.html [E35] https://vnaj.dl2sba.com [E36] https://www.rtl-sdr.com/about-rtl-sdr/ [E37] https://www.etymonline.com/word/meteor [E38] https://www.qsl.net/4nec2/ [E39] https://www.nooelec.com/store/qs [E40] https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/2/25/Electromagnetic-Spectrum.svg/800px-Electromagnetic-Spectrum.svg.png [E41]https://open.spotify.com/playlist/6u8wi9Udw3Hd2PJkEdrMpC?si=eW1Igd9jRxyqBaY3D_

NhUA