

Hvězdárna Františka Krejčího Karlovy Vary

## SID monitory

Studie o radioastronomickém měření ionosférických poruch

---

Řešitelé výzkumu: Vojtěch Laitl, Vojtěch Fárek

Vedoucí výzkumné skupiny: Jaroslav Maxa

Garant projektu: Miroslav Spurný

V Karlových Varech dne 14. února 2016

## Anotace

Astronomie dnes postupuje mílovými kroky kupředu a práce mnoha vědeckých týmů nám umožňuje vidět téměř na vlastní oči objekty a jevy, o jejichž existenci bychom před několika lety mohli směle pochybovat. Družice létají do různých koutů Sluneční soustavy, a to nejen k planetám, ale i k měsícům. V současné době byl diskutován výzkum Saturnova měsíce Titanu, který bývá někdy nazýván zmrzlým modelem Země. Zkoumání jeho atmosféry je tak dnes v hledáčku mnohých odborníků.

Přesto se nemusíme vydávat tak daleko, abychom našli jevy zajímavé a astronomy dosud neprobádané. Mohlo by se zdát, že při pohledu ve dne na oblohu se nedíváme na nic, co by mohlo zajímat astronomy, a že atmosféra naší modré planety je už dozajista skoro celá probádána. Opak je ale pravdou, modré nebe skrývá nejedno tajemství. Mimo mnoha fascinujících chemických reakcí, jež by lidské oko ani nestačilo zaznamenat, dochází totiž v atmosféře k ionizaci molekul plynů a jemných aerosolů. Tyto jevy vedou ke vzniku nízkoteplotního plazmatu, které je primárně utvářeno ve vrstvě zvané ionosféra.

Tato práce shrnuje výzkumnou činnost vědeckého týmu Hvězdárny Františka Krejčího, kde se věnujeme měření ionosféry pomocí SID monitorů (z anglického **S**udden **I**onospheric **D**isturbances, tedy detektorů ionosférických poruch). K problematice, již aktuálně řešíme, patří detekce a zkoumání me-teorů, což je také průřezovým tématem této studie.

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>SID monitory</b>	<b>5</b>
2.1	Konstrukce indukční antény . . . . .	5
2.2	Měření . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Analýza dat</b>	<b>9</b>
<b>4</b>	<b>Ionosféra a její energetické anomálie</b>	<b>14</b>
4.1	Chování částečně ionizovaného plynu v modelových situacích .	16
4.2	Výzkum energetických anomálií v ionosféře . . . . .	19
4.2.1	Interakce meteorů s atmosférou . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Závěr</b>	<b>21</b>
<b>6</b>	<b>Zdroje informací</b>	<b>23</b>
<b>7</b>	<b>Přílohy</b>	<b>24</b>

# 1 Úvod

Ionosféra je díky svým fyzikálním a chemickým vlastnostem atmosférickou vrstvou velmi citlivou na energetické anomálie. Na naši planetu dopadá nepřetržitě značné množství hmoty a energie, která pochází především ze Slunce, ale může přicházet i z jiných míst Sluneční soustavy, a dokonce z hlubokého vesmíru. Tyto vysokoenergetické jevy předávají svou energii, zejména ve formě elektromagnetického záření, ionosféře. Tam je tato energie pohlcena, a dochází tak k fotoexcitaci původně neutrálních molekul. Je-li dodána dostatečná energie, může molekula absorbovat větší kvantum, než jaké jí umožní přechod ze základního do excitovaného stavu. Takováto molekula se následně ve velmi krátkém čase zbavuje energie, případně i náboje, a rozpadá se na elektrony a volné radikály či ionty. Hovoříme pak o ionizaci.

Plazma, které díky těmto procesům vzniká, se vyznačuje výrazně kolektivním chováním, a má nadto nízkou teplotu. Vzniklé částice se tak rozptylují na velmi malé vzdálenosti a pod malými úhly. Můžeme je proto detekovat radioastronomickými přístroji, které přijímají radiový signál odrážející se z dostatečně velké a přibližně konstantní plochy. A právě k tomuto účelu se velmi dobře hodí SID monitory.

## 2 SID monitory

SID monitory jsou, přihlížeje k výsledkům, kterých s nimi lze dosáhnout, až překvapivě jednoduchou technologií založenou na indukčních cívkách. Detektor prakticky tvoří jednoduše sestavitelná anténa, kde se indukuje napětí. To nejčastěji provází radiový signál odražený od ionosféry, ale lze detekovat také například pizelektrické napětí vznikající třením tektonických desek při silných zemětřeseních. V této kapitole tedy nejprve popíšeme, jak lze takovou anténu zkonstruovat.

### 2.1 Konstrukce indukční antény

Celá stavba antény pro SID monitor je velmi jednoduchá. Ideální je použít dřevo nebo jiný nevodivý materiál. Dobré zkušenosti jsou s anténou, kde základní rám je tvořený dřevěnými latěmi, a je tak vytvořen rám o velikosti 1 m krát 1 m. Na tento rám se navine circa 200 metrů smaltovaného drátu (např. o síle 0,1 mm, tloušťka nehraje roli). Konce drátu se naletují na klasický jack pro mikrofon nebo sluchátka. Jack zasuneme do zdířky pro mikrofon a po nainstalování softwaru je už možné začít měřit.

Některé zdroje doporučují použít mezi anténu a počítač jednoduchý zesilovač, například podle schématu v příloze. Také je možné ladit napevno pomocí kondenzátoru. Podle našich zkušeností je to ale téměř zbytečné.

K vyhodnocování používáme program Spectrum Lab, kde jsme si definovali normu výstupu a ukládání dat. Doporučuje se implementovat funkci, která převede hodnotu indukovaného napětí ve voltech na hladinu intenzity signálu, tedy

$$f : U \rightarrow L$$

Jedna z možných konstrukcí antény je ukázána na obrázku 1.

## 2.2 Měření

Měření nabývá významu, když zvolíme vysílač, který má takovou polohu, aby se signál musel před svým přijetím indukční cívkou odrazit od zemské atmosféry. Jinak řečeno potřebujeme, aby byl vysílač umístěn za horizontem, pak docílíme toho, že se signál skutečně odrazí od ionosféry. Pro potřeby efektivního měření je nutné, aby měl vysílač velký výkon, řádově stovek wattů. Pro tento účel se hodí přijímat signál z armádních vysílačů umístěných v Německu, Francii nebo Velké Británii a sloužících k navádění ponorek. Právě tyto vysílače se totiž pohybují v oblasti velmi nízkých radiových frekvencí, které jsou k měření ionosféry vhodné.

Podstatné je, že záření různých vlnových délek se odráží od ionosféry v různých výškách. Radiový signál se odráží od ionosféry právě ve výšce, kde je jeho frekvence rovna elektronové plazmové frekvenci systému. D ionosférická vrstva, již monitorujeme a jejíž vlastnosti modelujeme, je nejnižší ionosférickou vrstvou a ve výšce kolem 80 kilometrů přechází ve vrstvu E. Této výšce odpovídá plazmová frekvence circa 23,4 kHz, na níž se pohybuje německý radiový vysílač DHO 38.

Elektromagnetické záření se poté odráží k našemu přijímači. Tím, jak odražené záření prochází zpět ionosférou, se mění jeho intenzita, která klesá s periodicky i náhodně rostoucí elektronovou hustotou.

Míra ionizace (tedy množství elektronů a elektron-iontových párů) se v ionosféře mění primárně periodicky, vlivem sluneční aktivity a vzájemné polohy Slunce a Země. Vyneseme-li si do grafu hladinu intenzity přijímaného radiového signálu v průběhu jednoho dne, jsme schopni zjistit, jak se tato ionizace měnila. Při východu Slunce hladina intenzity prudce klesá (viz obrázky), protože začne docházet k ionizaci atmosféry slunečním zářením. Při větší elektronové hustotě, tedy množství částic na jednotku objemu, bude radiový signál snáze zeslaben. Hladina intenzity tak bude menší. Se západem Slunce se naopak intenzita radiového signálu poměrně prudce zvýší, protože dojde k poklesu elektronové hustoty.

Pojďme se podívat na to, co se děje v zemské ionosféře po západu Slunce. Nejprve je potřeba si uvědomit, že ve vrstvě D, kterou sledujeme během dne s cílem zkoumání sluneční aktivity, je množství nabitých částic nezanedbatelné pouze od východu do západu naší nejbližší hvězdy. Po západu Slunce D vrstva prakticky zaniká a přes noc přetrvávají její zbytky díky kosmickému záření.

Ionosférická porucha zaznamenaná během noci je tedy důsledkem anomálií ve vyšších ionosférických vrstvách nebo silných výronů energie majících původ mimo Slunce. Jako příklad poruchy ionosférických vrstev lze uvést blesk nebo flare. Flare by mohl být zjednodušeně popsán jako jakýsi obrácený blesk. Jde totiž o výboj vzniklý v nižších polohách nad povrchem Země, který směřuje do atmosféry. Silnými energetickými anomáliemi mohou být interakce meteorů či záblesky  $\gamma$  záření.

Takto bychom popsali periodické chování D ionosférické vrstvy, a ilustrační model si můžeme ukázat na grafu (obrázek 3). Periodické procesy jsou ryze kvazistatické, plazma se však udržuje v rovnováze právě díky energii vyzařované na elektronové plazmové frekvenci  $\omega$ . Rozeberme tento problém matematicky.

Označíme-li  $W$  energii absorbovanou plazmatem a  $E_a$  aktivační energii nutnou k ionizaci daného množství entit, nalezneme mezi nimi jednoduchou závislost

$$W = E_a + h(\omega + d\omega_t) \quad (1)$$

Při periodických jevech se elektronová plazmová frekvence nemění, naopak energetické anomálie nutí soustavu k přechodu na jiné frekvence, jejichž fázový rozdíl je nezanedbatelný. Toto tvrzení využijeme v modelování ionosféry při náhlých ionosférických poruchách. Měli bychom ale také být obeznámeni s hladinou energie, která vstupuje do zemské atmosféry a k jejímuž výpočtu využijeme měření radioteleskopem.



### 3 Analýza dat

Následující kapitola popisuje modelování základních veličin nízkoteplotního plazmatu v zemské ionosféře.

Uvedli jsme si, že elektromagnetické vlnění se odrazí od ionosféry ve výšce, kde jeho frekvence odpovídá elektronové plazmové frekvenci  $\omega_{p.c.}$ , která je dána vztahem

$$\omega_{p.c.} = \sqrt{\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0}} = \nu \quad (2)$$

$n_e$  je elektronová hustota,  $e$  elementární náboj,  $m_e$  označuje hmotnost elektronu a  $\epsilon_0$  permitivitu vakua.

Radiové vlny vysílané na frekvenci 23,4 kHz se odrážejí právě ve výšce, kde dochází ke vzniku a zániku D ionosférické vrstvy. Na počátku jsme prováděli i měření s různými jinými frekvencemi, z výsledných grafů však nebylo možné nic vyčíst. Hladina intenzity oscilovala vždy ve stejných mezích a na křivkách nebyla patrná žádná změna trendu.

Z graficky zpracovaných dat jsme vyčetli, že hladina intenzity radiového signálu klesá s rostoucí elektronovou hustotou v plazmatu, respektive že pomocí získaných dat hladiny intenzity radiového signálu jsme schopni vypočítat elektronovou hustotu -  $n_e \propto L^{-\frac{1}{a}}$ , kde  $a$  je reálná konstanta. Nejprve nás zajímaly závislosti odvoditelné pomocí derivací. Pracovali jsme pouze s proměnným vztahem elektronové hustoty a hladiny intenzity radiového signálu a všechny ostatní parametry jsme považovali za konstantní. Tento vztah popisuje rovnice s kořenem v parciální derivaci

$$\frac{\partial n_e}{\partial L} = L^{-\frac{1}{a}} \Rightarrow n_e \approx \int_{L_0}^L L^{-\frac{1}{a}} dL = \frac{a}{a-1} L^{\frac{a-1}{a}} \quad (3)$$

Nevýhodou je, že v rovnici není zahrnutý žádný vztah pro výpočet počáteční elektronové hustoty, proto jsme takto stanovili jen její změnu  $dn_e$ . Pro počítali jsme křivku aproximující časovou závislost hladiny intenzity radiového signálu a získali jsme složenou funkci lineární a exponenciální. Konstantní parametr  $a$  je právě jeden a je roven 0,2. Dosazením do rovnice 2 dostaneme

$$dn_e = -\frac{1}{4}L^{-4}$$

Tuto závislost jsme se pokusili aplikovat na data získaná během sluneční erupce třídy M ze dne 28. července 2015. Vypočtené hodnoty elektronové hustoty se ale pohybují ve velmi malých hodnotách (až ve statisícinách základních jednotek), proto naše výpočty zatím nebylo možné aplikovat na makroskopické vlastnosti plazmatu. Pokračovali jsme tedy výpočtem některých dalších veličin, z nichž některé by bylo možné použít.

Další modelovanou veličinou byla teplota plazmatu. Podle základní charakteristiky plazmatu známe vzorce pro výpočet potenciální a kinetické energie elektronů. Potenciální energie je dána vztahem, který řeší polynomiální substituce dvou rovnic o jedné neznámé, tedy

$$W_p = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 R_e} \quad (4)$$

pro střední vzdálenost  $R_e$

$$R_e = \sqrt[3]{\frac{3}{4}\pi n_e} \quad (5)$$

Kinetická energie je definována přímou úměrou teploty plazmatu podle jednoduché závislosti

$$W_k = \frac{3}{2}k_B T_e \quad (6)$$

Známe také poměr potenciální a kinetické energie jako funkci srážkové frekvence, kterou si vyjádříme pomocí známých veličin a konstant. Po provedení potřebných substitucí dostaneme výsledek pro neznámou  $T_e$

$$dT_e = \frac{dn_e e^4}{\epsilon_0^{\frac{4}{3}} k_B (36\pi)^2} \quad (7)$$

Podle toho dosadíme a vypočítáme potenciální a kinetickou energii z rovnice (3) a (5). Ani zde nicméně ještě nebylo možné aplikovat výpočty pro model makroskopických vlastností ionosféry, čehož jsme docílili až pomocí frekvence radiového signálu.

Pomocí měření jsme zjistili, jaký má hladina intenzity radiového signálu trend. Považovat získanou frekvenci za konstantní by bylo správné jen při relativně velkém zaokrouhlení. Přijímaná frekvence se s proměnnou ionizací (a tedy proměnnou elektronovou plazmovou frekvencí) v „menším rozsahu“ mění. Lze ukázat tím, že pokud máme doma rádio, na kterém celý den posloucháme jednu stanici, stejně čas si čas od času všimneme více či méně slyšitelného šumu. Změnu frekvence radiového signálu jsme vypočítali pomocí hybnosti. Víme, že frekvence elektromagnetického vlnění se vypočítá jako

$$\nu = \frac{E}{h} = \frac{pc}{h} \quad (8)$$

Hybnost jsme schopní vypočítat pomocí kinetické energie, když ji budeme derivovat podle rychlosti:  $\frac{dW_k}{dv} = mv$ . Hybnost lze tedy odhadnout řešením této diferenciální rovnice prvního řádu. Výsledek již lze považovat za makroskopicky invariantní, neboť známe počáteční podmínku vyslovenou jako

$$W_k(t \rightarrow 0) = 0 \quad (9)$$

Výše jsme definovali změny frekvence přijímaného radiového signálu. Protože jsou tyto hodnoty rovné změně samotné elektronové plazmové frekvenci v místě odrazu vlnění, použijeme rovnici (3) pro určení elektronové hustoty jako

$$n_e = \frac{\omega_{p.c.}^2 m_e \epsilon_0}{e^2} \quad (10)$$

Hodnoty elektronové hustoty se pohybují okolo  $1,72 \cdot 10^5 \text{ m}^{-3}$ .

Nyní už jednoduše dopočítáme teplotu a potenciální, respektive kinetickou energii plazmatu - podle vztahů (6), (3) a (5). Rovněž tak jsme si pomocí kinetické energie stanovili hybnost elektronů.

Také nás zajímala Debyeova délka coby jedna ze základních charakteristik ionosféry jako nízkoteplotního plazmatu. Rovnice pro výpočet toho parametru má tvar

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}} \quad (11)$$

Zjistili jsme, že pro více vyhodnocovaných vysokoenergetických jevů (sluneční erupce třídy C, M a X, magnetická bouře na Jupiteru...) je hodnota Debyeovy délky téměř konstantní a má hodnotu přibližně  $31,4 \text{ } \mu\text{m}$ . Na grafech v příloze si všimněme, že Debyeova délka nabývá nenulové hodnoty, i když časové údaje zrovna odpovídají nočním hodinám, kdy je jakákoliv charakteristika plazmatu pouze hypotetickým odhadem. Tento poznatek je velice zajímavý a říká nám, že působením kosmického záření nebo při náhodné ionizaci vlivem energetické anomálie během noci je  $N_D$  nositelů elektrického náboje vnímáno jako nezanedbatelně interagující entita ve sféře popsané stejnou  $\lambda_{De}$ .

Veličině  $N_D$  se říká plazmový parametr. Tato hodnota udává počet částic v Debyeově sféře a pro ideální plazma platí podmínka  $N_D \gg 1$ . Bylo zjištěno, že hodnoty plazmového parametru oscilují kolem střední hodnoty  $\bar{N}_D \simeq 22$ , D ionosférickou vrstvu tak podle této hodnoty můžeme za ideální plazma označit. Zajímavé také je, jak popsat chování nabitých částic kinematicky.

Rychlost elektronů v plazmatu lze odhadnout pomocí střední kvadratické rychlosti částic plynu, již stanovíme jako funkci celkové kinetické energie systému, tedy

$$\bar{v} = \left( \frac{3k_B T_e}{nm_e} \right)^{\frac{1}{2}} \lambda_{De} \quad (12)$$

Pak víme, že dráha fluktuace jednotlivých elektronů a iontů je rovna časovému integrálu této rychlosti, naopak zrychlení její časové derivaci.

Se znalostmi o reálných hodnotách elektronové hustoty můžeme modelovat reálné hodnoty termodynamické teploty. Použijeme pro to rovnici (8) a potřebný bude i rozměr Debyeho sféry. Dojdeme ke vztahu

$$T_e = \frac{n_e e^4}{\epsilon_0^{\frac{4}{3}} k_B (36\pi)^2 \lambda_{De}} \quad (13)$$

Hodnota termodynamické teploty se pohybovala vždy kolem 190 K, což nám díky elementární definici ionosféry jako nízkoteplotního plazmatu vzniklého ionizací plynu umožnilo si orientačně ověřit správnost našich výpočtů. Vypočítali jsme si tepelnou energii, a to dle závislosti popsané jako

$$Q(t) = cm_e T_e(t) \quad (14)$$

Měrná tepelná kapacita roste přímo úměrně elektronové hustotě a termodynamické teplotě:  $c = \gamma n_e T_e$ , kde konstanta úměrnosti má hodnotu přibližně  $10^{-3}$ . Výsledné hodnoty zpracované graficky ukazují na malé hodnoty tepelné energie, a to logicky vlivem nízké teploty. Rovněž nás zajímalo, jak vypadá systém nízkoteplotního plazmatu z hlediska termodynamické entropie. Tam jsme aplikovali závislost

$$S = \frac{\delta Q}{T} \Leftrightarrow S(t=0) = 0 \quad (15)$$

Získali jsme data ukazující na malé hodnoty termodynamické entropie, analogicky k malé hodnotě tepla v diferenciálním tvaru.

Data, jež byla získána pomocí tohoto jednoduchého matematického modelu, umožnila posunout výzkumné měření o krok dále a popsat ionosférické poruchy obecně i s přihlédnutím k aktuálně diskutované problematice vysokoenergetických jevů ve Sluneční soustavě a záblesků  $\gamma$  záření pocházejících z hlubokého vesmíru.

## 4 Ionosféra a její energetické anomálie

S rozvojem radioastronomie a výzkumu ionosféry byly podrobně modelovány ionosférické vrstvy E a F. Zvláštní pozornost byla věnována výšce ionosférických vrstev v základním stavu a při energetických anomáliích. K tomu lze dle obecně uznávaných postupů dospět pomocí konstantního parametru  $B$ , který popisuje relativní mocnost ionosférické vrstvy a je definován podmínkou

$$B \in \mathbb{Q}^+$$

Tyto takzvané DGR modely byly nezávisle na sobě použity různými výzkumnými institucemi, nevyjímaje ESO. Jejich nevýhoda nicméně spočívá v tom, že hodnota veličiny  $B$ , minimálně v D ionosférické vrstvě, není konstantní, ale kolísá právě s intenzitou šířených elektromagnetických vln. Ve skutečnosti stanovíme výšku jako časovou funkci elektronové hustoty a relativní mocnosti vrstvy jako řešení následující rovnice v jednotkách SI

$$H = h_0 + \frac{B \ln \left( \frac{1}{2} \frac{dn_{t,h}}{NmD(1-mD)} - \sqrt{\left( \frac{dn_h}{NmD(1-mD)} \right)^2 - 4} \right) + 2\pi}{1 - mD} \quad (16)$$

Parametry  $mD$  a  $NmD$  popisují píky elektronové hustoty a jejich malou výšku, obě tyto hodnoty se pohybují v angströmech. Původní výška ionosféry v základním stavu lze vypočítat řešením příslušného systému parciálních diferenciálních rovnic s podmínkou  $dn_t(t = 0) = 0$  a pro základní hodnotu elektronové hustoty vypočítané z rovnice (10) ji stanovíme jako

$$h_0 = \frac{\pi B}{2(1 + mD)} \quad (17)$$

Výška ionosféry byla modelována a výsledky srovnány s reálnými naměřenými daty. Zjistili jsme, že rovnici (16) má smysl uvažovat právě tehdy, když popíšeme relativní mocnost  $B$  jako

$$B \simeq 1 + 0.1L$$

Z těchto hodnot je možné graficky zpracovat ionogramy prostorové distribuce elektronové hustoty a výšky energetických anomálií. Lze postulovat, že nemálo energetických jevů přechází do D ionosférické vrstvy z vyšších vrstev atmosféry. Jejich výška totiž přesahuje výšku 80 kilometrů, kde D vrstva přestává existovat a přechází ve vrstvu E. Zajímavé je, že tento sestup hmoty a energie je provázen poklesem elektronové hustoty (viz grafy v příloze). Toto lze diskutovat tím, že v tento limitně malý časový úsek  $\tau \rightarrow 0$  přesáhla energie hladinu, již jsou schopny molekuly neutrálního plynu absorbovat, a proto fotony pokračovaly dál směrem k Zemi. Při masivních výronech sluneční energie nebo velmi silných  $\gamma$  záblescích je dokonce ionosféra sestoupit řádově o kilometry a desítky kilometrů, a způsobit tak na jistých frekvencích výpadky radiového signálu. Tomuto poklesu se říká Delingerův jev.

Posledním komponentem obecného modelu je stupeň ionizace nízkoteplotního plazmatu. Ten jsme odhadli pomocí Sahovy rovnice a dále pomocí rovnic popisující rozptyl nabitých částic na malé a velké úhly. Bylo dokázáno, že počet nabitých částic je nezanedbatelný, jen pokud uvažujeme, že se rozptylují pod malými úhly ( $\sin \phi \approx \phi$ ). Ilustrační graf je ukázán v příloze.

Nabyté poznatky nás dostatečně vybavily k tomu, abychom vytvořili obecný model ionizace jednoduchých molekul v ionosféře a začali také podrobněji zkoumat chování této atmosférické vrstvy při různých energetických anomáliích. Toto podrobněji popisujeme níže.

## 4.1 Chování částečně ionizovaného plynu v modelových situacích

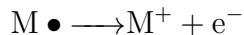
Při zkoumání rozpadu neutrální molekuly na atomy, respektive ionty či radikály, a elektrony se obecně rozlišují dva základní procesy, fotoexcitace a ionizace. Fotoexcitace označuje pohlcení fotonu, který molekule umožní přechod ze základního do excitovaného stavu. Ionizace je proces, který na fotoexcitace může navazovat a rozumíme jím energetické působení vedoucí k odtržení elektronu z valenční sféry excitovaného atomu. Energetická hladina fotoexcitace se v ionosféře pohybuje na spektrální čáře Ly- $\alpha$ . Aby byla nicméně molekula ionizována, je zapotřebí energie tvrdého rentgenového záření, přírůstek fotoexcitační energie k celkovému energetickému kvantu je tedy zanedbatelný.

Aktivační energie potřebná k ionizaci právě jednoho molu entit byla aproximována pomocí Arrheniovy rovnice, kde koncentrace produktů byla substituována elektronovou hustotou v jednotkách SI, tedy

$$E_a \approx \ln \left( \frac{dn_e + n_e}{n_e} \right)^{RT} \quad (18)$$

Poté už je snadné převést tuto energii na kvantum potřebné k ionizaci molekuly a potažmo  $N_D$  molekul v Debyeho sféře. Důležité je rozlišit, jaké molekuly byly v daném čase primárně excitovány a ionizovány.

Ionizaci předchází rozpad původně celistvých molekul na volné radikály, které pak ochotně uvolňují energii a náboj ve formě elektronů. Předpokládali jsme, že jev popsáný rovnicí



probíhá v limitně krátkém čase.

Diskutovaný rozpad nelze pomocí radioastronomických přístrojů detekovat, neboť jak jsme vypočítali, jeho střední doba se u jednoduchých molekul pohybuje v pikosekundách. Můžeme však modelovat, jak tento rozpad ovlivní Debyeho sféru, což už nám umožní jednotlivé procesy od sebe rozlišit.



Pro potřeby modelu jsme využili maticových transformací rozpadu molekuly ve směru os  $\vec{x}$ ,  $\vec{y}$  a  $\vec{z}$ . Tyto rozměry dostaneme intuitivně pomocí rozkladu vektoru  $\vec{u}$ , v jehož směru se zanikající vazba posouvá k limitnímu součtu kovalentních poloměrů, do kartézské soustavy. Výsledky pak maticově transformujeme s lineárními, kvadratickými a kubickými souřadnicemi Debyeovy sféry. Díky malé hodnotě Debyeovy délky je malá i plocha a objem této sféry. Kvadratické a kubické souřadnice tak určíme pomocí polynomiálních systémů diferenciálních rovnic, kdy stanovíme počáteční podmínky  $d\lambda_{De,x} = 0$ ,  $d\lambda_{De,y} = d\lambda_{De}$  a  $d\lambda_{De,z} = -d\lambda_{De}$ .

Výsledná matice M je pak řešením transformace

$$M = \begin{pmatrix} \vec{u} - \sqrt{\vec{y}^2 + \vec{z}^2} & \pi r \cos \theta \left( \vec{u} - \sqrt{\vec{y}^2 + \vec{z}^2} \right) & \frac{4}{3} \pi r^2 \cos \theta \left( \vec{u} - \sqrt{\vec{y}^2 + \vec{z}^2} \right) & \bar{\tau} \\ \vec{u} - \sqrt{\vec{x}^2 + \vec{z}^2} & \pi r \cos \theta \left( \vec{u} - \sqrt{\vec{x}^2 + \vec{z}^2} \right) & \frac{4}{3} \pi r^2 \cos \theta \left( \vec{u} - \sqrt{\vec{x}^2 + \vec{z}^2} \right) & 0 \\ \vec{u} - \sqrt{\vec{x}^2 + \vec{y}^2} & \pi r \cos \theta \left( \vec{u} - \sqrt{\vec{x}^2 + \vec{y}^2} \right) & \frac{4}{3} \pi r^2 \cos \theta \left( \vec{u} - \sqrt{\vec{x}^2 + \vec{y}^2} \right) & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix} \bullet$$

$$(19) \quad \begin{pmatrix} \lambda_{De} & \lambda_{De}^2 & \lambda_{De}^3 & 0 \\ \lambda_{De} + d\lambda_{De} & (\lambda_{De} + d\lambda_{De})^2 & (\lambda_{De} + d\lambda_{De})^3 & 0 \\ \lambda_{De} - d\lambda_{De} & (\lambda_{De} - d\lambda_{De})^2 & (\lambda_{De} - d\lambda_{De})^3 & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}$$

Vysvětleme použitá označení proměnných -  $r$  je součet kovalentních poloměrů jednotlivých atomů účastných rozpadající se vazby,  $\tau$  střední doba rozpadu, již aproximujeme jako  $\tau \approx \frac{r}{v}$  a  $\theta$  torzní úhel radikálů v molekule v momentně, kdy se jejich vzdálenost limitně blíží  $r$ .

Aplikujeme-li výsledné souřadnice do modelu Debyeho sféry, vidíme, že se tato oblast vlivem rozpadu molekuly prohne v určitém směru do výšky  $\Delta$ , která může mít kladný i záporný směr. Díky tomu již rozlišíme, jaká molekula byla ionizována. Za předpokladu, že jí byla energie potřebná k rozpadu střední kvadratickou rychlostí  $\bar{v}$  i ionizaci dodána souběžně, sestavíme pomocí vlnových délek těchto energií energetické spektrum jednoduchých molekul v ionosféře. Dále nás bude zajímat, jaké molekuly jsou primárně ionizovány energií dodanou různými anomáliemi, zejména vlivem interakce meteorů a záblesků  $\gamma$ .

Ve svém výzkumu jsme se zaměřili na spektra kyslíku, dusíku, oxidu uhličitého, oxidu dusného a dusnatého a kyseliny dusité. Kyslík, dusík a oxid dusnatý se popsáním procesem rozpadají na příslušné radikály kyslíkové či dusíkové, oxid dusný na radikál  $\text{NO}\bullet$  a dusíkový radikál, kyselina dusitá pak na radikální částice  $\text{NO}\bullet$  a  $\text{OH}\bullet$ . Zajímavá je energetická hladina ionizace oxidu uhličitého rozpadajícího se na radikální částice  $\text{CO}\bullet$  a  $\text{O}\bullet$ . Zjistili jsme totiž, že konverguje k energii dodané plazmatu během interakcí s meteory. To by mohlo v dávných dobách vývoje naší planety mít význam na vznik organických molekul v primordiální polévce, jak je popisují Urey s Millerem<sup>1</sup>.

Modely rozpadu těchto jednoduchých molekul v Debyeho sféře jsou ukázány v příloze, význam energetických spekter je diskutován níže.

---

<sup>1</sup>Více viz The Miller Experiment [6]

## 4.2 Výzkum energetických anomálií v ionosféře

Ionosférické poruchy se s větší či menší intenzitou opakují téměř každý den, a tato atmosférická vrstva je tak zřídka v klidu. Není proto snadné modelovat jednotným způsobem všechny jevy, které na atmosféru energeticky působí. Rutinně však měříme ionizační vliv slunečních erupcí a CME na ionosféru a změny fází a elektronových plazmových frekvencí během magnetických bouří na Jupiteru.

### 4.2.1 Interakce meteorů s atmosférou

Interakce meteorů s atmosférou tvoří samostatnou kapitolu našeho radioastronomického výzkumu. Při jejich zkoumání totiž nelze odvolávat na empirická data získaná například radioteleskopy, neboť zásah Země bolidem či asteroidem nijak nesouvisí se sluneční činností nebo aktivitou Jupiteru, či dokonce  $\gamma$  záblesky.

V této oblasti nejlépe uplatníme aproximaci aktivační energie ionizace, protože pohledem na rovnici (1) jednoduše dopočítáme energii, jakou průlet meteoru předal ionosféře. Srovnáme-li tyto výsledky se spektrálními čarami jednoduchých molekul, dojdeme k pozoruhodnému závěru. Všimneme si totiž, že předaná energie je obecně větší, než jak jsme odhadli základní ionizační hladiny sledovaných entit, během různě silných impaktů však může dojít k prolínání. To jsme schopni rozlišit v řádu statisícin joulů.

Modely spekter ionosféry jsou tedy velmi významným bodem, kde bude náš výzkum pokračovat. Budou sestaveny modely plazmatu, které obklopovalo meteor před a po vstupu do atmosféry, respektive ionosféry. Za tímto účelem provedeme laboratorní experimenty a simulace dopadu meteorů o různé velikosti a energii do různých výšek atmosféry.

Dosavadní výsledky řešení této problematiky je přiloženo. Zaměřili jsme se na maximum meteorického roje Perseidy, které bylo v České republice 13. srpna 2015. Byly sestaveny ionogramy, grafy ionizační energie a ionizačního poměru a nakonec i odhad energetického spektra - viz příloha.

Zjistili jsme, že pomocí výšky, v níž v atmosféře došlo k meteorickému impaktu, lze zrekonstruovat elektronovou hustotu a teplotu plazmatu, které takový meteor obklopuje. Pokud budeme předpokládat, že v daném malém čase se elektronová hustota v ionosféře zvýšila pouze vlivem interakce s meteoroidem, můžeme použít rovnici (16) k výpočtu elektronové hustoty řešením parciálně diferenciální rovnice. Nezapomínejme však, že rozlišovací schopnosti SID monitoru jsou omezeny na  $N_D$  částic v Debyeho sféře. Elektronovou hustotu pak dostaneme jako

$$n_{,H} \approx \int_0^H dn_{,H} dH \circ N_D^{q \in \mathbb{Q}} \simeq \exp \frac{N_D(1 - mD)(H - h_0 + 2\pi) + B}{500B} + 4H \quad (20)$$

Teplotu prolétajícího meteoru pak dostaneme polynomiální úpravou modelu popsaného rovnicí (13), tedy

$$T, H \approx 3^{\frac{2}{3}} \frac{e^2 n_e^{\frac{1}{3}} N_D^{\frac{2}{3}}}{\epsilon_0 k_B (4\pi)^{\frac{2}{3}}} \lambda_{De}^{\frac{6}{5}} \quad (21)$$

Příslušným fitováním spektra můžeme rozlišit změny elektronové hustoty, respektive teploty v řádu desítek až jednotek sekund. Grafy spekter získaných z letního maxima Perseid jsou přiloženy.

## 5 Závěr

Zpráva shrnuje činnost výzkumného týmu Hvězdárny Františka Krejčího v oblasti radioastronomického výzkumu zemské ionosféry. Díky nepříliš složitým matematickým rovnicím a efektivnímu zpracování naměřených dat jsme sestavili matematický model, který základně popisuje chování zemské ionosféry a sleduje elektronovou hustotu a stupeň ionizace i další jednoduché kinematické, dynamické a energetické veličiny vhodné k popisu ideálního nízkoteplotního plazmatu. Rovněž tak je pomocí aproximace ionosférického plazmatu v základním stavu a během výbojů sestavit a zdokonalovat ionogramy D ionosférické vrstvy.

S pomocí tohoto modelu lze započít se systematickým zkoumáním vlivu jednotlivých energetických anomálií, zmiňme sluneční erupce a CME's, magnetické bouře na planetě Jupiter, dopady meteorů do atmosféry a konečně vysokoenergetické záblesky  $\gamma$ , na to, co se děje s ionizovaným plynem v plazmatu. Zaměřujeme se na kyslík, dusík, oxid uhličitý, jednoduché oxidy dusíku a konečně kyselinu dusitou.

Otázky, jimž se bude výzkum věnovat dále, spočívají především ve zobecnění stávajících výsledků a rozvoji spektrálních analýz ionizovaného plynu. Všimli jsme si například, že ionizace kyseliny dusité se celkově jeví jako exoergonický proces (viz grafy energetických spekter), což dle postulátů uvedených ve stati zdánlivě nedává smysl. Je však známo, že kyselina dusitá není do atmosféry uvolňována v čisté chemické podobě, ale především vzniká z různých prekursorů, jež jsou v atmosféře fotoexcitovány a interagují s okolím, v případě ionosféry s nabitými částicemi. Současně byl diskutován například její vznik eliminací z molekuly 2-*o*-nitrofenolu za vzniku stabilního aromatického ketonu (cyklohexa-2,5-dien-on). Tomuto procesu předchází takzvaný intramolekulární protonový transfer v excitovaném stavu (z anglického **Excited State Intramolecular Proton Transfer**). Proto jistě nebude bez zajímavosti pokusit se o modelování procesů s těmito prekursory výsledné molekuly  $\text{HNO}_2$ , jejíž rozpad na  $\text{NO}\bullet$  a  $\text{OH}\bullet$  jsme již namodelovali a zahrnuli do spektrální analýzy. Pro tento účel jsme započali s experimentálním měřením radiových signálů odrážených od ionosféry v různých výškách nižších, než jaká odpovídá elektronové plazmové frekvenci 23,4 kHz. Speciální pozornost je nyní věnována elektronové plazmové frekvenci 15,1 kHz.

Rovněž velký význam má práce pro rozvoj spektroskopie meteorů, kde se podrobněji zaměříme na plazma v jejich okolí a jeho interakce se zemskou ionosférou. Ze znalosti teploty plazmatu obklopujícího těleso bychom totiž měli být schopni analyzovat jeho chemické složení. Tento výzkum bude zahrnovat experimenty a simulace v laboratořích Heyrovského ústavu fyzikální chemie Akademie věd České republiky a jeho výsledky budou využity také při práci na fyzikálních modelech plazmatu různých kosmických těles a chemického modelu laserových jisker.

Díky svým výsledkům můžeme také započít s monitorováním  $\gamma$  záblesků a jejich modelování. Rovněž využijeme vysokofrekvenční detektory bolidů, se kterými začínáme aktuálně pracovat a měřit.

## 6 Zdroje informací

- [1] *NASA's Radio Jove Project: Solar and Planetary Radioastronomy for Schools* [online]. Washington, D.C.: NASA, 2015 [cit. 2016-01-24]. Dostupné z: <http://radiojove.gsfc.nasa.gov/>
- [2] Anonym. *Úvod do fyziky plazmatu*. Katedra fyzikální elektroniky ČVUT v Praze. 2015. 13. stran
- [3] RADICELLA, Sandro Maria a Man-Lian ZANG. *The Improved DGR Analytical Model of Electron Density Height Profile and Total Electron Content in the ionosphere*. International Centre for Teoretical Physics, Trieste, Italy, 1995.
- [4] KUBEČKA, Jakub. *Studium osudu o-nitrofenolu v troposféře metodami kvantové chemie a nediabatické dynamiky*. Praha, 2015. Bakalářská. VŠCHT v Praze. Vedoucí práce Prof. RNDr. Petr Slavíček, Ph.D.
- [5] *Fakulta chemicko-technologická: Univerzita Pardubice* [online]. Pardubice: Univerzita Pardubice, 2015 [cit. 2016-01-24]. Dostupné z: <http://www.upce.cz/fcht/index.html>
- [6] BADA, Jeffrey L. a Antonio LAZCANO. Prebiotic Soup - Revisiting the Miller Experiment. *Science*. 2003, **2003**(300), 2. DOI: 10.1126/science.1085145.
- [7] Hvezdáreň v Partizánskom. *Hvezdáreň* [online]. Partizansky: Hvezdáreň v Partizánskom, 2016 [cit. 2016-02-14]. Dostupné z: <http://www.hvezdaren.sk/>

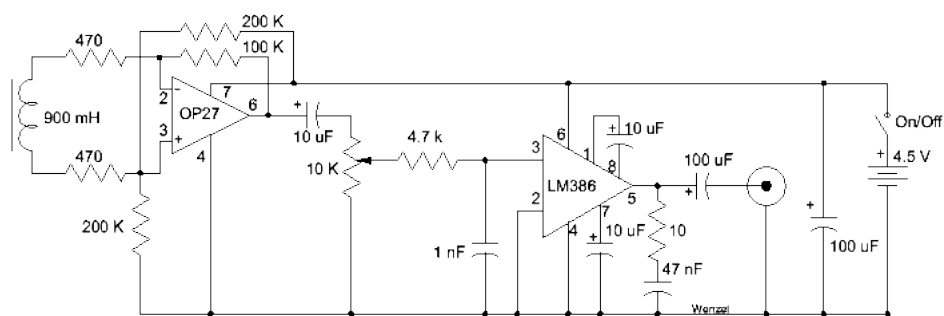
## Poděkování

Za ochotnou pomoc a věcné připomínky v oblasti chemii plazmatu a analýzy interakcí meteorů s ionosférou, jakož i za možnost započít studium a práci v plazmochemických laboratořích, děkujeme panu Marinu Ferusovi z Heyrovského ústavu fyzikální chemie AV ČR. Za pomoc s fyzikální a fyzikálně chemickou problematikou a s matematickým modelem děkujeme panu Jakubu Kubečkovi, členu výzkumné skupiny profesora Petra Slavíčka z Vysoké školy chemicko-technologické v Praze.

## 7 Přílohy

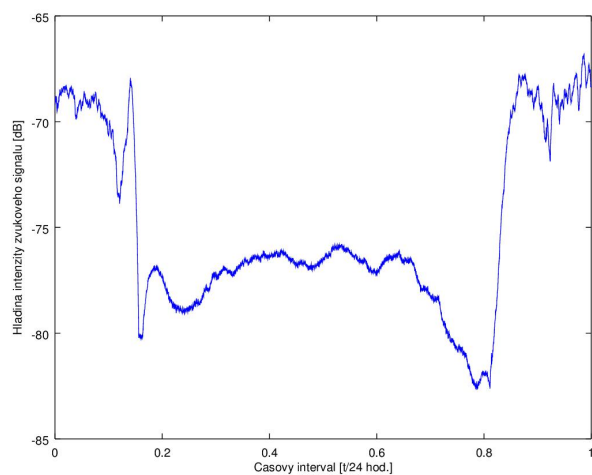


Obrázek 1: Možná konstrukce antény SID monitoru. [7]

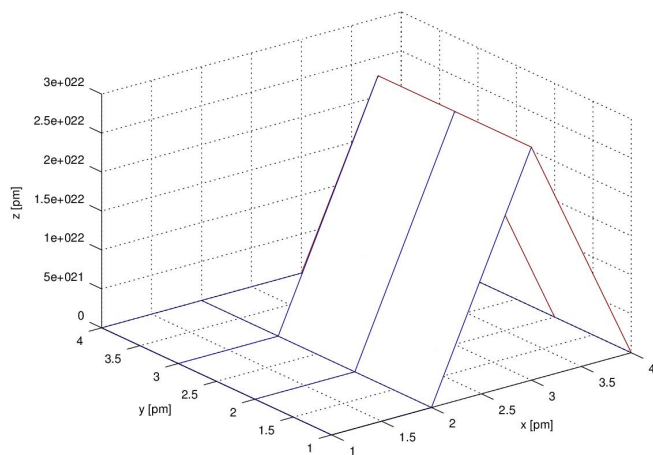


Obrázek 2: Možné zapojení zesilovače.

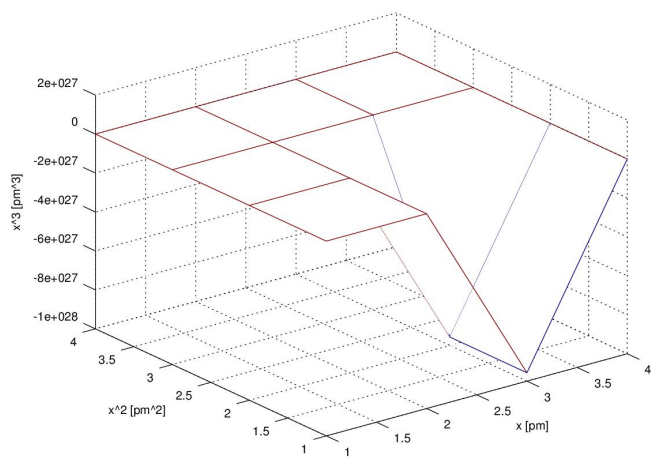




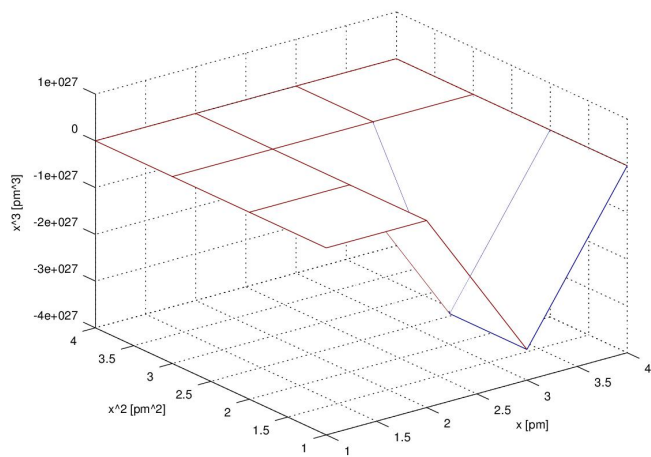
Obrázek 3: Intenzita radiového signálu odraženého od D ionosférické vrstvy během klidného dne.



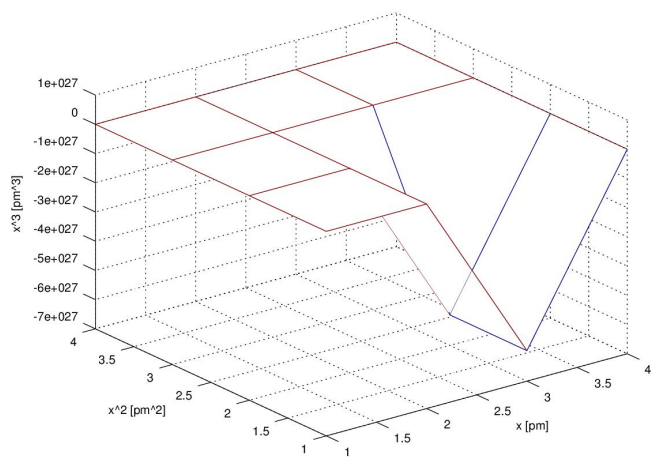
Obrázek 4: Debyeho sféra nízkoteplotního plazmatu zemské ionosféry reprezentovaná homogenními souřadnicemi.



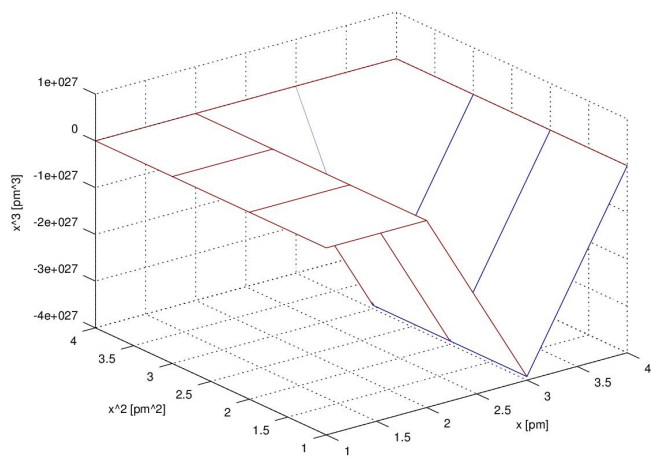
Obrázek 5: Model rozpadu kyslíku v Debyeho sféře.



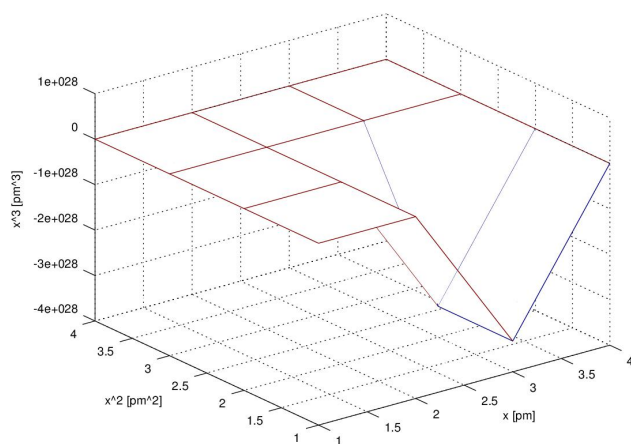
Obrázek 6: Model rozpadu dusíku v Debyeho sféře.



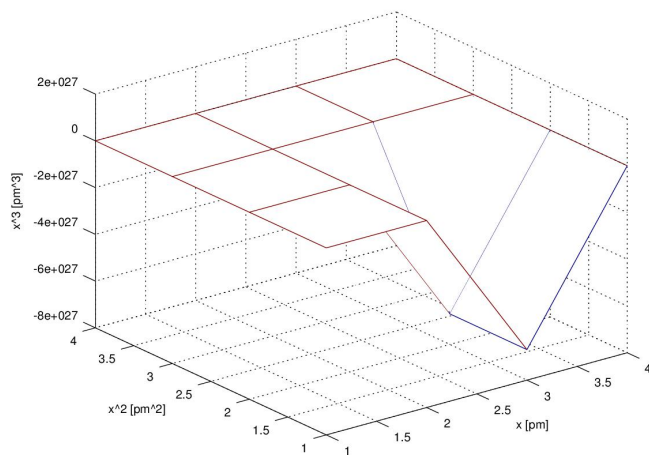
Obrázek 7: Model rozpadu oxidu dusnatého v Debyeho sféře.



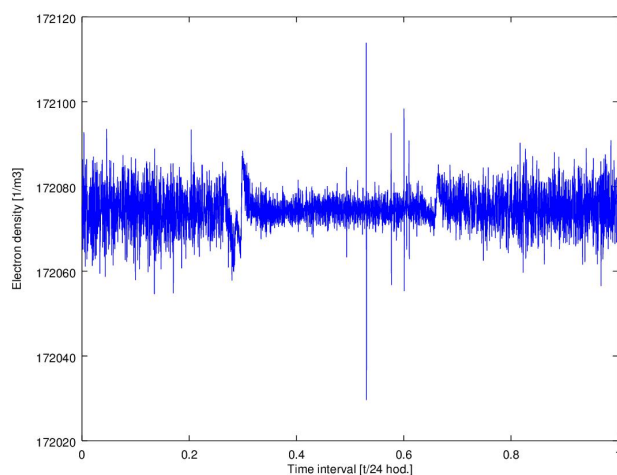
Obrázek 8: Model rozpadu oxidu dusného v Debyeho sféře.



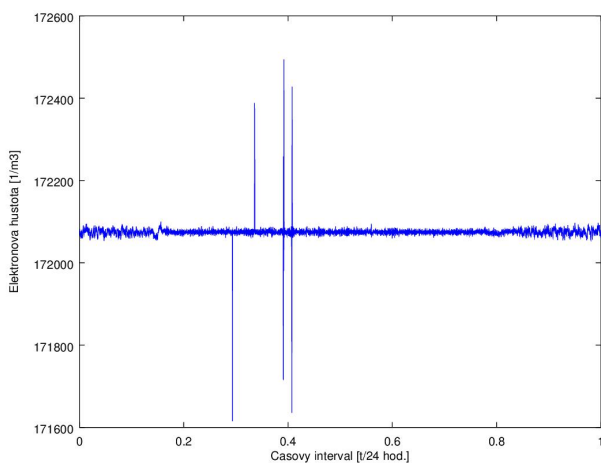
Obrázek 9: Model rozpadu kyseliny dusité v Debyeho sféře.



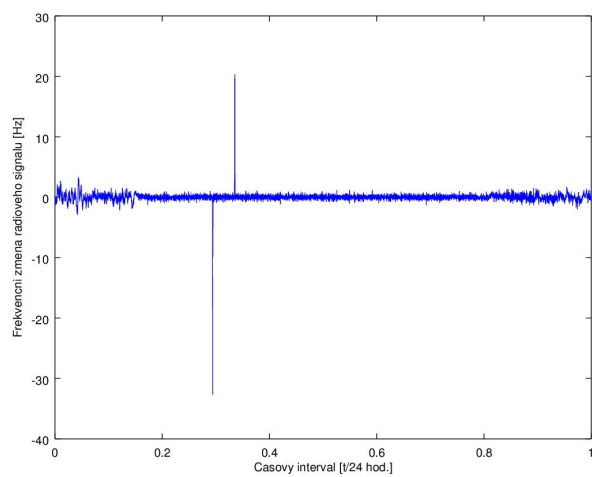
Obrázek 10: Model rozpadu oxidu uhličitého v Debyeho sféře.



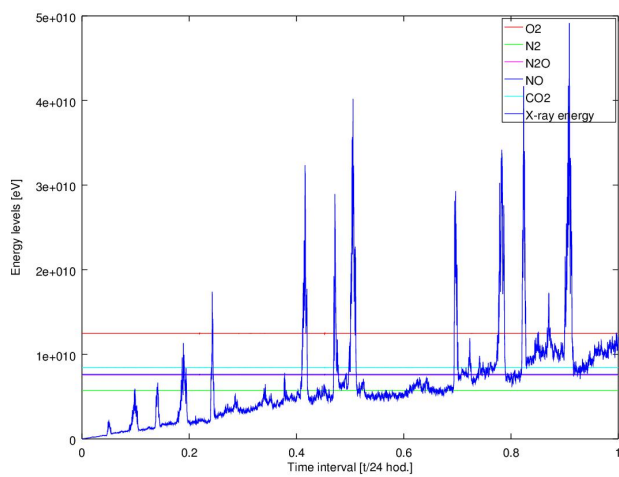
Obrázek 11: Elektronová hustota v ionosféře během zaznamenané sluneční erupce třídy M (24. 12. 2015).



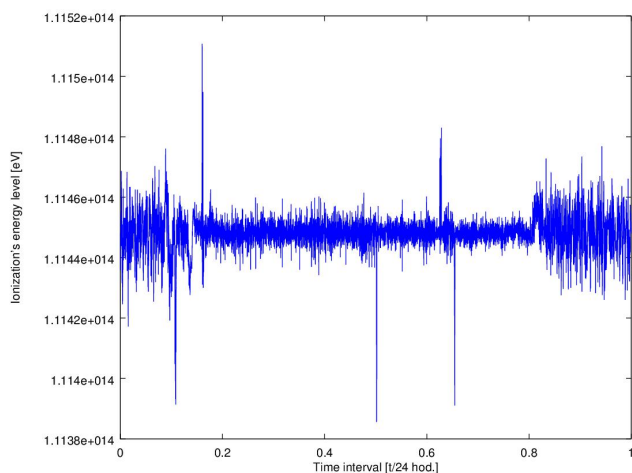
Obrázek 12: Elektronová hustota v ionosféře během zaznamenané sluneční erupce třídy X (22. 8. 2015).



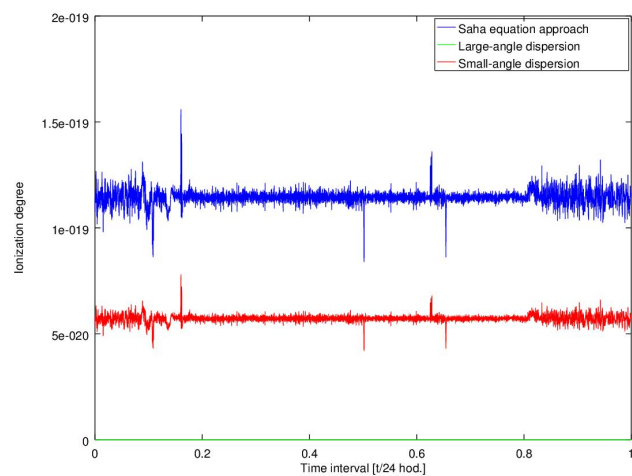
Obrázek 13: Změny elektronové plazmové frekvence ovlivněné magnetickou bouří planety Jupiter typu B (19. 8. 2015).



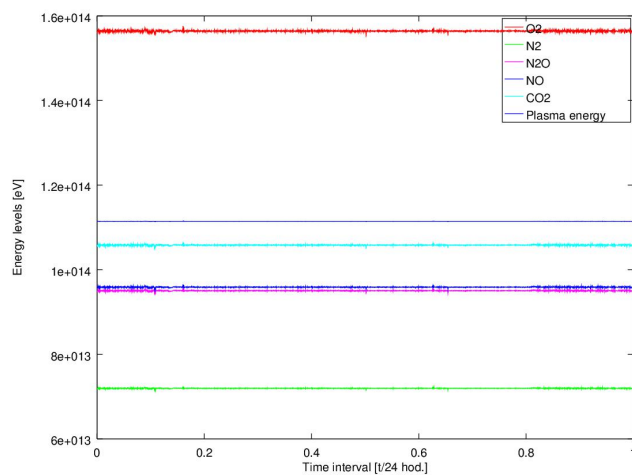
Obrázek 14: Spektrum ionizace během vysokoenergetických  $\gamma$  záblesků.



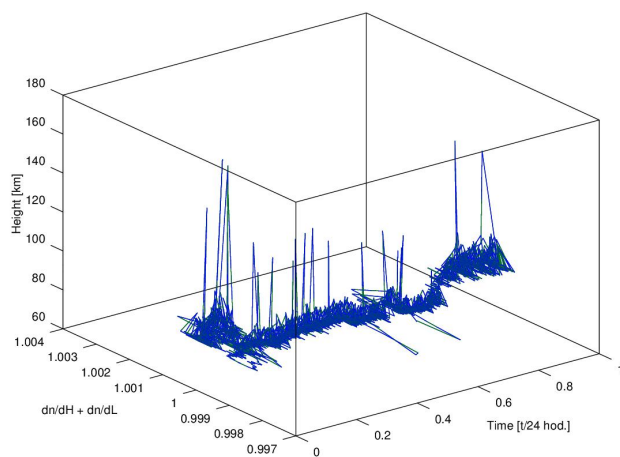
Obrázek 15: Aktivační energie ionizace jednoho molu entit v D ionosférické vrstvě během letního maxima Perseid (13. 8. 2015).



Obrázek 16: Stupeň ionizace nízkoteplotního plazmatu v příslušných modelech během letního maxima Perseid.

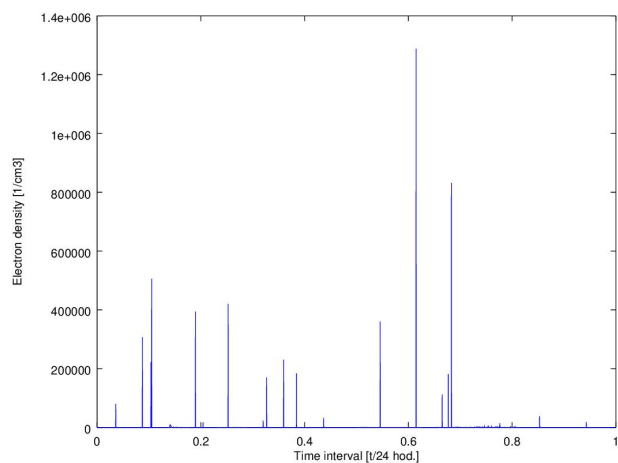


Obrázek 17: Energetické spektrum ionizace během letního maxima Perseid (13. 8. 2015).

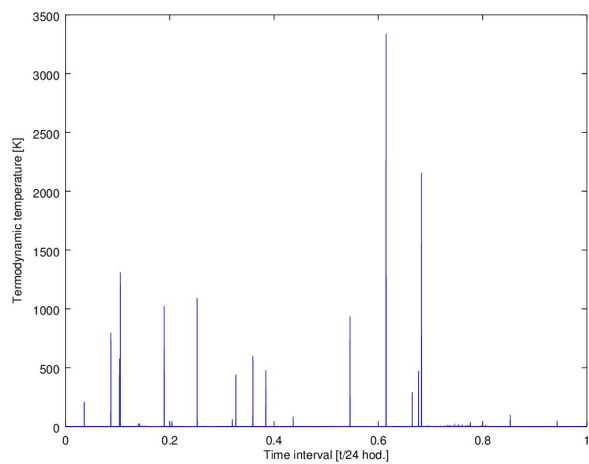


Obrázek 18: Ionogram D ionosférické vrstvy během letního maxima Perseid (13. 8. 2015).





Obrázek 19: Elektronová hustota plazmatu obklopujícího meteory roje Perseid.



Obrázek 20: Termodynamická teplota plazmatu obklopujícího meteory roje Perseid.