

Přechodová odezva ionosféry na sluneční vzplanutí v oblasti X a EUV záření.

J. Chum, Ústav fyziky atmosféry AV ČR, Praha, Česká republika, jachu @ufa.cas.cz

J. Urbář, Ústav fyziky atmosféry AV ČR, Praha, Česká republika, jur @ufa.cas.cz

J.-Y. Liu, Institute of Space Science, National Central University, Chung-Li, Taiwan, tigerjyliu @gmail.com

Abstrakt

Sluneční vzplanutí jsou spojena se značným nárůstem energie v oblasti rentgenového (X) a extrémního ultrafialového (EUV) záření a způsobují náhlé zvýšení ionizace v ionosféře. V prezentaci je odezva ionosféry na sluneční vzplanutí sledována pomocí kontinuálního Dopplerovského sondování ionosféry, nainstalovaného v České republice (50 N, 14 E) a na Taiwanu (24 N, 121 E). Měřené Dopplerovské posuny přijatého signálu jsou porovnávány s daty X (EUV) záření z družice GOES případně PROBA s rozlišením několika sekund. Ukazujeme, že k největšímu Dopplerovskému posunu dochází v okamžiku, kdy časová derivace EUV (X) záření dosahuje maxima. V době maxima X či EUV záření je Dopplerovský posun přibližně nulový. Jelikož Dopplerovský posun je úměrný časové změně elektronové hustoty, vyplývá z toho, že ztrátové procesy (rekombinace a elektronový „attachment“) vytvářejí rovnováhu proti ionizaci prakticky okamžitě. Současně pozorujeme značný útlum přijatého signálu, který je způsoben v důsledku srážek mezi nabitými a neutrálními částicemi v nejspodnějších vrstvách ionosféry, zejména D vrstvě.

1. ÚVOD

Slunce září v širokém rozsahu elektromagnetického spektra, od oblasti radiových vln až po rentgenové (X) záření. Největší spektrální hustota vyzařovaného výkonu je v oblasti viditelného záření, na které je přizpůsobená většina živočichů a rostlin. V této viditelné oblasti spektra se celkový vyzařovaný výkon se sluneční aktivitou výrazně nemění. K mnohem radikálnějších změnám však dochází v oblasti X a extrémního ultrafialového (EUV) záření, které jsou hlavní zdrojem ionizace horní zemské atmosféry a tedy hlavní příčinou vzniku ionosféry. K ionizaci dochází pokud energie fotonu je větší, než ionizační energie atomů či molekul v zemské atmosféře. Například, ionizační energie atomů kyslíku O je 13.62 eV, což odpovídá vlnové délce fotonu $\lambda=91$ nm, ionizační energie vodíku H je prakticky stejná, 13.60 eV a ionizační energie dusíku N je 14.55 eV (85 nm) [Shunk and Nagy, 2009]. V případě náhlých slunečních vzplanutí, která mohou trvat několik minut až hodin může dojít ke změně zářivého výkonu v oblasti X a EUV až o několik řádů. Tyto náhlé a krátkodobé změny během slunečních vzplanutí nejsou plně podchyceny v parametrech sluneční aktivity, které jsou využívány v ionosférických modelech jako např. číslo slunečních skvrn či tzv. index F10.7 (hodnota mikrovlnného záření na vlnové délce 10.7 cm). Tyto

parametry se udávají s časovým rozlišením jednoho dne či jako měsíční průměry. Přesný průběh odezvy ionosféry na sluneční vzplanutí lze obtížně monitorovat i klasickým nástrojem pro výzkum ionosféry – ionosondou. Obvyklá perioda měření ionosondou je totiž 5 až 15 min, což je doba srovnatelná s dobou slunečních vzplanutí v X a EUV oblasti; doba nárůstu tohoto ionizujícího záření může být i kratší. Odezvu ionosféry na změny v X a EUV záření s časovým rozlišením okolo 10 s lze pozorovat pomocí kontinuálního Dopplerovského sondování.

2. PRINCIP DOPPLEROVSKÉHO MĚŘENÍ IONOSFÉRY

Dopplerovské sondování ionosféry je poměrně jednoduchá metoda pro výzkum variability ionosféry používaná již od přelomu padesátých a šedesátých let 20. století [Davies et al., 1962]. Metoda spočívá ve vysílání stabilního harmonického radiového signálu o pevném kmitočtu (většinou několik MHz) směrem vzhůru. Pokud je vysíláný kmitočet nižší, než tzv. kritická frekvence ionosféry, f_{oF2} , dochází k odrazu od ionosféry směrem dolů. Uvažujeme-li pro jednodušost vertikální šíření a pouze řádný paprsek, pak k odrazu dochází v místě kde kmitočet vysílané vlny f_0 je roven tzv. plazmové frekvenci f_p , která je jednoznačně určena lokální koncentrací volných elektronů, N . Důvodem je,

že v tomto místě je index lomu řádného modu radiové vlny roven nule a dochází k totálnímu odrazu.

$$0 = 1 - \frac{f_p^2}{f_0^2}, \quad 4\pi f_p^2 = \frac{e^2 N}{\epsilon_0 m_e}, \quad (1)$$

kde e je elementární náboj elektronu, ϵ_0 je permitivita vakua a m_e je hmotnost elektronu. Ve skutečnosti dochází v ionosféře vlivem magnetického pole k rozštěpení radiové vlny na řádný a mimořádný mód. Mimořádný mód se odráží na o něco menších elektronových koncentracích a tedy v o něco nižších výškách [Chum et al., 2016]. Tuto skutečnost však lze pro účely tohoto článku zanedbat. Odrazná výška se mění během dne, ročního období a sluneční aktivity. Závisí též na geomagnetické šířce. Odraznou výšku lze určit z profilu elektronové koncentrace, který lze měřit pomocí ionosondy.

Pokud se odrazná vrstva ionosféry pohybuje, dochází během odrazu k Dopplerovskému posunu kmitočtu f_D . Podrobná analýza ukazuje, že k Dopplerovskému posunu dochází nejen při pohybu odrazné vrstvy, ale i v případě, že v oblasti odrazu dochází k zhušťování či zředování ionosférického plazmatu vlivem kompresních vln či náhlé fotoionizace. Dopplerovský posun lze totiž vyjádřit jako časovou změnu fázové dráhy [Davies et al., 1962].

$$f_D = -2 \cdot \frac{f_0}{c} \frac{d}{dt} \left(\int_0^{z_R} n \cdot dr \right) = -2 \cdot \frac{f_0}{c} \int_0^{z_R} \frac{\partial n}{\partial N} \cdot \frac{\partial N}{\partial t} \cdot dr, \quad (2)$$

kde c je rychlost světla, n je index lomu radiové vlny a z_R je výška odrazu. Časovou změnu elektronové koncentrace, $\partial N / \partial t$, lze vyjádřit pomocí rovnice kontinuity.

$$\frac{\partial N}{\partial t} = -\nabla N \cdot u_p - N(\nabla \cdot u_p) + P - L, \quad (3)$$

kde u_p představuje rychlost plazmatu, P je produkce elektronů, např. v důsledku fotoionizace a L je člen zahrnující ztráty elektronů vlivem rekombinace a elektronového attachmentu [Liu et al., 1996]. První člen na pravé straně rovnice (3) odpovídá advekci, tedy pohybu odrazné vrstvy [Sutcliffe and Pole, 1989]. Druhý člen představuje kompresi, a může dominovat např. v přítomnosti infrazvukových vln [Chum et al., 2016]. Pokud lze zanedbat horizontální gradienty v ionosféře, uplatňují se pouze pohyby vertikální a vertikální složky rychlosti u_p . Členy P a L dominují v případě výrazných a rychlých slunečních vzplanutí.

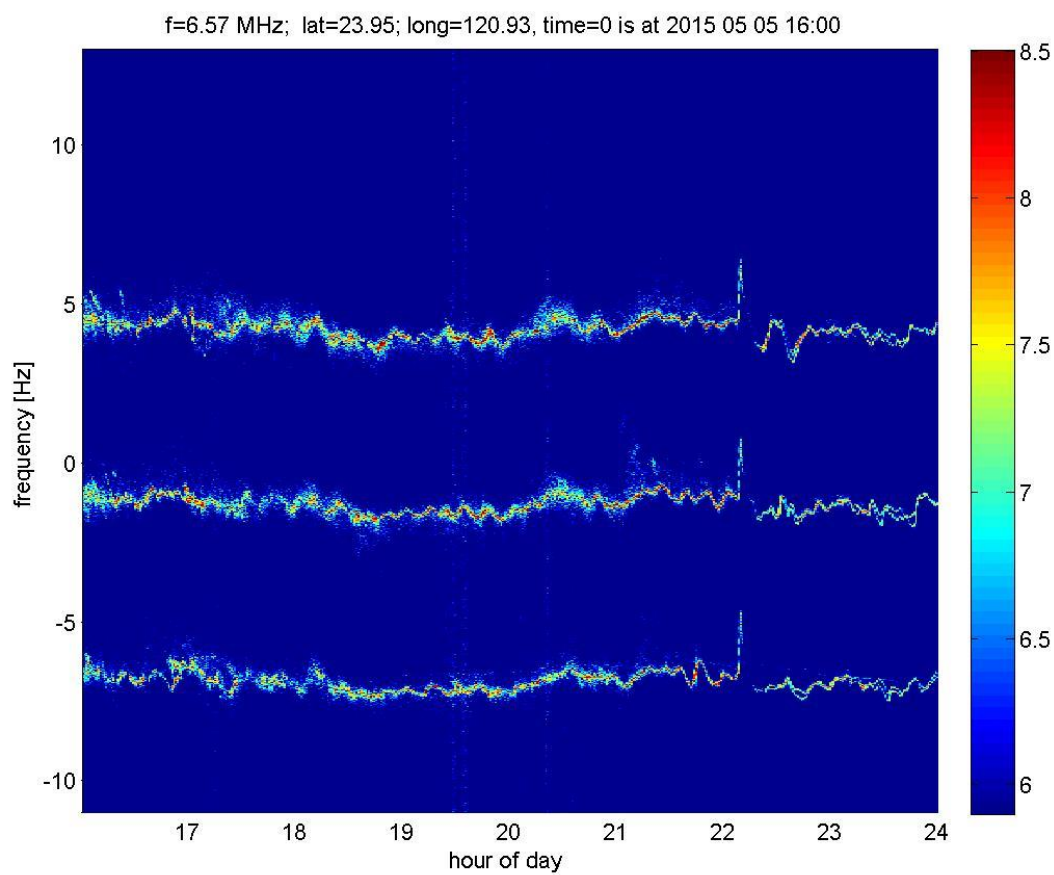
V této studii budou prezentovány ukázky z měření Dopplerovským systémem na Taiwanu (24 N, 121 E) a v Čechách (50 N, 14 E). Dopplerovský systém na Taiwanu pracuje na kmitočtu 6.57 MHz, Dopplerovské systémy v Čechách na kmitočtu 3.59, 4.65 a 7.04 MHz.

Každý Dopplerovský systém se sestává minimálně ze 3 vysílačů a jednoho přijímače. Kmitočty vysílačů daného Dopplerovského systému jsou vzájemně posunuty o přibližně 4 Hz. Tento posun je zanedbatelný z hlediska výšky odrazu – signály ze všech vysílačů se odrážejí v prakticky stejné výšce; umožňuje však zobrazit signály všech vysílačů v jednom společném spektrogramu Dopplerovských posunů. Jednotlivé vysílače daného Dopplerovského systému jsou vzdáleny okolo 100 km a tvoří přibližně rovnostranný trojúhelník. Tato konfigurace byla navržena z důvodu studia atmosférických gravitačních vln, neboť fluktuační Dopplerovských posunů, které jsou způsobené gravitačními vlnami jsou pozorovány se zpožděním mezi jednotlivými signálovými trasami (páry vysílač-přijímač). Ze změřených časových posunů mezi jednotlivými signálovými trasami lze při známé konfiguraci (prostorovém uspořádání) vypočítat rychlost šíření gravitačních vln. Dopplerovské fluktuační způsobené slunečními vzplanutími jsou pozorovány na všech signálových trasách najednou. Příklad spektrogramu, který zachycuje časový vývoj spektra Dopplerovských posunů měřených na Taiwanu od 16:00 do 24:00 5 května 2015 je na obr. 1. Barva znázorňuje dekadický logaritmus spektrální intenzity přijatého signálu v libovolných jednotkách (přijímací anténa není kalibrována). Důležité jsou relativní změny.

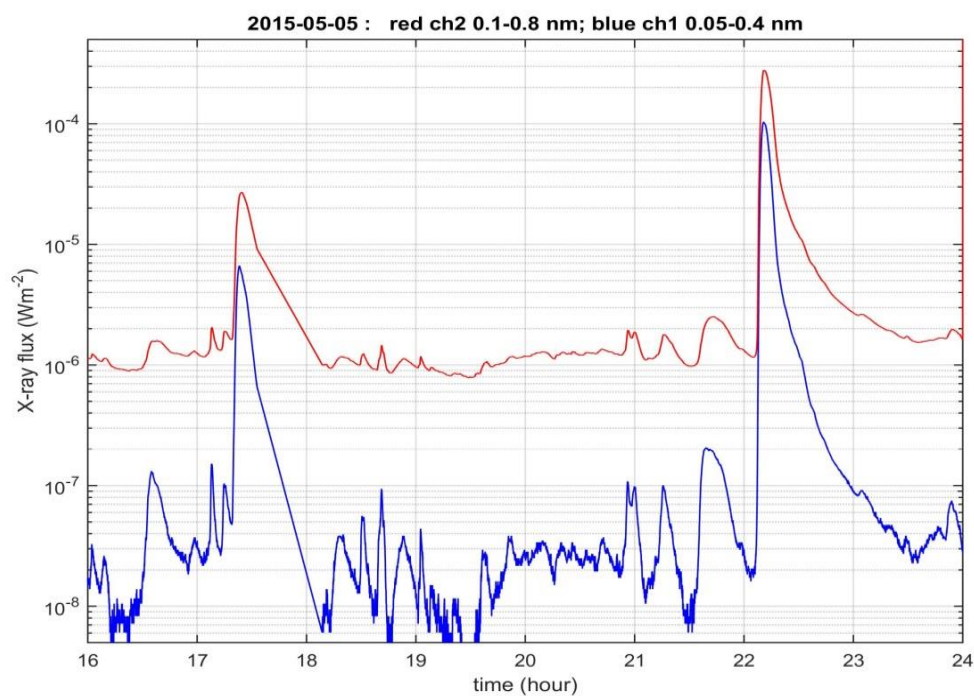
3. PŘÍKLADY POZOROVÁNÍ

3.1. X2.7 událost z 5 května 2015

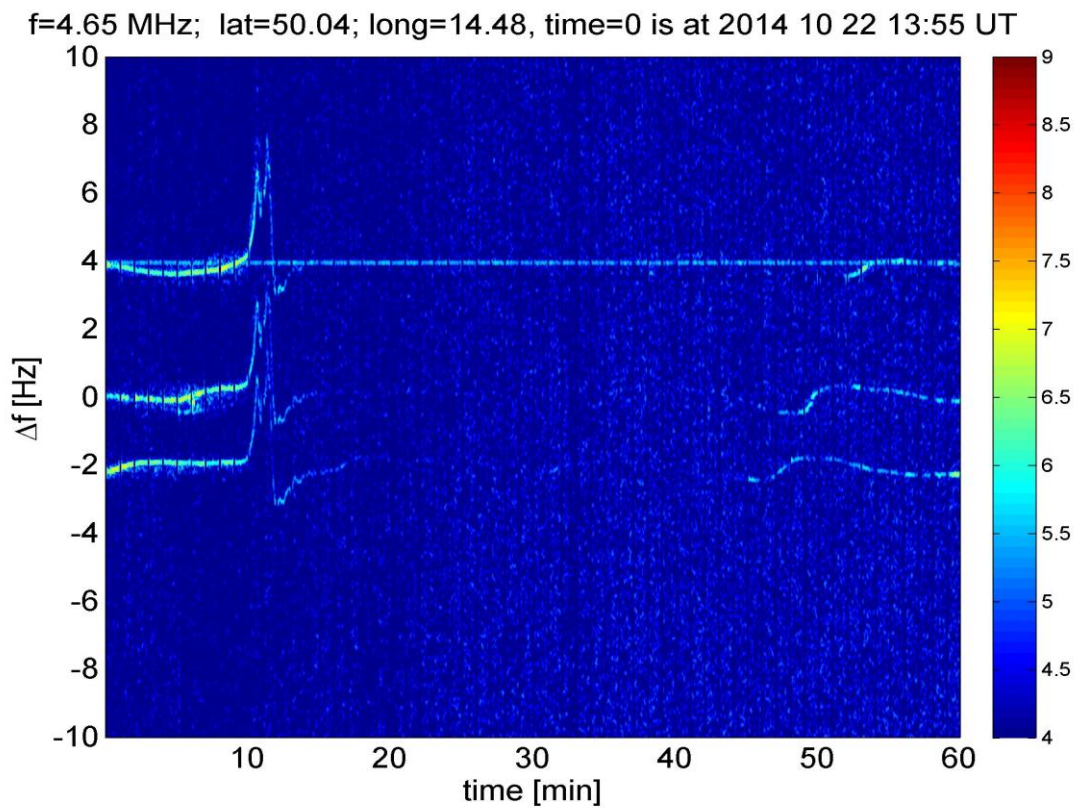
Výrazné sluneční vzplanutí, charakterizované jako X2.7 událost, podle toku X záření v pásmu 0.1 až 0.8 nm, vrcholilo okolo 22:11 UT dne 5 května 2015. Na obr. 1 je toto vzplanutí zřejmé jako náhlé zvýšení Dopplerovského posunu f_D na všech třech signálových trasách současně. Obr. 2 představuje toky X záření měřené na družici GOES15 během stejného časového období. Srovnání obr. 1 a obr. 2 jasně ukazuje, že k náhlému zvýšení f_D došlo během začátku X2.7 události. Lokální čas na Taiwanu byl v té době přibližně 06:10, a elevace Slunce okolo 10.2°. Analýza ionogramu pořízeného blízkou ionosondou ukázala, že k odrazu sondovacího signálu o kmitočtu $f_0=6.57$ MHz došlo ve výšce okolo 185 km. Událost M2.6 vrcholící okolo 17:24 UT, která je na obr. 2 též patrná, nevyvolala na Taiwanu žádné náhlé zvýšení f_D , neboť na Taiwanu byla v té době noc a ionosféra nad Taiwanem nebyla v té době Sluncem ozářena; lokální čas byl okolo 01:24. Za povšimnutí stojí i pokles intenzity signálu po maximu zvýšení f_D během X2.7 události. Tento pokles je způsoben útlumem signálu ve spodní části ionosféry, v oblasti tzv. D vrstvy a bude podrobněji vysvětlen u další události v kapitole 3.2.



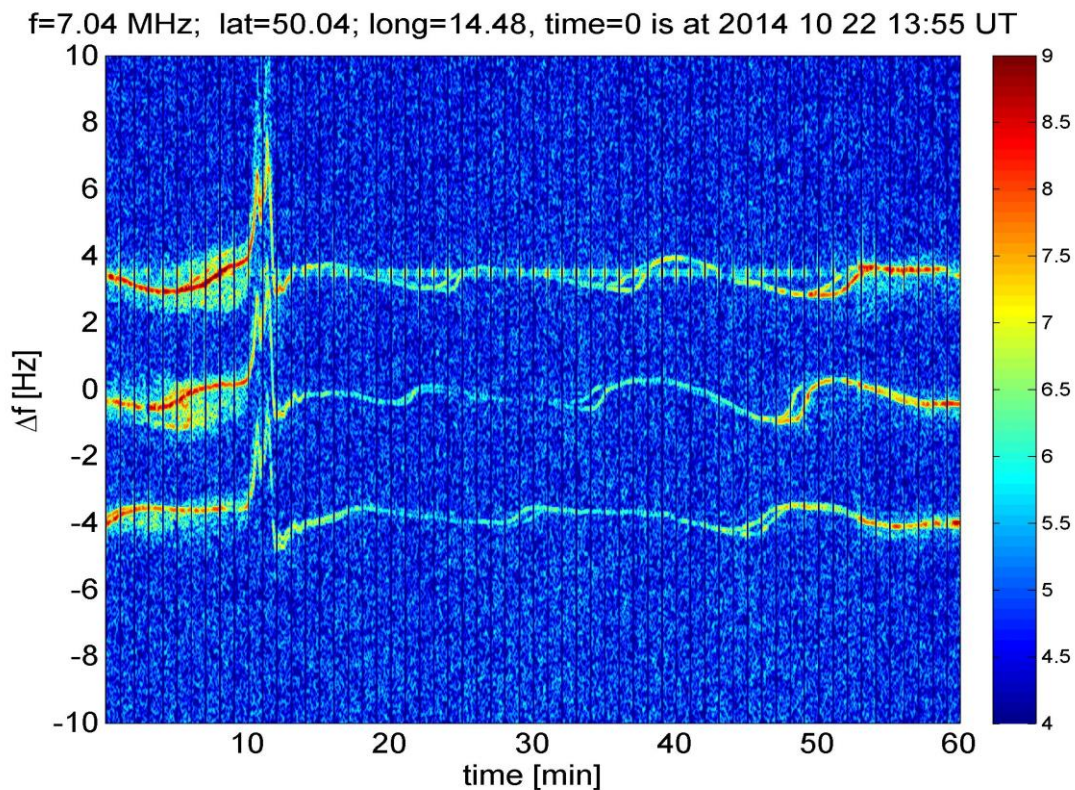
Obrázek 1. Spektrogram Dopplerovských posunů měřených na Taiwanu od 16:00 do 24:00 UT dne 5. května 2015. Náhlé zvýšení Dopplerovského posunu během X2.7 události je patrné po 22 UT.



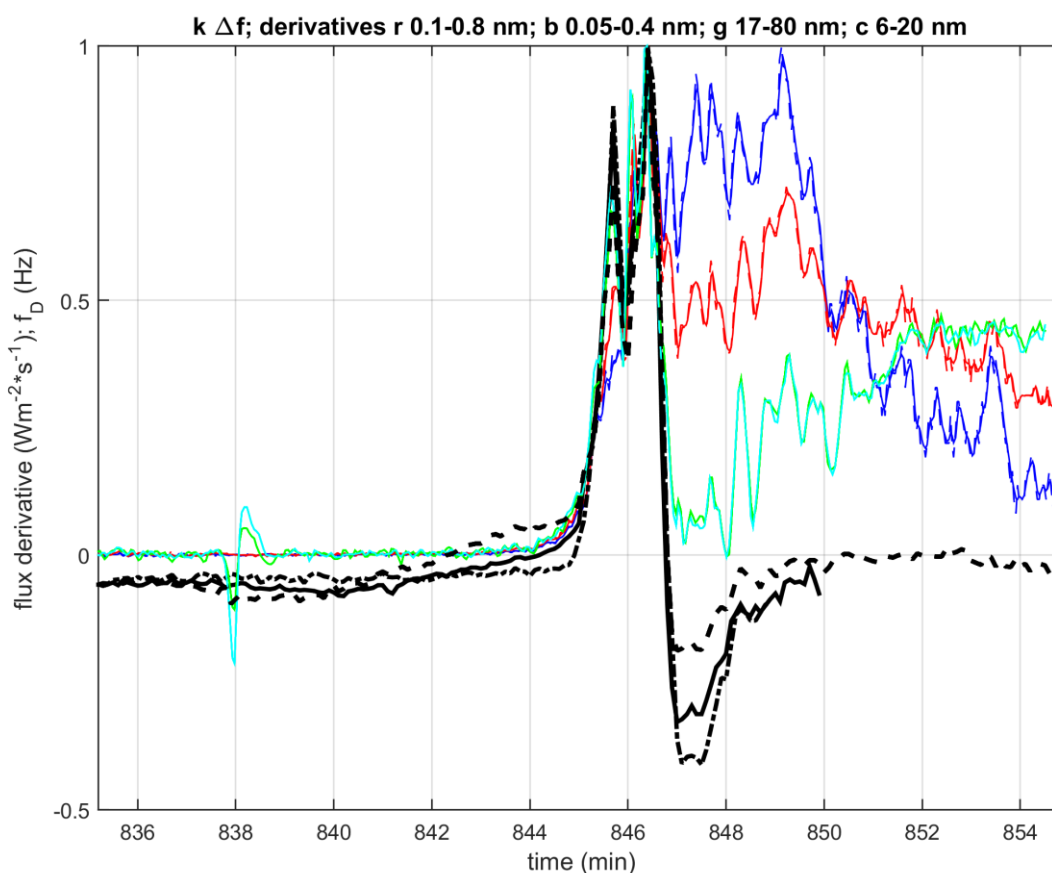
Obrázek 2. Záznam měření toků X záření na družici GOES15 od 16:00 do 24:00 UT dne 5. května 2015.



Obrázek 3. Spektrogram Dopplerovských posunů měřených v Čechách systémem pracujícím na kmitočtu $f_0=4.65$ MHz od 13:55 do 14:55 UT dne 22. října 2014. K náhlému zvýšení Dopplerovského posunu f_D došlo během X1.6 události okolo 10 min (okolo 14:05 UT).



Obrázek 4. Spektrogram Dopplerovských posunů měřených v Čechách systémem pracujícím na kmitočtu $f_0=7.04$ MHz od 13:55 do 14:55 UT dne 22. října 2014. K náhlému zvýšení Dopplerovského posunu f_D došlo během X1.6 události okolo 10 min (okolo 14:05 UT).



Obrázek 5. Dopplerovský posun jako funkce času a časové derivace toků X a EUV záření pro X1.6. událost ze dne 22. října 2014. Všechny zobrazené veličiny jsou normovány ke své maximální hodnotě. Čas je udáván v minutách dne, tj., je zobrazen 20 min interval od 13:55 do 14:05 UT. Dopplerovský posun odpovídající maximální spektrální intenzitě je zobrazen černě (čerchovaně pro systém pracující na $f_0=3.59$ MHz, plně pro $f_0=4.65$ MHz a čárkovaně pro $f_0=7.04$ MHz). Derivace toku X záření z družice GOES15 je zobrazena červeně pro pásmo 0.1 až 0.8 nm a modře pro pásmo 0.05 až 0.4 nm. Derivace toku EUV záření je zeleně pro pásmo 17 až 80 nm a tyrkysově pro pásmo 6 až 20 nm.

3.2. X1.6 událost z 22. října 2014

Pro podrobné studium přesného časování mezi náhlým zvýšením Dopplerovského posunu f_D a tokem X (EUV) záření je výhodné zobrazit kratší časový interval. Interval zobrazující 60 minut vývoje spektra Dopplerovských posunů naměřený v Čechách během X1.6 události z 22. října 2014 je na obr. 3 pro Dopplerovský systém pracující na $f_0=4.65$ MHz a na obr. 4 pro systém pracující na $f_0=7.04$ MHz. Z analýzy ionogramu pořízeného blízkou ionosondou v Průhonících lze určit, že signál na kmitočtu $f_0=4.65$ MHz se odrazil ve výšce okolo 183 km, kdežto signál pro $f_0=7.04$ MHz se odrazil přibližně ve 209 km. Elevace Slunce byla v místě pozorování a době události okolo 14.9°. Ze srovnání obr. 3 a 4 je zřejmé, že k náhlému zvýšení f_D v důsledku slunečního vzplanutí dochází pro oba sondovací kmitočty a všechny signálové trasy ve stejný okamžik, okolo 11 min (14:06 UT). Časové rozlišení Dopplerovského měření je okolo 10 s. Hlavní rozdíl mezi obr. 3 a 4. je, že útlum signálu, který následuje po maximu f_D je mnohem výraznější pro

$f_0=4.65$ MHz na obr. 3 než útlum signálu pro $f_0=7.04$ MHz na obr. 4.; (ještě výraznější a déle trvající útlum byl pozorován pro systém pracující na $f_0=3.59$ MHz). Z teorie šíření elektromagnetických vln v plazmatu [např., Gurnett and Bhattacharjee, 2005] je známo, že útlum radiového signálu v chladném plazmatu je způsoben srážkami mezi neutrálními částicemi a elektrony. Tyto srážky způsobují, že roste imaginární složka indexu lomu, která je zodpovědná za útlum. Během zvýšeného toku X a EUV záření dochází k podstatnému zvýšení ionizace i ve výškách okolo 70 až 90 km. Tím vzniká podstatná koncentrace elektronů již v těchto „nizkých“ výškách, kde srážková frekvence mezi elektrony a neutrálními částicemi je relativně vysoká a dochází k útlumu (srážková frekvence klesá s výškou). Matematická analýza problému, která přesahuje rozsah tohoto příspěvku ukazuje, že útlum radiové vlny závisí i na jejím kmitočtu. Při stejných parametrech prostředí je útlum tím větší, čím nižší je kmitočet radiové vlny. To je důvod, proč je útlum výraznější pro $f_0=4.65$ MHz na obr. 3 než útlum signálu pro $f_0=7.04$ MHz na obr. 4. Z velikosti útlumu na

různých kmitočtech tak lze přibližně odhadnout koncentraci elektronů v nízkých výškách.

Přesné časování mezi Dopplerovským posunem f_D a toky X a EUV záření v několika pásmech vlnových délek je ukázáno na obr. 5. Přesněji, na obr. 5 nejsou zobrazeny toky X a EUV záření, nýbrž jejich časové derivace, neboť f_D závisí na časové změně těchto toků. Na obr. 5 je pro přehlednost nakreslen pouze f_D odpovídající maximu spektrální intenzity (černě), nikoliv celé dynamické spektrum Dopplerovských posunů. Všechny zobrazené veličiny byly na obr. 5 normovány ke své maximální hodnotě, aby vynikl jejich časový průběh. Časová derivace toků (kanálů) odpovídajících EUV části slunečního spektra (zobrazeny zeleně a tyrkysově) odpovídá průběhu f_D mnohem lépe, než časová derivace kanálů příslušejících rentgenové části spektra X (červeně a modře). Tuto skutečnost lze pozorovat i u jiných událostí, u kterých maxima derivací X a EUV záření nastávají v rozdílných časech. Skutečnost, že průběh f_D odpovídá mnohem lépe průběhu derivace EUV záření než průběhu derivace X záření lze vysvětlit jednoduše tím, že celkový výkon ionizujícího slunečního záření v EUV oblasti je více než o řád vyšší než v X oblasti. V čase maxima ionizujícího záření, kdy derivace ionizujícího toku je nulová, je již f_D zanedbatelný. Z toho lze vyvodit, že ztrátové procesy – rekombinace a elektronový attachment – reagují na změny koncentrace velmi rychle.

Je nutné si rovněž uvědomit, že f_D je rovněž vyvolán pohyby odrazné vrstvy, zejména v důsledku atmosférických gravitačních vln. Fluktuace f_D v důsledku atmosférických gravitačních vln, včetně časových posunů mezi jednotlivými signálovými trasami je dobře patrná na obr. 4 v časech 20 až 60 min.

4. DISKUZE A ZÁVERY

Zjištění, že průběh Dopplerovského posunu f_D odpovídá více časové derivaci ionizujícího záření než jeho toku již publikoval Liu et al. [1996]. Zmínění autoři se však více opírali o teoretické výpočty než o experimentální data. Jejich experimentální data měla více než o řád horší časové rozlišení, prezentovali pouze přehledové toky X záření odpovídající obr. 2 a nemohli tudíž tuto skutečnost jednoznačně prokázat experimentálně.

V naší studii jsme ukázali, že náhlé zvýšení Dopplerovského posunu f_D dobře odpovídá zejména časové derivaci EUV záření. V době maxima EUV a X záření je f_D již většinou zanedbatelný a způsobený jinými mechanismy. Ztrátové procesy (rekombinace a elektronový attachment) vyrovnávají fotoionizaci velmi rychle. Pozorování na několika různých kmitočtech umožňuje sledovat rychlost ionizace v různých výškách. Rovněž jsme ukázali, že sluneční vzplanutí jsou doprovázena útlumem radiových vln, ke kterému dochází v důsledku zvýšené ionizace v nejspodnějších vrstvách ionosféry, zejména tzv. D vrstvě, přibližně mezi 70 až 90 km. Útlum radiových vln je způsoben srážkami mezi elektrony a neutrálními částicemi a roste s klesajícím kmitočtem radiového signálu. Toto je patrné i při měření ionosondou, která však poskytuje data s podstatně menším časovým rozlišením.

Poděkování

Studie vznikla za podpory projektu 15-07281J Grantové agentury České republiky.

LITERATURA

- Davies, K., J. Watts, and D. Zacharisen (1962), A study of F2-layer effects as observed with a Doppler technique, *J. Geophys. Res.*, 67, 2, doi:10.1029/JZ067i002p00601
- Gurnett, D. A., and A. Bhattacharjee (2005), *Introduction to Plasma Physics With Space and Laboratory Applications*, Cambridge Univ. Press, New York.
- Chum J., Y.-J. Liu, J. Laštovička, J. Fišer, Z. Mošna, J. Baše, Y. Y. Sun (2016), Ionospheric signatures of the April 25, 2015 Nepal earthquake and the relative role of compression and advection for Doppler sounding of infrasound in the ionosphere, *Earth, Planets and Space (2016) 68:24*, DOI 10.1186/s40623-016-0401-9
- Liu, J. Y., C. S. Chiu, and C. H. Lin (1996), The solar flare radiation responsible for sudden frequency deviation and geomagnetic fluctuation, *J. Geophys. Res.*, 101(A5), 10,855–10,862, doi:10.1029/95JA03676.
- Shunk, R.W. and A.F. Nagy (2009), *Ionospheres Physics, Plasma Physics, and Chemistry*, Cambridge University Press, 2. Edition
- Sutcliffe, P.R., and A.W.V. Poole (1989), Ionospheric Doppler and electron velocities in the presence of ULF waves, *J. Geophys. Res.*, 94 (A10), 13505–13514.