

Model časového vývoja čiarových spektier erupcie za predpokladu power distribúcie

E. Dzifčáková, KAFZM, FMFI UK, Bratislava, dzifcakova @fmph.uniba.sk

A. Kulinová, KAFZM, FMFI UK, Bratislava, kulinova @fmph.uniba.sk

Abstrakt

V tejto práci sme modelovali časový vývoj čiarového spektra (v röntgenovej oblasti) počas impulznej fázy erupcie. Za predpokladu netermálnej distribúcie elektrónov (power distribúcie) sme spočítali niekoľko teoretických modelov, ktoré sa líšili časovým vývojom tvaru distribúcie, teploty plazmy a elektrónovej hustoty. Zistili sme, že výsledný charakter spektra závisí najmä na (pseudo-)teplote a tvare distribučnej funkcie elektrónov.

1. ÚVOD

Netermálna distribučná funkcia elektrónov s užším a vyšším maximom ako má termálne Maxwelllovo rozdelenie sa môže vyskytnúť v nízko-hustotnej plazme, keď je energia dodávaná do chvostu distribúcie s oveľa väčšou rýchlosťou, akou prebieha proces termalizácie. Prítomnosť magnetického poľa podporuje vznik netermálnej distribúcie, pretože zabráňuje termalizačnému procesu. Takéto podmienky sú splnené v koronálnej plazme počas impulznej fázy erupcie.

Seely, Feldman a Doschek (1987) študovali časový vývoj relatívneho pomeru intenzít rezonančnej čiary $Fe\ XXV$ 1.85046 Å a satelitných čiar $Fe\ XXIV$ d 1.86598 Å a 1.85349 Å pozorovaných družicou SOLFLEX. Ukázali, že pozorovania sa dajú vysvetliť pomocou výskytu netermálnej distribúcie elektrónov počas impulznej fázy erupcie. Použili parametrizovaný tvar netermálnej distribučnej funkcie elektrónov a na diagnostikovanie parametrov tejto distribúcie použili techniku, ktorú vyvinuli Gabriel a Phillips (1979). Ukázalo sa, že netermálna distribučná funkcia sa objavuje spolu s emisiou tvrdého röntgenu v erupčnej plazme. Seely, Feldman a Doschek (1987) študovali časovú závislosť parametrov distribúcie v troch erupciách.

V tejto práci sme modelovali typické syntetické čiarové spektrum erupcie za predpokladu rovnakého typu netermálnej distribúcie a hľadali sme zmeny v spektre, ktoré vzniknú v dôsledku zmien tvaru distribučnej funkcie elektrónov. Časovú závislosť parametrov power distribúcie sme prebrali

z práce Seely, Feldmann a Doschek (1987). Priebeh elektrónovej hustoty n_e a strednej energie elektrónov sme prevzali z práce Kato a kol. (2000). Predpokladali sme, že netermálna distribúcia sa vyskytuje počas tvrdej röntgenovej emisie, a potom sa rýchlo mení na maxwellovskú. Na výpočet spektier sme použili vlastné programy spolu s databázou a softvérom CHIANTI.

2. POWER DISTRIBÚCIA

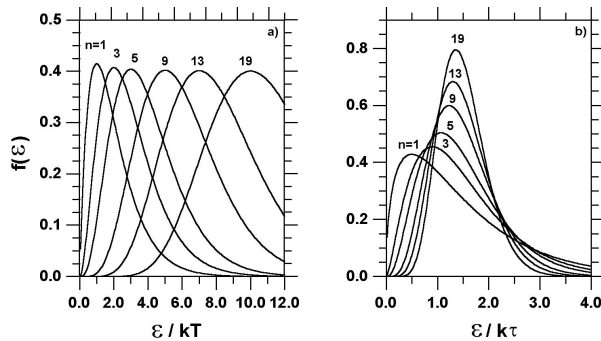
Parametrizovaná forma netermálnej distribučnej funkcie elektrónov sa nazýva power distribúcia a jej priebeh je znázornený na obr. 1. Relatívne odchýlky power distribúcie od maxwellovskej sa dajú ľahko modelovať pomocou voľného parametra n (Seely, Feldman a Doschek, 1987):

$$f(\mathcal{E})d\mathcal{E} = \mathcal{B}^n \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \left(\frac{\mathcal{E}}{kT}\right)^{(n-1)/2} \times \exp\left(-\frac{\mathcal{E}}{kT}\right) \mathcal{E}^{1/2} d\mathcal{E}, \quad (1)$$

kde

$$\mathcal{B}^n = \frac{\pi^{1/2}}{2 \Gamma(n/2 + 1)}. \quad (2)$$

\mathcal{B}^n je kalibračná konštanta distribúcie, \mathcal{E} je energia elektrónov, m je hmotnosť elektrónu, k je Boltzmannova konštanta a T je teplota. Takáto distribúcia je silne nemaxwellovská pre veľké hodnoty parametra n a pre $n = 1$ je zhodná s Maxwellovou. Stredná hodnota energie pre power distribúciu, $\langle \mathcal{E} \rangle = (n/2 + 1)kT$, je funkciou dvoch parametrov n a T .



Obrázok 1. Power distribúcia pre rôzne hodnoty n ako funkcia \mathcal{E}/kT (a) a (b) ako funkcia $\mathcal{E}/k\tau = 3\mathcal{E}/(n+2)kT$. Pre $n = 1$ dostaneme Maxwelllovo rozdelenie. Stredná hodnota energie častíc je rovnaká pre všetky rozdelenia na obr. 1b.

Dzifčáková (1998) preto zaviedla nový parameter, pseudo-teplotu τ , ktorá je teplotou pre Maxwelllovo rozdelenie, ktorého stredná energia sa rovná strednej energii power distribúcie:

$$\tau = \frac{n+2}{3}T. \quad (3)$$

Pseudo-teplota je vhodnejší parameter na popis ako teplota (obr. 1b).

Viac informácií o power distribúcii možno nájsť v prácach Hares a kol. (1979), Dzifčáková (1998, 2000) alebo Seely, Feldman a Doshek, (1987). Treba však zdôrazniť dve dôležité vlastnosti power distribúcie:

- Je ťažké porovnať vplyv power distribúcie s $T = \text{konšt.}$ na excitačnú a ionizačnú rovnováhu, pretože zmenou parametra n zároveň meníme aj strednú hodnotu energie power distribúcie, ktorá je funkciou n a T . Ak však porovnávame zmeny pri konštantnej pseudo-teplote, potom je konštantná aj stredná energia distribúcie a môžeme sledovať iba vplyv tvaru distribučnej funkcie na jednotlivé procesy.
- T v tomto prípade nie je tremodynamická teplota zo stavovej rovnice ideálneho plynu, ale na výpočet tlaku môžeme použiť τ (Dzifčáková a Kulinová, 2001).

Z tohto hľadiska je dôležité si uvedomiť, čo T alebo τ znamenajú vo výrazoch s power distribúciou.

3. MODEL

K vytvoreniu nášho modelu sme využili najmä dáta z práce Seely, Feldman a Doshek (1987). Títo autori zistili, že parameter n môže dosiahnuť hodnotu $n = 17$ a maximálne hodnoty pseudo-teploty boli v intervale $\log(\tau) = 7.3 - 7.5 K$. K modelovaniu sme ešte potrebovali poznať časovú závislosť elektrónovej hustoty. Túto závislosť, spolu so strednou energiou elektrónov sme prevzali z práce Kato

Tabuľka 1. Zoznam najsilnejších čiar

| č. čiary a ión | λ | prechod |
|----------------|-----------|---|
| 1 Fe XXV | 1.8504 Å | $1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^1P_1$ |
| 2 Fe XXV | 1.8554 Å | $1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^3P_2$ |
| 3 Fe XXV | 1.8595 Å | $1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^3P_1$ |
| 4 Fe XXV | 1.8682 Å | $1s^2 \ ^1S_0 - 1s2p \ ^3S_1$ |
| 5 Fe XXIV | 1.8610 Å | $1s^2 2s \ ^2S_{1/2} -$ $- 1s2s \ (^3P)2p \ ^2P_{3/2}$ |
| 6 Fe XXIII | 1.8704 Å | $2s^2 \ ^1S_0 - 1s2s^2 2p \ ^1P_1$ |
| 7 Fe XXIV d | 1.8534 Å | $1s^2 3p \ ^2P_{3/2} -$ $- 1s2p \ (^1P)3p \ ^2D_{5/2}$ |
| 8 Fe XXIV d | 1.8571 Å | $1s^2 2s \ ^2S_{1/2} -$ $- 1s2s \ (^1P)2p \ ^2P_{1/2}$ |
| 9 Fe XXIV d | 1.8628 Å | $1s^2 2p \ ^2P_{3/2} - 1s2p \ ^2P_{3/2}$ |
| 10 Fe XXIV d | 1.8630 Å | $1s^2 2p \ ^2P_{1/2} - 1s2p \ ^2D_{3/2}$ |
| 11 Fe XXIV d | 1.8659 Å | $1s^2 2p \ ^2P_{3/2} - 1s2p \ ^2D_{5/2}$ |
| 12 Fe XXIII d | 1.8721 Å | $2s2p \ ^3P_1 - 1s2s2p \ ^3D_1$ |
| 13 Fe XXIII d | 1.8731 Å | $2s2p \ ^3P_1 - 1s2s2p \ ^3D_2$ |
| 14 Fe XXIII d | 1.8731 Å | $2s2p \ ^3P_2 - 1s2s \ (^4P)2p \ ^3P_2$ |
| 15 Fe XXIII d | 1.8754 Å | $2s2p \ ^3P_2 - 1s2s2p \ ^3D_3$ |

a kol. (2000). Dáta boli síce získané za predpokladu Maxwelllovo rozdelenia elektrónov, ale:

- V prvej aproximácii závisí čiarová emisivita v koróne na elektrónovej hustote ako n_e^2 a pomer čiar je na hustote prakticky nezávislý. Preto nesprávna elektrónová hustota ovplyvňuje najmä celkovú intenzitu čiar, avšak pomer čiar je ovplyvnený len málo.
- Nemali sme k dispozícii žiadnu časovú závislosť elektrónovej hustoty plazmy v slnečnej erupcii získanú za predpokladu power distribúcie.

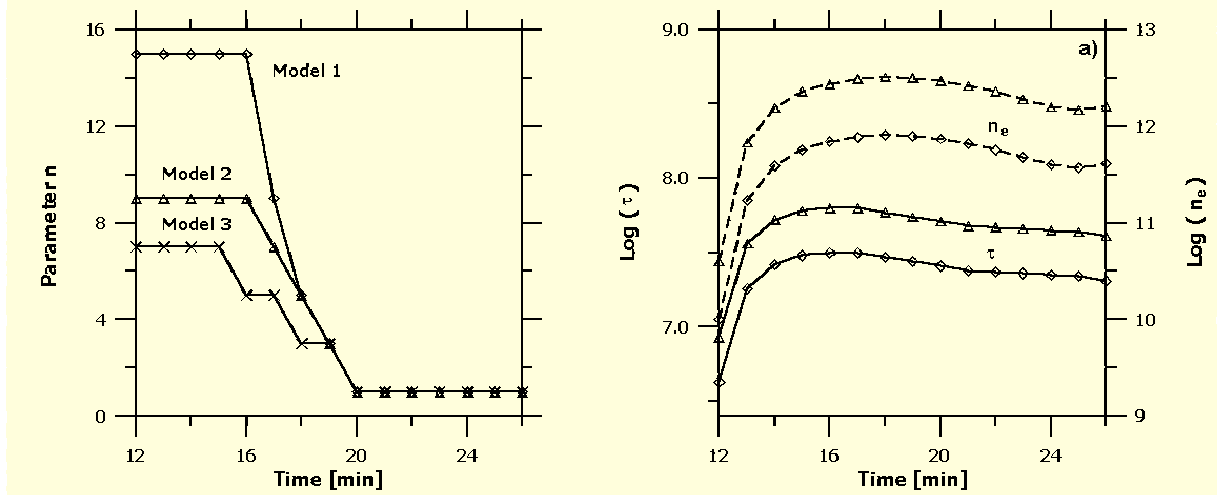
Na to, aby sme získali závislosť spektra na parametroch n , τ a n_e , sme vytvorili sieť modelov (obr. 2). Maximálna hodnota n pre rôzne modely s rovnakou časovou závislosťou τ a n_e je: $n = 15$ pre Model 1, $n = 9$ pre Model 2 a $n = 7$ pre Model 3. Okrem toho sme použili aj dva rôzne časové priebehy pre $\tau(t)$, $\tau_2(t) = 2 \times \tau_1(t)$ a pre $n_e(t)$, $n_{e2}(t) = 4 \times n_{e1}(t)$.

4. SYNTETICKÉ SPEKTRUM

Syntetické spektrum sme spočítali v rozsahu vlnových dĺžok 1.84 Å až 1.90 Å. V tejto oblasti dominujú spektrálne čiary Fe XXV a satelitné čiary Fe XXIV d a Fe XXIII d. Zodpovedajúca časť spektra bola pozorovaná napr. družicami SOLFLEX a YOHKOH. Najsilnejšie čiary sú v tabuľke č. 1.

Ionizačnú rovnováhu sme vzali z práce Dzifčáková (1998).

Detailný popis výpočtu rýchlostí elektrónovej excitácie a intenzít spektrálnych čiar pre netermálnu distribúciu možno nájsť v práci Dzifčáková a Kulinová (2001). Elektrónová excitačná rýchlosť pre ľubovoľnú distribučnú funkciu elektrónov $f(\mathcal{E})$ sa dá



Obrázok 2. Časový priebeh parametra n power distribúcie pre Modely 1,2,3 (a) spolu s oboma časovými závislosťami pseudo-teploty $\tau(t)$ a elektrónovej hustoty $n_e(t)$ (b).

vyjadriť vzťahom

$$C_{ij} = \langle Q_{ij}v \rangle = \frac{8\pi}{m^2} \int_0^\infty Q_{ij} f(\mathcal{E}) \mathcal{E}^{1/2} d\mathcal{E} = \frac{8\pi}{m^2} \int_{E_{ij}}^\infty \pi a_0^2 \frac{\Omega_{ij} I_H}{\omega_i \mathcal{E}_i} f(\mathcal{E}_i) \mathcal{E}_i^{1/2} d\mathcal{E}_i, \quad (4)$$

kde Q_{ij} je účinný prierez pre excitáciu elektrónom, v je rýchlosť elektrónu, Ω_{ij} je zrážková sila prechodu medzi stavmi i a j . Ω_{ij} je súvisí s účinným prierezom vzťahom

$$Q_{ij} = \frac{\Omega_{ij}}{\omega_i \mathcal{E}_i} \pi a_0^2. \quad (5)$$

E_{ij} je excitačná energia, ω_i je štatistická váha počiatočnej hladiny, \mathcal{E}_i je energia dopadajúceho elektrónu, I_H je ionizačná energia vodíka a a_0 je Bohrov polomer.

Objemová emisivita ε spektrálnej čiary je definovaná ako

$$\varepsilon_{ij} = \frac{hc}{\lambda_{ij}} A_{ij} N_i = \frac{hc}{\lambda_{ij}} A_{ij} \frac{N_i}{N_k} \frac{N_k}{N_x} A_x N_e, \quad (6)$$

kde A_{ij} je Einsteinov koeficient spontánnej emisie z hladiny i na hladinu j , N_i je hustota iónov v i -tom stave, N_k/N_x je relatívna abundancia iónu k vzhľadom k prvku x , A_x je relatívna abundancia prvku, N_e je elektrónová hustota. Relatívne obsadenie hladiny i v ióne k , N_i/N_k , bolo vypočítané z excitačnej rovnováhy iónu k spoužitím databázy a softvéru CHIANTI, ktorý bol doplnený vlastnými programami.

Celková pozorovaná intenzita korónálnej spektrálnej čiary je integrál emisivity pozdĺž zorného líča

$$I = \frac{hc}{4\pi\lambda_{ij}} A_{ij} A_x \int \frac{N_i}{N_k} \frac{N_k}{N_x} N_e dx. \quad (7)$$

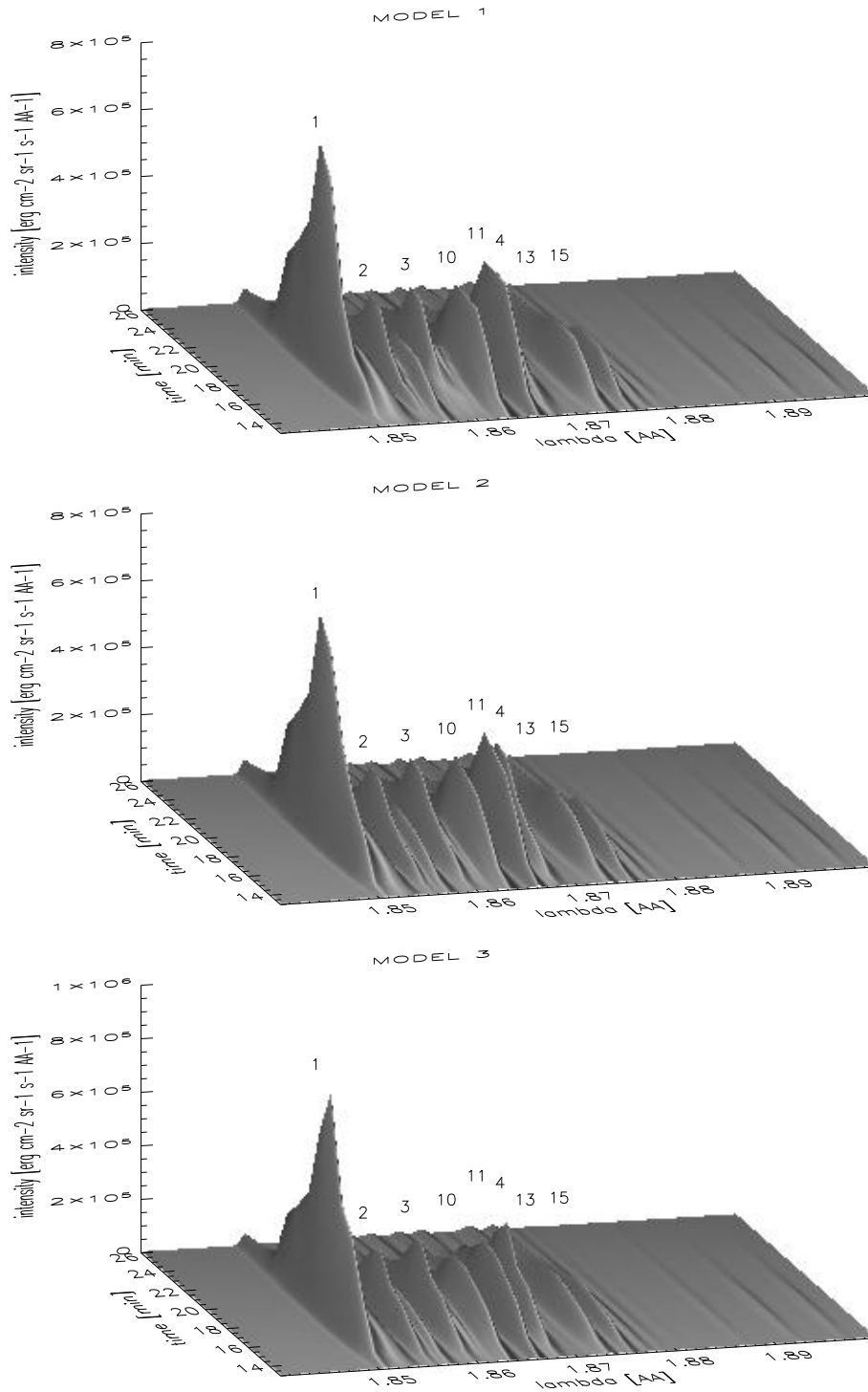
5. MODELOVÉ SPEKTRÁ

Syntetické spektrá pre rôzne erupčné modely sú na obr. 3. Modely 1, 2 a 3 majú rovnaký priebeh τ a n_e a líšia sa iba časovým priebehom parametra n . Samotná erupcia sa začala o 05:12 UT (Kato a kol., 2000). Počas prvých dvoch minút dominujú v spektre satelitné čiary $Fe XXIV d$ a $Fe XXIII d$. Neskôr sa dajú pozorovať čiary $Fe XXV$, z ktorých najintenzívnejšia je rezonančná čiara $Fe XXV$ 1.8504 Å, a zároveň rastú aj intenzity satelitných čiar. Najsilnejšie satelitné čiary patria $Fe XXIV d$ 1.8630 Å a 1.8659 Å. Čiary dosahujú maximálnu hodnotu intenzity v čase $t = 18 - 19$ minút. V tomto čase sú aj τ a n_e okolo svojich maximálnych hodnôt a rozdelenie elektrónov sa mení na maxwellovské. Rozdiely v individuálnych modeloch (1,2 a 3) najlepšie vidieť napríklad v $t = 16$ min, keď sa líšia iba parametrom n . Zreteľne vidieť, že s rastúcim n rastie aj intenzita satelitných čiar a klesá intenzita čiar $Fe XXV$. Okrem toho sú viditeľné aj malé rozdiely v relatívnych intenzitách $Fe XXIV d$ a $Fe XXIII d$ satelitných čiar.

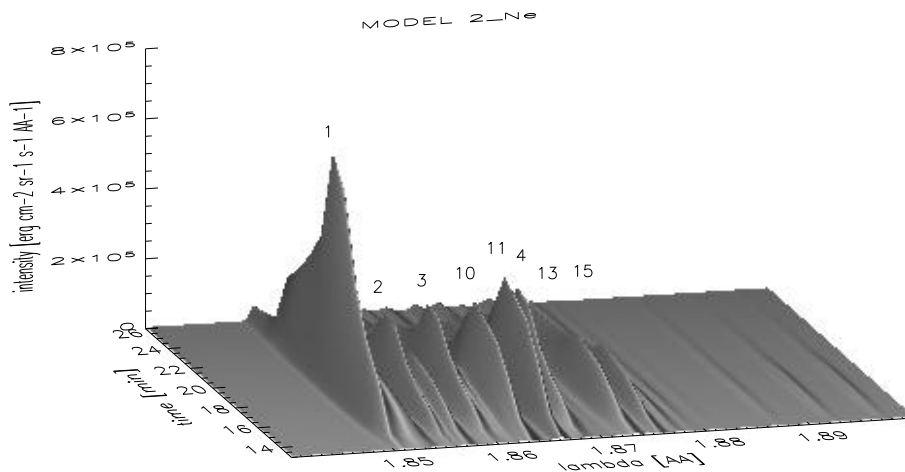
Aby

sme zistili ako ovplyvňuje spektrum elektrónová hustota, spočítali sme spektrum aj pre modifikovaný priebeh elektrónovej hustoty. Obrázok 4 ukazuje spektrum (Model 2_{n_e}), ktoré bolo vypočítané s rovnakými parametrami ako Model 2, ale so 4-krát vyššou hodnotou elektrónovej hustoty. Ukazuje sa, že medzi modelmi 2 a 2_{n_e} nie je veľký rozdiel. Detailnejší rozbor ukázal mierne nižšie intenzity čiar $Fe XXV$ vzhľadom k intenzitám satelitných čiar $Fe XXIV d$ a $Fe XXIII d$. Tento príklad zároveň demonštruje fakt, že použitie časovej závislosti n_e získanej za predpokladu Maxwellovho rozdelenia nie je zdrojom veľkých chýb v našich výpočtoch.

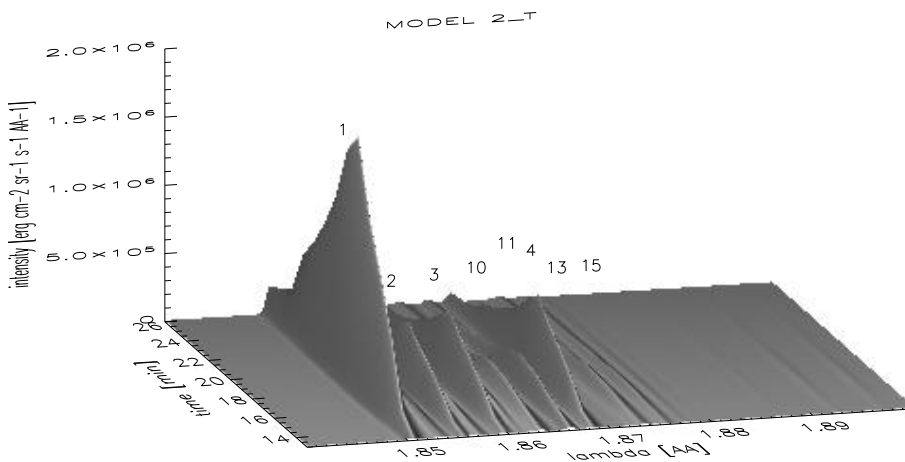
Zvýšenie τ pri nezmenenom priebehu parametra n malo veľký vplyv na výsledné spektrum.



Obrázok 3. Časový vývoj spektra pre Model 1, 2 a 3 s $\tau_1(t)$ a $n_{e1}(t)$.



Obrázok 4. Časová závislosť spektra pre Model 2_{ne} so 4-krát vyššou hodnotou elektrónovej hustoty ako Model 2 na obr. 4.



Obrázok 5. Časová závislosť spektra pre Model 2_T s 2-krát vyššou hodnotou pseudo-teploty ako Model 2 na obr. 4.

Obrázok 5 ukazuje modifikáciu Modelu 2 na Model 2_T s 2-krát vyššou pseudo-teplotou ako je v Modeli 2. Zreteľne tu vidíme nárast intenzity čiar $Fe\ XXV$ a pokles intenzít satelitných čiar $Fe\ XXIV\ d$ a $Fe\ XXIII\ d$ a tiež zmeny v pomeroch intenzít satelitných čiar $Fe\ XXIV\ d$ a $Fe\ XXIII\ d$. Takáto citlivosť relatívnej intenzity rezonančnej čiar $Fe\ XXV$ a dvoch satelitných čiar $Fe\ XXIV\ d$ na parametroch distribúcie bola Seelym, Feldmanom a Doschekom (1987) použitá na diagnostiku parametrov distribučnej funkcie.

6. ZÁVER

Vypočítali sme sieť modelov časovo závislého čiarového syntetického spektra iónov Fe v röntgenovej oblasti za predpokladu netermálnej, tzv. power distribúcie elektrónov. Zistili sme, že charakter spektra závisí hlavne na pseudo-teplote a tvare distribučnej funkcie elektrónov. Pomer intenzity satelitných čiar k intenzite dovolených čiar vzrastá s nárastom odchýlky distribučnej funkcie od Maxwellovej, pričom stredná hodnota energie rozde-

lenia zostáva konštantná. Zmena hodnoty strednej energie rozdelenia mení pomer intenzít dovolených čiar k intenzite satelitných čiar a zároveň s tým aj pomery rôznych satelitných čiar iným spôsobom. To umožňuje diagnostiku tvaru elektrónovej distribučnej funkcie. Vplyv elektrónovej hustoty na relatívnu intenzitu čiar je veľmi malý a nemá vážny dopad na diagnostiku.

POĎAKOVANIE

Táto práca bola podporovaná grantom VEGA, No. 1/9168/02.

LITERATÚRA

- Dzifčáková, E., 1998, Solar. Phys., 178, 317
- Dzifčáková, E., 2000, Solar. Phys., 196, 113
- Dzifčáková, E., Kulinová, A., 2001, Solar. Phys., 203, 53
- Gabriel, A. H., Phillips, K. J. H., 1979, Monthly Notices Royal Astron. Soc., 189, 319
- Hares, J. D., Kilkenny, J. D., Key, M. H., Lunney, J. G., 1979, Phys. Rev. Lett., 42, 1216
- Kato, T., Kato, M. and Shibata, K., 2000, Adv. Space Res., 25, 1781
- Seely, J. F., Feldman, U. and Doschek, G. A., 1987, Astrophys. J., 319, 541