

DIPLOMAMUNKA

Eötvös Loránd Tudományegyetem
Csillagászati Tanszék

FLER VIZSGÁLATA A H-ALFA VONALBAN

**Készítette:
Major Balázs**

**Témavezető:
dr. Ludmány András**

Debrecen, 2002.

Köszönetnyilvánítás

Elsősorban szeretném megköszönni a rengeteg segítséget Ludmány Andrásnak. Lehetőséget kaptam a debreceni műszerek használatára, ezáltal alaposan megismertem működésüket. Folyamatosan figyelemmel kísérte a munkámat, és irányított, amikor szükségem volt rá. Segített a megfelelő szakirodalom kiválasztásában, és minden felmerülő szakmai kérdésre kielégítő és hasznos válaszokat adott. Szeretnék köszönetet mondani Baranyi Tündének az észlelési anyag digitalizálásában nyújtott segítségéért. Továbbá köszönettel tartozom Kiss Zoltánnak a képfeldolgozásban adott ötleteiért. Végül a nyugodt otthoni körülmények megteremtéséért köszönetet mondok testvéremnek, Major Péternek.

Tartalomjegyzék

1. Flerek.....	4
1.1. Általános leírás, klasszifikáció, jellemző adatok.....	4
1.2. Flerek morfológiája a kromoszférában, H-alfa megjelenés	9
1.3. CME-k	11
1.4. Flermodellek.....	12
1.5. Rekonnexió	15
2. H-alfa észlelések	18
2.1. A debreceni koronográf leírása.....	18
2.2. A Lyot-szűrő leírása	20
2.3. Az észlelési eljárás.....	24
2.4. A kiértékelési eljárás.....	28
3. Az 1999 július 19-i esemény	34
3.1. Az aktív vidék leírása	34
3.2. Az esemény leírása	37
3.3. A flerjelenség pulzáló lefutása	39
4. Kváziperiodikus jelenségek lehetséges okai	41
4.1. Kváziperiodikus jelenségek flerekben	41
4.2. Magnetoakusztikus hullámok	42
4.3. A talált fluktuáció legvalószínűbb interpretációja	44
Irodalomjegyzék.....	45

1. Flerek

1.1. Általános leírás, klasszifikáció, jellemző adatok

A szoláris flerek, vagy napkitörések robbanásszerű, gyors lefolyású események, melyek során nagy mennyiségű energia szabadul fel, jellemzően néhány perctől egy óráig terjedő időtartam alatt nagyságrendileg 10^{21} - 10^{26} J. A flermechanizmus részletei egyelőre nem tisztázottak, de a téma művelői között általános egyetértés van afelől, hogy a folyamat során valamely aktív vidék mágneses terének energiája alakul át mechanikai energiává (Shibata, 1999).

A flerjelenség különböző hullámhossztartományokban megfigyelhető. Legrégebbi leírása még Carringtontól származik (1859), aki fotohéliográfiájával véletlenül egy fehér flernek volt tanúja, ami igen szerencsés esemény volt, hiszen a fehér flerek igen ritkák. A mágneses energia említett átalakulása a napfelszín fölötti rétegekben történik. Ebben a térrészben található plazma hatalmas mechanikai energiát nyer, a felgyorsított részecskék legnagyobb, esetenként közel relativisztikus sebességű része kifelé áramlik, ezt nevezik szoláris kozmikus sugárzásnak, más része a mágneses átalakulás révén keletkező mágneses plazmafelhő, CME (Coronal Mass Ejection) részeként áramlik kifelé. A folyamat legnagyobb energiájú pillanatai a koronában gamma (RHESSI), röntgen (Yohkoh), távoli ultraibolya (SOHO/EIT és TRACE) tartományokban észlelhetők; a kifelé áramló részecskék és a koronaanyag kölcsönhatásának következményei pedig a rádiótartományban figyelhetők meg. A felgyorsított plazma egy része lefelé, a felszín felé záporozik, és felfűti a kromoszférát, amit elsősorban a H-alfa vonalban lehet észlelni (egy ilyen jelenség lefolyását elemzi a jelen dolgozat), ha pedig kivételesen megfelelően irányított és koncentrált sugárnyaláb éri el a fotoszférát, akkor annak hőmérsékletét megemelve a kontinuum intenzitása is megemelkedhet, ez a fehér fler.

Az észlelések szerint a fler során nagy mennyiségű elektron gyorsul fel, a fler energiamérlegének fő szereplői az elektronok. Ezek gyorsítása a mágneses ív felső tartományában, a koronában történik meg, majd lezáporoznak a mágneses erővonalak mentén

az alsó atmoszférába, eközben a mágneses tér hatására giroszinkrotron sugárzást is produkálnak, ami a cm-es és mm-es rádiótartományban észlelhető. Ütközéseik gerjesztik a kromoszférikus hidrogént, melynek minden kvantumátmenete fontos indikátor, de legerősebb vizuális tagja, a Balmer-alfa (H-alfa) a legkedveltebb. Amikor pedig az alsó légrétegekben a sűrűbb gáz lefékezi az elektronokat, akkor azok a kemény röntgentartományban fékezési sugárzást produkálnak. Az alsó légréteget felfűtvén annak anyaga felfelé expandál az erővonal-hurokban, ezt a folyamatot nevezik kromoszférikus párolgásnak. Ennek az a következménye, hogy a flerező koronahurkok magasabb hőmérsékletűek és sűrűségűek, mint az egyéb hurkok, amint azt röntgenészlelések tanúsítják.

A fler során felszabaduló energia, amint azt az előbb láttuk, különböző formákban távozik. Az alábbi táblázat a legnagyobb energiájú eseményekről ad becslést (Priest, 2000):

Elektromágneses sugárzás a röntgentartományig	10^{25} J
Interplanetáris nyomáshullám	10^{25} J
Gyors elektronok (kemény röntgen)	$5 \cdot 10^{24}$ J
Szubrelativisztikus részecskék	$2 \cdot 10^{24}$ J
Relativisztikus részecskék	$3 \cdot 10^{24}$ J
Teljes energiafelszabadulás	$3 \cdot 10^{25}$ J

Egyes becslések szerint a kemény röntgen komponens akár $2 \cdot 10^{25}$ J energiájú is lehet.

A fentiekből nyilvánvaló, hogy a flerek lefolyása a különböző hullámhossz-tartományokban különbözőképpen mutatkozik meg, ezért az egyes események klasszifikálása is függ az észlelés módjától. Két fontosabb osztályozás terjedt el: az egyik a röntgen- a másik a H-alfa észleléseken alapul. A röntgenklasszifikáció az 1-8 Ångström tartományban mért intenzitásokra épül. Négy osztályt különböztetnek meg, melyeket az alábbi táblázat definiál.

1.1. táblázat Flerek röntgenklasszifikációja

Osztály	Max intenzitás a Földnél (1-8 Å) W/m^2	Jellemzői, hatásai
B	$< 10^{-6}$	Földi hatás nélkül
C	$10^{-6} < I < 10^{-5}$	Kis események, kis sugárzási viharok
M	$10^{-5} < I < 10^{-4}$	Közepes események, rádió blackout a poláris vidéken
X	$10^{-4} < I$	Nagy események, hosszú sugárzási viharok, globális rádió blackout

Mindegyik kategóriát tovább szokták bontani kilenc alosztályra, pl M1-től M9-ig, stb. A 2000. év híres Bastille eseménye (július 14-én, a franciák nemzeti ünnepén a katonai parádéval egyidőben történt hatalmas fler) az igen magas X6 besorolást kapta, ami a fentiek szerint $6 \cdot 10^{-4} W/m^2$ intenzitást jelentett.

A flerek másik klasszifikációs sémája a H-alfa jellegzetességekre épít. Az IAU által 1966-ban elfogadott rendszer a fler területét tekinti fő adatnak, ami négyzetfokokban illetve a Nap felszínének egymilliomod részében is kifejezhető, természetesen a napkorong centrumától távolabb eső területekre nézve a megfelelő geometriai foreshortening figyelembevételével. Az így megállapított osztályokat még tovább lehet finomítani F (faint), N (normal) vagy B (bright) jellel, amit itt nem műszeres méréssel, hanem – történeti okokból – vizuális becsléssel állapítanak meg.

1.2. táblázat Flerek H-alfa klasszifikációja

Osztály	Terület [négyzetfok]	Terület [Napfelszín $\times 10^{-6}$]	Röntgenosztály- megfelelője
S	$\leq 2,0$	≤ 200	C2
1	2,1 - 5,1	200 - 500	M3
2	5,2 - 12,4	500 - 1200	X1
3	12,5 - 24,7	1200 - 2400	X5
4	$>24,7$	> 2400	X9

Létezik az esemény kapcsán végbemenő rádióviharok klasszifikációja is az alábbiak szerint.

- I. típus:** zajvihar, mely nagyszámú, rövid, keskenysávú kitörésből (burst) áll a méteres tartományban (50-300 MHz).
- II. típus:** keskenysávú emisszió, mely a méteres tartományban (300 MHz) kezdődik és lassan (több tíz perc alatt) a dekaméteres tartományba tolódik. Nagy flerekkel áll kapcsolatban, a koronán keresztülhaladó lökeshullám indikátora.
- III. típus:** keskenysávú kitörések, melyek gyorsan (másodpercek alatt) tolódnak el a deciméteresből a dekaméteres tartományba. Gyakran csoportosan történnek és esetenkénti velejárói a komplex aktív vidékeknek.
- IV. típus:** szélessávú kitörések kontinuum, főleg a méteres tartományban. Ezek az események nagy flerekkel kapcsolatosak, annak maximuma után 10-20 perccel kezdődnek, és órákig is eltarthatnak.

Ami a többi spektrumtartományt illeti, a flerek gamma-tartományban történő eseményeire nézve egyelőre nincs forgalomban a fentiekhez hasonló osztályozás, az infravörös tartományban pedig a flereseményeknek nincsenek fontos vonatkozásai.

A fenti osztályozások természetesen csak tájékoztató jellegűek arra nézve, hogy mekkora energiamennyiség szabadulhatott fel az esemény során, az események lefutásáról nem tájékoztatnak, ennek jellegére vonatkozóan további klasszifikációs terminológiák ismeretesek.

Kezdetben vita volt afelől, hogy a különböző flerekben különböző események történnek-e (és akkor eszerint lehetne őket osztályozni), vagypedig minden flerben ugyanazok az események történnek és csak az egyes részjelenségek észlelhetőségének korlátai szabják azt meg, hogy abból mit regisztrálunk. Ez volt a "big flare syndrome" dilemmája, melynek egy példája a protonfler fogalma. Protonflernek az 50-es évek óta azt nevezték, amikor a flerrel kapcsolatban földfelszíni kozmikus sugárzási eseményt, illetve Polar Cap Absorption (a poláris ionoszféra D-réteg ionizációjának növekedésével járó megnövekedett HF VHF elnyelés) eseményt is regisztrálni lehetett.

A különböző elektromágneses és részecske-detektálási eljárások fejlődése révén lehetett egy sor olyan jellegzetességet elkülöníteni, melyek jelenleg az osztályozás alapjának szerepére alkalmasnak látszanak. Bai és Sturrock (1989) a következő sémát javasolta:

- 1. Termikus kemény röntgen flerek:** 40keV alatt a tízmillió fokok plazma termikus fékezési sugárzása dominál, 40keV fölött pedig gyors, impulzusszerű változások történnek, mikrohullámú emisszió nincs, II. és IV. típusú rádiókitörésekkel nincs kapcsolat.
- 2. Nemtermikus kemény röntgen flerek:** A legnagyobb flerek többsége ebbe az osztályba tartozik. Az első fázisban a felgyorsított elektronok koronahőmérsékletűre fűtik a kromoszférát, az energia nagy része ebben a fázisban szabadul fel. Protonok gamma-sugárzáshoz vezető gyorsítása általában nem észlelhető. A lecsengési fázisban a kromoszférikus párolgás hatására keletkező emisszió figyelhető meg.
- 3. Impulzív gamma/proton flerek:** A típus hasonlít az előzőre azzal a különbséggel, hogy egy további, rendkívül erős gyorsítási folyamat is fellép, melynek során elektronok relativisztikus sebességre, protonok pedig gamma-sugárzást kiváltó energiákra tesznek szert. E mechanizmus részletei nem tisztázottak. Ez a típus vagy II. vagy IV. típusú rádiókitöréssel van kapcsolatban, amiben e járulékos gyorsítási mechanizmusnak lehet szerepe.
- 4. Fokozatos gamma/proton flerek:** Olyan osztály, melybe több korábban más néven számontartott esemény is tartozik, mely elnevezések a követett észlelési módszerből fakadtak: kétszalagos-, proton-, kiterjedt-, fokozatos flerek, illetve hosszú lecsengésű események. A típusnak sok megkülönböztető jellemzője van, ezek közül érdemes külön megemlíteni a kapcsolatát II. vagy IV. típusú rádiókitöréssel, illetve CME-vel. Fellépésük impulzív, azután válik fokozatossá, mely domináns jellegzetessége, ezután azonban több impulzív fázis nem következik.
- 5. Nyugodt filament erupciós flerek:** Nyugodt filamentek felrobbanása általában nem vezet impulzív fler-eseményhez, de halvány H-alfa szalagok kifejlődhetnek, azonban minden jellegzetesség alapján ezek is flereknek tekinthetők azzal a különbséggel, hogy kemény

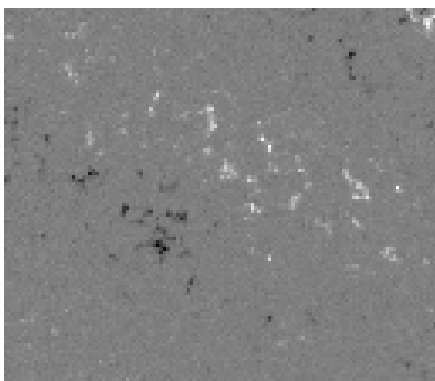
röntgensugárzás illetve nagyenergiájú interplanetáris protonok a legritkább esetben figyelhetők meg. A "foltnélküli fler" néven ismert események mind ebbe a csoportba tartoznak.

A flerek klasszifikációjának kérdése nem lezárt téma, és talán mindig nyitott is marad abban az értelemben, hogy az észlelési technikák fejlődésével újabb szempontok érvényesítésére nyílik lehetőség, legújabbán a nemrég üzembe állt RHESSI gamma-észlelő műhold adatai révén.

1.2. Flerek morfológiája a kromoszférában, H-alfa megjelenés

A fenti osztályozási séma már egy széles, több hullámhossztartományra kiterjedő észlelési arzenál terméke. Természetesen a flerek klasszikusnak mondható H-alfa észleléseinek is megvan a saját osztályozása az események megjelenése szerint. A gyakorló H-alfa észlelő szempontjából azonban érdemes végigtekinteni a kromoszférának azon alakzatait, melyek a nyugodt H-alfa háttér átlagintenzitásához képest magasabb intenzitásszintet képviselnek, hiszen mind az észlelésnél, mind a kiértékelésnél szükség van ezek megfelelő értelmezésére.

Kromoszférikus fáklyák – nyugodt alakzatok, ott fordulnak elő, ahol mágneses fluxuscsövek laza halmaza verődik össze, ezek részben aktív vidékek foltta nem egyesülő fluxuscsövei, másrészt korábbi aktív vidékek maradványai lehetnek, melyeket a szupergranulációs mozgástér sejtszerű mintázatokká rendez. Ez a mintázat a H-alfa filtergramokon kívül általában jól megfigyelhető a magnetogramokon (1.2.1. ábra), CaII K filtergramokon, valamint a napperem közelében ftoheliogramokon is. A H-alfa fáklyák keletkezésére nézve elterjedt elképzelés az, hogy a fluxuscsövek mentén haladó Alfvén-hullámok disszipációja okozza a fényességnövekedést. Emellett szól az is, hogy a hasonló mechanizmust sejtető szpikulumok a fáklyák vidékén hiányoznak. A fáklyákban a H-alfa vonalprofilnak csak centrális, $\pm 0,4 \text{ \AA}$ tartományában észlelhető intenzitásnövekedés, a vonal nem szélesedik ki, tehát jelentős többletsebesség nincs.



1.2.1 ábra Sejtmintázat magnetogramon, fáklyák (SOHO MDI magnetogram-részlet)

Mikroflerek – vagy Ellermann-bombák, kisméretű, rövid ideig tartó felvillanások, melyeknek azonban igen érdekes H-alfa spektruma van.

Kompakt flerek – ezeket általában impulzívnak is nevezik, többnyire kisebb mágneses hurkokban, vagy hurokcsoportokban lépnek fel, gyors változást mutatnak a kemény röntgentsugárter tartományban. Spektrális jellemzőiket tekintve tartozhatnak az előbbi fejezetben említett 1-3 csoport bármelyikébe.

Kétszalagos flerek – vagy angol terminológiával two-ribbon események nagyméretű, íves mágneses tér konfigurációkban történnek. A H-alfa észeléseken jól felismerhető két közel párhuzamos nagy fényességű sáv, amelyek az esemény során eltávolodnak egymástól. Ezek az események nemritkán eruptív filamentummal, illetve CME-vel járnak együtt. Általánosabb spektrális jellemzőit tekintve többnyire az előző fejezet szerinti 4. osztályba tartozik. Az általunk vizsgált fler is ebbe a típusba tartozott, és látványos CME-t produkált.

1.3. CME-k

A Coronal Mass Ejection (CME) nevű jelenség első regisztrálásai még a 70-es évek elején történtek űreszközökkel a fehér fényű korona észlelései révén, ezeket kezdetben koronatránzienseknek nevezték. A jelenség során hatalmas anyagmennyiség ($\sim 10^{13}$ kg) dobódik ki, a teljes koronának akár 10%-a is, sebessége pedig elérheti a $\sim 10^3$ km/s értéket. Az eseményben érintett kinetikus energia a legnagyobb flerek energiájával mérhető össze. A jelenség hatalmas buborékként képzelhető el, melyben az összetartó erő szerepét a mágneses tér játssza.

A flerek és CME-k kapcsolata részleteiben nem tisztázott. Eredetileg magát a CME-t is flernek vélték, később azonban még az okozati összefüggések is egyre kevésbé világossá váltak, a CME időnként megelőzi, időnként követi a flert. Ami a CME-t a jelen téma szempontjából érdekessé teszi az az, hogy a flerekhez hasonlóan valamilyen MHD-instabilitás következményeképpen lép föl, és végeredményben jelentős változást hagy maga után az eredeti térstruktúrában. A CME-k kb. fele eruptív filamentekkel kapcsolatos, és több esetben a helmet streamer struktúra (az 1.4.1. ábrán látható alakzat) összeomlásával jár.

A CME-k haladásuk közben lökéshullámot okoznak a koronában és a napszélben egyaránt. Az előbbi folyamatban gyorsított elektronok keltik a II. típusú rádióburst-öket. A CME-k jelentős mágneses teret is magukkal visznek, melynek sajátosságai a Nap toroidális terének struktúráiból erednek. Ez egyrészt a polaritásviszonyokat jelenti, másrészt pedig a csavart jelleget, amit a helicitás nevű mennyiség ír le. A Napban létrejött helicitás a CME-k révén nagyrészt eltávozik.

Az idők során az vált egyre egyértelműbbé, hogy az eruptív jelenségek közül a földi hatások tekintetében a CME-k a jelentős események, hiszen ezek szállítanak jelentős mozgási energiát és mágneses teret a Föld közelébe. A földi magnetoszférával való kölcsönhatás attól is függ, hogy az adott CME mágneses topológiája milyen. Itt az az egyik döntő mozzanat, hogy a már említett B_z komponens milyen értékű a felhőnek a magnetoszférával találkozó frontfelületén, hiszen ez kényszeríti ki a geoeffektív rekonnexiós folyamatokat.

1.4. Flermodellek

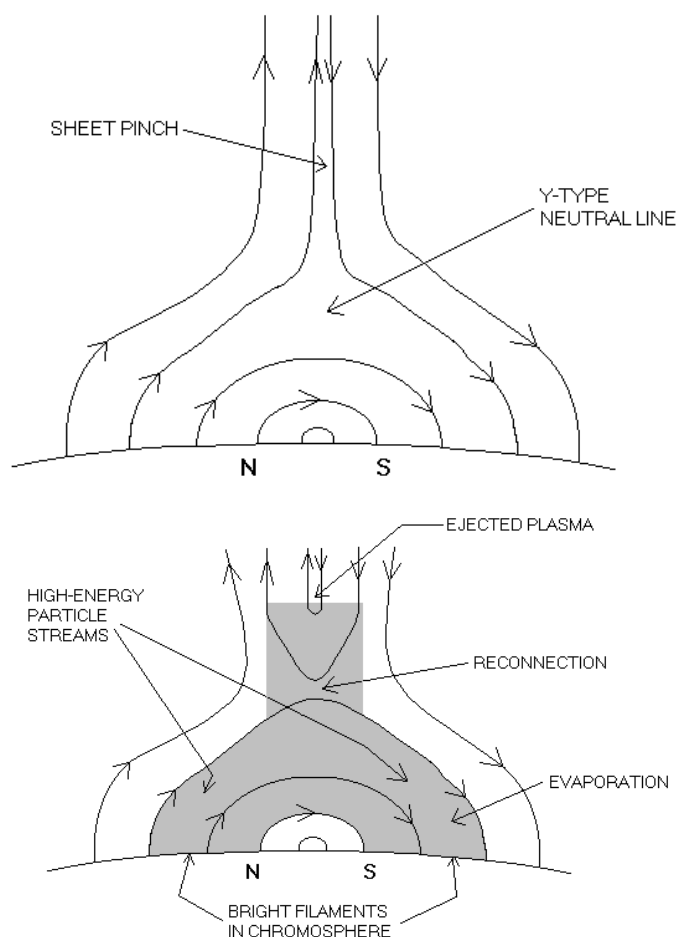
A flerek energiájukat az aktív vidékek mágneses teréből nyerik, még az 1.1. fejezetben említett 5. típusú flerek esetén (tehát az ún "foltnélküli fler" néven emlegetett jelenség esetében) is a mágneses tér az energia forrása. Ezt észlelési adatok és elméleti megfontolások egyaránt alátámasztják. Elméleti szempontból azt lehet megemlíteni, hogy a koronában az egyetlen jelentős energiaforrás a mágneses tér, a korona magas hőmérséklete is ebből ered. Másrészt az árammal átjárt mágneses térnek nagyobb az energiája, mint az árammentes térnek (vagy potenciáltérnek), és tulajdonképpen elfogadott elképzelés az, hogy áramokkal kapcsolatos energia táplálja a flereket.

A teljesség kedvéért nézzük meg, hogy milyen egyéb energiaforrások jöhetnek szóba. Megbecsülhető a fler kialakulásának helyén a termális energia. Ez még akkor sem lesz nagyobb $3 \cdot 10^{21}$ J energiánál, ha nemtermális folyamatokat is figyelembe veszünk, ami csak a legkisebb események energiájára elegendő. Szóba jöhet még a gravitációs energia is. Ez azt jelentené, hogy valamilyen anyagtömeg lefelé hullik, és az eközben felszababuló potenciális energia biztosítaná a flerhez szükséges energiát. Kiszámolva azonban ismét csak $3 \cdot 10^{21}$ J körüli energiát kapunk. Ráadásul ha CME is kialakul, az nemhogy csökkenti, hanem növeli a potenciális energiát.

Ami az észleléseket illeti, az a tapasztalat, hogy a flerek gyakrabban történnek olyan aktív vidékekben, amelyekben jelentős áramok vannak jelen. Az áram jelenléte kimutatható egyrészt vektormagnetogram révén, hiszen ha a térnek van rotációja, akkor az a

$$\vec{j} = \frac{1}{\mu} [\nabla \times \vec{B}]$$

formulával leírható áramot jelent. Másrészt (nem kvantitatív módon) kimutatható az áram jelenléte a lágy röntgentartományban végzett észleléseken is (1-8 Å - Yohkoh), hiszen ha a mágneses tér mentén áram folyik, akkor az általa a fenti formula szerint keltett mágneses tér hozzáadódik ahhoz, aminek mentén az áram folyik és végeredményben egy helikális topológiájú tér jön létre, melynek jellegzetesen csavart formája jól felismerhető. Ezeket a csavart fluxuskötegeket nevezik szigmoidoknak. Az utóbbi években sok észlelési kampány kimondottan ezeket célozta meg, mint valószínű flerkeletkezési helyeket.

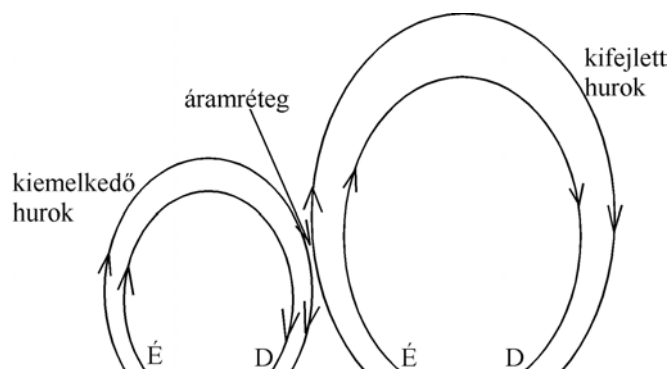


1.4.1. ábra Kétszalagos fler modellje Sturrock szerint (Tandberg-Hanssen & Emslie, 1988 nyomán)

Ami az érintett mágneses terek háromdimenziós strukturáit illeti, két elképzelést érdemes megemlíteni. Az egyik a Sturrock által vázolt elképzelés, mely a kétszalagos flerek standard modelljének tekintető (1.4.1. ábra).

Az elképzelés mellett szól egyrészt a lágy röntgenfelvételeken észlelhető hasonló konfiguráció, másrészt az, hogy szemléletes magyarázatot kínál a két párhuzamos flerszalagra, illetve arra, hogy a felső résznek a rekonnexió során bekövetkező emelkedése miatt a gyorsított elektronok egyre táguló ívek mentén záporoznak le és ezért tágul a két szalag. A modell egyik gyenge pontja az, hogy olyan áramréteget feltételez, mely észlelhetetlen és merőleges a térre, miközben az észlelések szerint a flerek olyan tartományokban történnek, melyekben erős térirányú áramok észlelhetők.

A másik elképzelés a "kiemelkedő fluxus" (emerging flux) modell (1.4.2. ábra). Ebben két szomszédos fluxusköteg kölcsönhatása révén történik rekonnexió. Egy kifejlett fluxus-ív mellé kiemelkedik egy újabb, ellentétes irányú szakaszaik összenyomódnak és létrehozzák az áramréteget.



1.4.2. ábra Az emerging flux modell

Lehetséges, hogy az ún. kompakt flerek nagyjából ilyenek. Érdekes megemlíteni, hogy egy részletesen vizsgált, 1974-beli fehér fler esemény körülményei nagyon hasonlóak voltak a fenti elrendezéshez, bár nem egy felemelkedő hurok, hanem két ellentétes polaritású folt gyors közeledése előzte meg az eseményt. Ha az 1.4.2. ábra közepén lévő D és É foltok gyorsan közelítenek, akkor a kialakult áramrétegből a rekonnexió révén lefelé záporozó elektronok igen irányítottak, a fotoszféra kis területére koncentrálnak, és azt felfűtik. Az említett esetben pontosan a két közeledő, ellentétes polaritású folt között fénylett fel a fehér fler (Kovács, 1977).

1.5. Rekonnexiók

A rekonnexiók során a mágneses erővonalak átkötődései mennek végbe. Egy ilyen átkötődés tulajdonképpen topológiasértést jelent, tehát azt várhatnánk, hogy az olyan nagy vezetőképességű plazmák esetében, mint például a napkorona, ilyesmi nem történhetne meg. Nagy vezetőképességű plazmák esetén ugyanis érvényes a befagyás tétele, ami azt jelenti, hogy jelentősebb erővonal-átrendeződés csak jelentősebb anyagmozgással járhat, márpedig a rekonnexiók esetén egyszerűen az ellentétes irányítottágú erővonalak záródnak rövide.

A részletesebb megfontolásokhoz felidézzük a mágneses tér időbeli változását leíró indukcióegyenletet:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times [\vec{v} \times \vec{B}] + \frac{1}{\sigma \mu} \nabla^2 \vec{B} \quad (1.1)$$

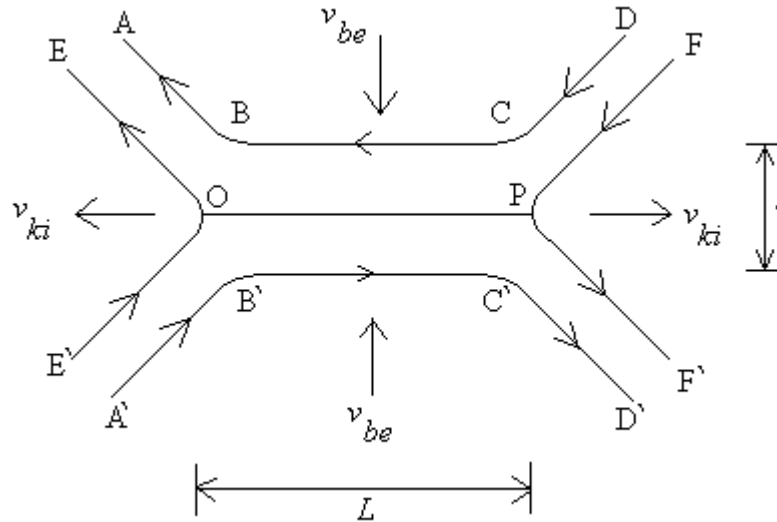
Az egyenlet diszkussziójánál két határesetet szoktak külön vizsgálni. Az egyik az, amikor a σ vezetőképesség nagy: ekkor a jobboldal második tagja jelentéktelen, és a mágneses indukció időbeli változását a jobboldal domináns, első tagja határozza meg, vagyis tulajdonképpen a sebességtér. Az ún. befagyás tételét ebből kiindulva lehet belátni. A másik határeset az, amikor a vezetőképesség nagyon kicsi, vagy más megfogalmazásban az

$$\eta = \frac{1}{\mu \sigma} \quad (1.2)$$

ún. mágneses diffuzivitás igen nagy, ekkor ugyanis a jobboldal második tagja válik dominánssá. Ez azt jelenti, hogy a tér időbeli változását a tér inhomogenitását leíró $\nabla^2 \vec{B}$ tag fogja megszabni, tehát az inhomogenitások fokozatosan eltűnnek, vagyis a tér szétdiffundál, innen a fenti elnevezés is. Ebben az esetben tehát a tér topológiája megváltozik.

Az tehát, hogy nagy vezetőképesség esetén megváltozhasson a topológia, úgy lehetséges, hogy a mágneses diffuzivitás kicsiny voltát ellensúlyozza a nagy $\nabla^2 \vec{B}$ inhomogenitás. Ennek speciális esete egy olyan elrendezés, melyben két ellentétes irányú mágneses tér van kis térrészben összepréselve. A két teret elválasztó felületet áramrétegnek nevezzük. Erre több példát is ismerünk az űrfizikában, például a magnetoszféra csóvájában illetve az interplanetáris mágneses térben található neutrális réteg is áramréteg. Ha egy olyan áramréteg áll elő, melyre merőleges síkban nagyon meredek gradiens van, akkor az kikényszerítheti az áramréteg szélei közelében az erővonalak átkötődését. A folyamatra több példa is ismeretes az űrfizikában, pl. ilyen események a geomágneses aktivitás fő forrásai, amikben a szoláris plazmák mágneses terének negatív (déli, tehát a találkozási ponton a Földével ellentétes irányú) B_z komponense játszik központi szerepet.

Arra a kérdésre, hogy az áramréteget két oldalról összenyomó mozgás milyen feltételekkel képes stacionárius rövidrezáródási folyamatot előidézni, a klasszikus Parker-Sweet modell próbált elsőként választ keresni. A megfontolásokat az 1.5.1. ábra jelölései alapján tesszük. L hosszúságú és l vastagságú áramréteg két oldalról v_{be} sebességgel nyomódik össze és ennek hatására v_{ki} sebességgel távoznak az átködött erővonalak.



1.5.1. ábra Áramréteg keresztmetszete erővonal-átkötődéssel (Choudhuri, 1998 nyomán)

Kiindulásként két egyenletet használunk, az egyik a kontinuitási egyenlet:

$$v_{be}L \cong v_{ki}l \quad (1.3)$$

A másik az energiamérleg, melynek jelentése az, hogy a kiáramló plazma mozgási energiáját a tér mágneses energiájából nyeri:

$$\frac{1}{2}\rho v_{ki}^2 \cong \frac{B^2}{2\mu} \quad (1.4)$$

Mivel stacionaritást feltételezünk, ezért az (1.1) indukcióegyenletben a baloldal zérus, ezt a konkrét helyzetre alkalmazva:

$$\frac{v_{be}B}{l} \cong \eta \frac{B}{l^2}, \text{ vagyis}$$

$$l \cong \frac{\eta}{v_{be}} \quad (1.5)$$

A kiáramlás sebessége (1.4)-ből:

$$v_{ki} \cong \sqrt{\frac{B^2}{\rho\mu}} = v_A \quad (1.6)$$

vagyis megegyezik az Alfvén-sebességgel. Ha most (1.5)-öt és (1.6)-öt behelyettesítjük (1.3)-ba, akkor kapjuk:

$$v_{be} \cong \frac{l v_{ki}}{L} \cong \frac{\eta v_A}{v_{be} L} \quad (1.7)$$

vagy kissé átalakítva:

$$v_{be}^2 \cong \frac{v_A^2}{v_A \frac{L}{\eta}} \quad (1.8)$$

A jobboldal nevezője R_M az ún mágneses Reynolds-szám, a plazmák jellemzésére használatos dimenziótlan paraméter, a hidrodinamikából ismert Reynolds-szám analógiájára definiált mennyiség: v karakterisztikus sebességű és L karakterisztikus méretű plazma esetén:

$$R_M = \frac{vL}{\eta} \quad (1.9)$$

Ha R_M nagy, akkor a transzportjelenségek dominálnak az elszivárgás felett, más szavakkal, $R_M \rightarrow \infty$ esetén befagyás, $R_M \rightarrow 0$ esetén diffúzió a domináns. Ezzel az (1.8) kifejezés így is írható:

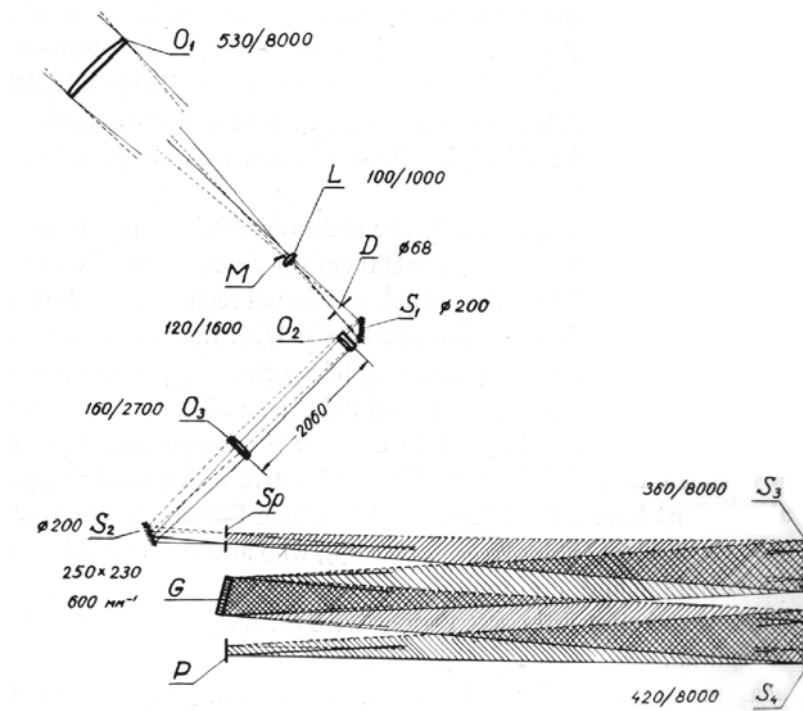
$$v_{be} \cong \frac{v_A}{\sqrt{R_M}} \quad (1.10)$$

A mágneses Reynolds-szám értéke a koronában igen nagy, mindenütt nagyobb, mint 10^6 , tehát a beáramlás sebessége a kiáramlásának (az Alfvén-sebességnek) csupán töredéke. Így a fenti egyszerű Parker-Sweet megfontolásoknak az a konklúziója, hogy a tekintett topológiájú mágneses térben stacionárius rekonnexiós folyamat nem mehet végbe. Ez természetesen nem azt jelenti, hogy maga a rekonnexió nem történhet meg, csak azt, hogy az esemény a fenti megfontolások alapján nagyon rövid ideig tarthatna. A folyamat fontos előfeltétele az, hogy az ellentétes irányú mágneses tereket valamilyen külső hatás erősen összenyomja. A napkoronában ennek lehetőségét a napfoltok sajátmozgásai teremthetik meg, erre több megfigyelés is utal. A rekonnexió egyéb vonatkozásaira is vannak empirikus adatok, például a napszél-magnetoszféra határáról, ahol a mágneses Reynolds-szám 10^{11} nagyságrendű, a nagy sebességű napszél ún. dinamikus nyomása mégis ki tudja kényszeríteni a rekonnexiót.

2. H-alfa észlelések

2.1. A debreceni koronográf leírása

Szakdolgozatomban feldolgozott észlelés az MTA KTMCsKI Napfizikai Obszervatóriumának nagy koronográfján készült. A műszert a hetvenes évek elején a leningrádi LOMO gyárban gyártották a valamikori szovjet napfizika jelentős alakjának, G.M. Nyikolszkijnak és munkatársainak tervei alapján. A 2.1.1. ábra a koronográf és a hozzá csatlakozó spektrográf közös sematikus rajzát mutatja.



2.1.1. ábra A Napfizikai Obszervatórium koronográf-spektrográf műszeregyüttesének sematikus rajza (Gnevyshev et al., 1967)

A távcső objektívje egy 53 cm átmérőjű egytagú lencse. Az ilyen objektívek szükségszerű színi hibája miatt a műszer spektrális észleléseknél csak korlátozott színek tartományban

használható, monokromátor használatánál pedig csak az a feladat, hogy az objektívet az adott hullámhossz fókusztávolságára pontosan beállítsuk. Az objektív primer fókusztávolsága az 5500 Å hullámhosszú fényre 8 m, ami azt jelenti, hogy a napkép átmérője a primer fókuszsíkban körülbelül 8 cm.

A koronográf első megalkotójának, a francia Bernard Lyot-nak az eredeti célja egy, a napkorona észlelésére alkalmas műszer létrehozása volt. A korona észlelését igen kicsiny fényessége miatt a legcsekélyebb szórt fény is megakadályozza, ezért ki kell küszöbölni a két fő tényező, az atmoszféra és a műszer fényszóró szerepét. Az előbbi csak magas hegycsúcson lehetséges (Debrecenben ezért koronaészlelés nem merülhet föl), a műszeres eredetű szórt fényt pedig a Lyot-féle koronográf-elrendezéssel lehet minimalizálni.

Az elsődleges fókuszsíkban egy olyan mezőlencse helyezkedik el, mely az objektív képét egy diafragmára vetíti. A diafragma nyílásának átmérője pontosan akkora, mint az objektív képének átmérője, ezért csak azokat a sugarakat engedi át, melyek az objektíven keresztüljöttek, de az objektív szélén elhajlás miatt létrejött szórt fényt kizárja. A mezőlencse és diafragma együttesét Lyot-blokknak is nevezik. Az alacsony szintű szórt fény természetesen nem csak koronaészleléseknél előnyös. A módszer sikerét jelzi, hogy másutt is alkalmazzák szórt fény csökkentésére, például az infravörös csillagászatban is bevált a műszeres eredetű infravörös háttér minimalizálására.

A debreceni távcsőben a Lyot-blokk után a napfény a deklináció-tengelyben elhelyezett segédtükör révén az alsó segédtükörré jut a rektaszcenzió-tengelyen keresztül. A rektaszcenzió-tengelyben további optikai egység található, mely egymástól távolabb elhelyezett két részből áll, a kettő között a fény közel párhuzamos. A műszer tervezői eredetileg úgy képzelték, hogy ebbe a részbe helyeznek egy Lyot-szűrőt, amivel az egész napkorongról lehetett volna H-alfa képet nyerni, ehhez volt szükség a közel párhuzamos sugarakra. A gyakorlatban azonban ez az elképzelés nem vált be, mert az adott térrész magas hőmérsékletét az erre igen érzékeny kristály-polarizátor együttes nem bírta el. Az egység másik szerepe, hogy fókusznújtó hatása van, ezért a távcső effektív fókusztávolsága 12 méter, vagyis az észlelhető napkorongátmérő kb. 12 cm. Az észlelés az alsó segédtükörrel történő választás szerint vagy a spektrográffal, vagy a H-alfa monokromátorral történik.

2.2. A Lyot-szűrő leírása

A Lyot-szűrő működése bizonyos kristályos anyagok kettőtörésén alapszik. A kettőtörés jelensége anizotróp anyagokra jellemző. Ezekben az elektromos térerősség és az elektromos eltolás között kapcsolatot teremtő permittivitás tenzor jellegű mennyiség lesz. Az energiamegmaradásból következik, hogy ez a tenzor szimmetrikus, tehát főténgelyre transzformálható. Ezeket felhasználva, az anyag homogenitását és $\mu = 1$ -t feltételezve a Maxwell egyenletekből levezethető a Fresnel-féle egyenlet:

$$\frac{n_x^2}{v_I^2 - v^2} + \frac{n_y^2}{v_{II}^2 - v^2} + \frac{n_z^2}{v_{III}^2 - v^2} = 0,$$

ahol n_x, n_y, n_z a terjedési irányba mutató egységvektor iránykoszinuszai, v az ezen irányba terjedő hullám sebessége, v_I, v_{II}, v_{III} az ún. *fősebességek*. A fősebességek a főténgelyek irányába haladó hullám sebességeit adják meg.

Az egyenletnek két fizikailag értelmezhető megoldása van: ezek szerint minden terjedési irányhoz két sebesség tartozik, és így ha izotrop közegből érkezik egy elektromágneses síkhullám, akkor az két részre fog esni, amelyek különböző irányokba terjednek tovább. Az egyik – a rendes – hullám a Snellius-Descartes-törvény szerint törik, a másik – a rendkívüli – pedig attól eltérően. Általános esetben van két irány, amelyre megegyezik a két megoldás egymással, ezeket optikai tengelyeknek hívjuk. Egytengelyű kristályokban ezen két irány megegyezik.

Ha egy ilyen egytengelyű kristályt az optikai tengelyére merőleges vágunk el, akkor a levegőből merőlegesen beeső hullám a kristályban irányváltoztatás nélkül halad tovább, de a rendes és a rendkívüli két különböző sebességgel terjed, így a kilépő felületen fáziskülönbség lesz köztük. A két hullám egymásra merőleges síkokban lineárisan poláros. Ha a kristály után polarizátort helyezünk el, amelynek a polarizációs iránya a két hullám polarizációs iránya között van, nyilván csak az ezzel párhuzamos komponensek jutnak át; ezek pedig már interferenciaképesek.

Tegyük fel, hogy a rendes és a rendkívüli sugár elektromos térerőssége a kristályba lépéskor

$$E_o = E_e = A \cos(2\pi\nu T).$$

Itt az o index a rendes, míg az e a rendkívüli sugárra vonatkozó mennyiség. Ekkor a kilépéskor

$$\begin{aligned} E_o &= A \cos(2\pi\nu T) \\ E_e &= A \cos(2\pi\nu T + \delta). \end{aligned}$$

Itt δ a két sugár közti fáziskülönbség. A kristály után elhelyezett polarizátor áteresztési iránya zárjon be 45° -ot a két sugár polarizációs irányával. A térerősségek a polarizátor után

$$E_{45^\circ,o} = \frac{A}{\sqrt{2}} \cos(2\pi\nu T)$$

$$E_{45^\circ,e} = \frac{A}{\sqrt{2}} \cos(2\pi\nu T + \delta).$$

Így az eredő térerősség

$$E = \frac{A}{\sqrt{2}} [\cos(2\pi\nu T) + \cos(2\pi\nu T + \delta)].$$

A kilépő intenzitás ebből

$$I = 2A^2, \quad \text{ha } \delta = 2\pi n$$

$$I = 0, \quad \text{ha } \delta = 2\pi(n+1),$$

ahol $n \in \mathbf{Z}$. A fáziskülönbséget írjuk az alábbi alakba:

$$\delta = \frac{2\pi c \Delta t}{\lambda}.$$

Itt Δt a két sugár közti időkülönbség, és felhasználtuk, hogy $v = \frac{c}{\lambda}$. Ha a kristály hossza,

azaz a sugarak által megtett út L , akkor

$$\Delta t = \frac{L}{v_o} - \frac{L}{v_e}.$$

Bevezetve a $J = \frac{c}{v_o} - \frac{c}{v_e}$ mennyiséget a

$$\Delta t = \frac{LJ}{c} - t$$

kapjuk (J , mint látható a kétféle törésmutató különbsége), s így

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} LJ.$$

Mivel a fáziskülönbség függ a hullámhossztól, ezért az intenzitás is. Jelöljük

λ_{\max} -szal azt a hullámhosszt, ahol I maximális. Ekkor

$$\delta = 2\pi \frac{LJ}{\lambda_{\max}} = 2\pi n$$

$$\lambda_{\max} = \frac{LJ}{n} \quad n \in \mathbf{Z}. \quad (2.1)$$

Válasszunk ki ezen hullámhosszak közül egyet, legyen ez λ_c ; ehhez tartozik az n_c egész szám. Két egymás melletti maximum távolsága $\Delta\lambda$, ami

$$\Delta\lambda = LJ\left(\frac{1}{n_c - 1} - \frac{1}{n_c}\right). \quad (2.2)$$

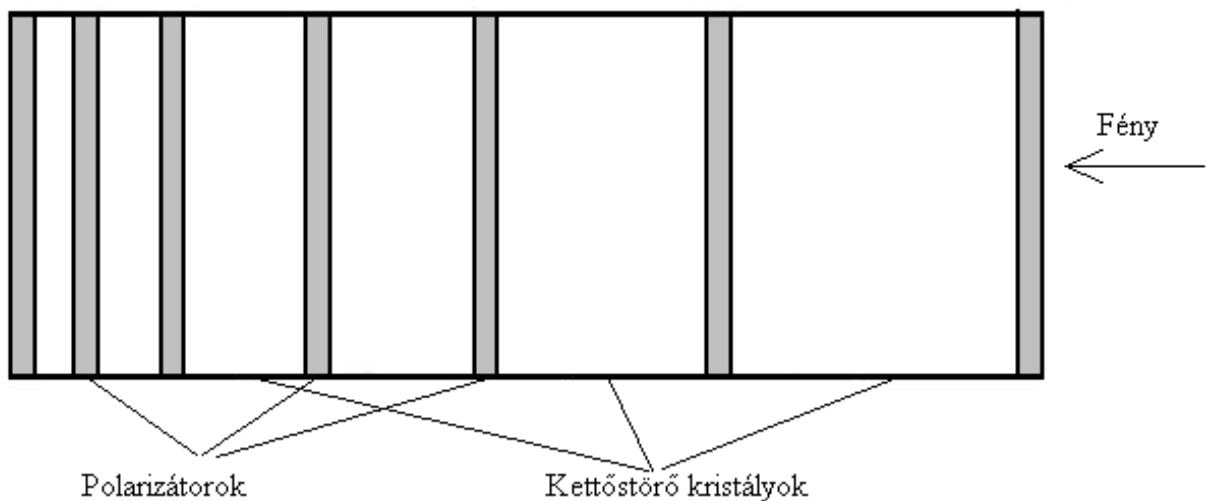
A rendszert meghatározó paraméter az L lesz, hiszen J anyagi jellemző, n_c pedig tulajdonképpen L -től függ. (2.2) felhasználásával azonos átalakítások után (2.3)-ból az alábbi kifejezést kapjuk:

$$L = \frac{\lambda_c}{J} \left(\frac{\lambda_c}{\Delta\lambda} - 1 \right).$$

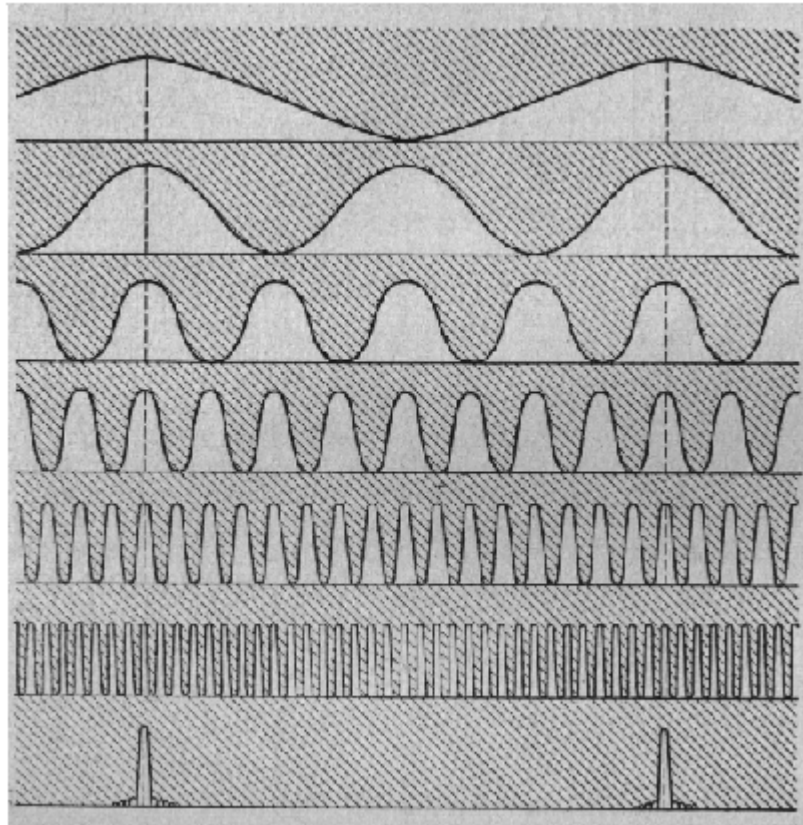
A gyakorlatban előforduló esetekben $\lambda_c \gg \Delta\lambda$, ezért

$$L \cong \frac{\lambda_c^2}{J\Delta\lambda}. \quad (2.3)$$

Ha csak egy ilyen kettőtörő kristály–polarizátor egységet használunk, akkor egymáshoz nagyon közeli maximumokat kapunk. Helyezzünk a fény útjába egy következő ilyen egységet, amelynek optikai tengelye 45° -ot zár be az előzőével, de a maximumok távolsága $2\Delta\lambda$. A (2.3) képlet szerint ez akkor lehetséges, ha ezen kristály vastagsága fele akkora, mint az előzőé. Két ilyen egység esetén az intenzitásmaximumok távolsága $2\Delta\lambda$, viszont szélességük $\Delta\lambda$. További egységekkel, amelyek vastagsága rendre $\frac{1}{4}, \frac{1}{8}, \frac{1}{16}$, stb. az elsőnek, és optikai tengelyük 45° -ot zár be az előzőével, akkor 4-, 8-, 16-szor lesznek távolabb a maximumok. A λ_c -n kívüli felesleges maximumok ezek után már közönséges üvegszűrőkkel kiszűrhetők. Tulajdonképpen ez az ötlet származik Lyot-tól.



2.2.1 ábra A Lyot-szűrő vázlata



2.2.2. ábra Áteresztési függvények: a legfelső függvény a legvékonyabb kristályhoz tartozik, a második a kétszer vastagabbhoz, stb. A legalsó függvény a teljes rendszer áteresztését mutatja.

A levezetés elején feltettük, hogy a rendes és a rendkívüli sugár intenzitása megegyezik. Ezt egyszerűen a rendszer elé helyezett újabb polarizátorral érhetjük el, melynek az áteresztési iránya 45° -ot zár be az első kristály optikai tengelyével. A rendszer igen érzékeny a hőmérsékletre a törésmutató (és így J) hőmérsékletfüggése miatt, ezért a Lyot-szűrő állandó hőmérsékleten tartásáról termosztát gondoskodik ($0,1-0,01^\circ\text{C}$ pontossággal). Ezen függést fel lehet használni a szűrő finomhangolására is.

2.3. Az észlelési eljárás

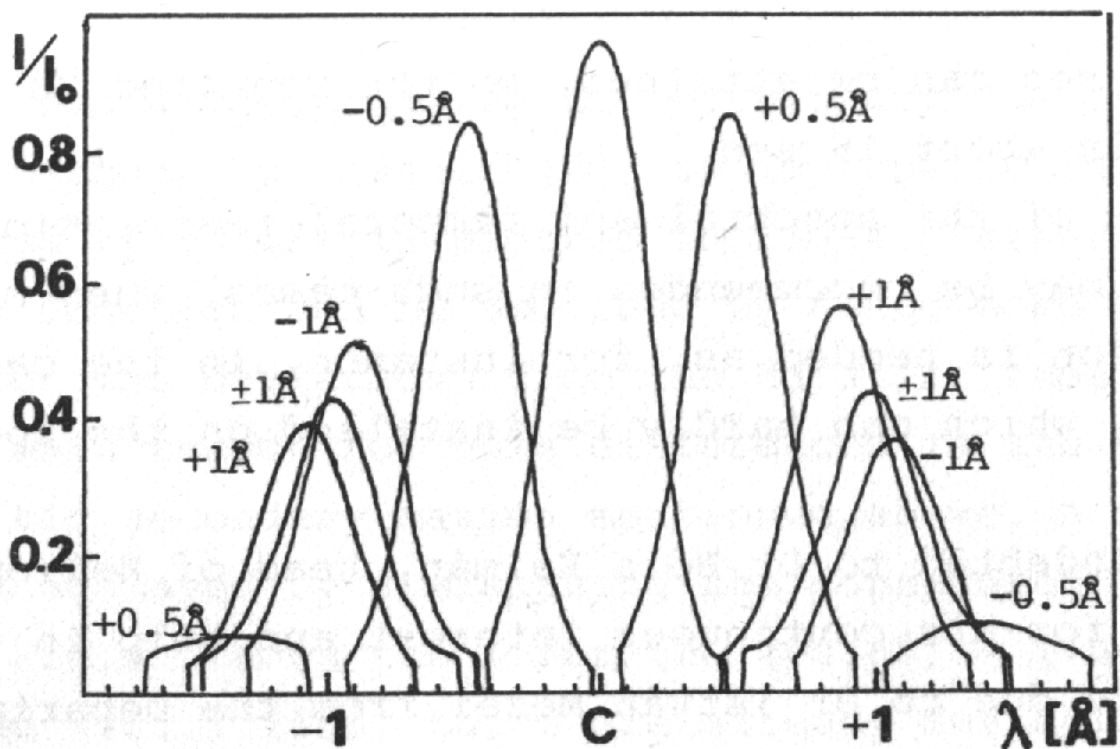
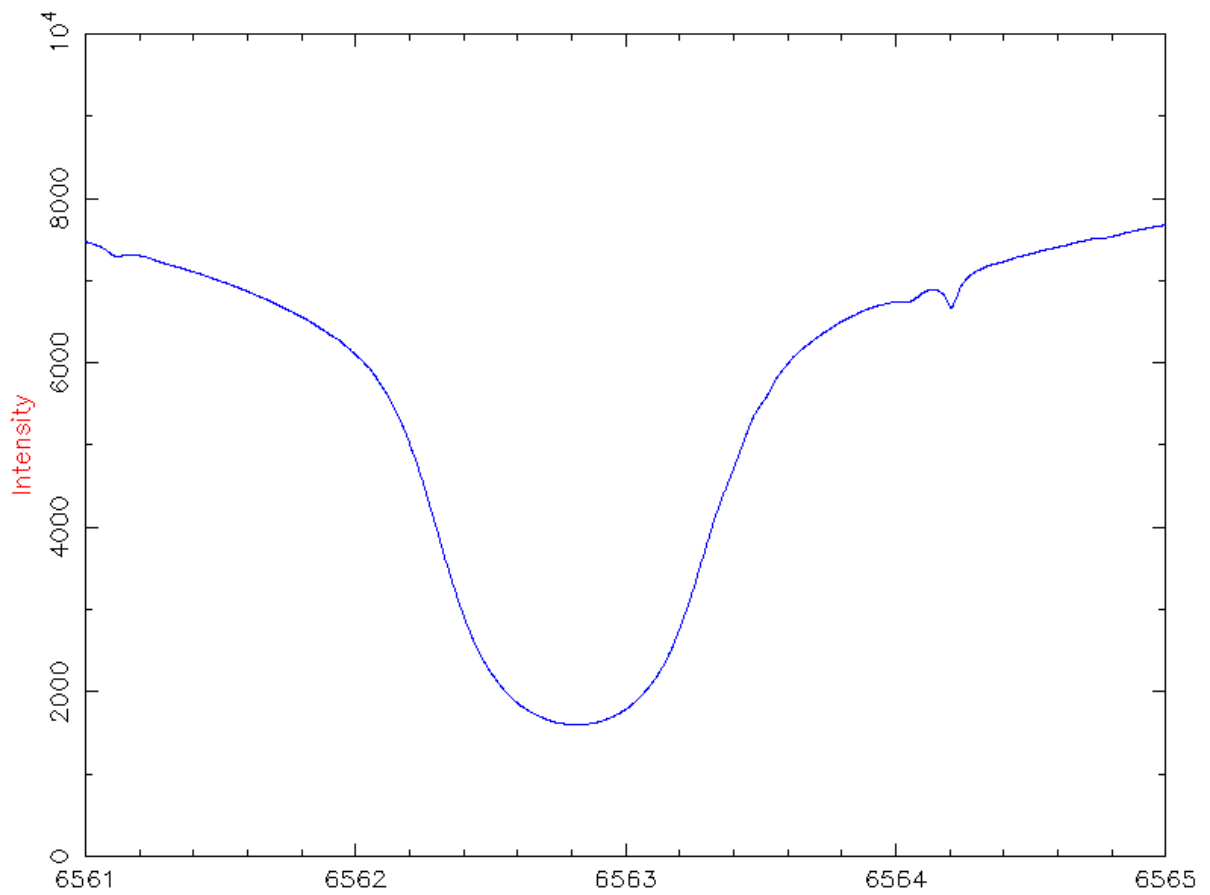
Az észlelésre szánt aktív vidék kiválasztása általában aszerint történik, hogy a napkorongon látható vidékek melyike a legösszetettebb vagy a leggyorsabban fejlődő. Ez még nagy rutin esetén sem biztosíték arra, hogy az adott vidék valóban produkál flert, esetenként nyugodtnak látszó vidékekben történik váratlan esemény, erre sok nemzetközi észlelési kampányban is van példa. Mivel az észlelési folyamat nem automatizált, az észlelőnek az a feladata, hogy vizuálisan folyamatosan kövesse az eseményeket és ha bármilyen gyors (kb. fél percen belül érzékelhető) változást észlel, akkor az eszközök által lehetővé tett gyakorisággal felvételeket gyűjtsön a követett aktív vidékről.

Az észlelés fotografikusan történik egy Olympus típusú kamerával, amely állítható módon a Lyot-szűrő végére van erősítve. Az expozíciós időt fénymérő segítségével a gép automatikusan állítja be (természetesen lehet manuálisan is) az aktuális fényerősségnek megfelelően. Ennek az a hátránya, hogy így nem ismerjük pontosan az expozíciós időnek az értékét, és így egy sorozatfelvétel esetén a különböző filmkockákon ugyanazon feketedéshez különböző intenzitásértékek tartoznak. Ez pedig azt jelenti, hogy a felvételeket nem lehet intenzitásra kalibrálni. Az észlelni kívánt flerjelenség – ami fényváltozással jár – viszont igen erőteljes fényességváltozást okoz a kromoszféra képen. Ehhez manuálisan túlságosan is időigényes feladat megtalálni a megfelelő érték beállítását, ami az észlelés időfelbontását nagymértékben rontaná, a pontatlan beállítás pedig kiértékelhetetlen képeket eredményez. Tehát az automatika használatának előnye, hogy gyorsabban tudunk megfelelő intenzitásviszonyokkal rendelkező képeket kapni.

A felvétel időpontjának rögzítése a következőképpen történik. Az elsütőszerkezetre egy óra van rákötve, ennek két kijelzője van: az egyik folyamatosan mutatja az időt (UT-ben), a másik az exponáláskori időpontot mutatja, amit így le lehet jegyezni. Az óra a mainflingeri (Németország) atomóra jeleit veszi. A kép rögzítésére KODAK flare-patrol filmet használunk, melyet a KODAK kifejezetten erre az észlelési típusra hozott létre úgy, hogy a vörös tartományban érzékenyített emulziót fejlesztettek ki.

A filmeket előhívás után digitalizálnunk kell a későbbi számítógépes feldolgozás végett. A Debrecenben használt kamerában egy 768x576 pixelt tartalmazó CCD mátrix található. A kamera 8 bites, azaz 256 különböző feszültség szintet tud az egyes pixeleken megkülönböztetni. A számítógép által fogadott digitális jelet a használt szoftver bittérképpé alakítja. Tehát végül egy .bmp kiterjesztésű fájlt kapunk, amelyben minden képponthez egy 0 és 255 közötti szám tartozik (0 a fekete, 255 a fehér szín kódja).

Az észlelés spektrális körülményeit a túloldali ábrák szemléltetik. A felső ábrán a H-alfa vonal profilja látható a napspektrum jungfrau-joch-i atlasza alapján (Delbouille et al., 1977), az alsó ábra a debreceni H-alfa monokromátor áteresztési profiljait mutatja, melyek a koronográfhoz csatlakozó spektrográf segítségével mérték ki (Baranyi & Ludmány, 1983). Ez a szűrő a berlini Halle-cég gyártmánya, elterjedt, kedvelt konstrukció. A szűrő áteresztési függvényének félértékszélessége a centrumban $0,5 \text{ \AA}$, az áteresztési sáv folyamatosan elhangolható a $\pm 1 \text{ \AA}$ tartományban. Az ábrán jól látható, hogy ez az elhangolás mit jelent a gyakorlatban. A szűrőnek az előző fejezetben tárgyalt szerkezete alapján az áteresztési sávok burkológörbéjében felismerhető az a Gauss-profil, mely az utolsó előtti legkeskenyebb egységhez tartozik. Az ábrán be vannak jelölve az egyes profilok hangolási adatai. Jól kivehető, hogy a centrum kivételével minden hangolási helyzethez két sáv tartozik, pl a $+0,5 \text{ \AA}$ beállításnál van egy fősáv az adott értéknél és egy mellésáv kb $-0,5 \text{ \AA}$ -nél, a vörös irányban továbbhaladva a fősáv maximuma tovább csökken, de a mellésáv ugyanebben az irányban követi és a burkológörbe által meghatározott módon nő, és így tovább. Ilyenformán minél távolabb hangoljuk a szűrőt a vonalcentrumtól, spektrálisan annál kevésbé tiszta információt kapunk. A felvételek kb $\pm 0,5 \text{ \AA}$ -ig alkalmasak a sebesség irányának meghatározásra, azon túl azonban már olyan erősen reprezentált mindkét vonalszárny, hogy inkább csak a vonal hőmérsékleti kiszélesedésére lehet következtetni. Ez a sajátság talán hátrányos, ha a vonalprofilnak minden pontban megállapítani, viszont az adott program észleléstechnikájánál még előnyös is, hiszen a burkológörbe a vonalprofilnak közelítőleg inverze, ezért a line-shifter különböző értékeinél a kép közel azonos intenzitású, ami mind a vizuális észlelés, mind a fotografikus expozíciók szempontjából fontos kényelmi szempont.



2.3.1. ábra Felső kép: a szoláris H-alfa vonal profilja (Delbouille et al., 1977); alsó kép: a Halle-szűrő átteresztési profiljai különböző hangolási értékeknél (Baranyi & Ludmány, 1983)

A fenti H-alfa görbe a nyugodt kromoszféra struktúrájára kiátlagolt vonalprofil. Ha egy kromoszférikus fáklyát tekintünk, annak vonala csak a belső $\pm 0,5 \text{ \AA}$ tartományban különbözik a fenti görbétől, a centrumban kb. 10-20%-os növekedést mutat, de ha a szűrőt $\pm 0,5 \text{ \AA}$ -ön túlra hangoljuk, a fáklyák eltűnnek. Az észlelő tehát állandóan ellenőrzi, hogy melyik sávban milyenek mutatkozik a vidék, és ha a centrumtól távol megjelennek fényes alakzatok, az bizonyosan flert jelent.

2.4. A kiértékelési eljárás

A digitalizált képek feldolgozásához használt szoftver: A feldolgozáshoz az IDL-t (Interactive Data Language) használtam. Az IDL egy teljes programozási környezetet biztosít interaktív adatfeldolgozáshoz, adatmegjelenítéshez. Magába foglal egy igen hatékony, tömborientált programozási nyelvet számos beépített matematikai eszközzel és megjelenítési módszerrel. Ez a programozási nyelv igen magas szintű, azaz gyorsabban lehet bonyolultabb programozási feladatokat megoldani, mint a hagyományos programozási nyelveken (C, FORTRAN), azaz a programozási időt csökkenteni. Természetesen ez magával hozza azt is, hogy a programok futási ideje megnő, de megfelelő teljesítményű processzorral ez kompenzálható. Az IDL egy teljes értékű, strukturált programozási nyelv, amelyet lehet interaktívan is használni, de természetesen lehet bonyolult függvényeket, eljárásokat illetve alkalmazásokat írni benne. Az adatok megjelenítéséhez gyors, bonyolult igényeket kielégítő rutinokat kínál; pl. két illetve háromdimenziós adatok ábrázolására, képek megjelenítésére, sőt animációkra is, ezzel segítve a számítások vizuális ellenőrzését. Nagyon sok numerikus és statisztikai rutint tartalmaz, biztosítva ezzel az adatfeldolgozáshoz szükséges háttérrel. Az IDL rugalmas I/O tulajdonságokkal rendelkezik, képes formázott és formázatlan adatok beolvasására, támogat számos általánosan elterjedt képformátumot (BMP, GIF, JPEG) és tudományos adatformátumokat¹ (CDF, HDF). Gyorsan létrehozhatók benne grafikus felhasználói felületek is. A megírt programok (majdnem) platformfüggetlenek, hiszen az elterjedtebb operációs rendszerekre létezik IDL, úgymint Unix, VMS, Microsoft Windows, és Macintosh rendszerekre. C illetve FORTRAN nyelven megírt rutinok dinamikusan beilleszthetők az IDL-be, sőt az előbbi nyelveken írt programokból is lehet IDL rutinokat meghívni.

Zajszűrés: A képhibák egyik csoportját alkotják a zajok. A kép rögzítése, digitalizálása, stb. során a képre különféle véletlenszerű zavaró hatások rakódnak, amelyek a képpontok világosságkódját megváltoztatják. Ezeket a kép érdemi feldolgozása előtt el kell távolítani, de legalábbis csökkenteni kell hatásukat. Az általam alkalmazott simítás elve a következő: minden egyes képpont világosságkódját összehasonlítjuk a 3·3-as környezetében lévő képpontok kódjának átlagértékével (\bar{q}), majd az alábbi korrekciót alkalmazzuk:

$$q_k(k,l) = \begin{cases} \bar{q}, & \text{ha } |q_b(k,l) - \bar{q}| > 0 \\ q_b(k,l), & \text{egyébként} \end{cases}$$

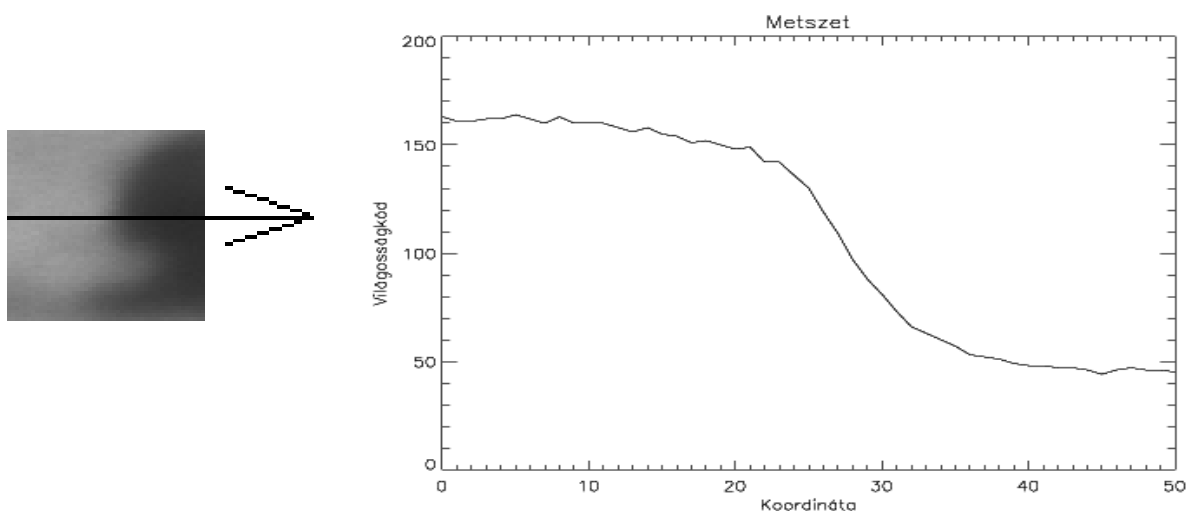
¹ A csillagászatban népszerű FITS formátumot az ASTRO kiegészítő csomag tartalmazza

q -val mindig a világosságkódot jelölöm, k és l a képpont koordinátája, a b index a bemenő képre, a k index a kimenő képre vonatkozik. A \bar{q} az alábbi konvolúciós mátrixszal számítható ki:

$$K = \frac{1}{8} \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & 1 \\ 1 & 1 & 1 \end{pmatrix}$$

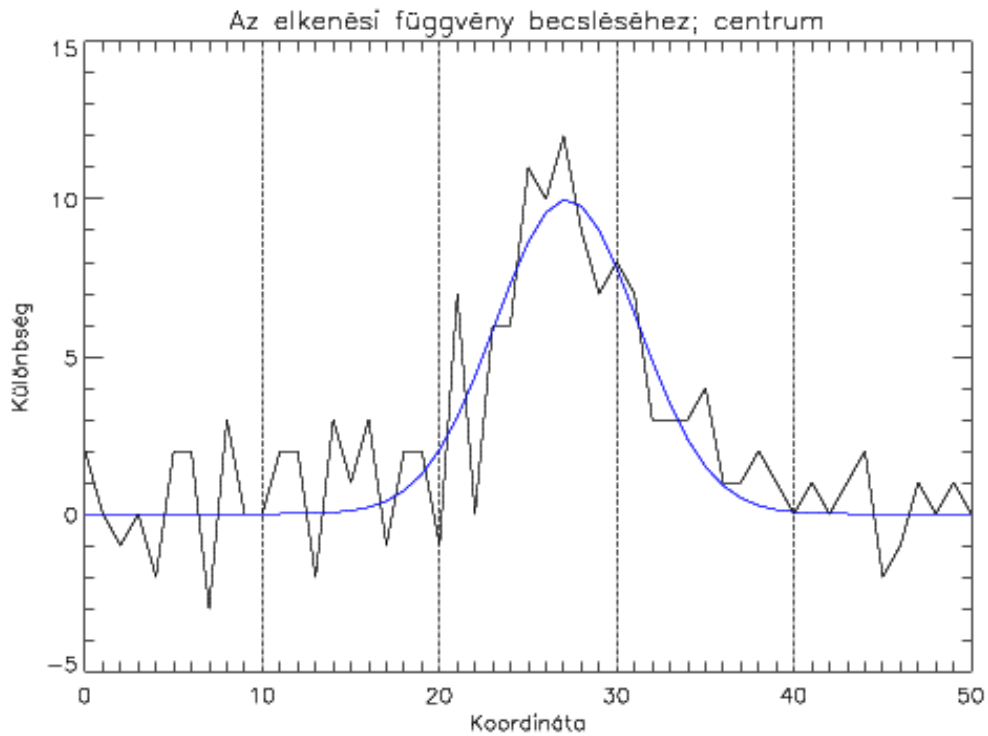
Ez tulajdonképpen egy aluláteresztő szűrő. Az ilyen szűrők elemei mindig pozitívak és összegük 1.

Képesítés: Bármilyen leképező rendszert, detektort, műszert használunk, a keletkezett képen (jelben) lesz egy másik fajta képhiba is, amit torzításnak nevezünk. A torzítás általában csökkenti a kontrasztot, azaz a legvilágosabb és legsötétebb képpontok közötti különbség kisebb lesz. A torzítás másik hatása az elmosódás. Ez pedig azt jelenti, hogy a kép életlen lesz, a képen látható alakzatok közötti átmeneti tartományok kiszélesednek. A hiba javítására tekintsük a következőket. Egy adott objektumot, amit valamilyen módon leképezünk, majd rögzítünk, pontforrások halmazaként értelmezhetünk. Az észlelőrendszer különböző tagjai első közelítésben Gauss-függvény szerint kenik el egy-egy ilyen pontforrás képét. Az egyes tagok elkenési függvényeinek „eredője” a tagok elkenési függvényeinek konvolúciója lesz, azaz esetünkben szintén Gauss-függvény. Ezen függvényt természetesen a legjobban a rendszer tesztelésével lehet megkapni. Mivel az általam használt észlelőberendezés pillanatnyilag nem rendelkezik ilyennel, egy alternatív lehetőség is kínálkozik, méghozzá az, hogy magáról a képről becsüljük meg az elkenési függvény paramétereit. Először keresünk a képen egy olyan metszetet, ahol szemmel láthatóan nagy a kontraszt.



2.4.1 ábra Az elkenési függvény becsléséhez: kontrasztos képrészlet

Itt a grafikon a képrészletnek a nyíl mentén vett metszetét ábrázolja. Ezután a metszet minden egyes képpontjának világosság kódjából kivonjuk a mellette (a metszet irányában) lévő képpont világosság kódját. Ezután erre az adatsorra Gauss-függvényt kell illeszteni. Az illesztett függvény adataiból a félértékszélességre lesz szükség. Az alábbi ábrán az előbbi metszet segítségével készült grafikon látható, ahol ábrázoltam a különbségeket, majd az erre illesztett Gauss-függvényt.



2.4.2. ábra Elkenési függvény becsléséhez: Gauss-függvény illesztése

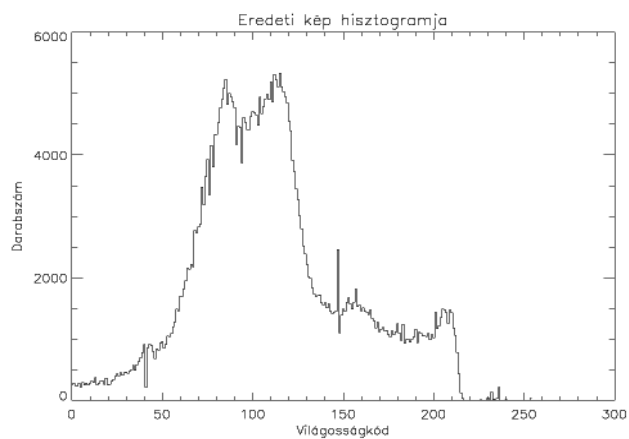
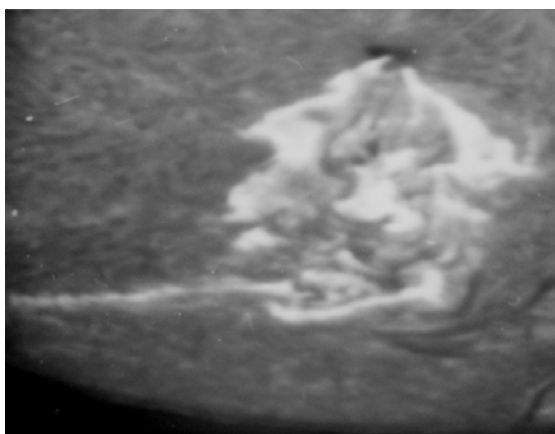
Ennek szigmája 4,022, a továbbiakban ennek kerekített értékére lesz szükség². Az elkenési függvényt reprezentáló kernelt ezek után úgy kell felvenni, hogy szigmája az előbbi érték legyen, nagysága 4-5-szöröse legyen (tehát esetünkben mondjuk 20x20-as), és legyen normált, azaz a kernel elemeinek összege legyen 1. A kép élesítéséhez ezek után a Richardson-Lucy-féle eljárást használtam. Ennek képlete:

$$T_{ij} = T \cdot \left(psf \otimes \frac{T}{T \otimes psf} \right),$$

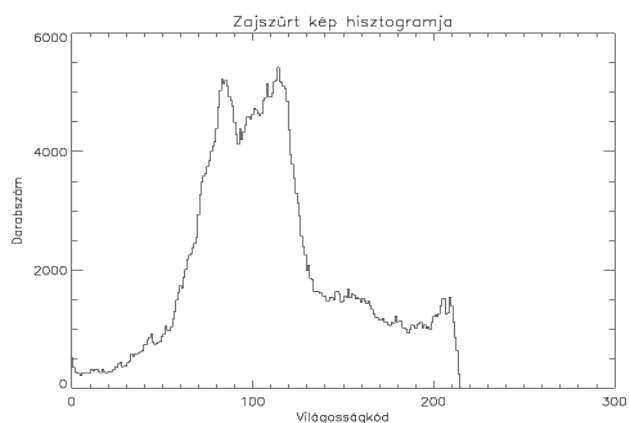
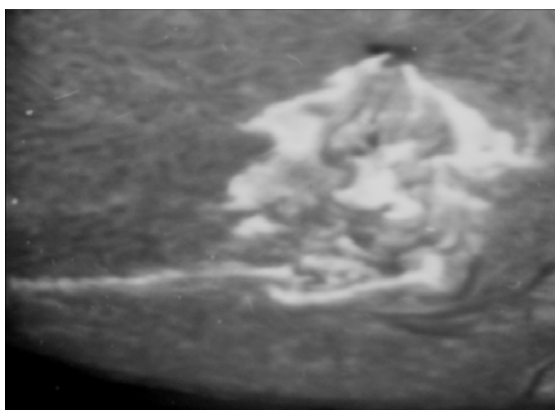
ahol T a képet, psf pedig az elkenési függvényt reprezentáló mátrix (Berry & Burnell, 2000). Az eljárást a képtől függően 4-10-szer (esetleg még többször) kell megismételni. Az itt feldolgozott képeknél az 5-szöri ismétlés volt célszerű, és ez adta a legjobb eredményt.

² A függvény pontos alakja: $9,992 \cdot e^{-\frac{(x-27,174)^2}{2 \cdot 4,022^2}}$

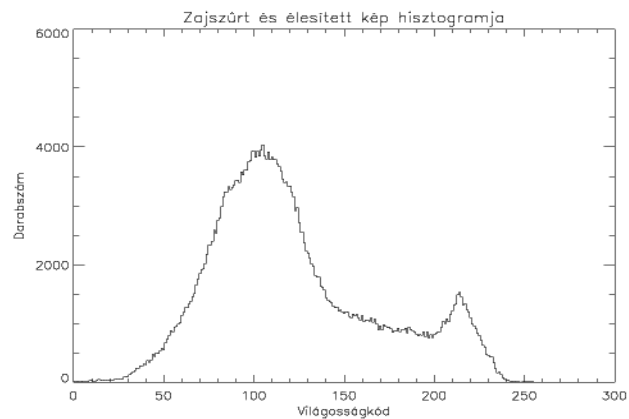
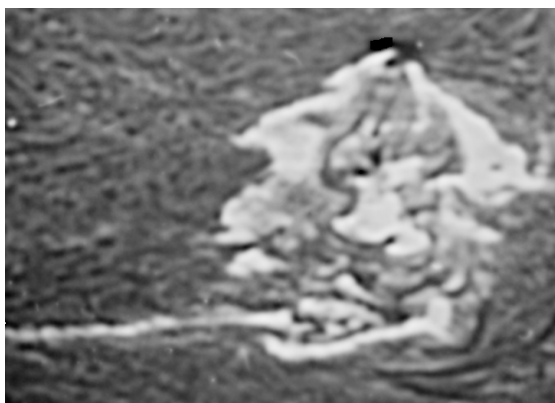
A következő három kép a 8:52:58 UT-kor a centrumban készült képet, a zajszűrt képet, illetve képélesítésen (a zajszűrés után) átment képet ábrázolja. Mindegyik mellett az adott kép histogramja látható.



2.4.3 ábra Eredeti kép és histogramja

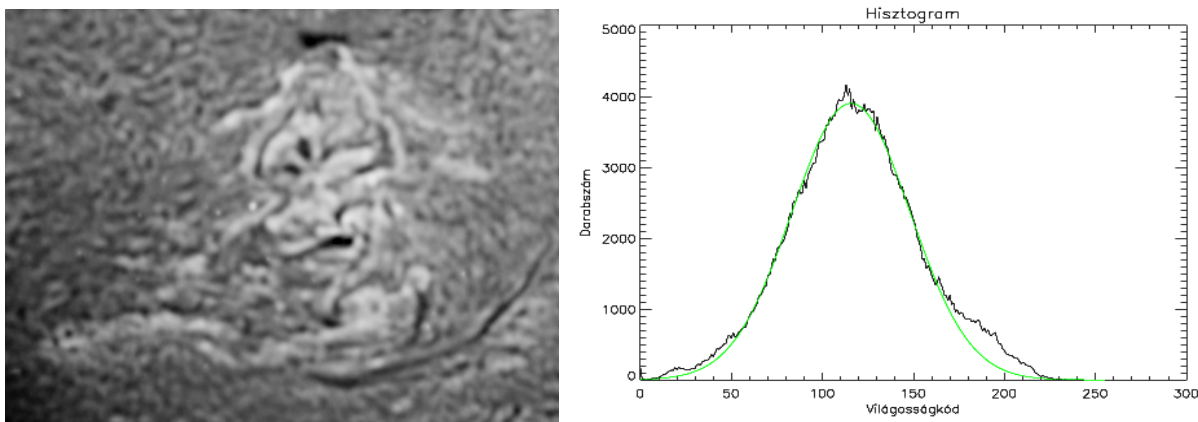


2.4.4. ábra Zajszűrt kép és histogramja



2.4.5. ábra Zajszűrt ill. élesített kép és histogramja

Feltételezésem szerint mind az átlagos kromoszférikus háttér, mind pedig a flerkitörés világosságkódjai normális eloszlást követnek. Először tekintsünk egy olyan képet és hisztogramját, ahol még nincs kitörés (7:46:53 UT, centrum):

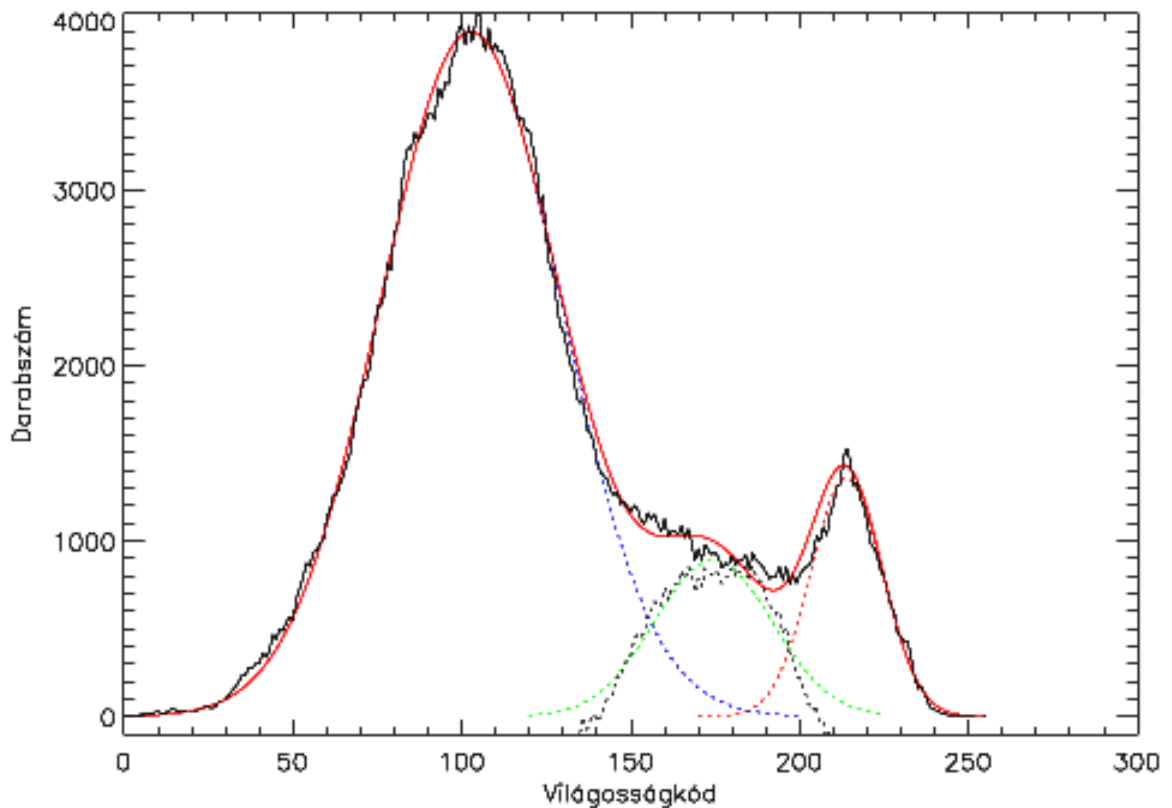


2.4.6 ábra Kitörés előtti (feldolgozott) H-alfa centrumkép és hisztogramja

A hisztogramra – a feltételezés okán – Gauss-függvényt illesztettem³. Látszik, hogy a görbe jól illeszkedik az adatokra. Az, hogy az adatok a függvény jobb szárnyánál jelentősen nagyobbak az illesztésnél, az a fáklyapontokkal magyarázható.

Ezek után tekintsük az előző oldalon már bemutatott képet. Ez már a flert mutatja; és ha megnézzük a hisztogramot, szépen látszik a nagyobb világosságkódú („fehérebb”) képpontok számának jelentős megnövekedése. A hisztogram adataival a következőket végeztem el. Először a háttérhez és a flerhez tartozó pontokra egy-egy Gauss-görbét illesztettem. Az adatokból kivontam az illesztett görbe megfelelő értékeit, majd az így kapott adatokra, amik a fáklyapontokat reprezentálják, szintén egy Gauss-görbét illesztettem. A három görbét összeadtam, aminek a fentiek szerint a hisztogramot kell visszaadnia. Az alábbi ábrán látható az eredmény.

³ A görbe alakja: $3902,7 \cdot e^{-\frac{(x-115,7)^2}{2 \cdot 32,46^2}}$



2.4.7. ábra A fekete vonal a hisztogram; a kék szaggatott vonal a háttérre, a piros a flerre, a zöld pedig a fáklyapontokra illesztett görbe; a fekete szaggatott vonal a hisztogram és a háttér illetve a flerre illesztett görbe különbsége (erre illesztettem a zöld görbét); a folytonos piros görbe pedig a három illesztés összege.

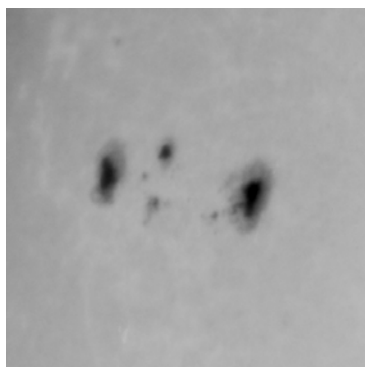
Az eredmény azt mutatja, hogy a fenti feltételezéssel élve jó közelítést kapunk a világosság kódok eloszlására.

A fent leírt eljárás végső célja a fler területének meghatározása volt. Ezt az alábbi módon számoltam ki. Minden egyes kép hisztogramjára elvégeztem a fentihez hasonlóan a flerhez tartozó világosság kódokra az illesztést. Ezután a kapott görbét integráltam, és ezt tekintettem a fler területének. Az integrálást a Romberg-eljárással végeztem el.

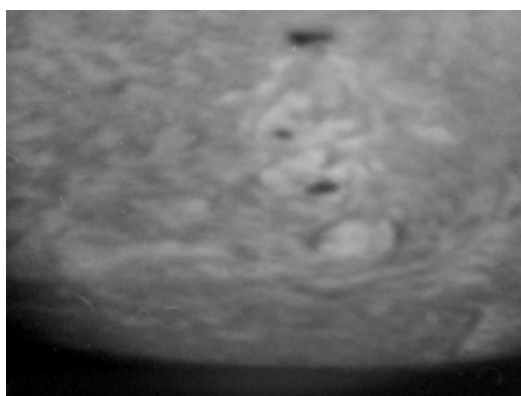
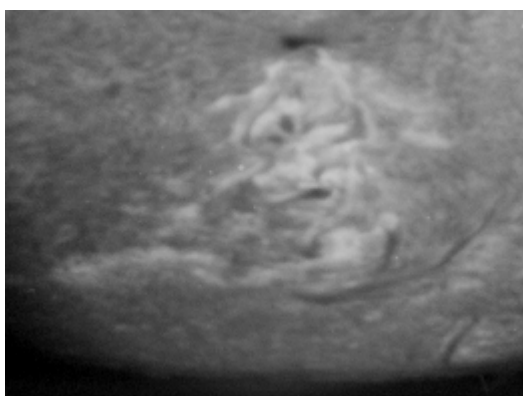
3. Az 1999 július 19-i esemény

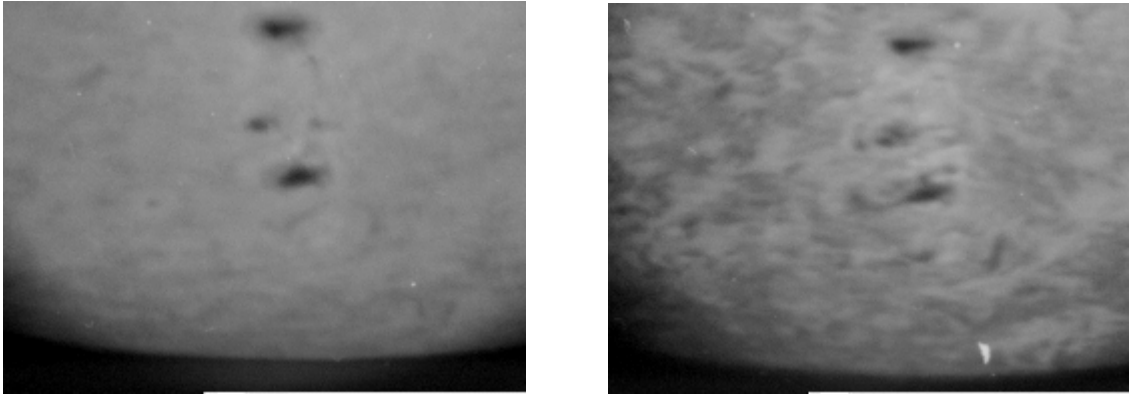
3.1. Az aktív vidék leírása

Az aktív vidék NOAA (National Oceanic and Atmospheric Administration) azonosítója: NOAA 8636, szoláris koordinátái N20E61. Mindenek előtt tekintsük a debreceni fehér fényű felvételt az esemény napján.



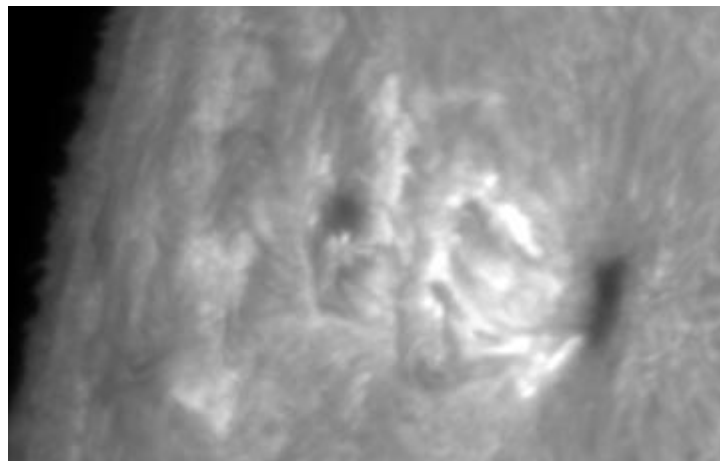
Nézzük meg a vidék H-alfa megjelenését a fler előtt. Az alábbi képek a debreceni koronográffal készültek. A képeken láthatók a fehér fényben is látszó napfoltok. (A helykihasználás miatt a debreceni H-alfa képeket $+90^\circ$ -kal elforgattam.)





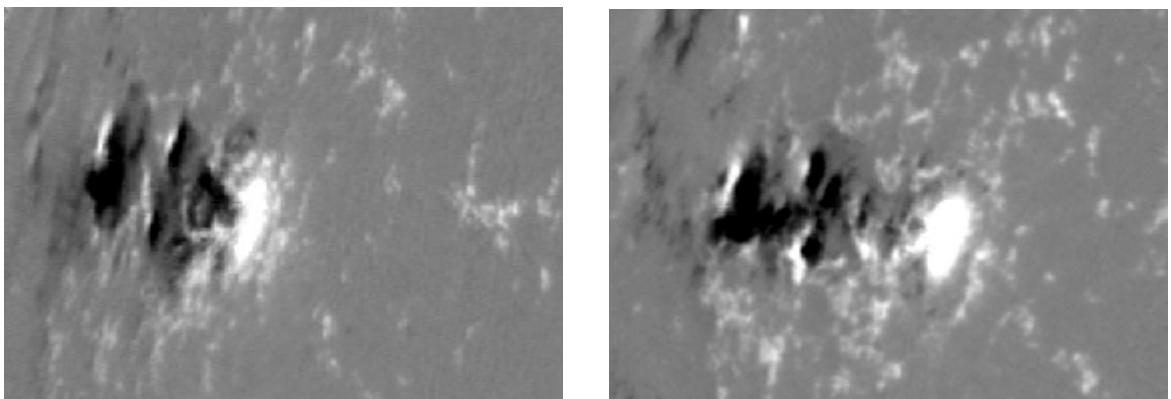
3.1.2 ábra Sorrendben: centrum, $+0,5 \text{ \AA}$, $\pm 1 \text{ \AA}$, $-0,5 \text{ \AA}$

Figyeljük meg, hogy a fentebb említetteknek megfelelően a vonalcentrumban a fáklyák fényes alakzatok, $+0,5$ ill. $-0,5 \text{ \AA}$ -ben már kevésbé látszanak, de kivehetők, $\pm 1 \text{ \AA}$ -ben pedig egyáltalán nem látszanak. Egy további kép egy kicsit korábbról, ami a BBSO (Big Bear Solar Observatory) nagyfelbontású H-alfa szűrőjével készült:



3.1.3. ábra A felvétel időponja 1999. július 18., 16:39:23 UT

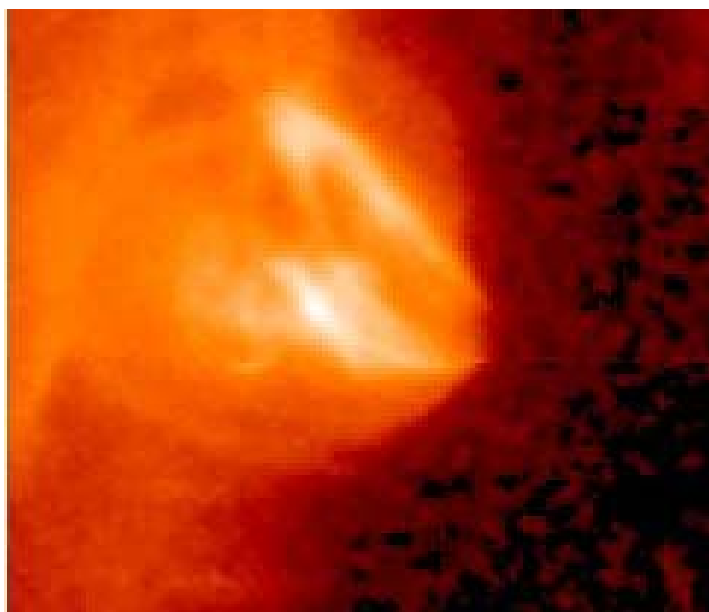
Fentebb szó esett arról, hogy bonyolultabb mágneses struktúra esetén nagyobb a fler bekövetkezésének valószínűsége. Vessünk egy pillantást a vizsgált akív vidék mágneses szerkezetére BBSO magnetogramok segítségével.



3.1.4. ábra A baloldali kép 1999. július 18., 16:32:03 UT-kor, azaz a kitörés előtt, a jobboldali kép pedig 1999. július 19., 17:10:34 UT-kor, azaz a kitörés után készült.

A két felvétel alapján megállapíthatjuk, hogy a mágenese tér szerkezete megváltozott. Az 1.2. alfejezetben említett sejtszerkezet ezeken a magnetogramokon is jól megfigyelhető.

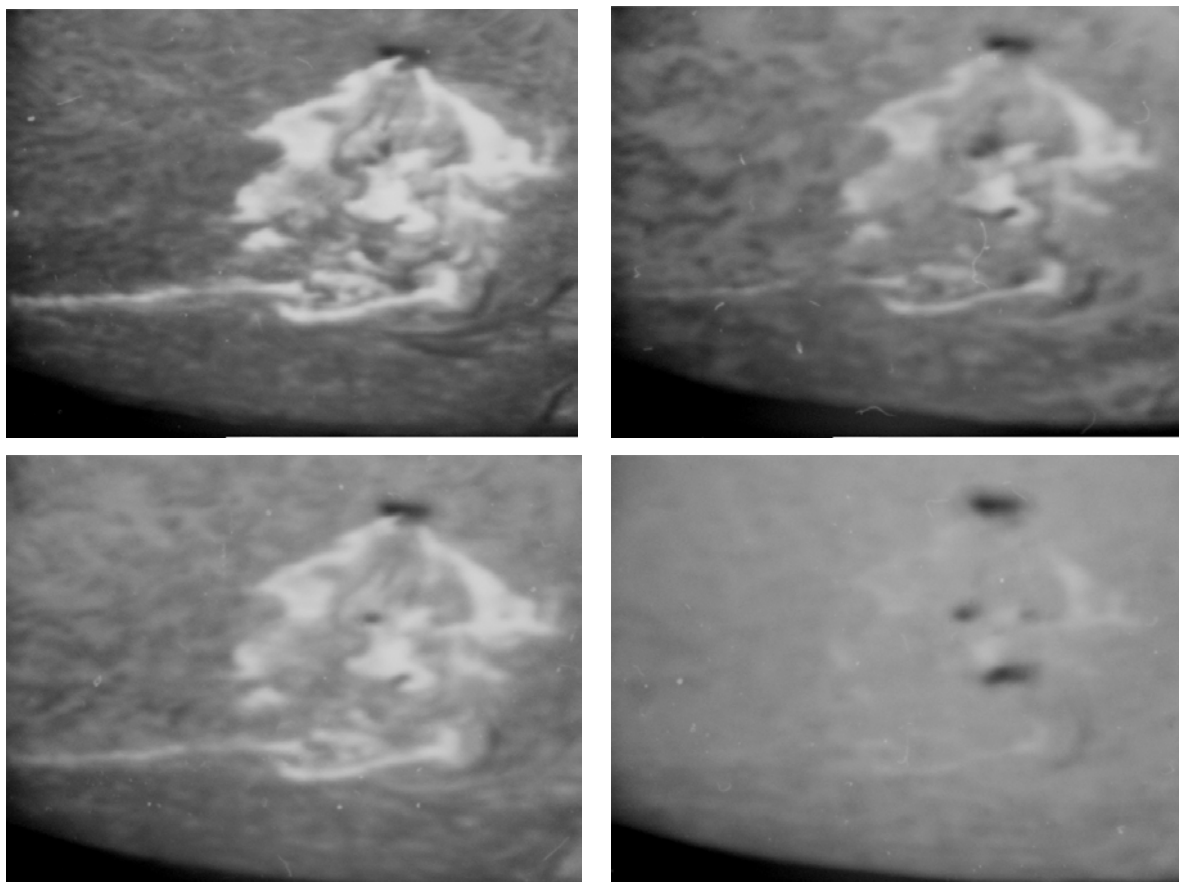
Ezek után nézzük meg, hogy hogyan nézett ki az aktív vidék a lágy röntgen tartományban a kitörés előtt néhány órával. Az alábbi kép a Yohkoh SXT (Soft X-ray Telescope) műszerével készült.



3.1.5. ábra A felvétel időpontja 1999. július 19., 05:51:59 UT.

3.2. Az esemény leírása

Az 1999. július 19-i esemény egy klasszikus impulzív fler volt. Klasszifikációs besorolása: 2N/M5.8, azaz területe körülbelül 800-900 milliomod napfelszín, intenzitása $5,8 \cdot 10^{-4} \text{ W/m}^2$. Morfológiáját tekintve tipikus kétszalagos fler, a két szalag az esemény továbbhaladtával egymástól eltávolodik, ahogy ez általában történni szokott. A két szalag között egy harmadik, nem teljesen összefüggő szalag is megfigyelhető (Kulinova et al, 2001). Nézzük meg ezeket a szalagokat a debreceni H-alfa képeken.

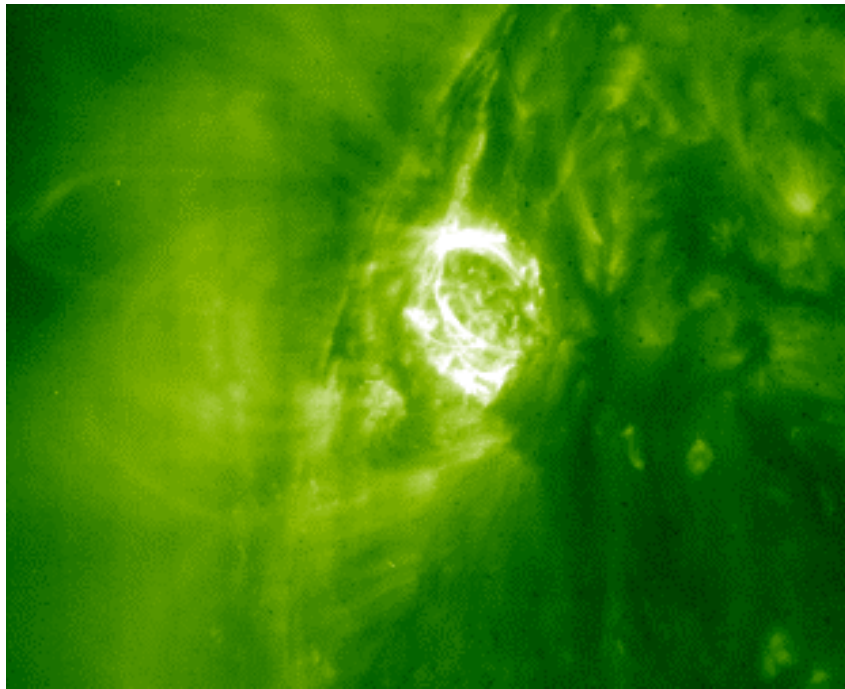


3.2.1. ábra Sorrendben: centrum, 08:52:58 UT; 0,5 Å, 8:53:17 UT; -0,5 Å, 8:54:36 UT; ±1 Å, 8:54:08 UT.

A felvételek jól mutatják az észlelési eljárásban mondottakat: a flerkitörés során a H-alfa vonal intenzitása olyan mértékben megnő, hogy a fényes fleralakzat $\pm 1 \text{ \AA}$ hullámhosszon is egyértelműen megfigyelhető.

Az alábbi kép a SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) EIT (Extrem ultraviolet Imaging Telescope) 195 Å-ös szűrőjével készült a fler zajlása közben. Az egész esemény videoformátumban elérhető az alábbi címen:

http://lasco-www.nrl.navy.mil/daily_mpg/1999_07/990719_195.mpg.



3.2.2. ábra A kép rögzítésének időpontja 1999. július 19., 09:48:38 UT.

A két szalag itt is megfigyelhető. A videofájlon az is látszik, ahogy a két szalag távolodik egymástól.

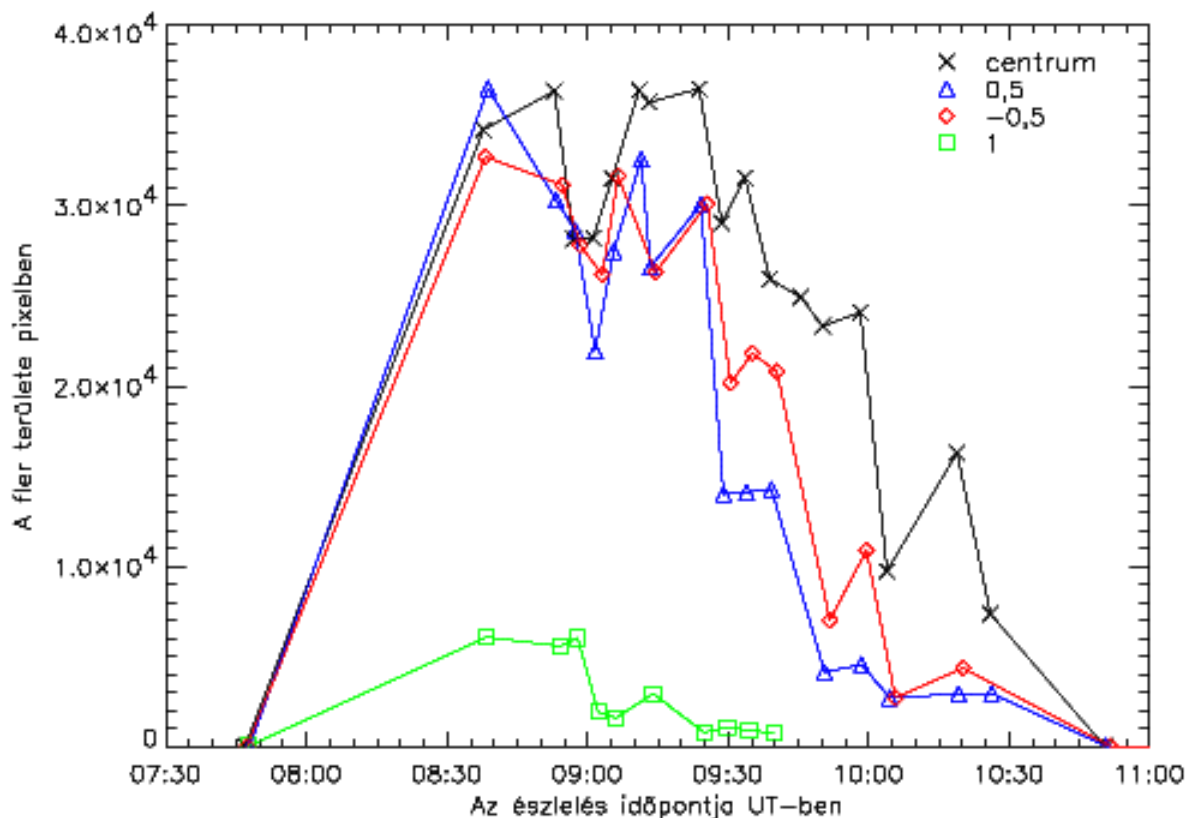
A flerrel kapcsolatosan CME is történt. Ez látszik a SOHO LASCO C3 (Large Angle and Spectrometric COronagraph) által készített felvételeken. Ehhez is kapcsolódik video fájl:

http://lasco-www.nrl.navy.mil/daily_mpg/1999_07/990719_c3.mpg.

Ennek a CME-nek azonban semmiféle földi hatása nem volt, mivel az aktív vidék elég közel volt a Nap pereméhez, így az anyagkidobódás nem a Föld felé irányult.

3.3. Pulzáló lefutás

A 2.4.-es fejezetben leírt eljárást elvégeztem az összes képre, azaz meghatároztam a fler területét (pixelben) különböző időpontokban és különböző hullámhosszokon. Ezután a kapott területadatokat ábrázoltam az idő függvényében.



3.3.1. ábra A fler területének időbeli lefutása négy különböző hullámhosszon

Az ábrából látszik, hogy a fler területének időbeli változása maximumokat és minimumokat mutat. Ezen szélsőértékek hasonló időben következnek be a H-alfa vonal centrumában, a $+0,5 \text{ \AA}$ ill. a $-0,5 \text{ \AA}$ hullámhosszon, sőt a $\pm 1 \text{ \AA}$ -ben is. A fluktuáció periódusa 20-30 perc körül van. A különböző hullámhosszokon készített felvételek egymástól függetlenül készültek, és a feldolgozási eljárásban csak az adott kép tulajdonságait használtam ki, szintén egymástól függetlenül. A pulzáló lefutás valamely hiba miatti bekövetkezésére az alábbi megfontolásokat tettem:

1. A 2. fejezetben bemutatott feldolgozási eljárást nem befolyásolja az, hogy az egyes képek intenzitásai nem összehasonlíthatók. Ugyanis az automatikus expozíciós idő beállítás azt eredményezi, hogy az értékes képpontok a feketedési görbe lineáris szakaszára esnek. Ez legfeljebb azt okozhatja, hogy a kép hisztogramja valamelyest eltolódik a világosabb illetve sötétebb világosságkódok felé. Az alkalmazott eljárás viszont ettől független.

2. A pulzálásnak elképzelhető oka lehet a Lyot-szűrő áteresztésének változása a termosztát hőmérsékletének ingadozása miatt. Ez azonban ésszerű megfontolások alapján nem okozhat az ábrán látható mérvű változást (Krafft, 1968).

4. Kváziperiodikus jelenségek lehetséges okai

4.1. Kváziperiodikus jelenségek flerekben

A fluktuáció magyarázatára két alternatív magyarázatot vettem el. Az egyik a homológ fler lehetősége. A homológ fler a következőt jelenti. A flermechanizmusban fő szerepet játszó rekonnexiót a naplégkör sebességtére kényszeríti ki. A rekonnexió bekövetkezése után ugyanezen sebességtér az adott aktív vidékben, ha az egyéb feltételek is hasonlóak, akkor további, nyilván egyre kisebb flerkitörések jelentkezhetnek. Az általam vizsgált esetben azonban egyértelműen csak egy flerkitörés történt, másrészt az észlelések szerint a homológ flerek időskálája (azaz az egymást követő flerek között eltelt idő) néhány órától néhány napig terjed. Ez a lehetőség tehát nem jöhet szóba. (Gesztelyi, 1984)

Egy másik lehetőség lenne az ún. fluktuáló rekonnexió vagy „tearing mode”. Ebben az esetben az történik, hogy az áramrétegből folyamatosan néhány másodpercenként ún. plazmoidok (mágneses buborékok) szabadulnak ki. Ezek létét rádió- (Kliem, 2000) illetve röntgenmegfigyelések (Shibata, 1999) igazolják. A H-alfa vonalban azonban a jelenség nem megfigyelhető, mivel a plazmoidok a felső koronában keletkeznek, és a Nap felszínétől eltávolodnak, azaz a kromoszférára nincs hatásuk. A másik probléma ezzel a lehetőséggel az, hogy a jellemző időskála túl kicsi.

Az ábra értelmezéséhez tekintsük a következőket. A \underline{k} hullámvektor irányába terjedő magnetoakusztikus hullámok sebessége: $u_1 = \sqrt{x_1^2 + y_1^2}$, ezt gyors magnetoakusztikus hullámnak nevezzük, sebessége mindig nagyobb mind az Alfvén, mind a hangsebességnél ($\vartheta = 0, \pi$ esetén a nagyobbal egyenlő); $u_2 = \sqrt{x_2^2 + y_2^2}$, ezt lassú magnetoakusztikus hullámnak nevezzük, sebessége mindig kisebb mind az Alfvén, mind a hangsebességnél ($\vartheta = 0, \pi$ esetén a kisebbel egyenlő).

4.3. A talált fluktuáció legvalószínűbb interpretációja

A pulzáló lefutás magyarázatául szolgálhat az előző részben leírt lassú magnetoakusztikus hullám. Ez az interpretáció Valery Nakariakovtól származik, aki a fent leírt észlelési eredményeimmel a normafai NATO Advanced Research Workshop (2002. szeptember 16-20.) alkalmával ismerkedett meg. Nakariakov részletesen foglalkozik a koronában létrejövő ill. létrejöhethető hullámokkal, köztük a fenti típussal is. Számításai alapján a következőket lehet megállapítani. Ha reális feltételeket tekintünk, ill. a korona különböző paramétereit (méret, sűrűség, mágneses mennyiségek) a valóságnak megfelelően választjuk meg, akkor létrejöhet lassú magnetoakusztikus hullám. Ami érdekes az az, hogy a mágneses hurok egyik talppontjától a másikig a mágneses erővonalak mentén a longitudinális sűrűség-ingadozások kb. 15-30 perc alatt érnek el, és ez modulálhatja a megfigyelt emissziót. Ez a számolt periódus igencsak közel áll az általam talált periódushoz. Természetesen ez még csak ígéret, nem bizonyíték, a probléma részletes vizsgálata meghaladja ezen munka kereteit.

Irodalomjegyzék

- BAI T.–STURROCK P.S. (1989): *Classification of Solar Flares*. In: Ann.Rev. Astron.Astrophys. Vol.27. pp. 421-467
- BARANYI T.–LUDMÁNY A. (1983): *Synthesis of H-alpha Profiles from Filter Transmission Functions*. In: Publ.Debrecen Heliophys.Obs. Vol.5. pp. 595-602
- BERRY R.–BURNELL J. (2000): *The Handbook of Astronomical Image Processing*. Willmann-Bell Inc, pp. 445-458
- CHOUDHOURI A. (1998): *The Physics of Fluids and Plasmas*. Cambridge University Press
- COWLING T.G. (1976): *Magnetohydrodynamics*. Adam Hilger Ltd.
- DELBOUILLE L.–ROLAND G.–NEVEN L. (1973): *Photometric Atlas of the Solar Spectrum*. Liège Obs. Royal de Belgique
- GESZTELYI L. (1984): *Consecutive Homologues Flares and their Relation to Sunspot Motions*. Adv. Space Res. Vol. 4., No. 7., pp. 19-22
- GNEVYSHEV M.N.–NIKOLSKY G.M.–SAZANOV A.A. (1967): *The Lyot-Coronagraph with 53 cm Objective*. In: Solar Phys. 2., pp. 223-226
- KITCHIN C.R. (1984): *Astrophysical Techniques*. Adam Hilger Ltd, pp. 359-364
- KLIEM B. (2000): *Solar Flare Radio Pulsations as a Signature of Dynamic Magnetic Reconnection*. Vol 360., pp. 715-728
- KOVÁCS Á. (1977): *The Development of the Sunspot Group Associated with the White Light Flare of July 1974*. In: Publ. Debrecen Obs. 3., pp. 207-231
- KRAFFT M. (1968): *Spectroscopic Investigation of a Birefringent Lyot-filter for H α* . In: Solar Phys. 5., p. 462
- KULINOVÁ A, KARLICKÝ M. (2001): *Loop Structures in the July 19, 1999 Solar Flare*. In: ESA's Publication Division SP-477
- LUDMÁNY A., MAJOR B., NAKARIAKOV V.M. (2002): *Quasi-Periodic Behaviour of a Flare Ribbon System*. In: Publ. of the Astr. Dep. of the Eötvös University Vol. 12., in press

MAJOR B.–LUDMÁNY A. (2002): *Pulsational Course of the Flare 19 July 1999*. In: ESA's Publication Division SP-505

NAGY K. (1977): *Elektrodinamika*. Nemzeti Tankönyvkiadó, 202-208

PRIEST E.R. (2000): *Solar Magnetohydrodynamics*. Kluwer Academic Publishers

SHIBATA K. (1999): *Evidence of Magnetic Reconnection in Solar Flares and a Unified Model of Flares*. In: *Astrophysics and Space Science* Vol. 264., pp. 129-144

TANDBERG-HANSEN E.–EMSLIE G. (1988): *The Physics of Solar Flares*. Cambridge University Press