



**DIPARTIMENTO DI ASTRONOMIA
E SCIENZA DELLO SPAZIO
UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI FIRENZE**

**Dottorato di Ricerca in Astronomia
VIII ciclo: 1992 – 1995**

**EMISSIONE RADIO
DA SISTEMI BINARI
IN FASE ATTIVA E QUIESCENTE**

Elena Franciosini

Supervisore: Prof.ssa Franca Chiuderi Drago

INTRODUZIONE	1
CAPITOLO 1: PROPRIETÀ DEI SISTEMI BINARI DI TIPO RS CV_n E ALGOL	
§ 1.1 Caratteristiche generali dei sistemi RS CV _n	6
§ 1.2 Emissione radio dei sistemi RS CV _n	10
§ 1.3 Caratteristiche dei sistemi di tipo Algol	19
CAPITOLO 2: EVOLUZIONE TEMPORALE DELL'EMISSIONE RADIO	
§ 2.1 Introduzione	21
§ 2.2 Evoluzione temporale della distribuzione di energia e dello spettro: equazioni generali	22
§ 2.3 Evoluzione in una sorgente omogenea	26
§ 2.4 Evoluzione in un loop dipolare	32
§ 2.5 Confronto con le osservazioni	36
§ 2.6 Possibile cospazialità dell'emissione X e radio	42
CAPITOLO 3: INTERPRETAZIONE DELLA FASE DI SALITA DEI FLARES	
§ 3.1 Introduzione	44
§ 3.2 Osservazioni di spettri di flares durante la fase di salita al massimo	45

§ 3.3	Distribuzione di energia degli elettroni relativistici durante la fase di salita del flare	48
§ 3.4	Evoluzione dello spettro e della distribuzione di brillantezza	54
§ 3.5	Confronto con le osservazioni di UX Ari	57

CAPITOLO 4: MODULAZIONE ROTAZIONALE DELL'EMISSIO- NE RADIO

§ 4.1	Introduzione	62
§ 4.2	Osservazioni di modulazione rotazionale dell'emissione radio	63
§ 4.3	Modulazione dell'emissione da una distribuzione di particelle costante nel tempo	67
§ 4.4	Modulazione dell'emissione durante il decadimento di un flare	71
§ 4.5	Confronto con le osservazioni	76

CAPITOLO 5: POLARIZZAZIONE CIRCOLARE DELL'EMISSIO- NE RADIO

§ 5.1	Introduzione	83
§ 5.2	Proprietà della polarizzazione circolare e risultati dei modelli correnti	84
§ 5.3	Risultati dei modelli nel caso di una sorgente omogenea	86
§ 5.4	Estensione ai modelli inomogenei	91
§ 5.5	Osservazioni di emissione coerente	92
§ 5.6	Interpretazione dell'inversione della polarizzazione a bassa frequenza	97
§ 5.7	Polarizzazione ad alte frequenze	102

CONCLUSIONI	107
------------------------------	-----

BIBLIOGRAFIA	111
-------------------------------	-----

APPENDICE: PUBBLICAZIONI	116
---	-----

INTRODUZIONE

Negli ultimi venti anni diverse classi di stelle di tardo tipo spettrale sono state rivelate come sorgenti di emissione radio; fra queste, quelle che presentano l'emissione più forte, e che quindi sono state studiate più estensivamente, sono le classi di sistemi di tipo RS CVn e Algol, così chiamate dal nome dei loro prototipi. Questi sistemi sono binarie strette, con periodo orbitale di qualche giorno, caratterizzate da una notevole attività su tutto lo spettro, dalla banda X a quella radio, che si manifesta in modo simile a quella solare (macchie, regioni attive cromosferiche, corone emittenti in X e radio, intensi flares) ma su scale molto maggiori. L'origine di questo alto grado di attività, che generalmente è associata alla stella più fredda ed evoluta del sistema, è attribuita alla presenza di forti campi magnetici generati per effetto dinamo, che in questi sistemi è molto efficiente per la presenza di profondi strati convettivi e per la rapida rotazione della stella, indotta dalle forze mareali che tendono a sincronizzare il periodo di rotazione con quello orbitale.

L'emissione radio di questi sistemi è altamente variabile, ed è caratterizzata da periodi di bassa attività (quiescenti) con flussi dell'ordine di qualche mJy, e da flares tipicamente sui 100 – 200 mJy, ma che possono arrivare nei casi più intensi fino a 1 Jy. Nonostante i numerosi studi effettuati in passato, fino a poco tempo fa gli unici dati disponibili erano osservazioni sporadiche ed effettuate generalmente ad una sola frequenza, soprattutto per quanto riguarda la componente quiescente; recentemente però sono diventate disponibili varie osservazioni a più frequenze sia del flusso che della polarizzazione, e sono stati intrapresi programmi di monitoraggio a lungo termine di questi sistemi che hanno permesso di comprendere meglio le proprietà dell'emissione nelle due fasi

attiva e quiescente. Queste proprietà saranno descritte nel Cap. 1.

Le caratteristiche dell'emissione radio osservata (alta temperatura di brillanza e polarizzazione circolare) suggeriscono che sia dovuta ad emissione giro-sincrotrone da una distribuzione non termica di elettroni mediamente relativistici (l'emissione termica di *bremstrahlung* dal plasma coronale darebbe infatti flussi minori di diversi ordini di grandezza). Questo meccanismo permette di riprodurre con successo sia gli spettri dei flares nell'ipotesi di una sorgente inhomogenea, costituita ad es. da un loop magnetico (Klein & Chiuderi Drago 1987), sia gli spettri quiescenti assumendo una sorgente omogenea con campo magnetico ~ 10 G (Chiuderi Drago & Franciosini 1993). La presenza di una notevole correlazione fra le luminosità X e radio, recentemente trovata anche in altri tipi di stelle (Güdel & Benz 1993; Benz & Güdel 1994) ha portato però alcuni autori a proporre un'interpretazione alternativa per la componente quiescente, in cui si assume che le emissioni in entrambe le bande siano dovute alla stessa distribuzione termica di particelle (Drake et al. 1989, 1992); tuttavia questa ipotesi comporta la necessità di una configurazione magnetica molto diversa da quella dipolare che riproduce con successo i flares (Chiuderi Drago & Franciosini 1993). Nel caso non termico invece i valori bassi del campo magnetico necessari per riprodurre gli spettri quiescenti sono compatibili con una sorgente situata alla sommità dei loops, e inoltre sono in accordo con la vita media osservata della componente quiescente (Massi & Chiuderi Drago 1992).

Varie osservazioni VLBI hanno indicato che, mentre l'emissione in fase attiva proviene da una componente compatta (*core*) di dimensioni stellari, durante le fasi quiescenti l'emissione è associata ad un alone (*halo*) esteso su dimensioni dell'ordine del sistema binario; talvolta si osserva anche una struttura intermedia in cui entrambe le componenti sono presenti (vedi ad es. Mutel et al. 1985; Lestrade et al. 1988; Massi et al. 1988). Questo suggerisce l'ipotesi di un'evoluzione continua dell'emissione dalla fase attiva a quella quiescente: la componente quiescente sarebbe allora l'emissione residua da parte della distribuzione di elettroni che erano stati accelerati nella sorgente al momento del flare, e che poi hanno perso la loro energia in seguito alle collisioni con gli elettroni termici e all'emissione di radiazione sincrotrone.

Una variazione temporale dell'emissione si osserva anche durante le fasi iniziali dei flares, quando il flusso aumenta per effetto dell'accelerazione di nuove particelle nella sorgente. Recenti osservazioni effettuate al radiotelescopio di Effelsberg hanno permesso di ottenere alcuni spettri chiaramente attribuibili a questa fase iniziale (Torricelli Ciamponi et al. 1995); inoltre osservazioni VLBI hanno mostrato che anche la struttura della sorgente varia, aumentando le sue dimensioni durante la fase di salita al massimo (Trigilio et al. 1995).

Sulla base di queste osservazioni, in questa tesi abbiamo sviluppato un modello quantitativo dell'evoluzione temporale dell'emissione radio durante le fasi di decadimento e di salita dei flares. Nel primo caso, trattato nel Cap. 2, calcoleremo l'emissione da una distribuzione di elettroni che viene accelerata nella sorgente al tempo $t = 0$ e che poi è soggetta a perdite energetiche. La variazione temporale della distribuzione si ripercuote sullo spettro, che modifica la sua forma passando da uno spettro tipico dei flares ad uno tipico delle fasi quiescenti. Come vedremo, le previsioni del modello sono in ottimo accordo con le osservazioni, in particolare è possibile riprodurre l'evoluzione della struttura della sorgente da *core-halo* ad *halo* man mano che il flusso diminuisce. Nel Cap. 3 tratteremo invece la fase iniziale del flare, aggiungendo all'evoluzione della distribuzione un termine che rappresenta l'iniezione di nuove particelle energetiche nella sorgente, e confronteremo i risultati ottenuti con gli spettri osservati a Effelsberg. L'aumento del numero di particelle relativistiche nel loop in questa fase fa sì che l'emissione aumenti nel tempo, e produce come vedremo anche un apparente aumento delle dimensioni della sorgente, in accordo con le osservazioni VLBI.

Una serie di osservazioni recenti di vari sistemi RS CVn e Algol, protratte per diversi periodi orbitali consecutivi, hanno mostrato che la rotazione stellare può modificare la radiazione ricevuta, inducendo una modulazione che può essere interpretata nell'ipotesi che l'emissione provenga da sorgenti vicine all'equatore stellare, che vengono in parte o totalmente occultate durante la rotazione della stella. Tale modulazione è molto più evidente durante periodi di forte attività, quando l'emissione proviene da regioni compatte di dimensioni stellari vicine alla fotosfera. In alcuni di questi casi si osservano dei massimi di

emissione sempre associati alla stessa fase orbitale (Elias et al. 1995; Feldman et al. 1978); Elias et al. (1995) hanno inoltre trovato una corrispondenza fra il massimo dell'emissione radio e il minimo della curva di luce ottica. Questo suggerisce che l'emissione, analogamente al caso solare, provenga da piccole regioni attive coronali situate in corrispondenza delle macchie fotosferiche. Abbiamo studiato l'effetto della rotazione stellare, calcolando l'emissione da un loop dipolare ancorato sulla superficie della stella in corrispondenza dell'equatore. Due diversi casi sono stati considerati: nel primo si suppone che l'emissione sia costante nel tempo, mentre nel secondo si considera la fase di decadimento di un flare verificatosi nel loop ad un certo istante. I risultati del modello sono discussi e confrontati con le osservazioni nel Cap. 4. La rotazione di loops magnetici in cui si verificano flares permette di riprodurre molto bene le osservazioni, in particolare la curva di luce di UX Ari osservata da Elias et al. (1995) e la serie di outbursts osservata sul sistema HR 1099 nel Febbraio 1978 (Feldman et al. 1978).

Una caratteristica molto importante dell'emissione radio è la polarizzazione circolare, che nel caso stellare è quasi l'unico strumento diagnostico dei campi magnetici presenti nella corona di questi sistemi. La proprietà principale di questa polarizzazione è il fatto che essa si inverte generalmente a frequenze comprese fra 1.4 e 5 GHz, indipendentemente dalla forma dello spettro: si osserva infatti sia con indici spettrali positivi, caratteristici dell'emissione durante flares, sia con spettri piatti o decrescenti durante le fasi quiescenti. L'interpretazione corrente per l'inversione della polarizzazione è il passaggio della sorgente da otticamente sottile a otticamente spessa, tuttavia i modelli di giro-sincrotrone prevedono che ciò accada in un tratto dello spettro in cui l'indice spettrale è positivo. L'unico modo per ottenere l'inversione con spettri piatti è di usare modelli ad-hoc costituiti da più componenti con parametri opportuni (Mutel et al. 1987), oppure è necessario assumere che la densità di elettroni relativistici aumenti fortemente con la distanza dalla stella (Morris et al. 1990; Jones et al. 1994). Nel Cap. 5 mostreremo alcune osservazioni di emissione altamente variabile e polarizzata a 1.4 GHz attribuibile ad un processo di emissione coerente. Questa componente è polarizzata in senso opposto all'emissione

ad alta frequenza, e su larghe scale temporali mostra una variazione lenta, che a bassi livelli di rapporto segnale-rumore potrebbe essere scambiata per emissione incoerente, tipo quella girosincrotrone. Proporremo l'ipotesi che questa componente coerente sia sempre presente, anche se spesso non riconoscibile, e che l'inversione di polarizzazione osservata a basse frequenze sia dovuta a questa componente, invece di essere una proprietà dell'emissione girosincrotrone. Inoltre metteremo in evidenza la discrepanza fra i modelli correnti di emissione girosincrotrone e il comportamento della polarizzazione alle alte frequenze.

PROPRIETÀ DEI SISTEMI BINARI DI TIPO RS CVn E ALGOL

§ 1.1 Caratteristiche generali dei sistemi RS CVn

I sistemi binari stretti appartenenti alla classe RS Canum Venaticorum (RS CVn), secondo la definizione originaria data da Hall (1976), sono sistemi binari con periodo orbitale compreso fra 1 e 14 giorni, che presentano, fuori eclisse, una forte emissione nelle righe H e K del CaII, molto maggiore di quella che si osserva generalmente in stelle singole dello stesso tipo spettrale; la componente primaria è una stella di sequenza principale o subgigante (classe di luminosità V o IV) di tipo spettrale F o G, mentre la secondaria, più fredda e di solito più massiccia ed evoluta, è tipicamente una subgigante di tipo K (in molti casi K0 IV). Ci sono poi altre due classi correlate, caratterizzate sempre dalla presenza delle righe H e K in emissione: le RS CVn a corto periodo, con $P_{\text{orb}} < 1^{\text{d}}$ e primaria ancora di tipo F–G V–IV, e le RS CVn a lungo periodo, con $P_{\text{orb}} > 14^{\text{d}}$ e una componente subgigante o gigante di tipo spettrale G–K. Come fatto notare da Linsky (1984), una migliore suddivisione fra i due gruppi dei sistemi RS CVn propriamente detti e di quelli a lungo periodo è data da $P_{\text{orb}} = 20^{\text{d}}$, in quanto, per l'effetto delle forze mareali agenti reciprocamente sulle due componenti, le stelle subgiganti in sistemi con $P_{\text{orb}} < 20^{\text{d}}$ ruotano in modo sincrono (cioè con $P_{\text{rot}} \simeq P_{\text{orb}}$). Nelle binarie a lungo periodo invece la sincronizzazione dei periodi non si verifica.

Nella maggior parte dei casi le due stelle hanno massa quasi uguale e dell'

ordine di $1 - 1.5 M_{\odot}$; studi evolutivi indicano che una o entrambe le componenti hanno già abbandonato la sequenza principale dopo aver sviluppato involucri convettivi (Popper & Ulrich 1977). Generalmente questi sistemi sono staccati, cioè nessuna delle due componenti si è ancora evoluta sufficientemente da riempire il proprio lobo di Roche; ci sono tuttavia alcuni casi di sistemi semistaccati, come ad es. HR 5110 e RT Lac (Hall 1989; Welty & Ramsey 1995).

L'emissione nelle righe H e K del CaII in generale è originata dalla stella più fredda, che è la più attiva fra le due componenti del sistema, benché spesso anche la compagna mostri un certo grado di attività, soprattutto se le due stelle hanno tipo spettrale simile. Oltre alle righe del CaII, questi sistemi mostrano una notevole attività su tutto lo spettro, dalla banda X a quella radio, che si manifesta in modo simile a quella solare (macchie, regioni attive cromosferiche, corone emittenti in X e radio, flares), ma su scale molto maggiori. Questa attività è attribuita alla presenza di forti campi magnetici generati per effetto dinamo, in seguito all'interazione di deboli campi preesistenti con i moti convettivi degli strati esterni della stella e con la rotazione differenziale; poiché questo effetto dipende dalla velocità di tali moti, esso è molto efficiente nei sistemi RS CVn in quanto, a causa della sincronizzazione, la rotazione di queste stelle è estremamente rapida. Questo spiega anche perché generalmente la stella fredda è più attiva: essendo la più massiccia, è anche la più evoluta, per cui ha un raggio maggiore della compagna, e di conseguenza ruota anche più velocemente.

Una delle principali caratteristiche dei sistemi RS CVn è una modulazione quasi sinusoidale della curva di luce fotometrica con periodo simile a quello orbitale e ampiezza di $0.01 - 0.4$ magnitudini (Catalano 1983; Vogt 1983). Per analogia con l'attività solare, questa distorsione è stata interpretata come dovuta all'esistenza di macchie o gruppi di macchie che oscurano gran parte dell'emisfero visibile della stella; questa ipotesi permette anche di spiegare le variazioni irregolari osservate nella curva di luce come dovute a variazioni di dimensione e posizione delle macchie. La loro distribuzione sulla superficie stellare è stata ricavata sia riproducendo le curve di luce fotometriche con modelli semplificati (Dorren et al. 1981; Rodonò et al. 1986; Elias et al. 1995), sia dall'analisi del-

le distorsioni indotte dalla rotazione delle macchie sui profili di righe spettrali con il metodo detto “*Doppler Imaging*”, che permette di calcolare una mappa dettagliata della superficie della stella (Vogt & Penrod 1983; Gondoin 1986; Strassmeier et al. 1991; Vogt & Hatzes 1991; Donati et al. 1992). Tutti questi studi indicano la presenza di grandi macchie o gruppi di macchie, più fredde della fotosfera di $\sim 500 - 1300$ K, che coprono fino al 30 – 40 % della superficie stellare, e possono essere presenti, al contrario del Sole, anche a latitudini elevate. Nella maggior parte dei casi si osserva una macchia polare persistente per anni, e una o più macchie a latitudini minori, spesso vicine all’equatore, generalmente più piccole e di minore durata (dell’ordine di qualche mese). Osservazioni fotometriche protratte per diversi anni indicano la presenza di un probabile ciclo di attività, con variazioni periodiche dell’ampiezza della curva di luce, e quindi dell’area coperta dalle macchie, su tempi dell’ordine di 15 – 20 anni (ad es. Rodonò et al. 1995).

Il metodo di “*Doppler Imaging*” è stato applicato anche a spettri ottenuti nel parametro di Stokes V per ottenere mappe magnetiche della superficie stellare (Donati et al. 1990, 1992), trovando campi dell’ordine di 300 G in corrispondenza della macchia polare e di $\sim 700 - 1000$ G vicino all’equatore, coprenti circa il 18 % della superficie. Questi risultati sono in accordo con le misure precedenti di campi estesi di 600 – 1000 G, ottenute dall’analisi dell’allargamento Zeeman delle righe spettrali (Giampapa et al. 1983; Gondoin et al. 1985). A causa della mancanza di risoluzione dei metodi impiegati questi valori sono in realtà sottostimati, essendo mediati sull’area coperta dalla macchia, ed è probabile che il campo magnetico effettivo all’interno dell’ombra delle macchie possa assumere valori più elevati, dell’ordine di qualche kG.

I sistemi RS CVn mostrano una forte attività cromosferica, indicata sia da occasionale emissione nella riga $H\alpha$ (sempre presente nel caso dei sistemi più attivi, come HR 1099, UX Ari e II Peg), sia dalla presenza, nello spettro ultravioletto, di numerose righe di emissione originate nella cromosfera e nella regione di transizione cromosfera-corona, con flussi maggiori di uno o due ordini di grandezza rispetto ai valori tipici per il Sole quieto. L’emissione aumenta ulteriormente durante i flares, arrivando ad essere fino a 1000 volte più intensa

di quella osservata nei maggiori flares solari (Simon et al. 1980). Le osservazioni hanno anche individuato una modulazione dell'intensità delle righe con il periodo di rotazione (Bopp & Talcott 1978; Little-Marenin et al. 1986; Rodonò et al. 1987; Drake et al. 1995), che può essere interpretata, in analogia col caso solare, con la presenza di regioni attive cromosferiche, localizzate sulla componente fredda del sistema, che sono più o meno visibili a seconda della fase orbitale. Inoltre in molti casi le righe sono più intense in corrispondenza del minimo della curva di luce fotometrica (Gondoin 1986; Rodonò et al. 1987; Huenemorder et al. 1990), implicando che le regioni attive siano situate, come nel caso del Sole, in corrispondenza dei gruppi di macchie.

Un'altra importante caratteristica dei sistemi RS CVn è la presenza di una intensa emissione X, con luminosità $L_X \sim 10^{29} - 10^{31}$ erg sec⁻¹ (circa $10^2 - 10^4$ volte maggiore di quella del Sole quieto), che indica la presenza di una corona che emette termicamente ad una temperatura dell'ordine di 10^7 K. Oltre all'emissione quiescente, si osservano anche intensi flares di lunga durata (diverse ore o giorni), con luminosità $L_X \sim 10^{32}$ erg sec⁻¹ ed energia $E_X \sim 10^{34} - 10^{37}$ erg, cioè fino a 10^5 volte l'energia dei più intensi flares solari (Pallavicini 1995). Osservazioni spettroscopiche effettuate con il satellite Einstein (Swank et al. 1981) e più recentemente con ROSAT (Dempsey et al. 1993) hanno mostrato che il plasma coronale è costituito da almeno due componenti: una componente "fredda", con temperatura $T = 1 - 3 \times 10^6$ K e luminosità di $10^{30} - 10^{31}$ erg sec⁻¹, ed una componente "calda", con $T = 1 - 4 \times 10^7$ K e luminosità $2 \times 10^{29} - 7 \times 10^{31}$ erg sec⁻¹. Mentre per la componente a bassa temperatura i valori sono molto simili fra loro per l'intero gruppo di sistemi osservati, quelli relativi alla componente a temperatura maggiore variano molto da sistema a sistema; lo stesso vale per le misure di emissione ($EM = \int n_e^2 dV$), che sono dell'ordine di $10^{52} - 10^{53}$ cm⁻³ per la componente fredda e variano fra 2×10^{52} e 3×10^{54} cm⁻³ per la componente calda.

L'alta temperatura del plasma coronale impone l'esistenza di un meccanismo di confinamento, in quanto per $T \gtrsim 10^7$ K il solo campo gravitazionale non è in grado di trattenere il gas. Questo meccanismo è fornito dai campi magnetici, che come abbiamo detto sono molto intensi in questi sistemi e sono

responsabili dell'attività osservata. Nell'ipotesi che il plasma coronale sia contenuto in loops magnetici, come nel caso del Sole, Swank et al. (1981) hanno trovato che per la componente fredda la regione emittente ha dimensioni stellari ed è probabilmente confinata in piccoli loops che ricoprono la superficie della stella, mentre la sorgente associata alla componente calda è estesa a tutto il sistema binario. Questa situazione, che come vedremo è comune al caso dell'emissione radio, implica l'esistenza di una magnetosfera notevolmente estesa, comune a entrambe le stelle. Calcoli teorici sviluppati assumendo che le due componenti del sistema possiedano un campo generale di dipolo e che sulla stella più attiva ci siano gruppi di macchie bipolari, come quelli presenti sul Sole, mostrano che è possibile l'esistenza di loops magnetici sia ancorati alla stella più attiva che interconnessi fra le due componenti (Uchida & Sakurai 1983).

L'ipotesi che le due componenti a diversa temperatura siano confinate in loops di diverse dimensioni è confermata da osservazioni del sistema a eclisse AR Lac effettuate con il satellite EXOSAT durante un ciclo orbitale completo, in due bande diverse, fra 0.05 e 2 KeV e fra 1 e 30 KeV (White et al. 1990a). Le osservazioni mostrano una riduzione dell'emissione X a bassa energia durante le eclissi, che non si osserva nella banda più energetica: questo implica che la componente fredda (che emette alle energie minori) deve essere confinata in piccoli loops, di dimensioni stellari, mentre quella calda, che non è eclissata, deve essere contenuta in loops estesi a tutto il sistema binario.

§ 1.2 Emissione radio dei sistemi RS CVn

Una delle caratteristiche fondamentali dei sistemi RS CVn è la presenza di un'intensa emissione radio continua alle lunghezze d'onda centimetriche, con luminosità compresa fra 10^{14} e 10^{18} erg sec⁻¹ Hz⁻¹, superiore di diversi ordini di grandezza rispetto a quella osservata sul Sole e in singole stelle degli ultimi tipi spettrali. L'emissione è altamente variabile ed è caratterizzata da periodi di attività in cui si osservano intensi flares, con flussi generalmente dell'ordine di qualche centinaio di mJy, ma che possono raggiungere anche valori di ~ 1 Jy. Tipicamente questi eventi hanno tempi scala dell'ordine di qualche ora, con

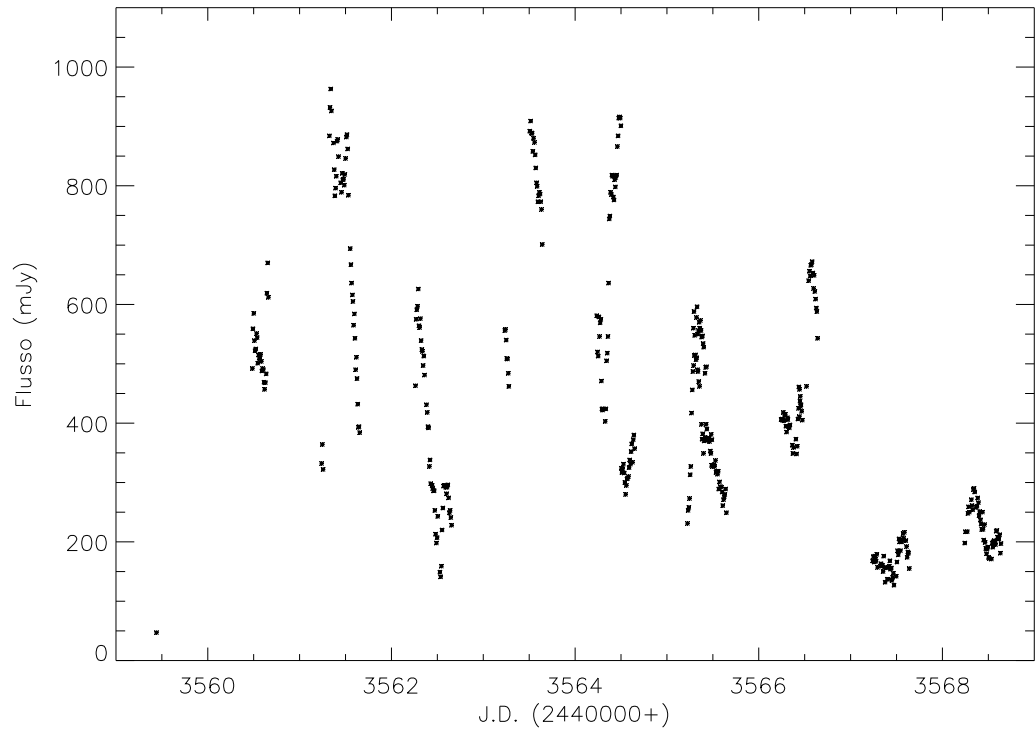


Fig. 1.1 Andamento temporale del flusso radio di HR 1099 a 10.5 GHz durante il flare del Febbraio 1978 (Feldman et al. 1978).

una discesa più lenta della salita, e possono susseguirsi anche per più giorni: un esempio è la serie di outbursts osservata nel Febbraio 1978 nel sistema HR 1099 (Feldman et al. 1978), avvenuti nel corso dei nove giorni di osservazione alla media di uno al giorno (Fig. 1.1).

I periodi attivi sono intervallati da periodi di bassa attività, in cui l'emissione è molto più debole, generalmente dell'ordine di pochi mJy (cioè minore di uno o due ordini di grandezza rispetto ai flares). Un confronto fra l'emissione radio e la variazione media della curva di luce ottica su un periodo di diversi anni sembra indicare che i flares più intensi hanno una maggiore probabilità di avvenire vicino al minimo della luminosità ottica, cioè quando si ha la massima copertura della superficie stellare con macchie, mentre in corrispondenza del massimo di luminosità si osserva generalmente solo emissione quiescente o flares moderati (Umana et al. 1995).

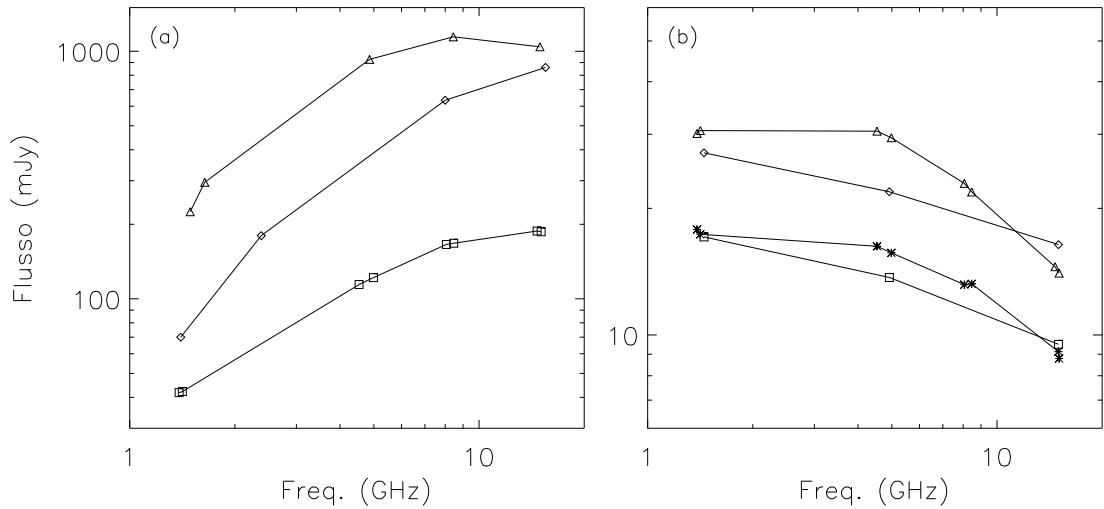


Fig. 1.2 Spettri di emissione di flares (a) e quiescenti (b). I dati sono presi da Feldman et al. (1978), Pallavicini et al. (1985), Su et al. (1993) e White & Franciosini (1995).

Benché l'emissione radio dai sistemi RS CVn sia stata osservata estensivamente fin dalla loro scoperta, nella maggioranza dei casi le osservazioni sono state sporadiche e limitate ad una sola frequenza (tipicamente 5 GHz), soprattutto per quanto riguarda l'emissione quiescente che spesso era paragonabile o inferiore al limite di sensibilità dei radiotelescopi impiegati. Solo negli ultimi anni sono diventate disponibili osservazioni attendibili, effettuate simultaneamente a più frequenze, sia dell'intensità che della polarizzazione, soprattutto per quanto riguarda i sistemi più attivi UX Ari, HR 1099 e HR 5110 (Pallavicini et al. 1985; Willson & Lang 1987; White et al. 1990b; Massi & Chiuderi Drago 1992; Umana et al. 1993; Su et al. 1993; Fox et al. 1994; Jones et al. 1994). Queste osservazioni sono in accordo con i risultati di uno studio statistico delle proprietà dello spettro e della polarizzazione effettuato da Mutel et al. (1987), che hanno osservato un campione di sistemi RS CVn a 1.4, 4.9 e 15 GHz durante un periodo di tre anni e hanno confrontato i loro risultati con i pochi dati pubblicati in precedenza.

Le proprietà generali dell'emissione radio dedotte dalle osservazioni possono essere riassunte come segue: durante forti flares lo spettro ha un indice

spettrale positivo $\alpha \simeq 1$ (definito come $F_\nu \propto \nu^\alpha$) fino a 8–15 GHz, mentre per flares moderati generalmente c'è un massimo a frequenze minori e lo spettro è più piatto. I tipici spettri quiescenti invece sono piatti, con $\alpha \lesssim 0$ fra 1.4 e 15 GHz. In alcuni casi valori molto simili di α sono stati osservati durante diversi periodi di bassa attività (Pallavicini et al. 1985; Massi & Chiuderi Drago 1992). Alcuni esempi di spettri di flares e di emissione quiescente sono mostrati in Fig. 1.2.

Mutel et al. (1987) hanno mostrato che esiste una correlazione molto buona fra l'indice spettrale misurato fra 1.4 e 5 GHz e il logaritmo della luminosità radio a 5 GHz divisa per la luminosità media, $\log(L_R/\langle L_R \rangle)$, nel senso che α diminuisce, passando da valori positivi a negativi, al diminuire della luminosità (Fig. 1.3a). Questa correlazione è confermata dall'analisi di altre osservazioni recenti, riportate in Tab. 1.1, come si può vedere in Fig. 1.3b.

L'emissione è polarizzata circolarmente, con il grado di polarizzazione π_c anticorrelato con la densità di flusso: mentre la componente quiescente può raggiungere valori di π_c fino al 40 %, i flares sono generalmente non polarizzati o debolmente polarizzati ($\pi_c \lesssim 10$ %). Non è stata mai riportata nessuna evidenza di significativa polarizzazione lineare: questo è presumibilmente dovuto al fatto che, anche se ci fosse polarizzazione lineare intrinseca nella sorgente, la grande rotazione di Faraday subita durante la propagazione della radiazione nella corona stellare e la mancanza di risoluzione spaziale la distruggerebbero totalmente.

I sistemi non a eclisse, come HR 1099, HR 5110 e UX Ari, spesso presentano un'inversione del senso di polarizzazione circolare fra 1.4 e 5 GHz (HR 5110 è sempre stata trovata non polarizzata a 5 GHz); per i sistemi più studiati inoltre è stato osservato che il senso di polarizzazione a una data frequenza è rimasto quasi sempre lo stesso per più di 15 anni. Generalmente a frequenze maggiori di 5 GHz il senso di polarizzazione è destro (parametro di Stokes $V > 0$) per HR 1099 e HR 5110 e sinistro ($V < 0$) per UX Ari.

La presenza di polarizzazione circolare e di elevate temperature di brillanza ($T_b = 10^8 - 10^9$ K per la componente quiescente e $T_b \gtrsim 10^{10}$ K per i flares) è stata generalmente interpretata come dovuta a emissione di girosincrotrone da

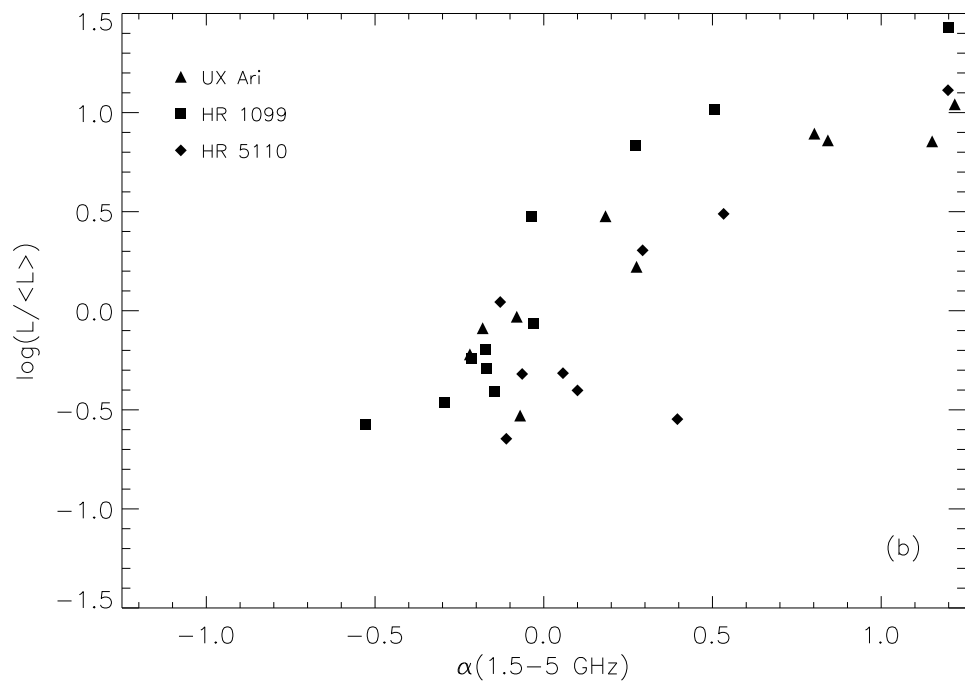


Fig. 1.3 Correlazione fra l'indice spettrale $\alpha(1.4-5 \text{ GHz})$ e $\log(L_R/\langle L_R \rangle)$. (a) Relazione trovata da Mutel et al. (1987); (b) relazione ottenuta con i dati di Tab. 1.1.

Tab. 1.1 Osservazioni radio di sistemi RS CVn aggiunte alla correlazione di Mutel et al. (1987) in Fig. 1.3b

Stella	Dist. (pc)	$\alpha(1.4-5)$	L_5 GHz (erg/s Hz)	Data	Ref
UX Ari	50	- 0.181	$4.08 \cdot 10^{16}$	12/01/84	1
		- 0.219	$3.01 \cdot 10^{16}$	29/01/84	1
		0.183	$1.50 \cdot 10^{17}$	23/03/84	1
		1.151	$3.58 \cdot 10^{17}$	10/06/85	2
		1.825	$8.05 \cdot 10^{17}$	10/06/85	2
		0.275	$8.34 \cdot 10^{16}$	25/01/89	4
		- 0.070	$1.48 \cdot 10^{16}$	9/08/90	6
		1.218	$5.51 \cdot 10^{17}$	5/07/93	7
		0.802	$3.92 \cdot 10^{17}$	22/12/93	7
		0.842	$3.62 \cdot 10^{17}$	23/04/94	7
		- 0.080	$4.67 \cdot 10^{16}$	13/08/94	7
		HR 1099	35	- 0.174	$3.20 \cdot 10^{16}$
- 0.171	$2.57 \cdot 10^{16}$			29/01/84	1
- 0.293	$1.72 \cdot 10^{16}$			10/06/85	2
1.199	$1.35 \cdot 10^{18}$			9/10/88	3
0.507	$5.18 \cdot 10^{17}$			15/10/88	3
0.272	$3.41 \cdot 10^{17}$			21/10/88	3
- 0.529	$1.34 \cdot 10^{16}$			25/01/89	4
- 0.036	$1.50 \cdot 10^{17}$			5/07/93	7
- 0.214	$2.88 \cdot 10^{16}$			1/12/93	7
- 0.147	$1.96 \cdot 10^{16}$			23/04/94	7
- 0.031	$4.30 \cdot 10^{16}$			13/08/94	7
HR 5110	52			- 0.129	$5.54 \cdot 10^{16}$
		- 0.111	$1.13 \cdot 10^{16}$	25/01/89	4
		0.057	$2.42 \cdot 10^{16}$	26/01/89	4
		0.293	$1.01 \cdot 10^{17}$	18/02/89	5
		0.533	$1.54 \cdot 10^{17}$	6/03/89	5
		0.396	$1.42 \cdot 10^{16}$	18/06/93	7
		1.198	$6.49 \cdot 10^{17}$	18/12/93	7
		0.100	$1.98 \cdot 10^{16}$	8/04/94	7
		- 0.064	$2.40 \cdot 10^{16}$	10/06/94	7
1 - Pallavicini et al. (1985)			5 - Umana et al. (1993)		
2 - Willson & Lang (1987)			6 - Fox et al. (1994)		
3 - Su et al. (1993)			7 - White & Franciosini (1995)		
4 - White et al. (1990b)					

elettroni mediamente relativistici (ad es. Owen et al. 1976; Kuipers & van der Hulst 1985). Il meccanismo di *bremstrahlung* termico infatti non è sufficiente, in quanto per riprodurre i valori di flusso osservati sarebbero necessari valori della temperatura e della misura di emissione superiori di diversi ordini di grandezza rispetto a quelli ottenuti dalle osservazioni X (Borghi & Chiuderi Drago 1985; Kuipers & van der Hulst 1985). L'ipotesi di emissione girosincrotrone da una distribuzione non termica (legge di potenza) di elettroni mediamente relativistici (fattore di Lorentz $\gamma = 1 - 10$) ha permesso di riprodurre lo spettro del flare di HR 1099 del 1978, assumendo che l'emissione fosse originata in una sorgente inhomogenea, con campo magnetico uniforme di ~ 100 G e densità decrescente verso l'esterno (Borghi & Chiuderi Drago 1985), oppure con una densità costante e un campo magnetico costituito da un'arcata di loops dipolari ancorati sulla stella attiva o congiungenti le due componenti (Klein & Chiuderi Drago 1987).

L'interpretazione della componente quiescente è stata più controversa, anche per la scarsità dei dati spettrali disponibili fino a pochi anni fa. Analizzando un campione di 122 sistemi RS CVn, Drake et al. (1989, 1992) hanno trovato una correlazione fra la luminosità X, L_X , e la luminosità radio alla lunghezza d'onda di 6 cm, L_6 , descritta dalla relazione $L_6/L_{\text{bol}} \propto (L_X/L_{\text{bol}})^{1.13}$, dove L_{bol} è la luminosità bolometrica del sistema. Questa correlazione ha portato gli autori a formulare l'ipotesi che l'emissione quiescente sia dovuta a girosincrotrone dalla stessa popolazione di elettroni termici responsabili della componente calda dell'emissione X. Utilizzando i valori di flusso X e radio a 6 cm osservati per UX Ari, Drake et al. stimano che nella sorgente ci debba essere un campo magnetico $B \sim 200$ G, che è in accordo con i valori dedotti dallo spettro dei flares. Tuttavia con un campo magnetico uniforme non è possibile riprodurre lo spettro piatto dell'emissione quiescente, poichè il girosincrotrone termico predice un indice spettrale $\alpha = +2$ nel caso otticamente spesso e $\alpha = -8$ nel caso otticamente sottile, mentre quello osservato è generalmente compreso fra -0.9 e $+0.1$ (Mutel et al. 1987). Calcoli numerici hanno mostrato che l'unico modo per riprodurre lo spettro dell'emissione quiescente nel caso termico è di assumere che il campo magnetico decresca con la distanza dalla stella attiva

come r^{-1} (Chiuderi Drago & Franciosini 1993). Benché un simile andamento possa essere plausibile se sono presenti interazioni fra i campi magnetici delle due componenti, sembra piuttosto strano che la configurazione magnetica nelle fasi quiescenti sia così diversa da quella di un campo dipolare che riproduce molto bene non solo lo spettro del flare di HR 1099, ma anche la struttura delle regioni attive nella corona solare. Una distribuzione di elettroni non termica, descritta da una legge di potenza, permette invece di riprodurre molto bene lo spettro piatto dell'emissione quiescente nell'ipotesi di una sorgente omogenea con campo magnetico uniforme dell'ordine di 10 G (Chiuderi Drago & Franciosini 1993), purché siano presenti elettroni di energia piuttosto elevata ($\gamma_{\max} \gtrsim 50$). Campi di questo ordine di grandezza sono compatibili con l'osservazione che l'emissione quiescente ha una vita media di almeno due giorni (Massi & Chiuderi Drago 1992) e suggeriscono che la sorgente sia situata alla sommità dei loops magnetici.

In due recenti articoli, Güdel & Benz (1993) e Benz & Güdel (1994) hanno mostrato che la correlazione fra luminosità radio e X non è limitata solo ai sistemi RS CVn, ma vale per diverse classi di stelle di tardo tipo spettrale (da F a M) con attività coronale magnetica, estendendosi con quasi la stessa pendenza su cinque ordini di grandezza, indipendentemente dall'età, tipo spettrale, bina-rità, rotazione e attività fotosferica e cromosferica; la correlazione vale inoltre anche per i flares solari. Secondo gli autori tale correlazione può essere spiegata ammettendo un meccanismo comune di rilascio di energia, simile a quello che si ha nei flares, in cui parte dell'energia va a riscaldare la corona, generando l'emissione X, e parte va ad accelerare le particelle responsabili dell'emissione radio.

L'ipotesi che la componente quiescente sia dovuta a emissione non termica come i flares è suffragata da varie osservazioni di sistemi RS CVn effettuate con il VLBI (Mutel et al. 1984, 1985; Lestrade et al. 1984a, 1984b; Little-Marenin et al. 1986; Massi et al. 1988; Trigilio et al. 1993, 1995). Queste osservazioni hanno mostrato che, mentre i flares sono generalmente associati con una regione brillante compatta (*core*) di dimensioni paragonabili al raggio stellare, la componente quiescente ha origine in un alone esteso (*halo*), le cui

Fig. 1.4 Mappa VLBI di UX Ari a 4.98 GHz (Mutel et al. 1985).

dimensioni sono dell'ordine della separazione del sistema binario; talvolta, come nel caso di una osservazione di UX Ari (Mutel et al. 1985), si osserva una struttura *core-halo* in cui entrambe le componenti sono presenti (Fig. 1.4). La presenza di queste tre possibili strutture per la sorgente (solo *core*, *core-halo* e solo *halo*) ha suggerito a Mutel et al. (1985) che esse rappresentino tre fasi successive del decadimento di un flare: in questa ipotesi il *core* si originerebbe all'insorgere del flare in seguito all'accelerazione delle particelle in una regione attiva compatta, con alto campo magnetico, inizialmente otticamente spessa. La sorgente poi si espande verso regioni di minore campo magnetico, diventando otticamente sottile e dando luogo alla struttura *core-halo*. Il *core* è destinato a scomparire rapidamente, per la maggiore efficienza delle perdite di energia, lasciando solo l'alone che invece decade più lentamente; sulla base di questa ipotesi l'emissione quiescente si originerebbe nella fase di decadimento dell'alone e sarebbe quindi l'ultimo residuo del flare.

Osservazioni VLBI più recenti (Lestrade et al. 1988; Tringali et al. 1993, 1995) effettuate durante la fase di salita di flares indicano che la sorgente in realtà rimane di dimensioni costanti (paragonabili al sistema binario), mentre il flusso aumenta, e lo stesso vale nelle prime fasi del decadimento, con una leggera diminuzione delle dimensioni verso la fine del flare. Questo indica che non c'è un'espansione della sorgente, come ipotizzato da Mutel et al. (1985), ma le variazioni di flusso e di spessore ottico sono dovute piuttosto a variazioni nel numero di particelle emittenti nella sorgente.

In alcuni casi è stata osservata, a frequenze minori di 3 GHz, un'emissione rapidamente variabile e altamente polarizzata, con $\pi_c \gtrsim 50 - 70$ % (Brown & Crane 1978; Gibson et al. 1978; Mutel & Weisberg 1978; Fix et al. 1980; Simon et al. 1985; Lestrade et al. 1988). La rapida variabilità, insieme alla elevata temperatura di brillanza ($> 10^9$ K) e polarizzazione non sono consistenti con il meccanismo girosincrotrone, e sono state generalmente interpretate come dovute ad outbursts coerenti.

§ 1.3 Caratteristiche dei sistemi di tipo Algol

Le binarie tipo Algol sono spesso accomunate alle RS CVn in quanto presentano un'emissione X e radio con caratteristiche simili ai sistemi RS CVn, pur essendo fisicamente diverse; inoltre ci sono alcuni sistemi con caratteristiche intermedie (ad es. HR 5110, RT Lac, AR Mon) che sono a volte classificate come RS CVn, a volte come Algols.

I sistemi tipo Algol sono binarie strette ad eclisse costituite da una primaria di tipo spettrale B–A di sequenza principale e una secondaria subgigante o gigante di tipo G–K, che riempie il proprio lobo di Roche e sta quindi trasferendo massa sulla compagna. Le secondarie fredde di questi sistemi, essendo stelle convettive in rapida rotazione, dovrebbero mostrare tutte le caratteristiche di attività cromosferica e fotosferica che si osservano nei sistemi RS CVn (Hall 1989). Tuttavia lo studio di queste proprietà è reso difficile dalla maggiore luminosità della primaria e dall'emissione dal materiale circumstellare, che dominano la regione blu e ultravioletta dello spettro rendendo difficilmente

distinguibile il contributo della secondaria. Nonostante ciò, in alcuni sistemi è stata osservata una debole emissione nella parte centrale delle righe H e K del CaII attribuibile alla stella fredda; osservazioni UV hanno inoltre mostrato la presenza di righe di emissione con flussi confrontabili con quelli delle RS CVn, e provenienti in massima parte dalla secondaria (Guinan & Giménez 1993). Inoltre osservazioni della curva di luce di Algol nell'infrarosso a $1.2 \mu\text{m}$, dove il contributo della stella fredda è maggiore, hanno mostrato variazioni della profondità dei minimi durante entrambe le eclissi e evidenza di un'onda fotometrica con ampiezza di $\sim 0.05 - 0.1$ mag, indicative della presenza di macchie sulla secondaria (Richards 1990).

Come i sistemi RS CVn, le binarie tipo Algol presentano un'emissione X con luminosità $L_X \sim 10^{30} - 10^{31} \text{ erg sec}^{-1}$, caratterizzata da intensi flares di lunga durata e da un'emissione quiescente, il cui spettro è compatibile con due componenti termiche a diversa temperatura ($T_{\text{cool}} \sim 1 - 6 \times 10^6 \text{ K}$ e $T_{\text{hot}} \sim 2 - 5 \times 10^7 \text{ K}$); l'emissione è attribuita a plasma coronale contenuto in loops magnetici intorno alla stella K.

Anche le proprietà dell'emissione radio sono simili a quelle dei sistemi RS CVn: la luminosità media dei sistemi tipo Algol a 6 cm è $\langle L_R \rangle = 2 \times 10^{16} \text{ erg sec}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$ e l'emissione radio è caratterizzata da flares e da una componente quiescente dell'ordine di qualche mJy e con spettro piatto (Umana et al. 1993), consistenti con emissione di girasincrotrone. Al contrario dei sistemi RS CVn però l'emissione generalmente non è polarizzata o lo è molto debolmente, anche durante periodi quiescenti. Osservazioni VLBI di Algol hanno mostrato che la regione emittente ha dimensioni paragonabili al sistema binario (Mutel et al. 1985; Lestrade et al. 1988; Massi et al. 1988) e che durante flares si ha una struttura *core-halo* del tutto simile a quella di UX Ari (Mutel et al. 1985). Nel caso di Algol inoltre è stata osservata anche un'emissione altamente variabile e polarizzata indicativa di processi di emissione coerente (Lestrade et al. 1988).

EVOLUZIONE TEMPORALE DELL'EMISSIONE RADIO

§ 2.1 Introduzione

Come abbiamo detto nel Cap. 1, le osservazioni VLBI di sistemi RS CVn hanno mostrato che la sorgente ha una struttura variabile, con l'emissione concentrata in una regione compatta (*core*) molto brillante durante intensi flares, ed estesa a tutto il sistema binario (*halo*) nella fase quiescente; a livelli di flusso intermedi spesso si osserva anche una struttura *core-halo* in cui entrambe le componenti sono presenti (Mutel et al. 1985; Lestrade et al. 1988). Basandosi su queste caratteristiche, Mutel et al. (1985) avevano proposto in maniera del tutto qualitativa che la componente quiescente potesse costituire la fase finale del decadimento di un flare. Secondo questi autori infatti questa componente è dovuta all'emissione da parte della frazione di elettroni della distribuzione iniziale che sono rimasti intrappolati in regioni di bassa densità e campo magnetico, dove le perdite energetiche per sincrotrone e radiazione sono meno efficienti, e che quindi possono emettere più a lungo. Questa ipotesi è in accordo con le osservazioni di UX Ari di Massi & Chiuderi Drago (1992), che hanno mostrato che il flusso quiescente si mantiene quasi costante, entro gli errori di misura, per almeno due giorni consecutivi, implicando un campo magnetico massimo di 30 G nella regione emittente; inoltre anche i calcoli teorici con modelli di giosincrotrone indicano che per riprodurre gli spettri dell'emissione quiescente occorre un campo $B \sim 10$ G (Chiuderi Drago & Franciosini 1993).

In questo capitolo proporremo un modello quantitativo che tenga conto di queste osservazioni. Supporremo che gli elettroni siano accelerati impulsivamente all'inizio del flare ($t = 0$) con una distribuzione di energia data da una legge di potenza riprodotte lo spettro del flare, e che siano quindi soggetti a perdite di energia per collisioni con gli elettroni del plasma termico e per emissione di radiazione sincrotrone. La variazione della distribuzione di particelle nel tempo modifica di conseguenza lo spettro della radiazione emessa; come vedremo, calcoli preliminari nel caso di una sorgente omogenea indicano che, per un campo magnetico dell'ordine di 5 G, dopo un periodo di 5–6 giorni dal flare lo spettro calcolato è in ottimo accordo con gli spettri dell'emissione quiescente. Le previsioni di questo modello sulla vita media dell'emissione quiescente sono in accordo con le osservazioni, che indicano che la frequenza di flares di bassa e media intensità (50 – 200 mJy) è sufficientemente elevata in questi sistemi (Neidhöfer et al. 1993; Torricelli Ciamponi et al. 1995; Umana et al. 1995; Trigilio et al. 1996; Massi et al. 1996), confermando l'ipotesi che gli elettroni siano accelerati durante i flares. Questo ci ha spinto a raffinare il modello introducendo una struttura più realistica della sorgente, con un campo magnetico dipolare, e tenendo conto nel calcolo dell'evoluzione della distribuzione e dello spettro sia degli elettroni che sfuggono nel *loss-cone*, sia dell'influenza del plasma termico coronale mediante emissione ed assorbimento *free-free* ed effetto Razin. Come vedremo questo modello riproduce molto bene le caratteristiche degli spettri dei sistemi RS CVn, così come l'evoluzione della struttura della sorgente.

§ 2.2 Evoluzione temporale della distribuzione di energia e dello spettro: equazioni generali

L'evoluzione temporale di una distribuzione $N(\gamma, t)$ isotropa e omogenea è descritta in generale dalla seguente equazione (Melrose & Brown 1976; Melrose 1980):

$$\frac{\partial N(\gamma, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[N(\gamma, t) \frac{d\gamma}{dt} \right] = Q(\gamma, t) - \nu_L N(\gamma, t), \quad (2.1)$$

dove $d\gamma/dt$ rappresenta la variazione dell'energia degli elettroni in seguito a perdite o guadagni, che supponiamo dipendente solo da γ ($d\gamma/dt = \varphi(\gamma)$), $Q(\gamma, t)$ è la funzione sorgente che descrive la densità di elettroni di energia γ che vengono iniettati al tempo t nella regione emittente, per unità di tempo e intervallo di energia $d\gamma$, mentre $\nu_L N(\gamma, t)$ rappresenta la densità di elettroni che sono invece rimossi dalla regione, sempre per unità di tempo e intervallo di energia. La soluzione generale dell'Eq. (2.1) è data da (Melrose & Brown 1976):

$$N(\gamma, t) = \frac{d\gamma_0}{d\gamma} N(\gamma_0, 0) e^{[H(\gamma)-H(\gamma_0)]} + \frac{1}{|\varphi(\gamma)|} \int_{\gamma}^{\gamma_0} d\gamma' e^{[H(\gamma)-H(\gamma')] } Q[\gamma', t - h(\gamma') + h(\gamma)], \quad (2.2)$$

dove $N(\gamma_0, 0)$ è la distribuzione al tempo iniziale $t = 0$, con $\gamma_0 = \gamma(t = 0)$, e:

$$h(\gamma) = \int_1^{\gamma} \frac{d\gamma'}{|\varphi(\gamma')|} \quad ; \quad H(\gamma) = \int_1^{\gamma} \frac{\nu_L}{|\varphi(\gamma')|} d\gamma'. \quad (2.3)$$

La relazione fra γ_0 e γ si ricava integrando l'equazione:

$$\frac{d\gamma}{dt} = \varphi(\gamma). \quad (2.4)$$

Ci sono vari fattori che contribuiscono a diminuire l'energia degli elettroni; in un plasma magnetizzato i meccanismi più importanti sono le collisioni coulombiane con elettroni termici, il bremsstrahlung, l'emissione di radiazione sincrotrone e l'effetto Compton inverso (Petrosian 1985; Pacholczyk 1970). Tuttavia nel nostro caso solo le perdite per collisioni coulombiane e per radiazione sincrotrone sono importanti, mentre gli altri due meccanismi sono in genere trascurabili. In un plasma completamente ionizzato le perdite per collisioni e sincrotrone sono descritte dalle seguenti relazioni (Petrosian 1985):

$$\begin{aligned} \dot{\gamma}_C &= -6 \times 10^{-13} n_e \\ \dot{\gamma}_S &= -1.3 \times 10^{-9} B^2 \gamma^2 \end{aligned} \quad (2.5)$$

dove n_e è la densità del plasma termico, B è il campo magnetico nella sorgente, e abbiamo considerato per le perdite radiative un valore mediato sul *pitch angle* (angolo fra velocità e campo magnetico) dell'elettrone.

L'importanza relativa di questi processi dipende dall'energia: le perdite collisionali dominano per piccoli valori di γ , mentre quelle per radiazione sincrotrone sono più importanti alle alte energie. Quindi le perdite collisionali hanno l'effetto di diminuire il numero di elettroni di bassa energia, appiattendolo la distribuzione, mentre quelle radiative riducono fortemente il numero degli elettroni più energetici, provocando un brusco taglio per un certo valore di γ dipendente dal tempo. Di conseguenza se sono presenti entrambi gli effetti, dopo un certo tempo avremo una distribuzione meno ripida e con un'energia massima minore di quella iniziale.

Usando le Eq. (2.5), la (2.4) diventa:

$$-\frac{d\gamma}{dt} = \alpha + \eta\gamma^2, \quad (2.6)$$

con $\alpha = 6 \times 10^{-13} n_e$ e $\eta = 1.3 \times 10^{-9} B^2$, da cui si ottiene:

$$\gamma(t) = \frac{A\gamma_0 - \tan A\alpha t}{A(1 + A\gamma_0 \tan A\alpha t)}, \quad (2.7)$$

con $A = \sqrt{\eta/\alpha}$.

L'evoluzione temporale dello spettro si può ottenere sostituendo, per ogni istante t , la distribuzione di energia $N(\gamma, t)$ derivata dalla (2.2) nelle espressioni dell'emissività e del coefficiente di assorbimento di girosincrotrone e calcolando poi l'intensità risolvendo l'equazione del trasporto. Espressioni approssimate per l'emissività j_ν e il coefficiente di assorbimento k_ν in un plasma, valide per $\nu/\nu_b \geq 3 - 4$, dove ν_b è la girofrequenza, sono state ricavate da Klein (1987), estendendo il metodo sviluppato da Petrosian (1981) per l'emissione nel vuoto. Nel caso di una distribuzione di energia isotropa $N(\gamma)$ esse possono essere scritte nella forma:

$$\begin{aligned}
j_\nu &= \frac{e^2 \nu}{2c} \sqrt{\frac{\pi \nu_b}{\nu}} \int_1^\infty d\gamma Y_o(\gamma, \theta) N(\gamma) \\
k_\nu &= \frac{-e^2}{2m_e c n \nu} \sqrt{\frac{\pi \nu_b}{\nu}} \int_1^\infty d\gamma Y_o(\gamma, \theta) \left[\frac{dN(\gamma)}{d\gamma} - \frac{N(\gamma)(2\gamma^2 - 1)}{\gamma(\gamma^2 - 1)} \right]
\end{aligned} \tag{2.8}$$

dove θ è l'angolo fra il campo magnetico e la linea di vista, e:

$$Y_o(\gamma, \theta) = \frac{Z_o^{2s_o}}{\gamma^{1/2} \varepsilon^3 (1+t_o^2)^{1/4}} \frac{[-a(t_o, s_o) b(t_o, s_o) (1+t_o^2) + a_\theta \cos \theta]^2}{n \sin \theta (1+a_\theta^2) a^2(t_o, s_o)}, \tag{2.9}$$

con $\varepsilon = 1/\sqrt{1-n^2\beta^2}$, $t_o = \varepsilon n \beta \sin \theta$ e $\beta = \sqrt{\gamma^2 - 1}/\gamma$. Le quantità Z_o , s_o , $a(t_o, s_o)$ e $b(t_o, s_o)$ sono date da:

$$\begin{aligned}
Z_o &= \frac{t_o e^{1/\sqrt{1+t_o^2}}}{1 + \sqrt{1+t_o^2}}; \\
s_o &= \frac{\gamma}{\varepsilon^2} \frac{\nu}{\nu_b} (1+t_o^2); \\
a(t_o, s_o) &= \left[(1+t_o^2)^{-3/2} + \frac{0.503297}{s_o} \right]^{1/6}; \\
b(t_o, s_o) &= \left[(1+t_o^2)^{-3/2} + \frac{1.193000}{s_o} \right]^{1/6} \left(1 - \frac{1}{5 s_o^{2/3}} \right).
\end{aligned} \tag{2.10}$$

Le espressioni di j_ν e k_ν nei due modi ordinario (+) e straordinario (-) si ottengono sostituendo nella (2.8) i rispettivi valori dell'indice di rifrazione n_\pm e dei coefficienti di polarizzazione $a_{\theta\pm}$, che possono essere scritti nella forma:

$$\begin{aligned}
n_\pm^2 &= 1 - \frac{X}{1 + Y |\cos \theta| (-\xi \pm \sqrt{1 + \xi^2})}, \\
a_{\theta\pm} &= \frac{\cos \theta}{|\cos \theta|} \frac{1}{-\xi \pm \sqrt{1 + \xi^2}},
\end{aligned} \tag{2.11}$$

dove:

$$X = \frac{\nu_p^2}{\nu^2}; \quad Y = \frac{\nu_b}{\nu}; \quad \xi = \frac{Y \sin^2 \theta}{2(1-X) |\cos \theta|} \tag{2.12}$$

(ν_p = frequenza di plasma).

Nell'ipotesi che i due modi di radiazione si propaghino indipendentemente, è possibile risolvere l'equazione del trasporto separatamente ottenendo l'intensità nei modi ordinario e straordinario, I^\pm , e quindi l'intensità totale $I = I^+ + I^-$ e da questa il flusso.

§ 2.3 Evoluzione in una sorgente omogenea

Come calcolo preliminare consideriamo l'evoluzione dell'emissione dal solo alone, che si suppone costituito da una sorgente cilindrica di raggio $L/2$ e altezza L , con L pari alla separazione del sistema binario ($L \simeq 1.2 \times 10^{12}$ cm) e con campo magnetico uniforme $B \leq 30$ G e densità di elettroni relativistici costanti. Per semplicità assumiamo che il plasma termico coronale agisca solo sulla distribuzione degli elettroni tramite le collisioni, ma trascuriamo l'effetto sulla radiazione emessa (*free-free* ed effetto Razin) considerando l'emissione come se avvenisse nel vuoto ($n_\pm \simeq 1$).

Facciamo inoltre l'ipotesi che gli elettroni siano accelerati impulsivamente all'inizio del flare, corrispondente a $t = 0$, e siano poi soggetti solo a perdite energetiche; in questo caso nell'Eq. (2.1) si ha $Q(\gamma, t) = \nu_L = 0$, e l'Eq. (2.2) si riduce semplicemente a:

$$N(\gamma, t) = N(\gamma_0, 0) \frac{d\gamma_0}{d\gamma}. \quad (2.13)$$

Se la distribuzione iniziale è una legge di potenza isotropa della forma:

$$N(\gamma_0, 0) = K (\gamma_0 - 1)^{-\delta}, \quad (2.14)$$

con $\gamma_{01} \leq \gamma_0 < \infty$ e $K = N_0 (\delta - 1) (\gamma_{01} - 1)^{\delta-1}$, dove N_0 è la densità totale di elettroni relativistici al tempo $t = 0$ ($N_0 = \int_{\gamma_{01}}^{\infty} N(\gamma_0, 0) d\gamma_0$), la distribuzione al tempo t è data da:

$$N(\gamma, t) = K(1 + \tan^2 A\alpha t) A^\delta \frac{[A\gamma (1 + A \tan A\alpha t) - A + \tan A\alpha t]^{-\delta}}{(1 - A\gamma \tan A\alpha t)^{2-\delta}} \quad (2.15)$$

con $\gamma_1 \leq \gamma \leq \gamma_2$, dove:

$$\gamma_1 = \frac{A\gamma_{o1} - \tan A\alpha t}{A(1 + A\gamma_{o1} \tan A\alpha t)}, \quad \gamma_2 = \frac{1}{A \tan A\alpha t}. \quad (2.16)$$

La condizione $\gamma_1, \gamma_2 > 1$ implica l'esistenza di due tempi caratteristici t_1 e t_2 , dati da:

$$t_1 = \frac{1}{A\alpha} \arctan \frac{A(\gamma_{o1} - 1)}{1 + A^2 \gamma_{o1}}, \quad t_2 = \frac{1}{A\alpha} \arctan \frac{1}{A}. \quad (2.17)$$

Per $t < t_1$, tutte le particelle della distribuzione iniziale hanno ancora $\gamma > 1$ e quindi emettono radiazione giresincrotrone. Per $t_1 \leq t < t_2$ gli elettroni di minore energia sono stati termalizzati, dando $\gamma_1 = 1$; la densità di elettroni relativistici diminuisce col tempo, diventando uguale a zero per $t = t_2$, quando anche $\gamma_2 = 1$ e tutte le particelle hanno perso la loro energia. Per $t \geq t_2$ non c'è più emissione dalla sorgente.

Se indichiamo con $N_R(t)$ la densità totale degli elettroni relativistici al tempo t :

$$N_R(t) = \int_{\gamma_1(t)}^{\gamma_2(t)} N(\gamma, t) d\gamma, \quad (2.18)$$

otteniamo:

$$\frac{N_R(t)}{N_o} = \begin{cases} 1 & t < t_1 \\ \left[\frac{A(1 - A \tan A\alpha t)(\gamma_{o1} - 1)}{(1 + A^2) \tan A\alpha t} \right]^{\delta-1} & t_1 \leq t < t_2 \\ 0 & t \geq t_2. \end{cases} \quad (2.19)$$

L'evoluzione temporale della distribuzione di energia nei due casi $\delta = 2$ e $\delta = 3$, con $\gamma_{o1} = 1.1$, è mostrata in Fig. 2.1 per un campo magnetico $B = 10$ G e una densità termica $n_e = 10^8 \text{ cm}^{-3}$. La diminuzione del numero di elettroni a bassa energia a causa delle collisioni appiattisce la distribuzione, che diventa quasi costante con un brusco taglio vicino al limite superiore γ_2 . Il valore di γ_2 dipende fortemente dal campo magnetico, e diminuisce rapidamente al crescere

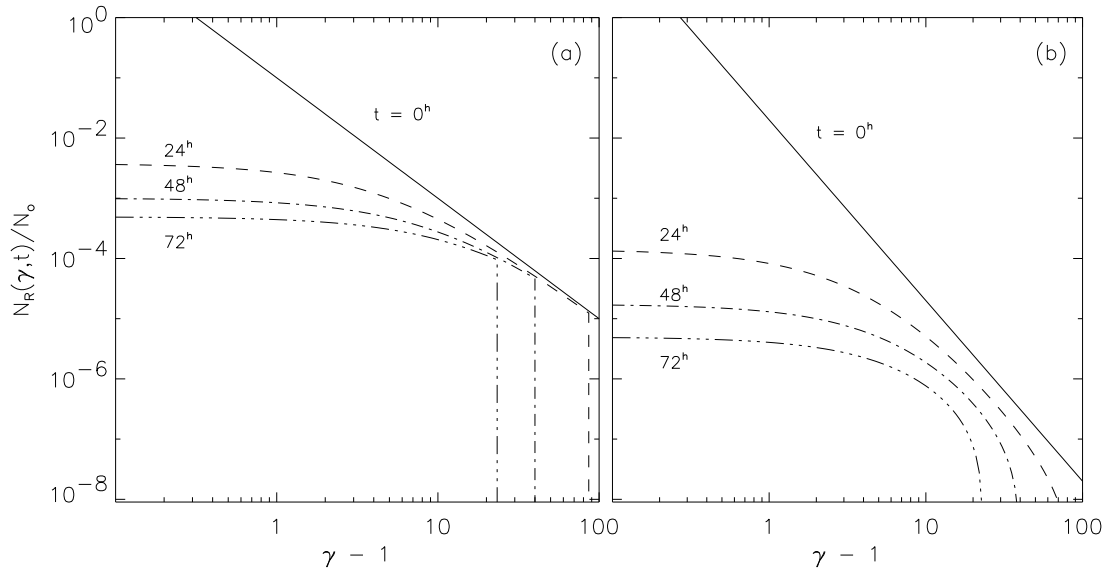


Fig. 2.1 Evoluzione temporale della distribuzione di energia per $\delta = 2$ (a) e $\delta = 3$ (b), nel caso di un campo magnetico $B = 10$ G e di una densità termica $n_e = 10^8$ cm^{-3} .

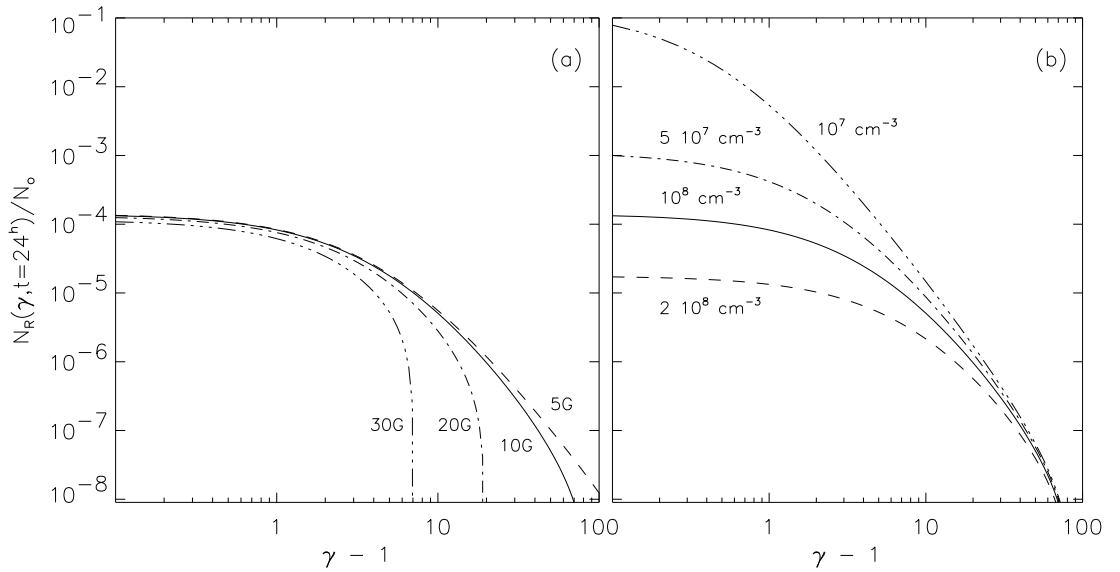


Fig. 2.2 Effetto della variazione di B (a) ed n_e (b) sulla distribuzione per $t = 24^h$ nel caso $\delta = 3$. In entrambi i casi la curva continua corrisponde a $B = 10$ G, $n_e = 10^8$ cm^{-3} .

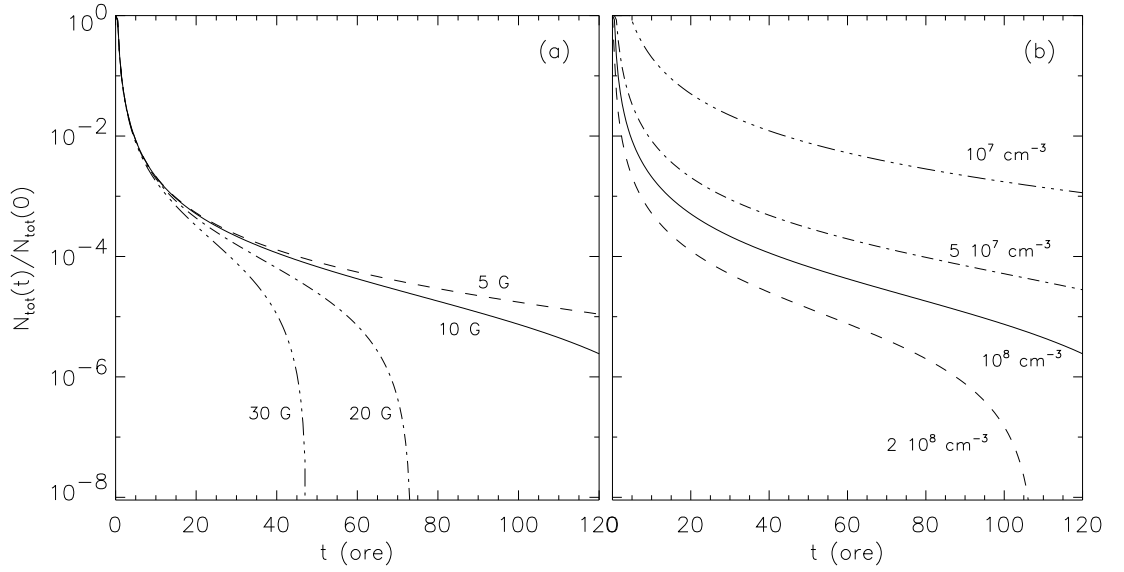


Fig. 2.3 Evoluzione temporale del numero totale di particelle relativistiche, dato dall'Eq. (2.19), nel caso $\delta = 3$, per diversi valori del campo magnetico (a) e della densità termica (b). In entrambi i casi la curva continua corrisponde a $B = 10$ G, $n_e = 10^8$ cm $^{-3}$.

di B ; inoltre l'appiattimento a bassa energia è tanto maggiore quanto maggiore è n_e (Fig. 2.2).

L'effetto della densità del plasma termico e del campo magnetico sull'evoluzione di $N_R(t)/N_o$ è mostrata in Fig. 2.3. La densità di elettroni relativistici decresce molto rapidamente nelle prime ore dopo l'inizio del flare per effetto delle collisioni, poi la diminuzione dipende dal campo magnetico, essendo più lenta per valori minori di B . Se $B \gtrsim 20$ G tutta la popolazione è termalizzata dopo due giorni; dato che le osservazioni di Massi & Chiuderi Drago (1992) implicano una vita media della componente quiescente $\tau \gtrsim 2^d$, ne consegue che essa debba provenire da zone con $B \leq 10$ G.

In Fig. 2.4 è mostrata l'evoluzione dello spettro nel caso $\delta = 2$, $n_e = 10^8$ cm $^{-3}$ per $B = 10$ G e $B = 5$ G, assumendo $\theta = 45^\circ$, una distanza $d = 50$ pc (distanza di UX Ari) e una densità di colonna iniziale $N_o L = 10^{17}$ cm $^{-2}$ in accordo con i valori derivati per i flares. Come si vede, lo spettro diventa otticamente sottile su tutto l'intervallo di frequenze considerato dopo uno o due giorni dal flare, poi mantiene approssimativamente la stessa forma finché c'è un

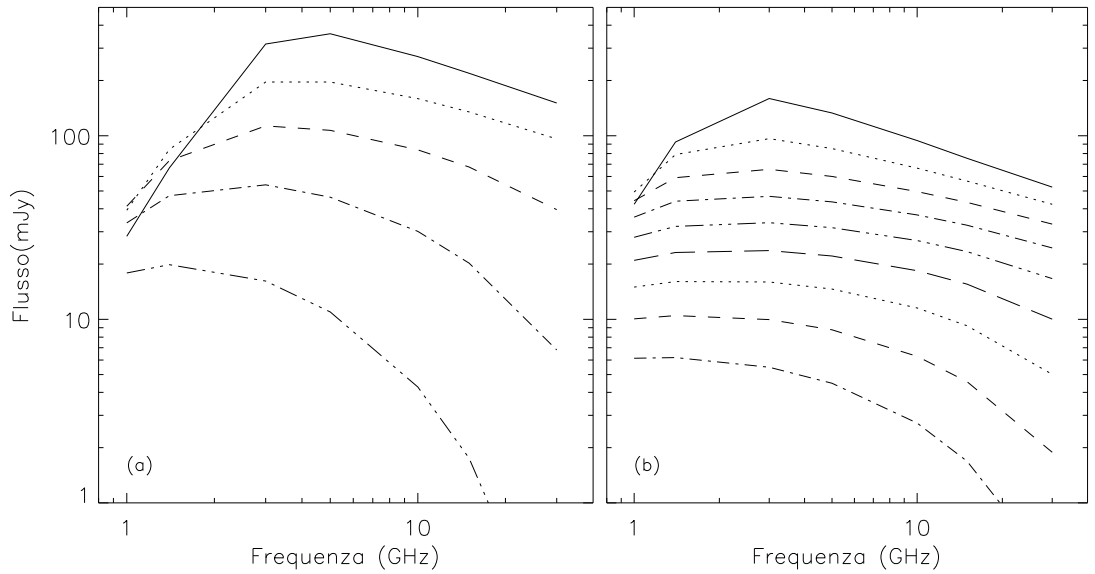


Fig. 2.4 Evoluzione temporale dello spettro calcolato nei due casi $B = 10$ G (a) e $B = 5$ G (b), per $\delta = 2$, $n_e = 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $\theta = 45^\circ$, e $N_o L = 10^{17} \text{ cm}^{-2}$. Lo spettro per $t = 0$ è indicato con una linea continua. Gli altri spettri sono stati ottenuti, dall'alto verso il basso, a intervalli di un giorno l'uno dall'altro, da $t = 1^d$ a $t = 8^d$.

numero sufficiente di elettroni di alta energia ($\gamma \geq 50$), necessari per mantenere lo spettro piatto fino a 15 GHz. Quando questo non è più vero, la pendenza ad alta frequenza aumenta. Nel caso $B = 5$ G la forma dello spettro rimane praticamente invariata per 5–6 giorni dopo il flare, ed è in ottimo accordo con quella degli spettri quiescenti osservati. Risultati simili sono ottenuti con $\delta = 3$, anche se lo spettro è più ripido e il flusso decresce più rapidamente.

Questo semplice modello predice inoltre che l'intensità dell'emissione dalle zone più vicine alla stella, dove il campo è più elevato ($B > 50-100$ G), domina sull'emissione dell'alone nelle prime ore dopo l'inizio del flare, ma decresce molto rapidamente e dopo un periodo di uno o due giorni rimane solo la debole emissione dall'alone, in accordo con le osservazioni VLBI.

La validità del modello dipende dalla frequenza dei flares in questi sistemi, che deve essere di almeno un evento alla settimana per permettere di mantenere l'emissione quiescente. Allo scopo di determinare la frequenza dei flares è stato iniziato nel Dicembre 1992 un programma di monitoraggio di UX Ari

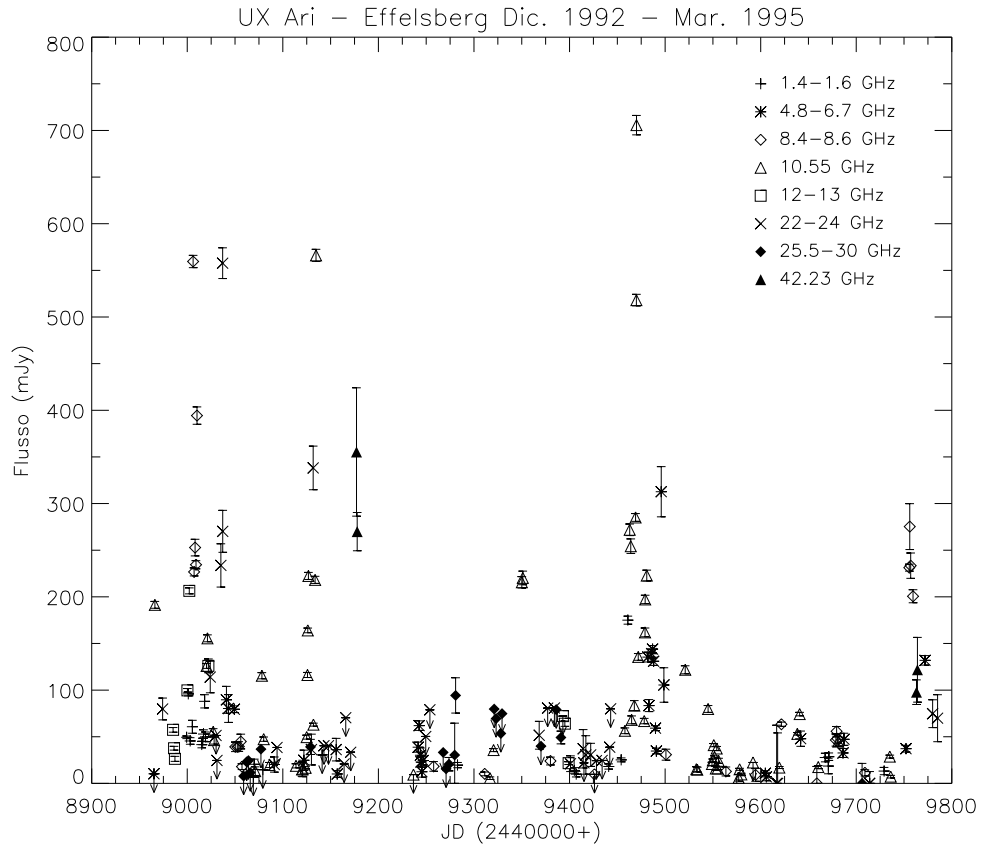


Fig. 2.5 Osservazioni di UX Ari effettuate al radiotelescopio di Effelsberg fra Dicembre 1992 e Marzo 1995 a varie frequenze tra 1.4 e 43 GHz (Neidöfer et al. 1993; Torricelli Ciamponi et al. 1995; Massi et al. 1996).

al radiotelescopio di Effelsberg (Neidhöfer et al. 1993; Torricelli Ciamponi et al. 1995; Massi et al. 1996); le osservazioni sono effettuate negli intervalli fra altre osservazioni in programma, perciò coprono un intervallo di frequenze fra 1.4 e 43 GHz, a seconda del ricevitore disponibile. Queste osservazioni indicano che, benché flares molto intensi ($F_\nu > 300$ mJy) siano abbastanza rari, flares di bassa o media energia ($50 \text{ mJy} \leq F_\nu \leq 200$ mJy) sono osservati molto spesso (Fig. 2.5). Simili risultati sono stati ottenuti durante un monitoraggio a 5 GHz di HR 1099 effettuato al radiotelescopio di Noto a partire dal 1990 (Umana et al. 1995).

Poiché queste osservazioni confermano l'ipotesi che gli elettroni siano accelerati episodicamente durante i flares, abbiamo deciso di raffinare il modello

includendo vari effetti che erano stati trascurati nella versione preliminare semplificata. In primo luogo verrà abbandonata l'ipotesi di un campo magnetico uniforme, supponendo invece che l'emissione avvenga in un loop magnetico; inoltre nel calcolo della distribuzione degli elettroni relativistici terremo conto anche delle particelle che abbandonano la sorgente perché contenuti all'interno del *loss-cone*. Infine considereremo l'influenza del plasma termico coronale non solo sull'evoluzione della distribuzione di particelle, come nel modello preliminare, ma anche sulla radiazione emessa, includendo nell'equazione del trasporto sia l'emissione ed assorbimento termico *free-free* che l'effetto Razin.

§ 2.4 Evoluzione in un loop dipolare

Consideriamo una sorgente costituita da un loop magnetico che unisce due macchie sulla superficie della stella. Il loop è generato da un dipolo posto sul piano del cielo ad una certa profondità sotto la fotosfera: la profondità e la forza del dipolo sono scelte imponendo che il campo magnetico nel centro delle macchie sia perpendicolare alla superficie e abbia un certo valore B_{\max} . Nei calcoli seguenti è stato adottato il valore $B_{\max} = 1000$ G, in accordo con le osservazioni (Giampapa et al. 1983; Gondoin et al. 1985; Donati et al. 1990, 1992). Per ragioni di semplicità, faremo l'ipotesi che il loop resti fisso sul piano del cielo, nonostante la rotazione della stella; questa è un'approssimazione piuttosto forte, che abbandoneremo in seguito nel Cap. 4.

Gli studi sulla distribuzione delle macchie nei sistemi RS CVn (vedi Cap. 1) indicano che tipicamente le macchie hanno raggi $R_{\text{spot}} \simeq 15^\circ - 25^\circ$, mentre la loro posizione varia molto da un'osservazione all'altra. Una variazione della separazione angolare delle macchie produce una variazione nella superficie e nel volume della sorgente. Poiché la sorgente è otticamente sottile quasi ovunque, tranne che molto vicino alla stella, l'unico parametro geometrico importante è il suo volume, che dipende anche dal raggio delle macchie. Nei calcoli seguenti considereremo come separazione angolare fra i centri delle macchie $\Theta = 60^\circ$ e $\Theta = 90^\circ$.

Per semplicità e per ridurre i tempi di calcolo, abbiamo fatto l'ipotesi che il

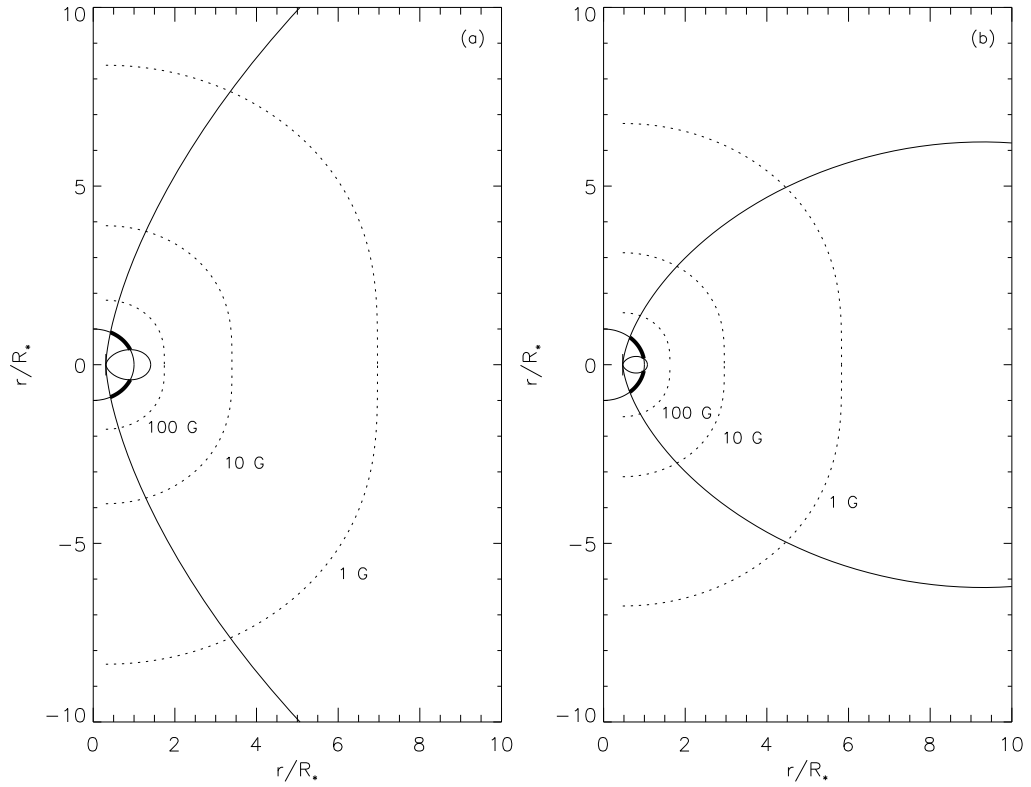


Fig. 2.6 Forma della sorgente sul piano del cielo. Le macchie sono indicate con archi spessi: $R_{\text{spot}} = 20^\circ$ e la separazione fra i centri delle macchie è $\Theta = 90^\circ$ (a) e $\Theta = 60^\circ$ (b). La sorgente è delimitata dalle linee continue; le linee puntinate rappresentano i livelli $B = \text{cost}$, nell'ipotesi $B_{\text{max}} = 1000 \text{ G}$.

campo magnetico varii solo sul piano del cielo e sia costante lungo rette parallele alla linea di vista. Nel piano del cielo il loop è delimitato dalle due linee di forza passanti per i bordi delle macchie, mentre lungo la linea di vista si suppone che la sorgente abbia una sezione triangolare, come nel modello di Klein & Chiuderi Drago (1987), con semiapertura ϕ variabile tra $\phi = R_{\text{spot}}$ e $\phi = 1.5 R_{\text{spot}}$, in modo da avere dimensioni paragonabili delle macchie nelle due direzioni. Per evitare il problema dovuto al fatto che le approssimazioni (2.8) non sono valide in uno stretto intervallo intorno a $\theta = 90^\circ$, abbiamo considerato un valore medio $\theta = 85^\circ$ per l'angolo fra campo magnetico e linea di vista. La struttura della sorgente sul piano del cielo è mostrata in Fig. 2.6.

I volumi della sorgente corrispondenti alla nostra scelta di parametri sono mostrati in Tab. 2.1. Il raggio delle macchie è stato limitato a 20° , in quanto un raggio di 25° nel caso $\Theta = 90^\circ$ darebbe per la sorgente una superficie maggiore

Tab. 2.1 Volume della sorgente in funzione delle dimensioni R_{spot} e ϕ e della separazione angolare Θ delle macchie

R_{spot} ($^{\circ}$)	ϕ ($^{\circ}$)	Volume (cm^3)	
		$\Theta = 60^{\circ}$	$\Theta = 90^{\circ}$
15	15.0	1.30×10^{36}	2.34×10^{37}
	22.5	2.01×10^{36}	3.61×10^{37}
20	20.0	1.88×10^{37}	9.57×10^{38}
	30.0	2.97×10^{37}	1.52×10^{39}

di un ordine di grandezza rispetto alle dimensioni del sistema binario e, nel caso $\Theta = 60^{\circ}$, la separazione fra le macchie sarebbe troppo piccola rispetto alla loro dimensione.

La densità totale di elettroni relativistici $N_{\text{tot}} = N_{\circ} V$ è stata scelta in modo da riprodurre una densità di flusso dell'ordine di 100 – 150 mJy a 15 GHz, corrispondente al valore osservato più comunemente durante periodi attivi. Tutti i calcoli sono stati riferiti alla distanza del sistema UX Ari, $d = 50$ pc.

Il loop inoltre è riempito con un plasma termico alla temperatura $T = 1.5 \times 10^7$ K, in accordo con il valore medio della temperatura della componente calda derivato dalle osservazioni X più recenti (Dempsey et al. 1993). La densità del plasma termico n_e è stata considerata uniforme e lasciata come parametro libero. Benché la struttura magnetica della corona stellare possa generare consistenti disomogeneità di densità fra loops diversi, la nostra approssimazione di una densità costante entro lo stesso loop magnetico non differisce significativamente dalla situazione reale. Infatti, assumendo che la densità elettronica nel loop sia distribuita secondo l'equilibrio idrostatico, essa si riduce a $0.7 n_{\circ}$ per $R = 10 R_{\star}$, dove n_{\circ} è la densità alla superficie stellare, e poi rimane quasi costante. La presenza della compagna, se è dalla stessa parte del loop, così come la rotazione del sistema, fanno sì che la densità diminuisca ancora più lentamente.

Come nel caso preliminare del paragrafo precedente, consideriamo come di-

stribuzione iniziale di energia una legge di potenza isotropa con esponenti $\delta = 2$ e $\delta = 3$, definita per $\gamma_{o1} \leq \gamma_o < \infty$, con $\gamma_{o1} = 1.1$, che evolve nel tempo in seguito a perdite energetiche per collisioni e radiazione sincrotrone. Supponiamo inoltre che gli elettroni siano accelerati al tempo $t = 0$ in modo uniforme su tutto il loop; questa ipotesi è giustificata dal fatto che, anche se gli elettroni vengono iniettati in un punto specifico del loop, il tempo necessario per riempirlo tutto è trascurabile rispetto ai tempi scala caratteristici del decadimento del flare. La presenza di un campo magnetico convergente causa però la perdita dalla regione emittente degli elettroni con piccolo *pitch angle*, i quali penetrano più in profondità nell'atmosfera stellare, dove perdono rapidamente la loro energia. Questo fenomeno produce un'anisotropia nella distribuzione di energia; tuttavia, le collisioni con i protoni del plasma termico rendono la distribuzione nuovamente isotropa in un tempo caratteristico (Spitzer 1962):

$$\tau_d \simeq 3.11 \times 10^{-20} \frac{v^3}{n_e} \sim \frac{8.4 \times 10^{11}}{n_e} \beta^3 \quad (2.20)$$

dove $\beta = v/c$. Il numero di particelle con energia γ che sfuggono dalla sorgente nel *loss-cone* per unità di tempo può essere stimato come:

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_{lc} = - \frac{\Omega_{lc}}{4\pi} \frac{N(\gamma, t)}{\tau_d} = - \frac{(1 - \cos \psi_o)}{2 \tau_d} N(\gamma, t), \quad (2.21)$$

dove $\Omega_{lc} = 2\pi (1 - \cos \psi_o)$ è l'angolo solido del *loss-cone* e:

$$\cos \psi_o = \sqrt{1 - \frac{B}{B_{\max}}}, \quad (2.22)$$

dove B è il campo magnetico locale. In questo caso, l'Eq. (2.1) diventa:

$$\frac{\partial N(\gamma, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{d\gamma}{dt} N(\gamma, t) \right] = - \frac{(1 - \cos \psi_o)}{2 \tau_d} N(\gamma, t). \quad (2.23)$$

Se sostituiamo a β un valore medio sulla distribuzione iniziale di energia, per cui τ_d diventa costante, dalla (2.2) si ottiene:

$$N(\gamma, t) = N(\gamma_o, 0) \frac{d\gamma}{d\gamma_o} e^{-(1 - \cos \psi_o) t / 2\tau_d}. \quad (2.24)$$

La distribuzione $N(\gamma, t)$ ha quindi la stessa forma della (2.15) con il termine esponenziale in più. Per elettroni con $\beta \simeq 1$, con i valori dei parametri adottati in questo capitolo l'effetto del *loss-cone* risulta sempre molto piccolo, e l'evoluzione della distribuzione non è sostanzialmente molto diversa dal caso precedente. Nel caso di elettroni mediamente relativistici, che hanno un valore medio di β minore, il termine esponenziale può ridurre anche notevolmente il numero di particelle ad un certo istante, rendendo il decadimento del flare più rapido.

Come detto nel paragrafo precedente, si è tenuto conto della presenza del plasma termico anche nel calcolo della radiazione emessa, introducendo sia l'emissione ed assorbimento termico che l'effetto Razin. Nella nostra ipotesi di una densità uniforme, l'effetto Razin, che riduce fortemente l'emissione per frequenze $\nu \lesssim 20 n_e/B$, diventa molto importante a grande distanza dalla stella attiva, dove il campo magnetico è basso. Per tenere conto di questo effetto, si deve considerare l'espressione completa dell'emissività e coefficiente di assorbimento (Eq. (2.8)) in un mezzo con $n_{\pm} \neq 1$. L'assorbimento ed emissione *free-free* compaiono invece come termini aggiuntivi nell'equazione del trasporto.

§ 2.5 Confronto con le osservazioni

Gli spettri dei sistemi RS CVn disponibili in letteratura mostrano una grande varietà di forme e di flusso. Non avendo a disposizione osservazioni spettrali effettuate più volte durante uno stesso flare, un confronto diretto degli spettri calcolati con quelli osservati non può fornire nessuna informazione utile sui parametri del modello, in particolare sull'indice spettrale δ , sul volume del loop e sulla densità termica.

Nonostante la grande varietà di osservazioni, Mutel et al. (1987) hanno mostrato l'esistenza di una correlazione molto buona fra il logaritmo della luminosità osservata divisa per quella media, $L_R/\langle L_R \rangle$, a 5 GHz, e l'indice spettrale α misurato fra 1.4 e 5 GHz (vedi Fig. 1.3a). Considerando anche la relazione ricavata da altre osservazioni recenti (Fig. 1.3b), si vede che, nonostante la dispersione dei dati, nessun punto cade nella parte inferiore destra o superiore

sinistra del diagramma. Più precisamente, per tutte le osservazioni si ha che $\log(L_R/\langle L_R \rangle)$ deve essere maggiore di $1.31\alpha - 1.1$ e minore di $1.31\alpha + 0.64$.

Il grafico di Mutel et al. della relazione fra $\log(L_R/\langle L_R \rangle)$ e α è mostrato in Fig. 2.7 insieme ad alcune delle curve ottenute dal nostro modello: ogni curva è stata ricavata calcolando la luminosità e l'indice spettrale a tempi diversi, e le varie curve differiscono fra loro nei parametri iniziali. Il valore adottato per la luminosità radio media, $\langle L_R \rangle = 5 \times 10^{16} \text{ erg sec}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$, è stato ottenuto mediando le luminosità delle stelle elencate nella Tab. 3 di Drake et al. (1989).

Le curve mostrate in Fig. 2.7 sono state ottenute, per ciascun valore dell'esponente δ della distribuzione iniziale di energia, assumendo $\Theta = 90^\circ$ e $\phi = R_{\text{spot}} = 20^\circ$, e variando la densità totale di elettroni relativistici e la densità del plasma termico. Una variazione del primo parametro, $N_{\text{tot}} = N_o V$, trasla rigidamente le curve in direzione verticale, se la radiazione è otticamente sottile a entrambe le frequenze (1.4 e 5 GHz), le lascia invariate nella regione in cui sono entrambe otticamente spesse e sposta i punti verso l'alto e verso destra (aumentando sia L che α) nel caso in cui la radiazione è otticamente sottile a 5 GHz e spessa a 1.4 GHz. Quindi si può concludere che variando N_{tot} non si ottiene nessuna variazione sensibile della forma delle curve mostrate in Fig. 2.7. I limiti inferiore e superiore per N_o , dedotti dalle osservazioni, sono $5 \times 10^3 \leq N_o \leq 2 \times 10^4$ per $\delta = 2$ e $3 \times 10^5 \leq N_o \leq 1 \times 10^6$ per $\delta = 3$.

L'influenza della densità termica sulla correlazione considerata è invece molto importante, poiché cambia drasticamente la pendenza delle curve a bassa frequenza; come si vede dalla Fig. 2.7 infatti una densità termica superiore a 10^7 cm^{-3} fa invertire l'andamento delle curve verso l'angolo in basso a destra, in chiara contraddizione con le osservazioni. Una variazione dei parametri Θ , ϕ e R_{spot} , lasciando n_e e N_{tot} invariati, non influenza significativamente l'andamento delle curve.

Gli spettri radio ottenuti durante il flare ($t = 0$) e per vari tempi successivi sono mostrati in Fig. 2.8 per $\delta = 2$ e $\delta = 3$. I parametri del loop sono gli stessi di Fig. 2.7 e si è considerata una densità del plasma termico $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$.

Per quanto riguarda il parametro δ , notiamo che gli spettri ottenuti assumendo $\delta = 3$ soddisfano la correlazione fra indice spettrale e luminosità in

Fig. 2.7 Confronto della relazione fra $\log(L_R/\langle L_R \rangle)$ e α calcolata con quella osservata da Mutel et al. (1987). Le curve sono state ottenute assumendo $R_{\text{spot}} = \phi = 20^\circ$, $\Theta = 90^\circ$ nei casi $\delta = 2$, $N_o = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (a) e $\delta = 3$, $N_o = 6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (b). Le varie curve corrispondono a densità termiche $n_e = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (linea continua), $5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ (linea tratteggiata), 10^7 cm^{-3} (linea a tratto-punto) e $5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ (linea puntinata).

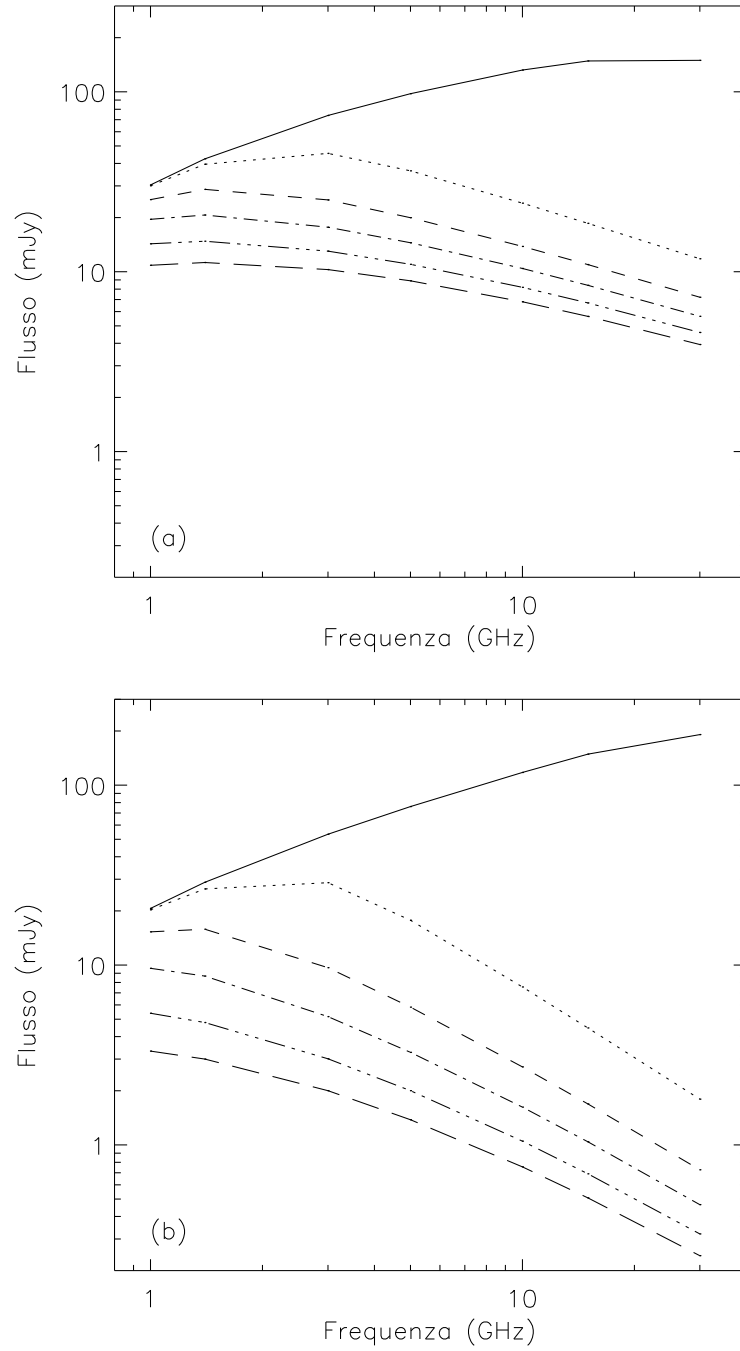


Fig. 2.8 Spettri radio ottenuti assumendo $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$, $\Theta = 90^\circ$, $R_{\text{spot}} = \phi = 20^\circ$, nei due casi $\delta = 2$, $N_o = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (a) e $\delta = 3$, $N_o = 6 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ (b). Le curve rappresentano gli spettri del flare per $t = 0$ (linea continua), e, dall'alto in basso, quelli emessi 2, 6, 10, 15, 20 giorni dopo.

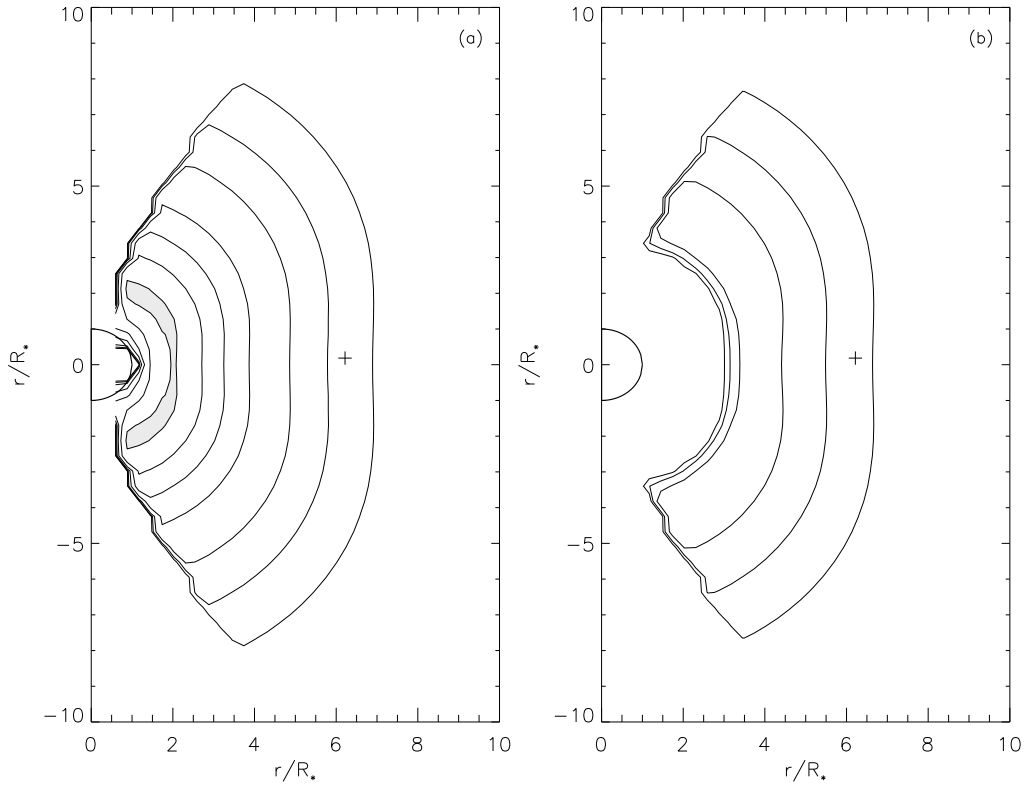


Fig. 2.9 Distribuzione di brillantezza della sorgente a $\nu = 5$ GHz, calcolata al momento del flare (a) e dopo 6 giorni (b), assumendo $\delta = 2$, $R_{\text{spot}} = \phi = 20^\circ$ e $\Theta = 90^\circ$. I contorni di intensità sono a 5×10^{-10} , 10^{-9} , 2×10^{-9} , 5×10^{-9} , 10^{-8} , 2×10^{-8} e 4×10^{-8} $\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$. Il contorno di intensità maggiore (4×10^{-8} $\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}$) è stato ombreggiato per chiarezza. La croce indica la distanza della compagna quando il sistema è in quadratura.

un intervallo più ampio di valori, ma è necessaria una densità di elettroni relativistici molto maggiore per riprodurre il flusso osservato. Un'altra differenza notevole si nota nella vita media della radiazione emessa, che diminuisce molto più rapidamente nel caso $\delta = 3$. Benché i dati disponibili non permettano di discriminare fra i due valori, la scelta di $\delta = 2$ sembra più ragionevole per motivi energetici.

Usando sempre gli stessi parametri per il loop e $\delta = 2$, abbiamo calcolato la distribuzione di brillantezza della sorgente radio a 5 GHz durante il flare ($t = 0$) e sei giorni dopo. Le mappe ottenute sono mostrate in Fig. 2.9 per $\Theta = 90^\circ$ e in Fig. 2.10 per $\Theta = 60^\circ$. Il parametro Θ infatti è quello che influenza di più la dimensione della sorgente.

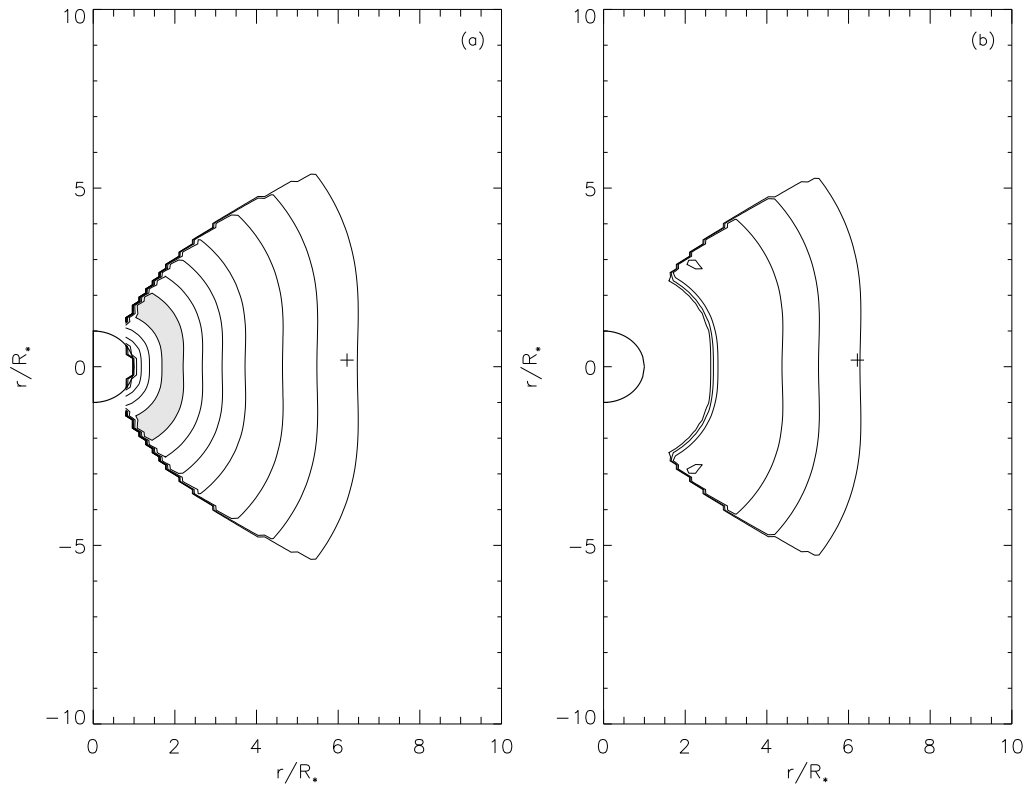


Fig. 2.10 Come Fig. 2.9 ma per una separazione fra le macchie $\Theta = 60^\circ$.

Le Fig. 2.9 e 2.10 mostrano che la distribuzione di brillantezza lontano dalla stella ($R > 4 R_\star$) non varia molto col tempo, mentre la regione molto più brillante (circa di un fattore 40), presente ad una distanza $R \simeq 2 R_\star$ per $t = 0$, scompare in pochi giorni. Questi risultati, che non cambiano apprezzabilmente se si assume $\delta = 3$, sono in ottimo accordo con l'ipotesi di un'evoluzione della struttura della sorgente da *core-halo* ad *halo*.

Il modello quindi riproduce molto bene le caratteristiche degli spettri dei sistemi RS CVn così come l'evoluzione della struttura della sorgente. Questa evoluzione era presente implicitamente anche nel modello preliminare, benché l'ipotesi di un campo magnetico costante nella sorgente non permettesse di mostrarla in modo quantitativo, ed è completamente in accordo con le osservazioni VLBI effettuate in diverse epoche (Mutel et al. 1984, 1985; Lestrade et al. 1984a, 1984b, 1988; Little-Marenin et al. 1986; Massi et al. 1988; Trigilio et al. 1993, 1995). Una ulteriore conferma al modello potrà venire da osservazioni

sia dello spettro che della struttura della sorgente effettuate durante la fase di decadimento di un flare, in modo da mettere in evidenza le variazioni temporali. Tali osservazioni, purtroppo ancora non disponibili, potrebbero permettere di ottenere importanti informazioni sulle caratteristiche fisiche della sorgente.

§ 2.6 Possibile cospazialità dell'emissione X e radio

Come detto nel Cap. 1, benché le emissioni X e radio osservate nei sistemi RS CVn abbiano origine diversa (radiazione sincrotrone da particelle non termiche nella banda radio, emissione da una popolazione di elettroni termici nella banda X), le luminosità osservate nelle due bande sono strettamente correlate (Drake et al. 1989, 1992; Dempsey et al. 1993). In due articoli recenti, Güdel & Benz (1993) e Benz & Güdel (1994) hanno mostrato che questa correlazione non è limitata ai sistemi RS CVn, ma è valida per diversi tipi di stelle e anche per i flares solari, estendendosi, con quasi la stessa pendenza, su molti ordini di grandezza di luminosità. Secondo questi autori, l'interpretazione di questa incredibile correlazione deve essere ricercata nel processo primario di rilascio di energia (riconnesione magnetica?), nel quale deve esistere un legame fra l'energia spesa per riscaldare il plasma e quella che va nell'accelerazione delle particelle, e quindi fra i due tipi di emissione X e radio. Come abbiamo detto nel Cap. 1, le osservazioni X indicano che la componente calda del plasma coronale è estesa su dimensioni paragonabili a quelle del sistema binario, come l'emissione radio (Swank et al. 1981; White et al. 1990a); è interessante perciò esaminare la possibilità di una cospazialità dell'emissione radio e X.

L'andamento della relazione fra $\log(L_R/\langle L_R \rangle)$ e α mostrato nel paragrafo precedente pone un limite stringente alla densità del plasma termico nella sorgente, che non può essere maggiore di 10^7 cm^{-3} indipendentemente dagli altri parametri. Questo limite può essere usato per un confronto con le misure di emissione derivate dalle osservazioni di sistemi RS CVn nei raggi X. Le misure di emissione della componente calda vanno da $2 \times 10^{52} \text{ cm}^{-3}$ a $3 \times 10^{54} \text{ cm}^{-3}$ (Dempsey et al. 1993). Una densità termica massima di 10^7 cm^{-3} perciò implica che la sorgente abbia un volume $V \geq 2 \times 10^{38} - 3 \times 10^{40} \text{ cm}^3$. Secondo la

Tab. 2.1, un volume dell'ordine di 10^{39} cm^{-3} può essere ottenuto assumendo i seguenti valori per i parametri del loop:

$$\Theta = 90^\circ, \quad R_{\text{spot}} \simeq 20^\circ, \quad 20^\circ \leq \phi \leq 30^\circ.$$

Come si vede, perciò, i limiti sulla densità termica derivati dalla correlazione fra $\log(L_R/\langle L_R \rangle)$ e α non sono in conflitto con una possibile cospazialità dell'emissione radio e X, benché il limite superiore per il volume richiesto sia maggiore di almeno un ordine di grandezza rispetto al volume massimo che abbiamo considerato per il loop radioemittente. Naturalmente è possibile ottenere un accordo fra i volumi delle sorgenti radio e X anche usando una separazione minore fra le macchie, ma assumendo valori maggiori per il raggio R_{spot} o per l'angolo ϕ .

È importante notare che l'influenza del plasma termico sullo spettro radio a bassa frequenza, attraverso l'assorbimento *free-free* e l'effetto Razin, è indipendente da questo particolare modello. Il limite ricavato per la densità degli elettroni termici ha perciò validità generale. D'altra parte la correlazione fra le luminosità radio e X non implica necessariamente il fatto che gli elettroni emittenti nelle due bande siano cospaziali all'interno dello stesso loop. Nel caso dei flares solari, per esempio, si crede che lo stesso processo sia responsabile dell'accelerazione delle particelle energetiche che emettono radiazione girosincrotrone in radio e di quelle che, frenate negli strati più bassi e densi dell'atmosfera, producono il riscaldamento del plasma e la conseguente intensificazione dell'emissione X. Benché fortemente correlate, le due emissioni hanno luogo in diverse parti del loop.

INTERPRETAZIONE DELLA FASE DI SALITA DEI FLARES

§ 3.1 Introduzione

Nel capitolo precedente abbiamo sviluppato un modello di emissione radio dipendente dal tempo allo scopo di interpretare la componente quiescente come fase finale del decadimento di un flare; per questo motivo il modello considerava solamente l'evoluzione dell'emissione in seguito a perdite energetiche, trascurando la fase di salita al massimo che, per i tempi scala di interesse, poteva essere considerata istantanea. Tuttavia la fase iniziale dei flares è importante, in quanto è legata al meccanismo di accelerazione delle particelle e quindi al rilascio di energia nella sorgente. Fino a poco tempo fa gli unici dati disponibili sulla fase di salita erano osservazioni di curve di luce a una singola frequenza, che indicavano per questa fase una durata tipica di qualche ora; recentemente però sono stati ottenuti a Effelsberg anche alcuni spettri chiaramente associati ad un aumento del flusso radio e quindi attribuibili alla fase iniziale di un flare.

In questo capitolo studieremo perciò l'evoluzione dell'emissione radio durante la fase di salita al massimo dei flares, introducendo nel nostro modello un'iniezione costante di elettroni relativistici: l'aggiunta di questo termine contrasta l'effetto delle perdite energetiche, permettendo così all'emissione di aumentare nel tempo. Considereremo come sorgente un loop magnetico uguale a quello del capitolo precedente, assumendo che gli elettroni siano accelerati alla sommità e poi riempiano rapidamente tutto il loop; in questo caso, come

vedremo più avanti, otterremo una distribuzione di energia non più omogenea, ma dipendente dalla posizione all'interno del loop.

§ 3.2 Osservazioni di spettri di flares durante la fase di salita al massimo

Durante il programma di monitoraggio di UX Ari in corso al radiotelescopio di Effelsberg sono stati ottenuti alcuni spettri di flares che possono essere attribuiti alla fase iniziale di salita al massimo, in quanto i dati corrispondenti indicano un aumento del flusso su un intervallo di tempo dell'ordine di qualche ora (Torricelli Ciamponi et al. 1995). Questi spettri sono riportati in Fig. 3.1, insieme alle altre osservazioni a singola frequenza effettuate durante lo stesso periodo di tempo. I dati relativi a fasi orbitali diverse sono indicati con simboli diversi, e una differenza in fase di 0.01 corrisponde a circa 1.5 ore.

Poiché l'emissione può aumentare solo se è presente un rifornimento di energia, sotto forma di particelle accelerate, l'intervallo di tempo durante il quale si osserva un aumento del flusso può fornire un'indicazione della durata del meccanismo di accelerazione. Dalle osservazioni riportate in Fig. 3.1 si deduce che l'iniezione delle particelle può protrarsi a lungo, anche fino a due giorni; tuttavia i dati sono stati campionati a intervalli temporali piuttosto lunghi e quindi non possiamo escludere la possibilità che l'aumento di flusso osservato non sia dovuto ad una singola accelerazione di lunga durata, ma che in realtà le particelle siano accelerate in una successione di bursts più brevi. Non avendo però la possibilità di determinare, dai dati disponibili, quale sia la vera struttura di questi flares su tempi scala minori, considereremo ciascuno di loro come un singolo evento.

Le osservazioni indicano che l'indice spettrale α della radiazione ricevuta da UX Ari è positivo fra 1.4 e 10 GHz, ad eccezione del flare 4 per il quale $\alpha > 0$ fino a 5 GHz. I valori misurati di α sono diversi da flare a flare e variano nel tempo all'interno dello stesso flare, e sono compresi fra 0.31 e 0.73 nell'intervallo di frequenze 2.7 – 5 GHz, e fra 0.13 e 0.38 nell'intervallo 5 – 10.5 GHz (–0.11 nel caso del flare 4). Questi valori sono in accordo con gli indici spettrali

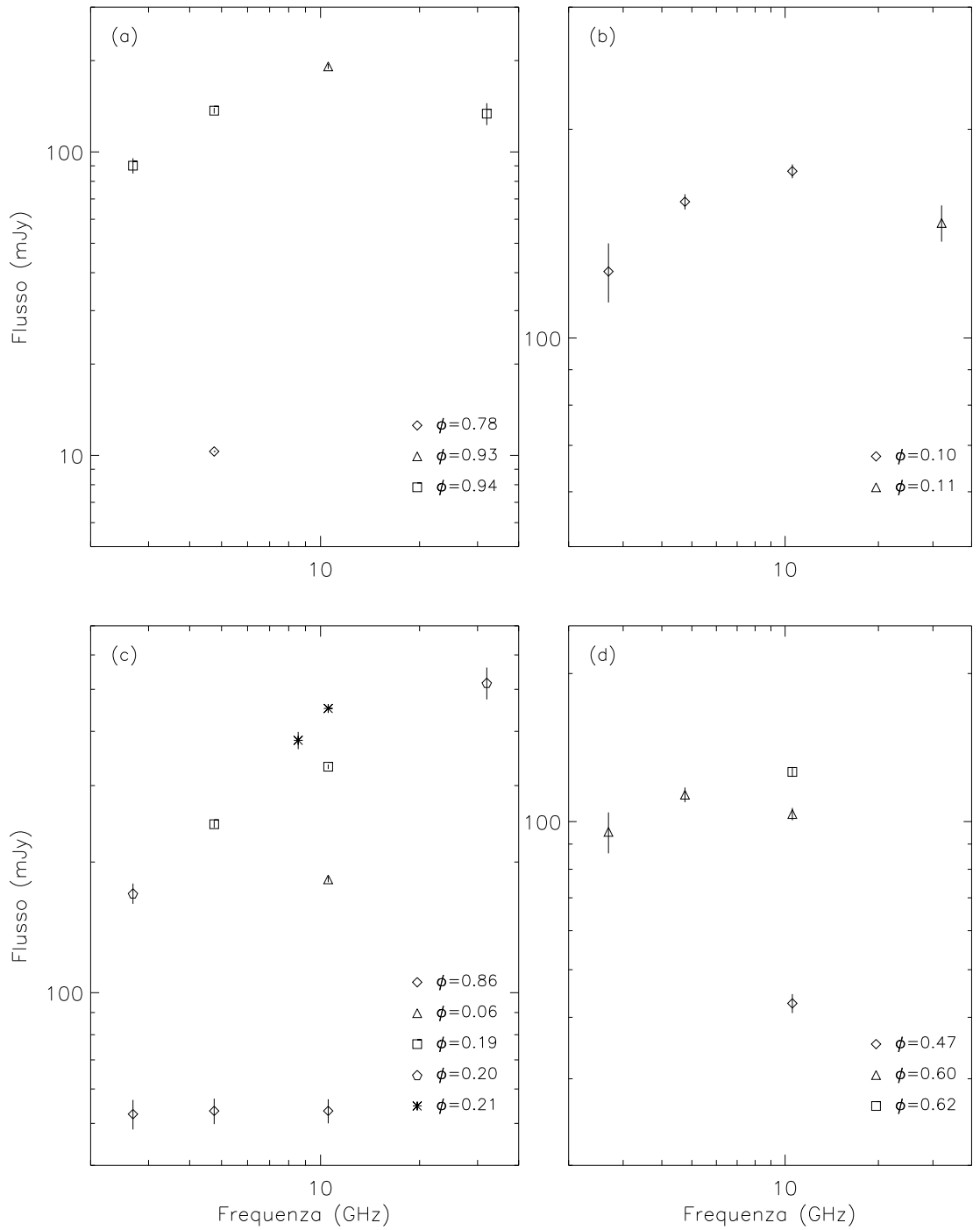


Fig. 3.1 Spettri osservati a tempi diversi per quattro flares durante la fase di salita al massimo. (a) Flare 1: $\phi = 0.78$ corrisponde a JD 2448965.170; (b) Flare 2: $\phi = 0.10$ corrisponde a JD 2449462.930; (c) Flare 3: $\phi = 0.86$ corrisponde a JD 2449467.790; (d) Flare 4: $\phi = 0.47$ corrisponde a JD 2449478.160.

misurati in altri spettri di sistemi RS CVn, che, fra 1.4 e 5 GHz, variano tra $\alpha = -0.7$ e $\alpha = 1$ (Mutel et al. 1987), con valori maggiori corrispondenti a periodi di maggiore luminosità. Il fatto che tutti gli spettri di Fig. 3.1 mostrino indici spettrali positivi a frequenze minori di 5 GHz implica che questa è una caratteristica della fase di salita dei flares. Infatti, come abbiamo visto nel Cap. 2, durante la fase di decadimento il massimo dello spettro si sposta verso frequenze minori e la pendenza cambia segno diventando negativa a queste frequenze.

L'interpretazione comune per gli spettri con indice spettrale positivo a lunghezze d'onda radio è l'autoassorbimento di sincrotrone. I valori di α misurati nel caso di UX Ari sono però minori di quello canonico per l'emissione giriosincrotrone da una sorgente omogenea otticamente spessa, dato approssimativamente da $\alpha = 2.5 + 0.085\delta$ (Dulk 1985). L'evoluzione della distribuzione dovuta a perdite energetiche non può spiegare gli spettri osservati, perché questo meccanismo rende lo spettro otticamente sottile, come mostrato nel capitolo precedente; inoltre questa differenza è presente anche mentre il flusso aumenta, cioè durante la fase di salita in cui le caratteristiche dello spettro dipendono non solo dalle perdite ma anche dall'iniezione di nuove particelle. Tuttavia è possibile riprodurre gli indici spettrali $\alpha < 2.5$ osservati durante flares assumendo che l'emissione provenga da una sorgente inomogenea. Infatti, come abbiamo detto nel Cap. 1, questa ipotesi ha permesso di riprodurre con successo lo spettro del flare di HR 1099 del Febbraio 1978, considerando due casi opposti: un campo magnetico uniforme con densità di elettroni relativistici variabile (Borghini & Chiuderi Drago 1985), e un campo magnetico dipolare con densità uniforme (Klein & Chiuderi Drago 1987). Nel prossimo paragrafo vedremo che in una configurazione magnetica realistica, durante la fase di iniezione di particelle gli elettroni si distribuiscono all'interno del loop con una densità non più uniforme, ma dipendente dalla posizione nella sorgente.

§ 3.3 Distribuzione di energia degli elettroni relativistici durante la fase di salita del flare

La geometria della regione in cui avviene la produzione di energia e quindi l'accelerazione di particelle non è nota, benchè le proprietà dell'emissione suggeriscano la presenza di strutture magnetiche a loop analoghe a quelle presenti nella corona solare. Poichè gli elettroni relativistici si muovono lungo le linee di forza del campo magnetico, la loro densità sarà distribuita nella sorgente in un modo strettamente legato alla configurazione del campo; tuttavia, questa distribuzione può essere fortemente influenzata dalla presenza di perdite energetiche. Nel caso di elettroni mediamente relativistici, le perdite per collisione hanno un tempo scala tipico $t_{\text{coll}} \sim 10^9/n_e$ ore, e quelle per sincrotrone $t_{\text{sinc}} \sim 10^4/B^2$ ore. I valori del campo magnetico variano da $\sim 1 - 10$ G nella corona a ~ 1000 G a livello fotosferico, mentre la piccola scala di altezza gravitazionale implica una densità termica quasi costante (Massi & Chiuderi Drago 1992) con $n_e \sim 10^7 - 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Quindi, mentre le perdite per collisione influenzano l'emissione nello stesso modo in tutto il loop su tempi scala dell'ordine di 1 - 2 giorni, quelle per sincrotrone riducono fortemente la radiazione proveniente dalle zone più vicine alla fotosfera nel giro di pochi minuti dopo l'inizio del flare, ma influenzano quella dalle regioni più lontane solo dopo diverse ore. Poichè regioni diverse della sorgente contribuiscono all'emissione a frequenze diverse, la diversa efficienza delle perdite nelle varie zone del loop influisce profondamente sulla forma dello spettro già pochi minuti dopo l'inizio dell'accelerazione. Queste considerazioni implicano che le perdite radiative devono essere incluse nella trattazione anche durante la fase di salita in cui un gran numero di nuove particelle relativistiche viene iniettato nella sorgente.

Per motivi di semplicità, supponiamo che la configurazione magnetica sia perfettamente simmetrica rispetto all'asse del loop, e che gli elettroni siano accelerati alla sommità, uniformemente e isotropicamente su tutta la sezione centrale del loop, ad un tasso $\hat{Q}(\gamma, t)$ el. $\text{cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$; in ogni caso, anche se le particelle fossero accelerate prevalentemente in una direzione, la distribuzione degli elettroni diventerebbe isotropa in breve tempo a causa delle collisioni con i protoni del plasma termico (vedi Cap. 2).

Il tempo necessario agli elettroni relativistici per riempire il loop, $t_{\text{din}} \sim L/c$ ($L =$ lunghezza del loop), è molto breve (~ 7 sec se $L \sim R_*$ e ~ 1 min se L è paragonabile alle dimensioni del sistema binario). Quindi gli elettroni si diffondono rapidamente dalla regione di accelerazione a tutto il loop magnetico, raggiungendo in un tempo molto breve una distribuzione spaziale simmetrica rispetto all'asse del loop. Dal nostro punto di vista il raggiungimento di questa distribuzione può essere considerato istantaneo, non avendo la possibilità di investigare per il momento questa breve fase di transizione. Queste considerazioni potrebbero far supporre che gli elettroni si distribuiscano in modo uniforme nel loop; come vedremo però la presenza di un campo magnetico inhomogeneo influisce sulla distribuzione finale, facendo in modo che dipenda dalla posizione all'interno del loop.

Descriviamo il campo magnetico utilizzando un sistema di coordinate polari (r, ϕ) , con $\phi = 90^\circ$ corrispondente alla zona di iniezione. Gli elettroni si muovono lungo le linee di forza, quindi, per l'equazione di continuità, il numero di elettroni che attraversa una qualunque sezione di un tubo di flusso magnetico deve essere costante. Questo implica che la densità di particelle in un certo punto (r, ϕ) è proporzionale a quella nel punto di iniezione tramite un fattore $A(\phi = 90^\circ)/A(\phi)$ che tiene conto della variazione della sezione del loop. Per la conservazione del flusso magnetico ($\nabla \cdot B = 0$) si ha poi:

$$\frac{A(90^\circ)}{A(\phi)} = \frac{B(r, \phi)}{B(r, 90^\circ)}, \quad (3.1)$$

e quindi la densità nel punto (r, ϕ) risulta proporzionale al campo magnetico corrispondente.

D'altra parte, ciascuno degli elettroni accelerati a $\phi = 90^\circ$ si muove verso il basso lungo una linea di forza del campo magnetico fino a quando il suo *pitch angle* iniziale ψ_0 soddisfa la relazione:

$$\sin^2 \psi_0 = \frac{B(r, 90^\circ)}{B(r, \phi)}. \quad (3.2)$$

In questo punto l'elettrone viene riflesso e inizia ad oscillare fra questo punto e il punto di riflessione simmetrico finché non perde tutta la sua energia per col-

lisioni o radiazione. Quindi, ciascuna posizione all'interno del loop, identificata dal valore corrispondente del campo magnetico $B(r, \phi)$, può essere associata al valore del *pitch angle* iniziale ψ_0 di quegli elettroni che vengono riflessi in quel punto. Gli elettroni con $\psi < \psi_0$ continuano la loro strada verso la superficie stellare, mentre quelli con $\psi > \psi_0$ sono intrappolati nella regione sovrastante e contribuiscono ad aumentare la densità alla sommità del loop. Se consideriamo una sezione generica del loop, il meccanismo di riflessione riduce la densità di particelle in un volumetto al di sotto di quello strato della frazione:

$$\frac{\int_0^{\psi_0} \sin \psi \, d\psi}{\int_0^\pi \sin \psi \, d\psi} = 1 - \cos \psi_0. \quad (3.3)$$

Tenendo conto di entrambi questi meccanismi, le Eq. (3.1) e (3.3) implicano che, in una posizione generica (r, ϕ) , la distribuzione degli elettroni iniettati nel loop assume la forma:

$$Q(\gamma, t, r, \phi) = \hat{Q}(\gamma, t) \left(1 - \sqrt{1 - \frac{B(r, 90^\circ)}{B(r, \phi)}} \right) \frac{B(r, \phi)}{B(r, 90^\circ)}. \quad (3.4)$$

Come abbiamo già detto, questa espressione non tiene conto del tempo necessario agli elettroni per riempire l'intero loop, e inoltre è corretta solo nell'ipotesi che \hat{Q} non vari nel tempo, cioè solo se $\hat{Q}(\gamma, t) \equiv \hat{Q}(\gamma)$. Tuttavia può essere considerata una buona base di partenza per derivare la distribuzione spaziale degli elettroni intrappolati all'interno di un loop magnetico per tempi successivi all'inizio dell'accelerazione.

Nel caso di iniezione di particelle e contemporanee perdite energetiche, l'Eq. (2.1) che descrive l'evoluzione temporale della distribuzione di energia assume la forma:

$$\frac{\partial N(\gamma, t, r, \phi)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\frac{d\gamma}{dt} N(\gamma, t, r, \phi) \right] = Q(\gamma, r, \phi), \quad (3.5)$$

e la soluzione generale (2.2) diventa:

$$N(\gamma, t, r, \phi) = N(\gamma_0, 0, r, \phi) \frac{\partial \gamma_0}{\partial \gamma} + \frac{1}{|d\gamma/dt|} \int_\gamma^{\gamma_0} Q(\gamma', r, \phi) \, d\gamma'. \quad (3.6)$$

L'espressione completa della distribuzione di energia al tempo t si ottiene svolgendo l'integrale nell'Eq. (3.6) e sostituendo la relazione (2.7) fra γ_0 e γ e l'espressione (2.6) per $d\gamma/dt$. Facciamo l'ipotesi che sia la distribuzione di elettroni iniettati nella sorgente, $Q(\gamma, t, r, \phi)$, che la distribuzione iniziale $N(\gamma_0, 0, r, \phi)$ abbiano la stessa dipendenza dalla posizione (r, ϕ) lungo il loop, data dalla (3.4), e lo stesso andamento in funzione dell'energia, descritto da una legge di potenza con:

$$\begin{aligned}\hat{N}(\gamma_0, 0) &= K_0 (\gamma_0 - 1)^{-\delta}, & \gamma_{01} \leq \gamma_0 \leq \infty; \\ \hat{Q}(\gamma, t) &= Q_0 K_0 (\gamma - 1)^{-\delta}, & \gamma_{01} \leq \gamma \leq \infty.\end{aligned}\tag{3.7}$$

In queste espressioni $K_0 = N_0 (\delta - 1) (\gamma_{01} - 1)^{\delta-1}$ e N_0 è la densità totale di elettroni relativistici alla sommità del loop ($\phi = 90^\circ$) nell'istante iniziale $t = 0$. Possiamo interpretare questo termine come una popolazione residua da un flare precedente: in questo caso però, per quanto visto nel Cap. 2, la sua forma non può essere considerata più una legge di potenza. Poiché però non abbiamo nessuna informazione sul tempo trascorso dal flare precedente, e quindi sul vero andamento della distribuzione residua, abbiamo considerato una legge di potenza per ragioni di semplicità. La densità totale di particelle iniettate nella sorgente per unità di tempo alla sommità del loop è quindi $Q_0 N_0$. Il risultato dell'integrale $I = \int_{\gamma_1}^{\gamma_0} \hat{Q}(\gamma') d\gamma'$ nell'Eq. (3.6) dipende dal valore di γ : poiché ad un certo istante t la distribuzione $N(\gamma, t, r, \phi)$, a causa delle perdite energetiche, è definita per $\gamma \geq \gamma_1(\gamma_{01}, t)$, mentre $Q(\gamma, t, r, \phi)$ è definita solo per $\gamma \geq \gamma_{01} > \gamma_1$, si ottiene:

$$I = \frac{Q_0 K_0}{\delta - 1} \begin{cases} (\gamma_{01} - 1)^{1-\delta} - (\gamma_0 - 1)^{1-\delta} & \gamma \leq \gamma_{01} \\ (\gamma - 1)^{1-\delta} - (\gamma_0 - 1)^{1-\delta} & \gamma > \gamma_{01}. \end{cases}\tag{3.8}$$

In Fig. 3.2 è riportato l'andamento temporale della distribuzione di energia, nel caso $\delta = 2$, $\gamma_{01} = 1.1$, in due posizioni del loop corrispondenti a $B = 100$ G e $B = 10$ G, assumendo $B(r, 90^\circ) = 0.1$ G e $n_e = 10^7$ cm⁻³. La distribuzione è stata calcolata per due diversi valori di Q_0 . Come si può vedere, per $Q_0 = 10^{-2}$ sec⁻¹ il termine di iniezione domina sulle perdite energetiche

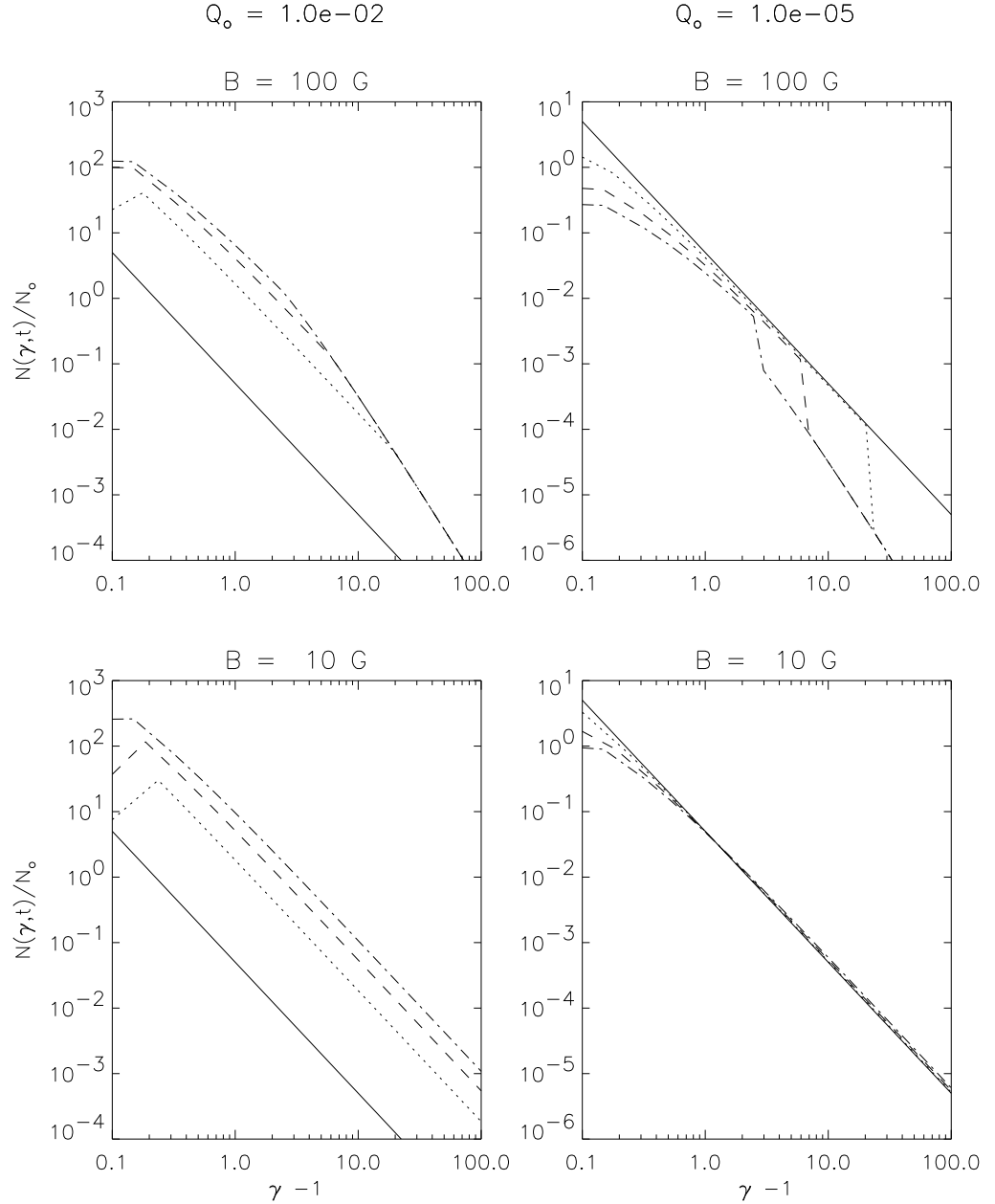


Fig. 3.2 Variazione della distribuzione di energia nel tempo, nel caso $\delta = 2$, $\gamma_{01} = 1.1$, $B(r, 90^\circ) = 0.1$ G, $n_e = 10^7$ cm $^{-3}$, in due zone del loop in cui $B = 100$ G e $B = 10$ G. La distribuzione è stata calcolata assumendo $Q_0 = 10^{-2}$ sec $^{-1}$ (a sinistra) e $Q_0 = 10^{-5}$ sec $^{-1}$ (a destra). La distribuzione è mostrata per $t = 0$ (linea continua), 1^h (linea puntinata), 3^h (linea tratteggiata) e 6^h (linea a tratto-punto).

e il numero di particelle aumenta nel tempo tendendo a raggiungere uno stato stazionario; le perdite comunque modificano la forma della distribuzione, appiattendola a basse energie e aumentandone la pendenza alle alte energie. Se

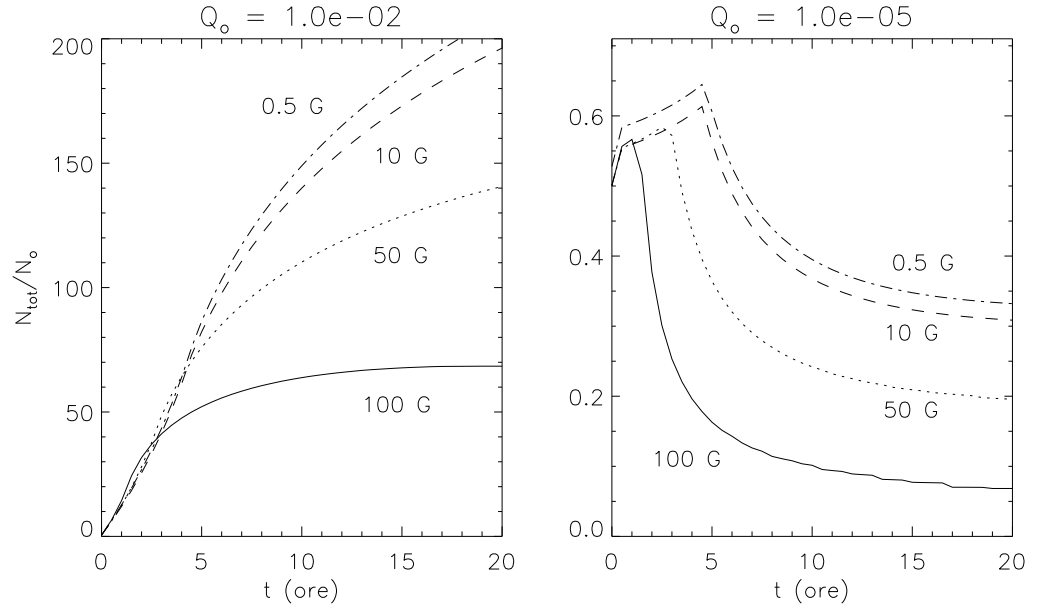


Fig. 3.3 Evoluzione temporale della densità totale di elettroni relativistici nei due casi $Q_0 = 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$ (a sinistra) e $Q_0 = 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ (a destra), per diversi valori del campo magnetico. Gli altri parametri sono gli stessi di Fig. 3.2.

invece Q_0 è molto piccolo (10^{-5} sec^{-1}), nelle zone di campo magnetico basso la distribuzione si mantiene quasi stazionaria, mentre per campi più elevati la rapida diminuzione del numero di elettroni di alta energia, dovuta alla maggiore efficienza delle perdite per sincrotrone, è compensata solo in parte dalle nuove particelle accelerate, facendo sì che si crei uno scalino nella distribuzione. È importante notare che nel caso $Q_0 = 10^{-2}$ la distribuzione di energia non dipende molto dal campo magnetico, e in particolare può essere considerata con buona approssimazione una legge di potenza in tutti i punti del loop; questo è consistente con la nostra ipotesi del capitolo precedente, in cui si assumeva che la distribuzione alla fine dell'iniezione fosse una legge di potenza omogenea. Nel caso $Q_0 = 10^{-5}$ invece questo non è più vero nelle zone di alto campo magnetico.

In Fig. 3.3 è mostrata l'evoluzione temporale della densità totale di elettroni relativistici, $N_R(t) = \int N(\gamma, t) d\gamma$, al variare del campo magnetico B , per i due valori di Q_0 considerati. Se Q_0 è grande, il numero di elettroni aumenta

fino a raggiungere un valore costante per tempi tanto maggiori quanto minore è B ; se invece Q_o è piccolo, si ha un aumento solo nelle fasi iniziali del flare, poi le perdite iniziano a dominare e il numero di elettroni diminuisce.

§ 3.4 Evoluzione dello spettro e della distribuzione di brillanza

Come abbiamo detto nel Cap. 2, l'evoluzione temporale dello spettro può essere ottenuta sostituendo la distribuzione di energia al tempo t , data dalla (3.7), nelle espressioni approssimate dell'emissività e del coefficiente di assorbimento derivate da Klein (1987; vedi Eq. (2.8)), e calcolando poi il flusso. Come nel caso precedente, abbiamo considerato la presenza del plasma termico coronale includendo nel calcolo dell'emissione sia il contributo *free-free* che l'effetto Razin.

Per quanto riguarda la struttura della sorgente, abbiamo adottato lo stesso modello del capitolo precedente, considerando un loop magnetico giacente sul piano del cielo e connesso a due macchie sulla superficie stellare, e supponendo che il campo sia costante lungo rette parallele alla linea di vista. Per i parametri geometrici e fisici del loop abbiamo considerato i valori adottati nel capitolo precedente, e abbiamo quindi calcolato l'evoluzione dello spettro nei due casi $Q_o = 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$ e $Q_o = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$, assumendo una densità iniziale di elettroni alla sommità del loop pari a $N_o = 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Abbiamo abbandonato il valore $Q_o = 10^{-5} \text{ sec}^{-1}$ considerato nel paragrafo precedente in quanto è troppo basso per poter contrastare le perdite e quindi permettere al flusso di aumentare, e inoltre, come già fatto notare, è in contrasto con le ipotesi fatte nel Cap. 2.

I risultati ottenuti sono mostrati in Fig. 3.4. Come si può vedere, le variazioni più notevoli nel flusso o nella forma dello spettro avvengono subito dopo l'inizio dell'accelerazione; simili risultati, assumendo però come $t = 0$ la fine dell'iniezione di particelle, erano stati trovati nel Cap. 2. Nel caso di Fig. 3.4a, in cui il numero di particelle accelerate è piuttosto alto, il flusso aumenta per via dell'aumento del numero totale di elettroni, mentre la forma resta invariata in quanto le perdite in questo caso sono trascurabili. Se però Q_o è minore, come in Fig. 3.4b, la maggiore efficienza delle perdite energetiche nelle zone di campo

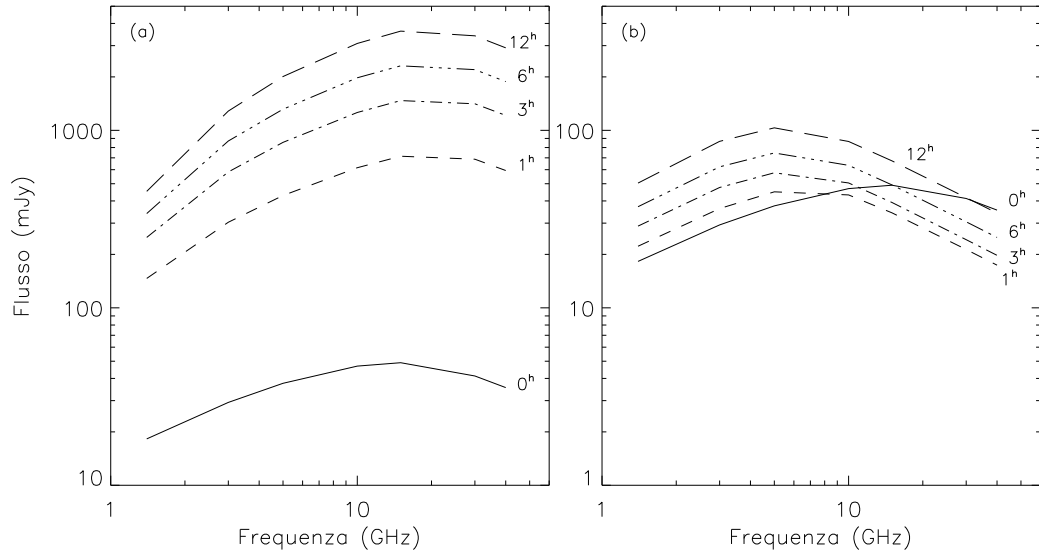


Fig. 3.4 Evoluzione temporale dello spettro in un loop con $\Theta = 90^\circ$, $R_{\text{spot}} = 20^\circ$, $B_{\text{max}} = 1000$ G, per $\delta = 2$, $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$, $N_o = 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$, nei due casi $Q_o = 10^{-2} \text{ sec}^{-1}$ (a) e $Q_o = 10^{-4} \text{ sec}^{-1}$ (b).

magnetico elevato vicino alla superficie stellare riduce rapidamente l'emissione da queste regioni, modificando la forma dello spettro, che diventa otticamente sottile ad alta frequenza; l'aumento del flusso su tempi scala più lunghi è dovuto al contributo all'emissione da parte delle regioni di campo minore, dove invece le perdite energetiche sono trascurabili.

Abbiamo calcolato anche la distribuzione di brillantezza sul piano del cielo nei due casi considerati (Fig. 3.5 e 3.6), per $t = 0$ e $t = 4$ ore. In entrambe le figure sono stati ombreggiati i contorni corrispondenti a intensità superiori a $2 \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Come si può vedere, l'iniezione di particelle energetiche nel loop, aumentando la densità di elettroni emittenti soprattutto nelle regioni più esterne, dove il campo magnetico è minore, fa crescere l'intensità dell'emissione, provocando un aumento apparente delle dimensioni della sorgente, che viene ad assumere una struttura *core-halo* in accordo con le osservazioni VLBI (Mutel et al. 1985; Lestrade et al. 1988). L'effetto è tanto maggiore quanto maggiore è il tasso di iniezione Q_o .

Questo risultato è in ottimo accordo anche con le osservazioni VLBI di un

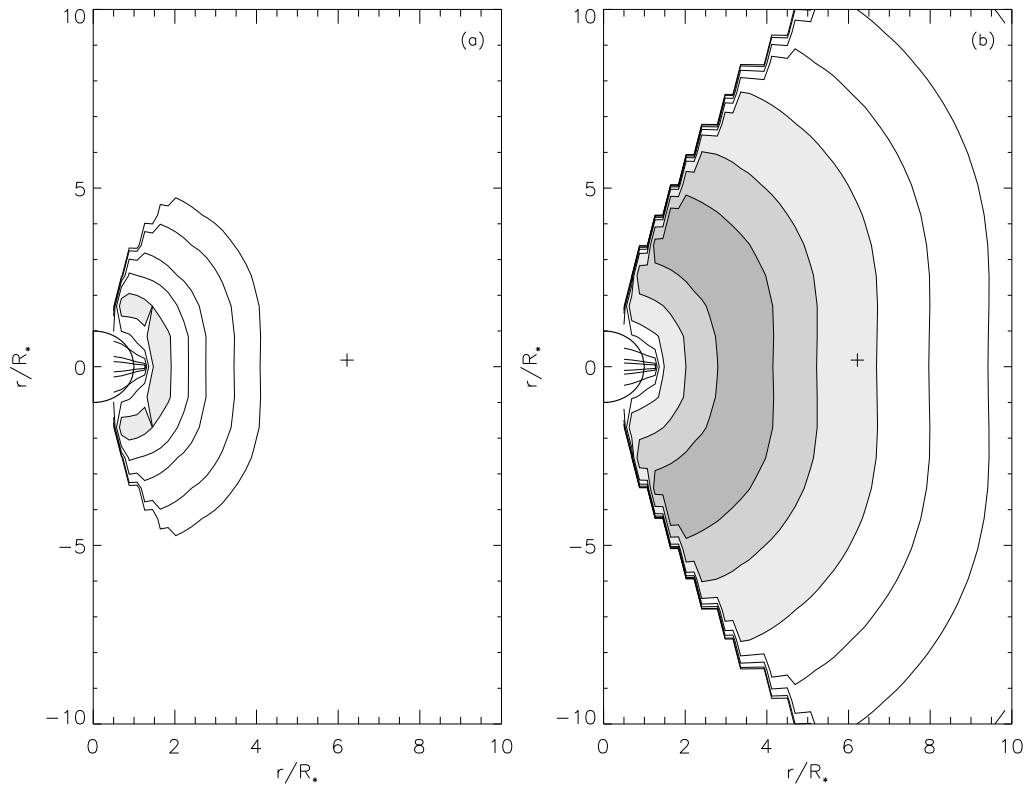


Fig. 3.5 Distribuzione di brillantezza sul piano del cielo per $t = 0$ (a) e $t = 4^{\text{h}}$ (b) nel caso riportato in Fig. 3.4a. I livelli corrispondono a intensità, $I = 10^{-9}, 2 \times 10^{-9}, 5 \times 10^{-9}, 10^{-8}, 2 \times 10^{-8}, 5 \times 10^{-8}$ e 10^{-7} erg cm $^{-2}$ sec $^{-1}$ Hz $^{-1}$ sr $^{-1}$. I contorni corrispondenti a intensità superiori a 2×10^{-8} erg cm $^{-2}$ sec $^{-1}$ Hz $^{-1}$ sr $^{-1}$ sono stati ombreggiati per maggior chiarezza. La croce indica la posizione della compagna quando il sistema è in quadratura.

flare avvenuto su HR 1099 il 29 Aprile 1992 (Trigilio et al. 1995), per il quale è stato possibile seguire l'evoluzione dell'emissione in entrambe le fasi di salita e decadimento. Durante la fase di salita, il flusso e le dimensioni della sorgente a 5 GHz sono aumentate rispettivamente di un fattore 3 e di un fattore 2 in tre ore, valori che sono molto simili a quelli ottenuti con il nostro modello nel caso $Q_0 = 10^{-4}$ sec $^{-1}$. I diversi valori del flusso e delle dimensioni iniziali ottenuti nel caso considerato rispetto a quelli osservati dipendono da un diverso valore della densità iniziale N_0 o da un maggior intervallo di tempo trascorso dall'inizio del flare.

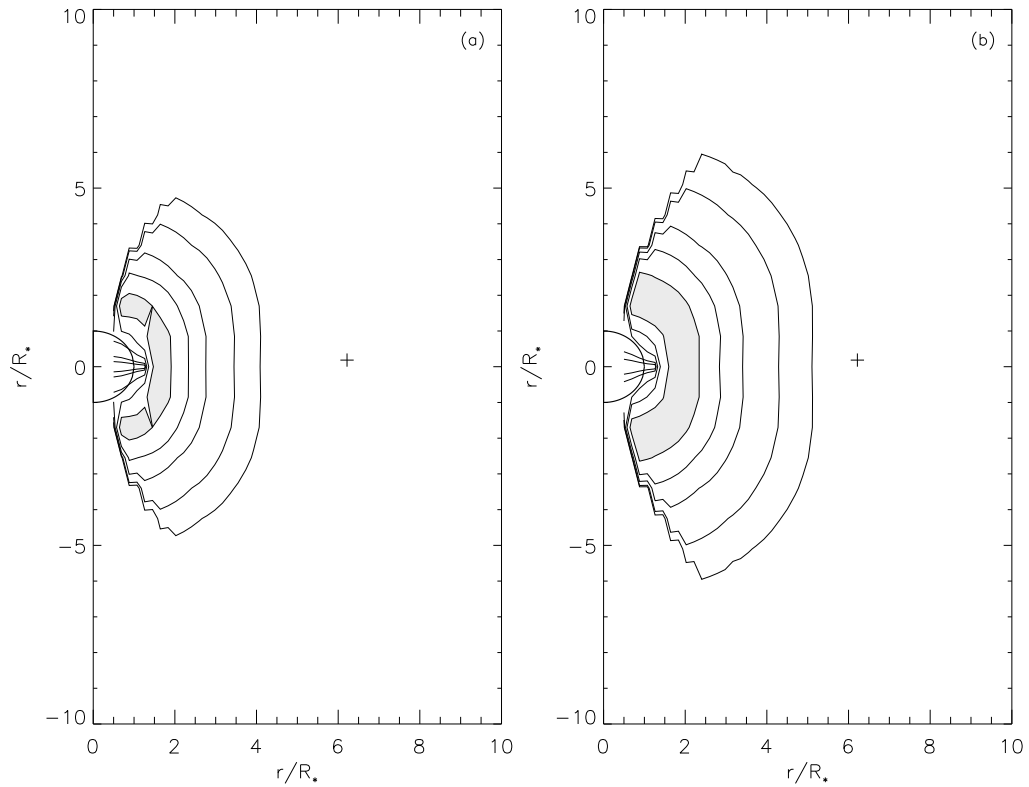


Fig. 3.6 Come la Fig. 3.5 nel caso della Fig. 3.4b. I livelli sono gli stessi della Fig. 3.5.

§ 3.5 Confronto con le osservazioni di UX Ari

Abbiamo utilizzato il modello descritto nei paragrafi precedenti per riprodurre gli spettri di UX Ari osservati a Effelsberg (Fig. 3.1). A tale scopo, è necessario tenere conto dell'influenza dei vari parametri del modello sulla forma e sull'evoluzione temporale dello spettro.

Per quanto riguarda l'indice spettrale δ della distribuzione di energia iniziale e di quella degli elettroni iniettati nella sorgente, esso determina la pendenza della parte otticamente sottile dello spettro, ma non influenza significativamente la parte otticamente spessa, quindi la sua scelta non è cruciale nel nostro caso; il suo valore è stato quindi fissato a $\delta \sim 1.7 - 2$. La pendenza del tratto otticamente spesso dipende invece dalla scelta del raggio R_{spot} e della separazione angolare Θ delle macchie, che determinano le dimensioni del loop e quindi l'estensione relativa dell'alone e del *core*. Dalle osservazioni ottiche si deducono

per R_{spot} valori di $20^\circ - 30^\circ$, mentre Θ è molto più variabile (vedi ad es. Vogt & Hatzes 1991; Elias et al. 1995). Fissato R_{spot} , una variazione di Θ modifica la pendenza della parte otticamente spessa dello spettro: ad es., se Θ diminuisce, lo spettro diventa più ripido, in quanto si riduce il contributo delle regioni di basso campo magnetico lontane dalla stella, che emettono prevalentemente alle frequenze minori. La scelta di Θ è comunque limitata dalla scelta di R_{spot} ad un intervallo di valori tali da dare dimensioni ragionevoli per la sorgente.

Un parametro molto importante è l'istante t_o a cui inizia l'accelerazione di particelle e quindi il flare, in quanto esso determina la forma della distribuzione di energia al momento delle osservazioni. Sfortunatamente, per via della scarsa copertura temporale, non possiamo ricavare t_o dai nostri dati: l'inizio del flare può infatti essere avvenuto a qualunque istante compreso fra l'osservazione del primo spettro e una osservazione precedente di emissione quiescente. Il livello di emissione presente per $t = t_o$, prima dell'inizio del flare, è determinato da N_o , mentre l'intensità ad ogni istante successivo dipende dalla scelta di Q_o , n_e e B_{max} .

La densità del plasma termico, n_e , in base alle considerazioni del capitolo precedente, deve avere un valore $n_e \lesssim 10^7 \text{ cm}^{-3}$. In questo caso i calcoli hanno mostrato che il migliore accordo con gli spettri osservati si ottiene assumendo valori minori di n_e ; abbiamo quindi considerato $n_e = 10^6 \text{ cm}^{-3}$ per tutti i quattro flares.

Il valore del campo magnetico B_{max} alla base del loop determina l'efficacia delle perdite energetiche per sincrotrone. Come mostrato nel Cap. 2, queste perdite determinano un taglio nello spettro che si sposta verso frequenze minori al crescere di B_{max} , a causa della soppressione dell'emissione dagli elettroni più energetici. La scelta di B_{max} è legata alla scelta dell'intervallo di tempo $t - t_o$ trascorso dall'inizio del flare e dipende dalla posizione del picco spettrale.

Per riprodurre gli spettri osservati, abbiamo considerato innanzitutto un livello di emissione di fondo, assumendo per t_o un valore ben definito e derivando in questo modo N_o ; l'evoluzione successiva dello spettro è stata poi determinata scegliendo B_{max} , Θ e Q_o in modo da riprodurre le caratteristiche spettrali osservate (posizione del massimo, indice spettrale e aumento del flusso nel tem-

Tab. 3.1 Parametri usati per riprodurre gli spettri dei quattro flares osservati

	δ	Θ ($^\circ$)	R_{spot} ($^\circ$)	B_{max} (G)	N_0 (cm^{-3})	Q_0 (sec^{-1})
Flare 1	2.0	75	20	300	2.35×10^5	1.5×10^{-5}
Flare 2	1.7	90	20	1000	4.0×10^2	2.2×10^{-3}
Flare 3	2.0	50	20	500	1.0×10^6	5.0×10^{-5}
Flare 4	2.0	90	20	1000	4.4×10^3	1.65×10^{-4}

po). I risultati sono mostrati in Fig. 3.7 e i parametri usati per i calcoli sono riportati in Tab. 3.1. I valori di Θ riportati in Tab. 3.1 implicano loops molto estesi, su dimensioni paragonabili alla separazione del sistema binario. Il campo magnetico alla base del loop ricavato dal confronto con le osservazioni è dello stesso ordine di grandezza o leggermente inferiore rispetto ai valori fotosferici derivati dalle osservazioni ottiche (Giampapa et al. 1983; Gondoin et al. 1985; Donati et al. 1990). I valori più bassi si ottengono nel caso dei flares 1 e 3, in cui, come spiegato più avanti, stiamo osservando una fase più avanzata del flare, e sono consistenti col fatto che non vediamo più l'emissione che si origina vicino alla fotosfera, ormai completamente decaduta, ma solo quella proveniente dalle regioni coronali sovrastanti.

I tempi riportati in Fig. 3.7 sono quelli effettivamente usati nei calcoli, che sono stati derivati dai veri intervalli temporali fra le osservazioni, e non dalle fasi orbitali approssimate indicate nella figura. Nel caso dei flares 2 e 4 (Fig. 3.7b e 3.7d rispettivamente) il livello di emissione per $t = t_0$ è quello corrispondente alla fase quiescente della stella. Tuttavia, l'identificazione di questo livello con il flusso quiescente, pur sembrando la scelta più ovvia ed elegante, non è sempre la migliore. Infatti, l'evoluzione della distribuzione di energia è stata derivata nell'ipotesi di un'iniezione di particelle costante nel tempo e quindi il modello deve essere applicato in questo limite. Per esempio nel flare 1 l'emissione si mantiene alta quasi allo stesso livello per un tempo $\Delta t \sim 1$ ora, implicando che il flare è vicino al massimo, cioè stiamo osservando una fase in cui l'accelerazione è quasi alla fine. Per riprodurre questo caso l'unica possibilità è di assumere un valore molto basso per Q_0 in questo intervallo di tempo; tuttavia lo stesso

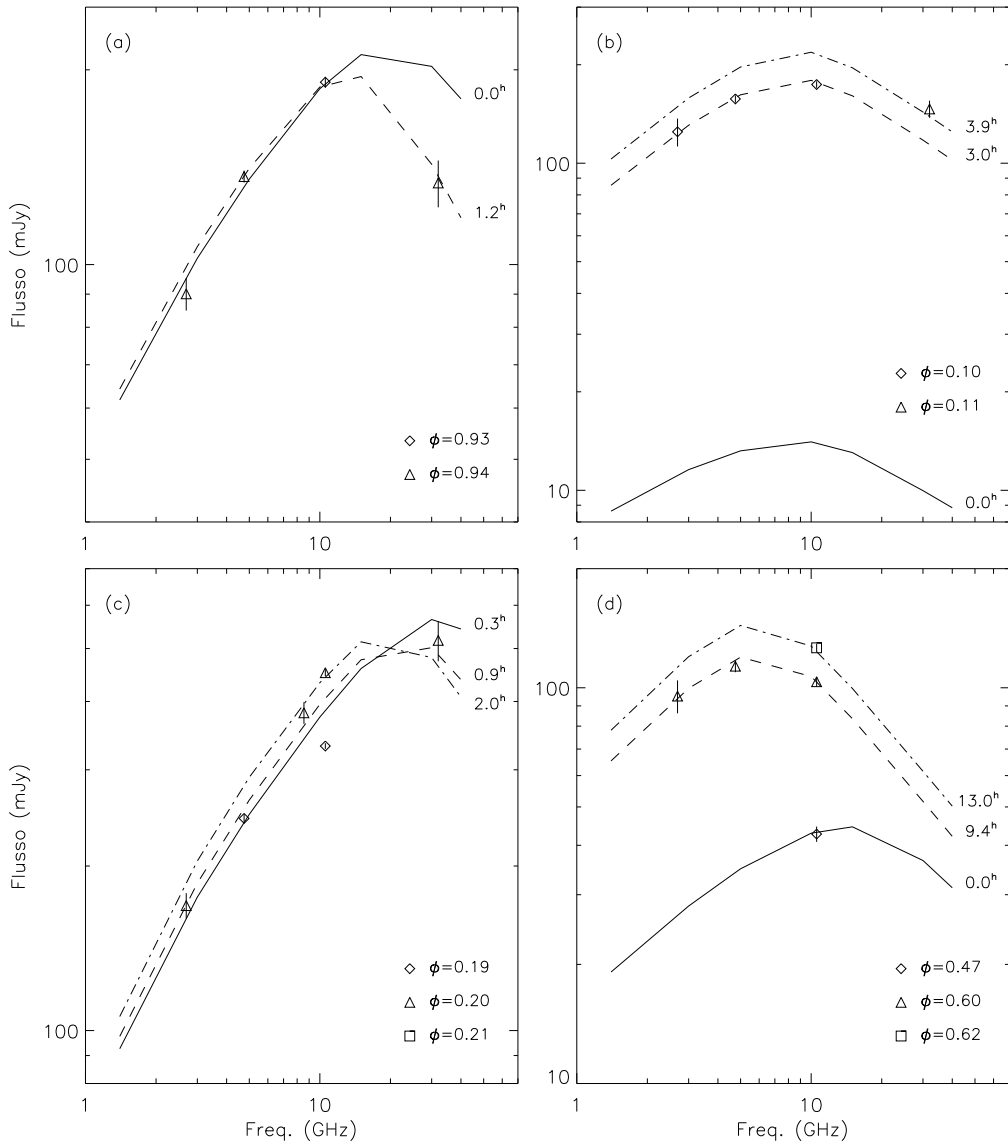


Fig. 3.7 Confronto fra gli spettri osservati e calcolati per i quattro flares considerati. (a) Flare 1; (b) flare 2; (c) flare 3; (d) flare 4.

Q_0 non può riprodurre l'intera fase di salita partendo da un livello quiescente dell'ordine di 10 mJy. Per questa ragione abbiamo considerato la fase $\phi = 0.93$ come tempo iniziale e l'emissione corrispondente come livello di base. Lo stesso succede per il flare 3, dove abbiamo supposto che la fase $\phi = 0.19$ corrisponda a $t - t_0 = 0.3$ ore. I flares 2 e 4, per i quali invece l'evoluzione può essere seguita fin dall'inizio, mostrano chiaramente un'evoluzione temporale più lunga. In particolare, risulta evidente che il flare 4 è l'unico ad avere un indice spettrale

negativo fra 5 e 10 GHz perchè sono passate ormai molte ore dall'inizio dell'accelerazione.

L'ottimo accordo dei risultati del modello con gli spettri osservati conferma l'interpretazione dell'emissione in fase attiva in termini di emissione girোসинхронне da elettroni relativistici continuamente accelerati in un loop magnetico. Quanto a lungo può durare questa fase di rifornimento di particelle accelerate non è noto. Per il flare 3, ad esempio, i dati indicano che l'emissione aumenta per 23 ore; tuttavia il nostro modello, in cui la quantità di particelle accelerate è costante nel tempo, può riprodurre solo una parte di questa evoluzione, e cioè due ore. Questo suggerisce che in realtà il tasso di iniezione è variabile e che l'aumento osservato di 23 ore è probabilmente dovuto ad una successione di forti bursts non risolti. Per i due flares 2 e 4, per i quali si può seguire l'evoluzione partendo dal livello di base quiescente, si ricavano 4 e 13 ore rispettivamente di accelerazione costante. In ogni caso, si può concludere che la fase di salita osservata implica un rifornimento continuo di elettroni energetici almeno per alcune ore. Le osservazioni sono tuttavia troppo separate nel tempo per permettere una comprensione migliore del processo.

Come si può vedere in Fig. 3.7, questo modello permette di riprodurre flares con spettri di diversa forma ed osservati in fasi diverse della loro evoluzione, grazie alla combinazione delle perdite energetiche e dell'iniezione continua di nuovi elettroni relativistici. I flares osservati vicino al massimo (flares 1 e 3) hanno un tasso di iniezione molto basso, mentre quelli osservati nel pieno della fase di salita hanno bisogno di valori maggiori di Q_0 . Abbiamo visto inoltre nel paragrafo precedente che le previsioni del modello per quanto riguarda l'aumento del flusso e delle dimensioni della sorgente sono in ottimo accordo con le osservazioni VLBI. Tuttavia, nonostante i buoni risultati, è evidente dalle considerazioni di questo paragrafo che una migliore comprensione del meccanismo di iniezione e quindi della fisica del flare può essere ottenuta solo tenendo conto anche di variazioni temporali del tasso di accelerazione. Comunque un modello più dettagliato può dare utili informazioni solo quando si renderanno disponibili dati più completi, con una migliore copertura temporale dell'evoluzione dello spettro dal suo inizio fino alla fine del decadimento.

MODULAZIONE ROTAZIONALE DELL'EMISSIONE RADIO

§ 4.1 Introduzione

Le osservazioni dei sistemi binari di tipo RS CVn e Algol indicano che la sorgente dell'emissione radio è associata alla componente attiva del sistema; poichè la stella attiva è in rapida rotazione con periodo uguale o quasi a quello orbitale (vedi Cap. 1), questo suggerisce la possibilità che la radiazione osservata vari nel tempo in modo dipendente dalla fase orbitale del sistema. Alcuni autori in passato avevano investigato tale possibilità (ad es. Gibson et al. 1978; Mutel & Morris 1988), ma la scarsità dei dati disponibili, e in particolare la mancanza di osservazioni protratte sufficientemente a lungo nel tempo, aveva portato a concludere che questa relazione non esistesse. Recentemente però sono state effettuate nuove osservazioni di alcuni sistemi RS CVn e di Algol durante più periodi orbitali consecutivi, le quali indicano che, durante le fasi di maggiore attività, il flusso radio appare variare nel tempo con un periodo paragonabile a quello orbitale. Questa modulazione è evidente solo a livelli di flusso elevati, mentre non si osserva durante le fasi quiescenti, e può essere interpretata assumendo che l'emissione provenga da una sorgente compatta situata vicino alla superficie stellare, che viene occultata durante la rotazione della stella. Il fatto che la componente quiescente provenga da tutto il sistema binario, come mostrato dalle osservazioni VLBI, può spiegare la mancanza di modulazione a livelli di flusso minori.

Per interpretare queste osservazioni, in questo capitolo svilupperemo un semplice modello in cui l'emissione radio proviene da un loop dipolare posto in corrispondenza dell'equatore stellare, che viene visto sotto angoli diversi per effetto della rotazione della stella. In un primo momento considereremo il caso in cui l'emissione è dovuta ad una distribuzione di elettroni che si mantiene costante nel tempo; in seguito assumeremo invece che nel loop avvenga un flare ad un certo istante e che l'emissione poi decresca, per effetto delle perdite energetiche, secondo il modello descritto nel Cap. 2. Come vedremo, questo modello permette di riprodurre con successo l'andamento delle curve di luce osservate.

§ 4.2 Osservazioni di modulazione rotazionale dell'emissione radio

La prima indicazione di una possibile relazione fra flusso radio e fase orbitale è stata ottenuta dalle osservazioni di UX Ari effettuate durante il programma di monitoraggio in corso al radiotelescopio di Effelsberg dal Dicembre 1992 (Neidhöfer et al. 1993; Torricelli Ciamponi et al. 1995; Massi et al. 1996). Come abbiamo detto nel Cap. 2, il sistema viene osservato durante gli intervalli fra altre osservazioni in programma, a varie frequenze fra 1.4 e 43 GHz a seconda del ricevitore disponibile; nonostante la scarsa copertura temporale e la varietà delle frequenze utilizzate, se si riporta il flusso osservato in funzione della fase orbitale ϕ (Fig. 4.1) si vede che i flares più intensi (con $F_\nu \gtrsim 200$ mJy) sono più comuni intorno a $\phi = 0$, quando la stella attiva è di fronte, mentre non si osservano affatto intorno a $\phi \sim 0.4$, in cui si ha un minimo piuttosto netto; l'emissione a livelli di flusso minori di ~ 50 mJy invece non mostra nessuna significativa modulazione. Questo andamento può essere interpretato come un effetto geometrico di occultamento della sorgente durante la rotazione del sistema. Il fatto che la modulazione sia presente solo a livelli di flusso più elevati implica che la sorgente dell'emissione più intensa debba essere una regione compatta vicino alla superficie stellare, mentre la componente quiescente si deve originare in una regione estesa, troppo grande per essere oscurata, in accordo con la struttura *core-halo* osservata con le tecniche VLBI (Mutel et al.

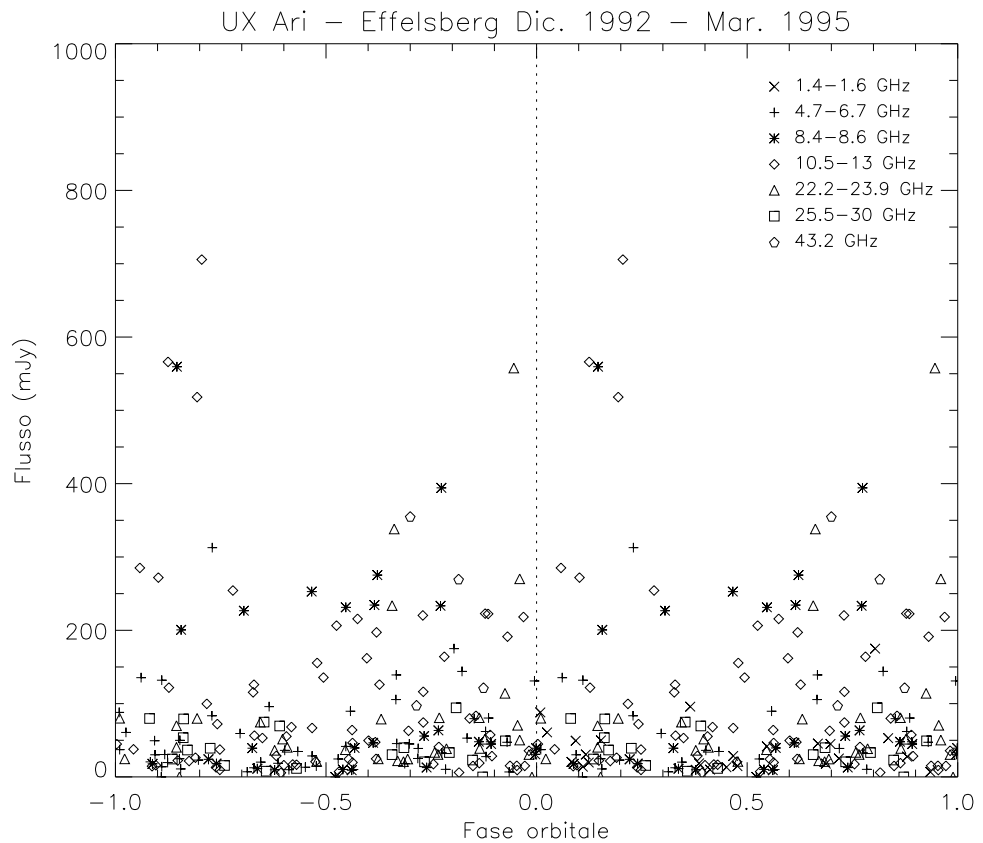


Fig. 4.1 Osservazioni di UX Ari effettuate al radiotelescopio di Effelsberg da Ottobre 1992 a Marzo 1995, riportate in funzione della fase orbitale (Neidhöfer et al. 1993; Massi et al. 1996). Osservazioni a frequenze diverse sono indicate con simboli diversi.

1985; Lestrade et al. 1988).

Questi risultati sono confermati da altre osservazioni di UX Ari effettuate da Elias et al. (1995): questi autori hanno osservato il sistema a 5 GHz nell' Ottobre 1992, subito prima dell'inizio del monitoraggio di Effelsberg, per circa tre volte al giorno durante tre periodi orbitali consecutivi, effettuando simultaneamente anche osservazioni della curva di luce a lunghezze d'onda ottiche. L'andamento dell'emissione radio, mostrato in Fig. 4.2, indica che UX Ari stava iniziando un nuovo periodo di attività, e presenta una serie di picchi di intensità diversa, i più alti dei quali sono in corrispondenza di $\phi \sim 0$, mentre c'è un minimo intorno a $\phi = 0.7$. Confrontando i dati radio con quelli ottici, questi autori trovano inoltre che le curve di luce ottiche e radio, riportate in

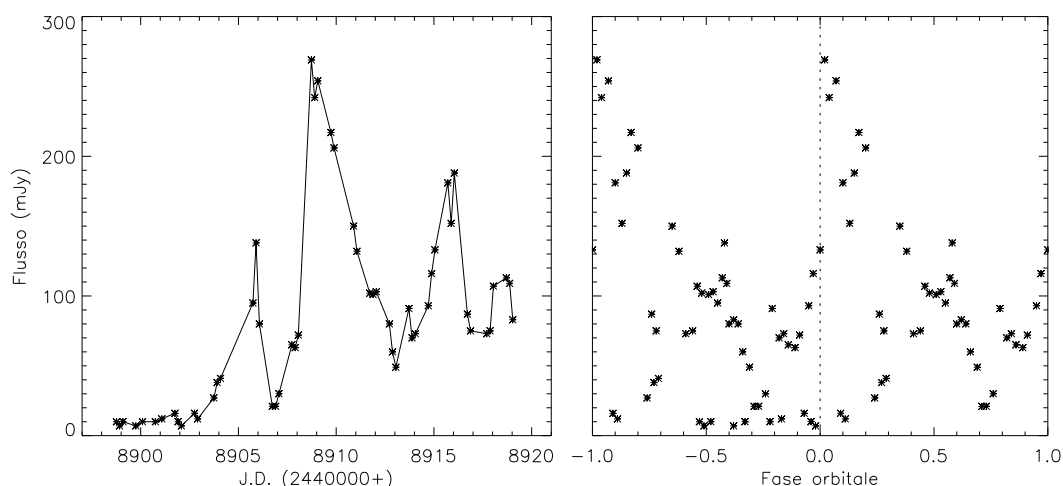


Fig. 4.2 Osservazioni di UX Ari effettuate nell' Ottobre 1992 a 5 GHz da Elias et al. (1995). In (a) è mostrato l'andamento temporale del flusso, in (b) le osservazioni sono riportate in funzione della fase orbitale.

funzione della fase orbitale, sono perfettamente anticorrelate, con flusso radio maggiore in corrispondenza del minimo dell'emissione ottica. Questo risultato indica chiaramente che l'emissione proviene da regioni attive coronali localizzate al di sopra dei gruppi di macchie. Una simile associazione fra i massimi dell'emissione radio e le macchie è stata osservata anche sulla stella singola AB Dor da Lim et al. (1992, 1994).

Una modulazione rotazionale dell'emissione è stata osservata anche a livelli di flusso minori (10 – 80 mJy) su Algol da Lefèvre et al. (1994): osservando il sistema per tre periodi orbitali consecutivi, al di fuori delle eclissi, questi autori trovano una sistematica diminuzione del flusso radio fra le fasi 0.2 – 0.35, e un aumento per $\phi = 0.6 – 0.75$. Un andamento simile, anche se meno evidente, è stato trovato anche nel caso del sistema σ^2 CrB.

Durante periodi di forte attività, in cui la sorgente è soggetta a frequenti e intensi flares, la curva di luce radio mostra un andamento più complesso. Triguilio et al. (1996) hanno osservato UX Ari con il radiotelescopio di Noto dal 7 Gennaio al 6 Febbraio 1993, coprendo quasi cinque periodi orbitali consecutivi. Le loro osservazioni, riportate in Fig. 4.3 in funzione della fase orbitale, mostra-

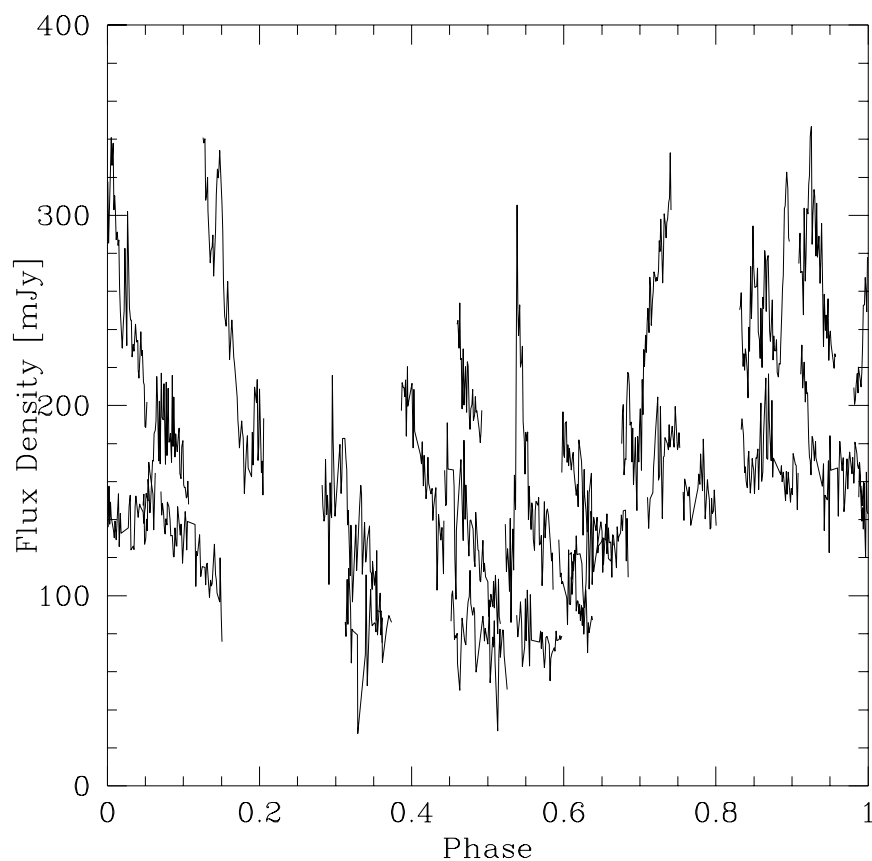


Fig. 4.3 Osservazioni di UX Ari a 5 GHz effettuate al radiotelescopio di Noto nel Gennaio-Febbraio 1993 (Trigilio et al. 1996), riportate in funzione della fase orbitale.

no un'emissione di fondo, dell'ordine dei 100 – 200 mJy, che appare modulata con il periodo orbitale, con un massimo a $\phi = 0$ e un minimo a $\phi \sim 0.5$; su questa emissione si sovrappone però una serie di forti flares, con tempi scala caratteristici di qualche ora, che avvengono a tutte le fasi orbitali con andamento temporale simile. È probabile che in questo caso all'emissione osservata contribuiscano due sorgenti, una associata con regioni attive a bassa latitudine, che viene in parte occultata durante la rotazione stellare, dando luogo alla componente modulata, e l'altra, in cui avvengono i flares, sempre visibile, probabilmente associata alla macchia polare dedotta dalle osservazioni ottiche (ad es. Vogt & Hatzes 1991).

Sulla base di questi nuovi risultati, abbiamo esaminato vecchie osservazioni

radio di stelle attive, in particolare la serie di outbursts verificatasi sul sistema HR 1099 nel Febbraio 1978 (Feldman et al. 1978), che ha avuto una durata di nove giorni, corrispondenti a tre periodi orbitali del sistema. Nell'articolo, gli autori notano che c'è una periodicità di circa un burst al giorno, ma poiché il periodo orbitale è di circa tre giorni concludono che non esiste una significativa correlazione fra i picchi radio e la fase orbitale. Tuttavia, riportando in grafico i loro dati in funzione della fase (Fig. 4.4), ci siamo accorti che i picchi cadono tutti intorno a tre fasi ben definite (0, 0.3 e 0.6 – 0.7), suggerendo quindi l'idea che l'emissione fosse originata da tre regioni attive, presenti contemporaneamente sulla stella. I picchi sono molto stretti, e specialmente quelli a $\phi \sim 0.3$ hanno tempi di salita e discesa rapidissimi: ciò è probabilmente dovuto ad una regione che viene completamente occultata dalla rotazione stellare, rimanendo visibile solo per un breve intervallo di tempo. Una caratteristica peculiare di questi bursts è che si spostano leggermente verso fasi orbitali maggiori in periodi successivi.

§ 4.3 Modulazione dell'emissione da una distribuzione di particelle costante nel tempo

Per riprodurre la modulazione rotazionale osservata, abbiamo calcolato l'emissione di girosincrotrone da un loop dipolare ancorato sulla superficie della stella attiva e ruotante con essa. Per motivi di semplicità, abbiamo fatto l'ipotesi che il loop giaccia sul piano equatoriale e che l'asse di rotazione della stella sia perpendicolare alla linea di vista. In realtà questa è un'approssimazione piuttosto forte, dato che è strettamente verificata solo per i sistemi a eclisse, come Algol; i sistemi RS CVn più attivi invece hanno generalmente un'inclinazione dell'asse rispetto alla linea di vista piuttosto bassa, e quindi sono visti quasi polarmente (a parte UX Ari per cui $i = 60^\circ$, si ha $i = 33^\circ$ per HR 1099 e solo 9° per HR 5110). Tuttavia come vedremo anche con questo modello molto approssimato si riescono ad ottenere risultati in buon accordo con le osservazioni.

La struttura della sorgente sul piano equatoriale è la stessa dei capitoli precedenti, cioè la sorgente è costituita da un loop magnetico che connette

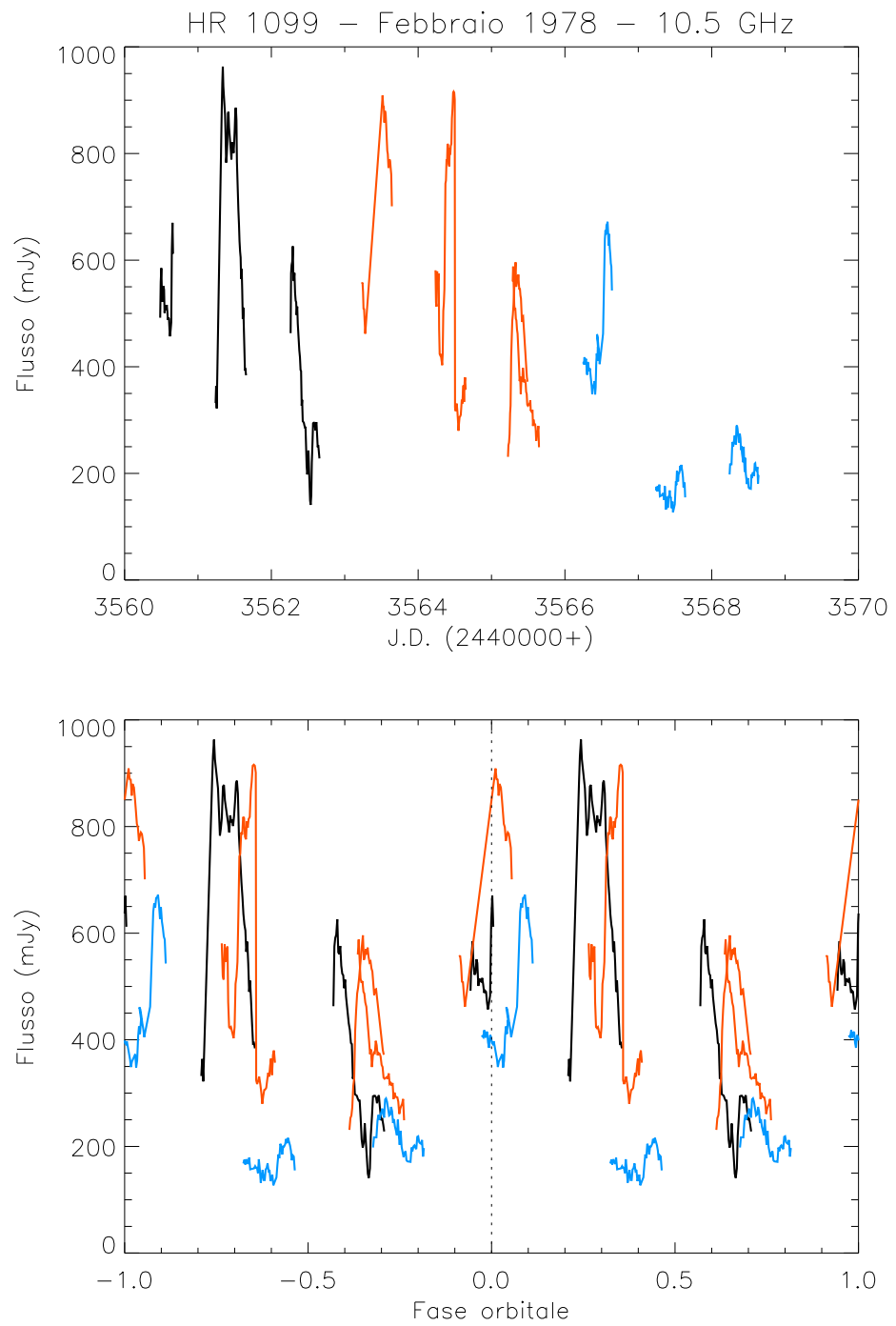


Fig. 4.4 Osservazioni di HR 1099 durante la serie di outbursts del Febbraio 1978 (Feldman et al. 1978). (a) Andamento temporale della curva di luce durante i nove giorni di osservazione; (b) andamento del flusso in funzione della fase orbitale. I dati relativi a periodi orbitali diversi sono indicati con colori diversi per chiarezza.

due macchie sulla superficie della stella, generato da un dipolo posto sotto la superficie e giacente sul piano equatoriale. Il campo magnetico varia soltanto sul piano equatoriale ed è costante in direzione perpendicolare ad esso. L'unica differenza con i casi descritti in precedenza è che abbiamo supposto, sempre per motivi di semplicità, che lo spessore della sorgente perpendicolarmente al piano equatoriale sia costante e pari a $L \simeq R_*$.

Per prima cosa consideriamo l'effetto della rotazione del sistema sulla radiazione emessa da una distribuzione non termica di elettroni che si mantiene costante nel tempo. Supponiamo che la distribuzione sia una legge di potenza del tipo descritto dalla Eq. (2.14), con energia minima $\gamma_1 = 1.1$ e densità totale di elettroni relativistici N_0 ; il valore dell'esponente δ è stato fissato pari a $\delta = 2$. L'emissione girosincrotrone è calcolata, usando le espressioni approssimate di Klein (1987), per diversi valori dell'angolo α fra la linea di vista e l'asse di simmetria del loop; variando α fra 0° e 360° otteniamo la curva di luce radio durante una rotazione completa della stella. In questo caso il calcolo dell'intensità è complicato dal fatto che l'emissività ed il coefficiente di assorbimento non sono più costanti lungo la linea di vista, ma variano a causa dei diversi valori del campo magnetico e dell'angolo θ in punti diversi del loop. Nel calcolo si è inoltre tenuto conto anche dell'influenza del plasma termico coronale attraverso emissione ed assorbimento *free-free* ed effetto Razin.

Le osservazioni ottiche indicano la presenza di grosse macchie o gruppi di macchie con raggi dell'ordine di $15^\circ - 30^\circ$ e separazione angolare di $60^\circ - 110^\circ$ (Dorren et al. 1981; Vogt & Penrod 1983; Gondoin 1986; Rodonò et al. 1986; Vogt & Hatzes 1991; Elias et al. 1995). Se la sorgente è costituita da un loop molto esteso che unisce due grosse macchie molto separate fra loro, come nei casi considerati nei capitoli precedenti, esso sarà occultato dalla stella solo in minima parte: in questo caso si ha solamente una debole modulazione dell'emissione dovuta esclusivamente alla variazione dell'angolo fra campo magnetico e linea di vista. L'effetto di modulazione diventa molto più forte se si considera invece un loop piccolo, ancorato a due macchie all'interno di un singolo gruppo di macchie, che viene quasi completamente occultato dalla stella quando $\alpha \sim 180^\circ$, riducendo considerevolmente l'emissione. Per questo motivo, in questo

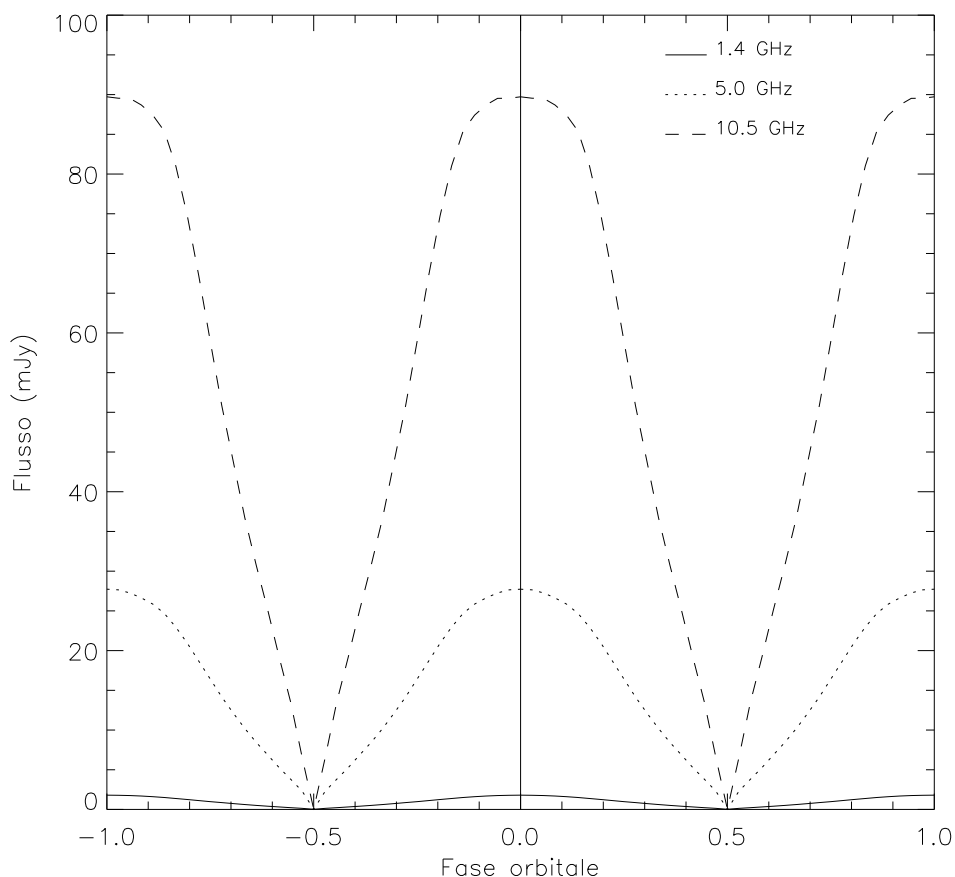


Fig. 4.5 Modulazione rotazionale dell'emissione da un loop con distribuzione di energia degli elettroni costante. Le tre curve si riferiscono a 1.4, 5 e 10.5 GHz. Il calcolo è riferito a UX Ari ($R_{\star} = 2.1 \times 10^{11}$ cm, $d = 50$ pc). I parametri usati sono $R_{\text{spot}} = 10^{\circ}$, $\Theta = 40^{\circ}$, $B_{\text{max}} = 1000$ G, $N_0 = 10^6$ cm $^{-3}$ e $n_e = 10^7$ cm $^{-3}$. La fase orbitale 0 corrisponde ad $\alpha = 0$.

capitolo considereremo loops più piccoli, in modo da mettere meglio in evidenza le variazioni del flusso.

In Fig. 4.5 è mostrato l'andamento del flusso al variare della fase $\phi = \alpha/2\pi$ per un loop con $R_{\text{spot}} = 10^{\circ}$ e separazione angolare $\Theta = 40^{\circ}$, alle tre frequenze 1.4, 5 e 10.5 GHz. Come si può vedere, la modulazione indotta dalla rotazione stellare produce un picco molto largo centrato a $\phi = 0$, corrispondente ad $\alpha = 0$ (loop di fronte), e un minimo a $\phi = 0.5$, la cui profondità è tanto maggiore quanto maggiore è la frazione del loop che viene oscurata dalla stella. La modulazione risulta molto più evidente a frequenze maggiori, in accordo col

fatto che l'emissione ad alta frequenza è più concentrata nelle parti basse del loop, vicino alla superficie stellare, rispetto a quella a frequenze minori, come mostrato da Klein & Chiuderi Drago (1987).

I risultati ottenuti con questo modello sono in ottimo accordo sia con le variazioni osservate a livelli di flusso minori da Lefèvre et al. (1994), sia con la modulazione di fondo osservata su UX Ari da Trigilio et al. (1996), però il picco molto largo a $\phi = 0$ non permette di spiegare gli andamenti più ripidi presentati dalle curve di luce durante i periodi di maggiore attività. Tuttavia, in quest'ultimo caso, la presenza di flares contribuisce ulteriormente alle variazioni del flusso, e ci possiamo quindi aspettare una diminuzione più rapida dell'emissione a causa del decadimento dei flares. Nel prossimo paragrafo considereremo perciò le variazioni della radiazione emessa dovute all'effetto combinato della rotazione stellare e dell'evoluzione temporale della distribuzione di energia delle particelle in seguito a perdite energetiche.

§ 4.4 Modulazione dell'emissione durante il decadimento di un flare

Per tenere conto del contributo dei flares alle variazioni del flusso, facciamo l'ipotesi che all'interno del loop si verifichi un flare per $t = 0$, quando l'angolo fra la linea di vista e l'asse del loop ha un certo valore $\alpha = \alpha_0$. Per semplicità, come nel Cap. 2 supponiamo che l'iniezione di particelle nella sorgente avvenga istantaneamente all'inizio del flare con una distribuzione di energia isotropa e omogenea descritta dalla (2.14); la distribuzione poi evolve nel tempo per effetto delle perdite energetiche per collisioni e radiazione sincrotrone, e quindi l'emissione diminuisce in accordo con il modello descritto nel Cap. 2. A differenza dei capitoli precedenti però, come già anticipato nel Cap. 2, ora abbandoniamo l'ipotesi irrealistica di un loop che si mantene fisso sul piano del cielo, e consideriamo invece un loop che ruota solidalmente alla stella: ad ogni istante $t > 0$ l'angolo fra linea di vista e asse del loop può essere ottenuto dalla relazione:

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \frac{2\pi}{P_{\text{orb}}} t. \quad (4.1)$$

dove abbiamo sostituito il periodo orbitale del sistema P_{orb} a quello di rotazione P_{rot} in quanto, come abbiamo già detto in precedenza, essi sono generalmente quasi uguali.

Le curve di luce calcolate a 1.4, 5 e 10.5 GHz sono mostrate in Fig. 4.6 per tre diversi valori di α_o (0° , 90° e 180°). I parametri usati sono gli stessi del paragrafo precedente, e i calcoli sono riferiti a UX Ari che ha $P_{\text{orb}} = 6.44^{\text{d}}$. In Fig. 4.7 le curve di luce ottenute nei due casi $\alpha_o = 0^\circ$ e $\alpha_o = 90^\circ$ (linee continue) sono confrontate con quelle che si avrebbero considerando solo la modulazione rotazionale dell'emissione da una distribuzione di particelle costante nel tempo (linee puntinate), e quelle ottenute solo dall'evoluzione temporale della distribuzione in un loop fisso con $\alpha(t) = \alpha_o$ (linee tratteggiate). Come si può vedere, l'effetto combinato della rotazione e dell'evoluzione temporale del flusso produce picchi molto più stretti, specialmente alle frequenze maggiori; campi magnetici più intensi o densità del plasma termico maggiori, aumentando l'efficienza delle perdite energetiche, possono ulteriormente ridurre la larghezza del picco. Questi risultati sono in ottimo accordo con gli andamenti delle curve di luce osservati durante periodi attivi.

In Fig. 4.8 è riportato il confronto fra l'andamento temporale dello spettro nei tre casi considerati: solo rotazione, solo evoluzione, e combinazione di rotazione ed evoluzione, per il caso $\alpha_o = 0$. L'effetto della sola rotazione del sistema con una distribuzione di energia costante nel tempo provoca unicamente una variazione periodica del flusso, mantenendo inalterata la forma dello spettro, a parte un piccolo intervallo di angoli α intorno a 180° in cui lo spettro può variare anche sensibilmente, perché la sorgente è eclissata maggiormente a frequenze più alte, dove l'emissione è più concentrata vicino alla stella. Per simmetria lo spettro risulta identico nelle posizioni corrispondenti agli angoli α e $360^\circ - \alpha$. Nel caso di sola evoluzione temporale invece, come mostrato nel Cap. 2, lo spettro si abbassa diventando otticamente sottile alle alte frequenze, mentre il flusso resta quasi inalterato a bassa frequenza. Combinando fra loro i due effetti si ottiene un andamento molto complesso, come mostrato nel grafico in basso di Fig. 4.8, con variazioni sia del flusso che della forma dello spettro.

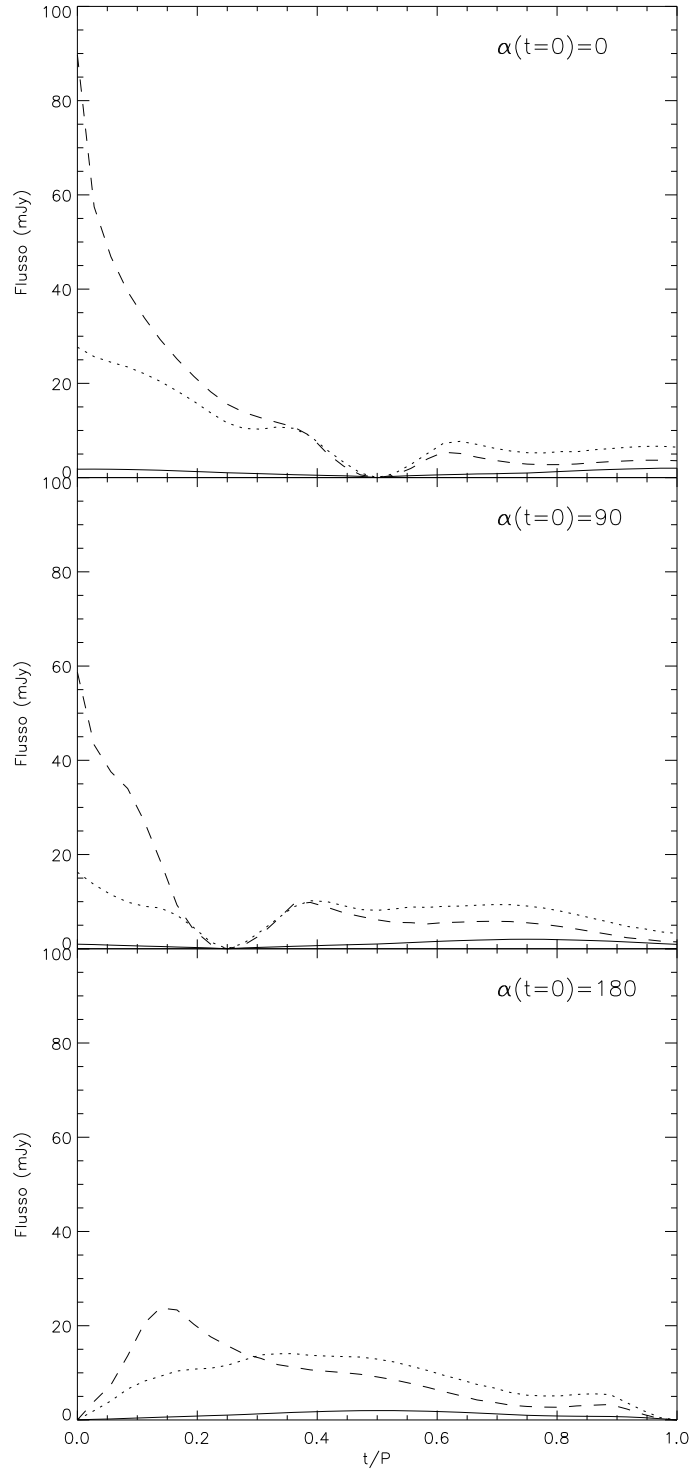


Fig. 4.6 Curve di luce ottenute nel caso di modulazione ed evoluzione temporale del flusso, per $\alpha_0 = 0^\circ, 90^\circ$ e 180° . I calcoli sono riferiti a UX Ari ($d = 50$ pc, $P_{\text{orb}} = 6.44^{\text{d}}$) e i parametri usati sono gli stessi della Fig. 4.5. Le curve corrispondono a 1.4 GHz (linea continua), 5 GHz (linea puntinata) e 10.5 GHz (linea tratteggiata).

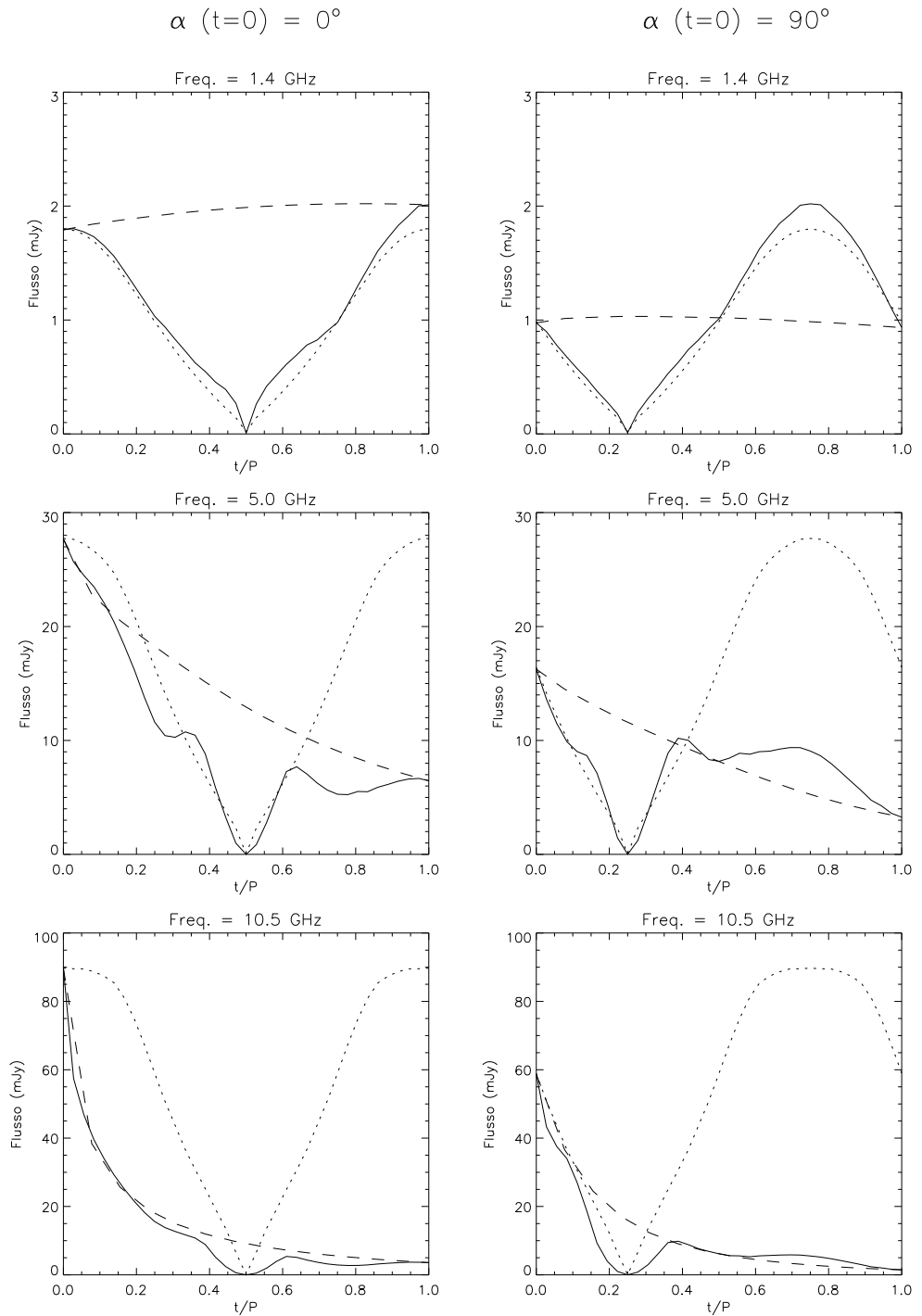


Fig. 4.7 Confronto fra le curve di luce ottenute tenendo conto della sola modulazione rotazionale con distribuzione costante (linea puntinata), della sola evoluzione della distribuzione con loop fisso (linea tratteggiata), e dell'effetto combinato di rotazione ed evoluzione (linea continua). I calcoli sono stati effettuati a 1.4, 5 e 10.5 GHz nei due casi $\alpha_0 = 0^\circ$ e $\alpha_0 = 90^\circ$ con gli stessi parametri della Fig. 4.5.

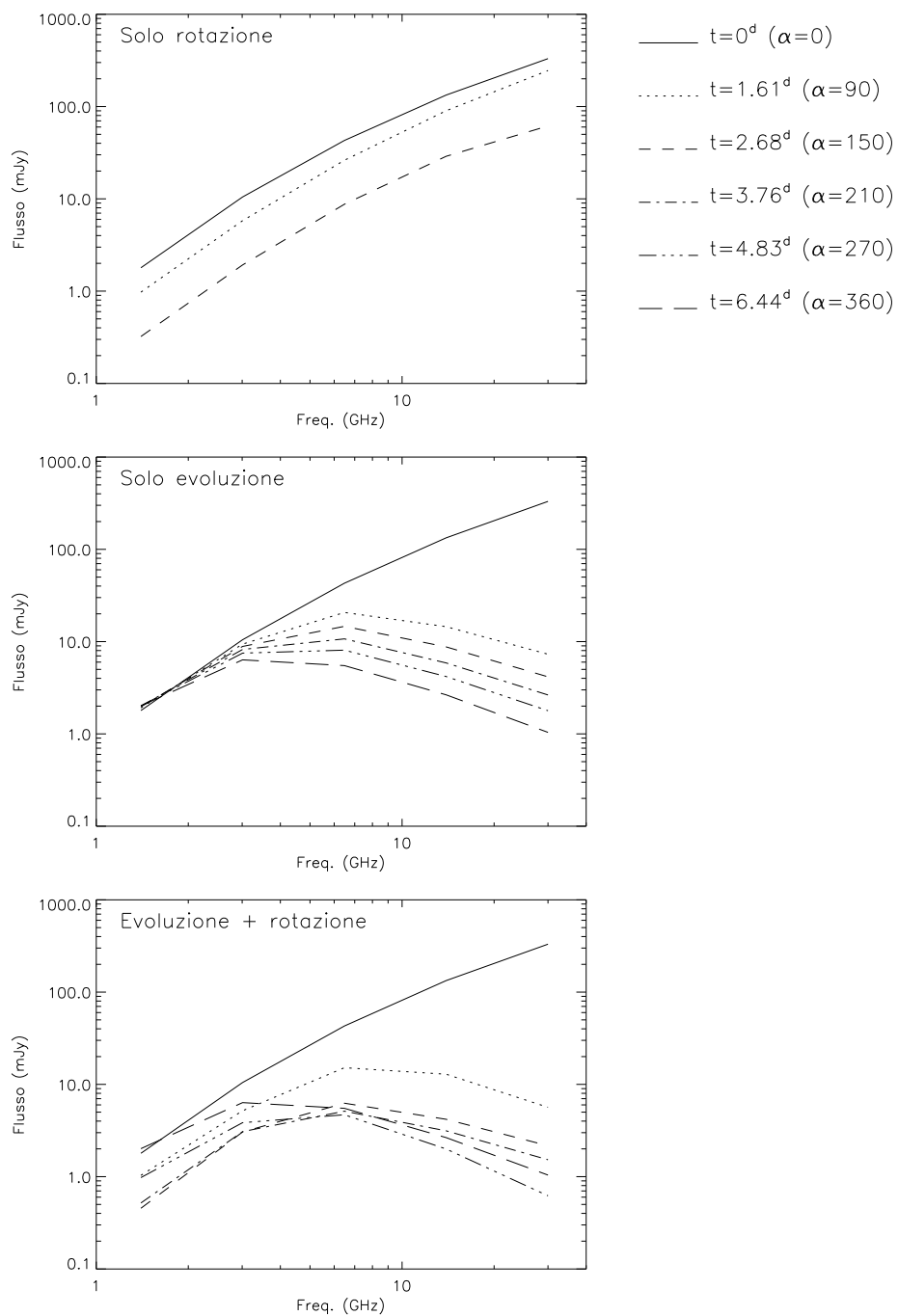


Fig. 4.8 Confronto fra le variazioni dello spettro previste nel caso di sola modulazione rotazionale (in alto), di sola evoluzione temporale in un loop fisso (al centro), e nel caso in cui entrambi gli effetti sono presenti (in basso). Nel primo caso, gli spettri ottenuti per angoli $\alpha > 180^\circ$ coincidono con quelli corrispondenti agli angoli $360^\circ - \alpha$. I parametri sono gli stessi di Fig. 4.5.

§ 4.5 Confronto con le osservazioni

Il confronto degli spettri ottenuti dal modello con quelli osservati potrebbe dare informazioni importanti sui parametri fisici delle regioni emittenti. A tale scopo, sarebbero necessarie osservazioni a più frequenze effettuate più volte durante uno o più periodi orbitali consecutivi, che purtroppo non sono ancora disponibili. Possiamo perciò solamente confrontare le curve di luce teoriche a una singola frequenza ottenute dal nostro modello con quelle osservate. Considereremo in particolare le osservazioni di UX Ari effettuate da Elias et al. (1995) e quelle di HR 1099 effettuate da Feldman et al. (1978).

Come abbiamo detto nel paragrafo 4.2, Elias et al. (1995) hanno osservato UX Ari a 5 GHz durante tre periodi orbitali consecutivi nell'Ottobre 1992, ottenendo la curva di luce mostrata in Fig. 4.2 e trovando che essa è perfettamente anticorrelata con la curva di luce ottica. L'emissione radio proviene quindi da regioni attive coronali situate in corrispondenza delle macchie fotosferiche. La curva di luce ottica è stata riprodotta da questi autori assumendo la presenza di due grosse macchie o più probabilmente gruppi di macchie, con raggio di $\sim 20^\circ - 30^\circ$, entrambi posti a latitudine 30° e separati in longitudine di $\sim 110^\circ$; la separazione angolare effettiva fra i due gruppi, presa sull'arco di parallelo che li unisce, risulta quindi di $\sim 90^\circ$. L'asse di una delle due macchie è diretto verso l'osservatore per $\phi \sim 0$.

Abbiamo fatto l'ipotesi che l'andamento della curva di luce ottica sia dovuto alla presenza di due gruppi bipolari di macchie e che l'emissione radio provenga da due loops ancorati su ciascuno dei due gruppi di macchie. La scelta di due loops piccoli invece di un unico loop esteso che unisce i due gruppi è necessaria per avere una modulazione significativa dell'emissione radio; d'altra parte non si possono considerare loops troppo piccoli, altrimenti non è possibile riprodurre l'alto flusso osservato (fino a ~ 300 mJy) con valori ragionevoli dei parametri. Abbiamo allora considerato due loops uguali, ciascuno dei quali è connesso a due macchie di raggio 15° e separazione angolare 40° . In ciascuno dei due loops si verifica un flare ad un certo istante t_0 e per una certa posizione α_0 (diversi per i due loops); prima del flare non c'è alcuna emissione e

Tab. 4.1 Parametri usati per riprodurre le osservazioni di UX Ari di Elias et al. (1985). Il periodo orbitale di UX Ari è $P_{\text{orb}} = 6.44^{\text{d}}$.

Loop	Θ	R_{spot}	B_{max} (G)	n_e (cm^{-3})	$\alpha(t=0)$
1	40°	15°	1000	10^7	100°
2	40°	15°	1000	10^8	190°
Flare	Loop	ϕ	t_o (d)	N_o (cm^{-3})	α_o
1	1	0.50	0.00	5×10^7	100°
2	2	0.97	3.04	1×10^7	0°

si suppone, come nel paragrafo precedente, che la fase di salita al massimo sia istantanea. Indichiamo con $t_o = 0$ l'istante in cui avviene il primo flare; per tempi successivi, il flusso totale è dato dalla somma dei contributi dei due loops.

I parametri utilizzati per riprodurre la curva di luce di UX Ari sono riportati in Tab. 4.1. Come si può vedere, abbiamo considerato per entrambi i loops un campo magnetico alla base $B_{\text{max}} = 1000$ G. Nel primo loop il flare avviene per $t_o = 0$ alla fase orbitale $\phi = 0.5$, quando $\alpha_o = 100^\circ$, con una densità iniziale di elettroni relativistici $N_o = 5 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$; nel secondo invece il flare avviene per $\phi = 0.97$ e $t_o = 3.04^{\text{d}}$, quando $\alpha_o = 0^\circ$, con $N_o = 10^7 \text{ cm}^{-3}$. La densità del plasma termico è $n_e = 10^7 \text{ cm}^{-3}$ nel primo loop e $n_e = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ nel secondo.

In Fig. 4.9 è mostrata la geometria della sorgente rispetto all'osservatore al momento dei due flares; il loop in cui sta avvenendo il flare è stato ombreggiato per chiarezza. In Fig. 4.10 la curva di luce calcolata è confrontata con le osservazioni. Come si può vedere, l'andamento teorico è in ottimo accordo con quello osservato, a parte alcune piccole differenze che potrebbero dipendere dalle semplificazioni introdotte nel modello. Ad esempio il fatto che l'asse di rotazione in realtà è inclinato rispetto alla linea di vista può spiegare le rapide diminuzioni di flusso se la sorgente invece che all'equatore è posta ad alte latitudini nell'emisfero meridionale, dove può essere eclissata completamente durante la rotazione stellare.

Il caso delle osservazioni di HR 1099 effettuate da Feldman et al. (1978) è

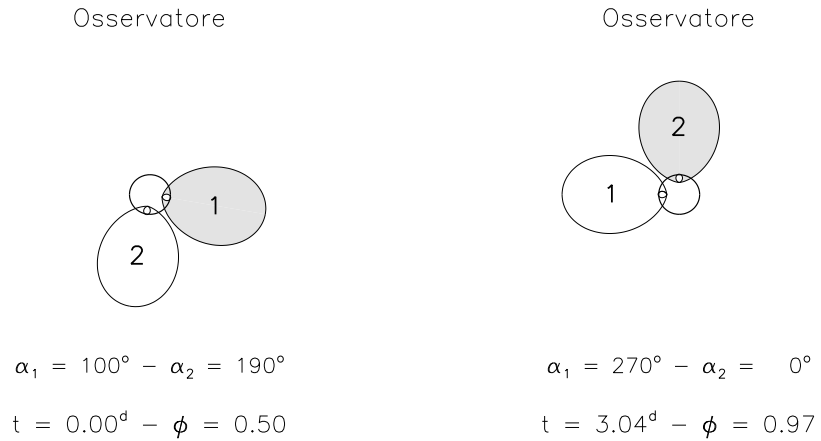


Fig. 4.9 Posizione dei due loops su UX Ari rispetto all'osservatore al momento dei due flares. Per ciascun istante, il loop in cui sta avvenendo il flare è stato ombreggiato per chiarezza.

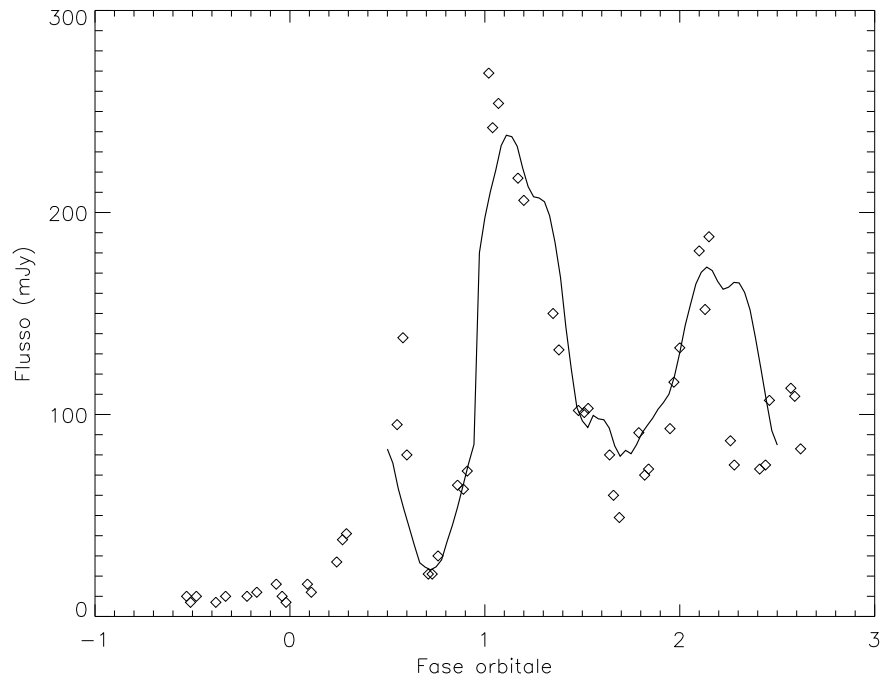


Fig. 4.10 Confronto fra la curva di luce di UX Ari osservata da Elias et al. (1995; rombi) e calcolata (linea continua). La fase di salita prima di $\phi = 0.5$ non è stata calcolata, avendo assunto una salita impulsiva del flare. Il primo flare avviene a $\phi = 0.5$ e il secondo a $\phi \sim 1$. Per $\phi > 1$ entrambi i loops contribuiscono all'emissione totale. I parametri usati sono riportati in Tab. 4.1.

più complesso. Come abbiamo detto, questo sistema nel Febbraio 1978 è stato soggetto ad una serie di outbursts durati per quasi nove giorni (circa tre periodi orbitali) alla media di uno al giorno (Fig. 4.4), con flussi fino a ~ 1 Jy. In questo caso non sono disponibili osservazioni ottiche simultanee, perciò non conosciamo la disposizione delle macchie sulla superficie stellare. Però, come abbiamo detto, riportando in grafico la curva di luce in funzione della fase orbitale, si nota che i picchi di emissione cadono tutti intorno a tre fasi ben definite, con un leggero spostamento verso fasi maggiori in periodi successivi; questo suggerisce la presenza di tre regioni attive sulla superficie stellare. Abbiamo allora considerato tre piccoli loops, supponendo per semplicità che durante il primo periodo orbitale avvenga un flare in ciascuno di essi quando $\alpha_o = 0$. La posizione dei loops al momento dei flares successivi è stata determinata dalla fase dei picchi corrispondenti: il fatto che essi si spostino verso fasi orbitali maggiori può essere spiegato semplicemente assumendo che al momento del flare il loop si trovi in una posizione $\alpha_o > 0$. Abbiamo considerato solamente i picchi più intensi, tralasciando i due più deboli alla fine delle osservazioni, che possono essere dovuti a flares di bassa energia o a residui di emissione dalla sorgente. Al contrario del caso di UX Ari, abbiamo considerato la possibilità che i tre loops avessero anche dimensioni diverse, oltre alle caratteristiche fisiche, e inoltre che flares successivi all'interno dello stesso loop fossero dovuti a distribuzioni di elettroni relativistici con diverso numero totale di particelle N_o ; per semplicità abbiamo comunque supposto che l'esponente δ della distribuzione fosse lo stesso per tutti i flares e per tutti i loops ($\delta = 2$).

In Tab. 4.2 sono riportati i valori dei parametri che permettono di riprodurre meglio la curva di luce osservata. I flares avvengono quando il corrispondente loop è al centro del disco stellare, in direzione dell'osservatore o leggermente spostato. La geometria del sistema rispetto all'osservatore agli istanti dei sette flares considerati è mostrata in Fig. 4.11, mentre il confronto della curva di luce osservata con quella teorica è mostrato in Fig. 4.12. Come si può vedere l'accordo è ottimo, nonostante la notevole differenza fra la geometria adottata nel nostro modello e la reale geometria del sistema HR 1099, che ha l'asse di rotazione poco inclinato rispetto alla linea di vista ed è quindi osservato quasi

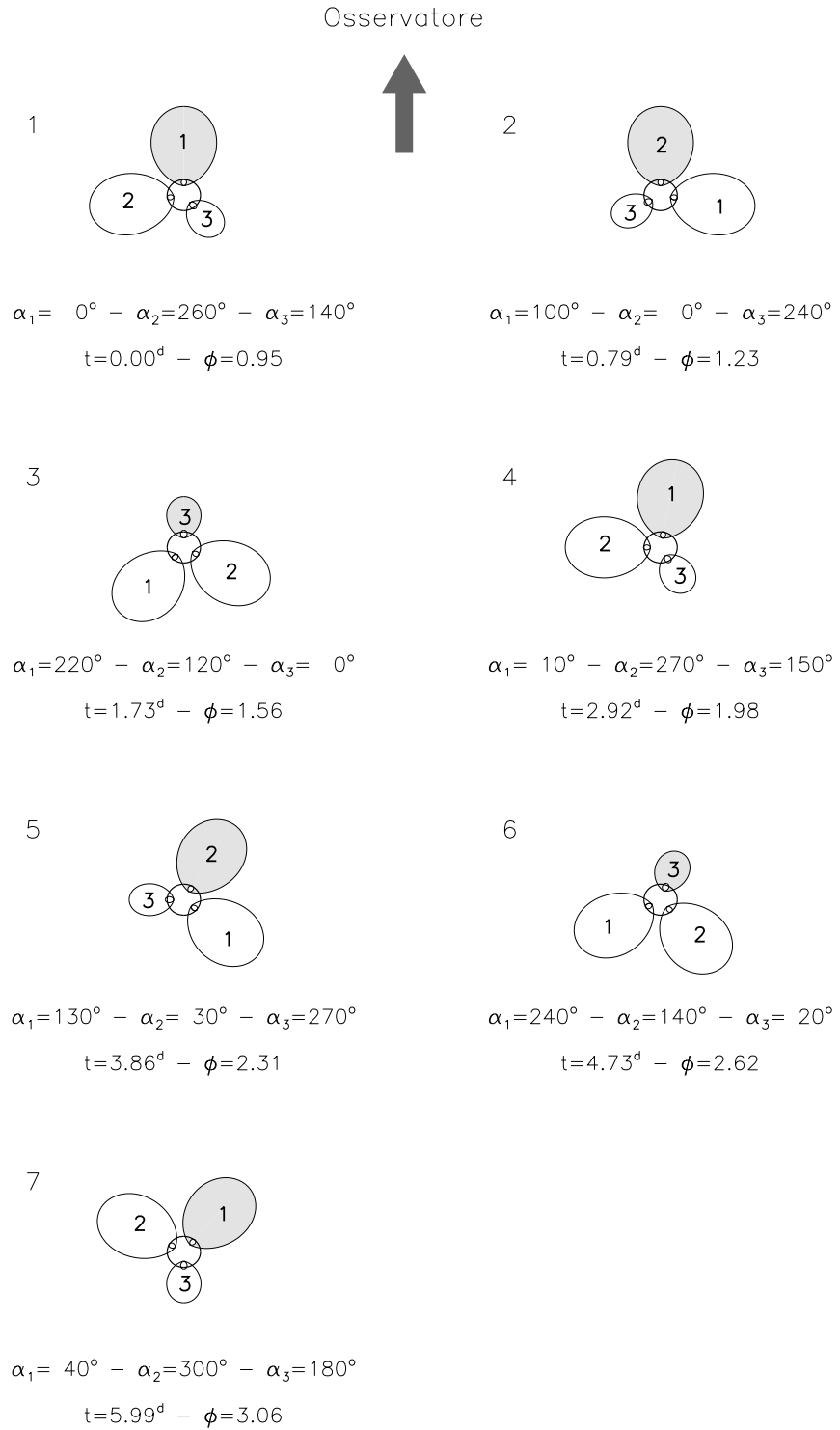


Fig. 4.11 Geometria dei loops sul sistema HR 1099 rispetto all'osservatore al momento dei flares del Febbraio 1978. Per ciascun istante, il loop in cui sta avvenendo il flare è stato ombreggiato per chiarezza. I parametri relativi ai vari flares sono riportati in Tab. 4.2.

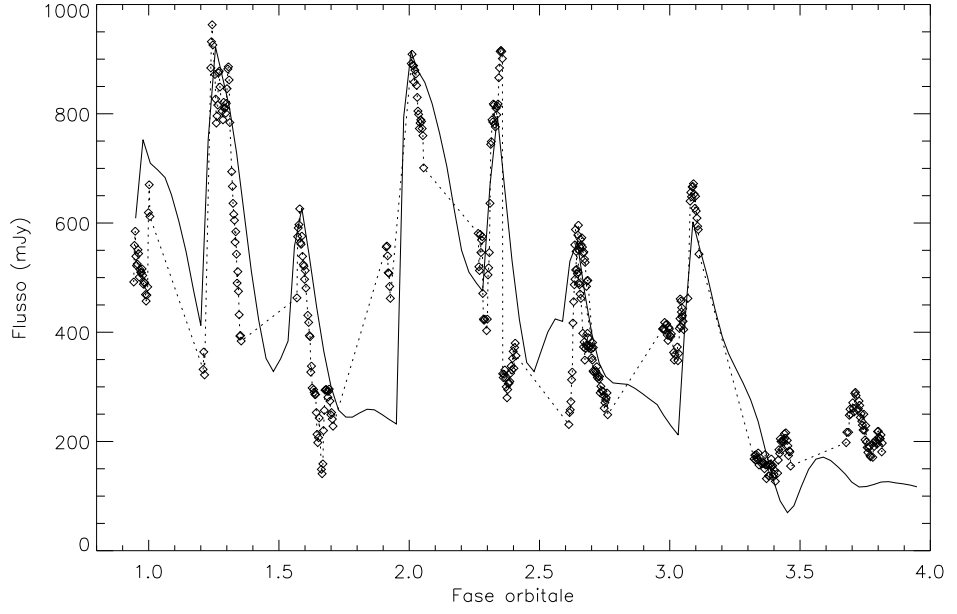


Fig. 4.12 Confronto fra la curva di luce di HR 1099 osservata da Feldman et al. (1978; rombi) e calcolata (linea continua); per maggiore chiarezza i punti osservati sono stati uniti con una linea puntinata. La curva di luce teorica è data dalla somma dei contributi dei tre loops. I parametri usati sono riportati in Tab. 4.2.

Tab. 4.2 Parametri usati per riprodurre le osservazioni di HR 1099 di Feldman et al. (1978). Il periodo orbitale di HR 1099 è $P_{\text{orb}} = 2.84^{\text{d}}$.

Loop	Θ	R_{spot}	B_{max} (G)	n_e (cm^{-3})	$\alpha(t=0)$
1	40°	15°	3000	10^8	0°
2	40°	15°	3000	10^8	260°
3	40°	10°	3000	10^8	140°
Flare	Loop	ϕ	t_o (d)	N_o (cm^{-3})	α_o
1	1	0.95	0.00	2×10^6	0°
2	2	1.23	0.79	1×10^6	0°
3	3	1.56	1.73	5×10^5	0°
4	1	1.98	2.92	2×10^6	10°
5	2	2.31	3.86	5×10^5	30°
6	3	2.62	4.73	5×10^5	20°
7	1	3.06	5.99	5×10^5	40°

pole-on. I due deboli picchi presenti alla fine del periodo di osservazione possono essere riprodotti anche essi considerando altri due flares di modesta entità che hanno luogo nel secondo e terzo loop.

Abbiamo visto quindi che un modello che tenga conto sia dell'evoluzione temporale dell'emissione durante il decadimento di flares, sia della rotazione del sistema, permette di riprodurre con successo le curve di luce osservate durante periodi attivi.

POLARIZZAZIONE CIRCOLARE DELL'EMISSIONE RADIO

§ 5.1 Introduzione

Nei capitoli precedenti ci siamo occupati dell'interpretazione delle caratteristiche del flusso radio totale proveniente dai sistemi di tipo RS CVn e Algol: come abbiamo visto, il meccanismo di girosincrotrone permette di riprodurre con successo gli spettri e le curve di luce osservate, così come la struttura della sorgente, sia durante le fasi di grande attività che in quelle quiescenti. Abbiamo però trascurato una proprietà importante dell'emissione radio da questi sistemi, e cioè la polarizzazione circolare della radiazione, che può raggiungere valori piuttosto elevati, soprattutto nei sistemi RS CVn. L'interpretazione delle caratteristiche della polarizzazione osservata nel caso stellare non è sempre immediata, e per questo generalmente non è stata studiata in dettaglio; tuttavia, la polarizzazione circolare dell'emissione radio da stelle attive è praticamente l'unico mezzo diagnostico disponibile per lo studio della struttura dei campi magnetici presenti nella corona di questi sistemi, ed è quindi importante cercare di capire in maniera approfondita le sue proprietà.

Le caratteristiche della polarizzazione circolare dei sistemi RS CVn sono state studiate per diversi anni, tuttavia, nonostante i dati disponibili, sono rimaste un enigma. In questo capitolo confronteremo le proprietà della polarizzazione, dedotte sia dalle osservazioni precedenti che da nuove osservazioni, con i risultati previsti dai modelli di girosincrotrone, mettendo in evidenza le

difficoltà riscontrate nella loro interpretazione. In particolare, proporrò una nuova interpretazione per l'inversione di polarizzazione dell'emissione quiescente osservata a basse frequenze, assumendo che sia dovuta alla presenza di una debole emissione coerente.

§ 5.2 Proprietà della polarizzazione circolare e risultati dei modelli correnti

Come abbiamo detto nel Cap. 1, solo negli ultimi anni, con l'avvento di radiotelescopi più sensibili, sono diventate disponibili osservazioni attendibili, e soprattutto effettuate a più frequenze, della polarizzazione circolare dell'emissione radio dai sistemi RS CVn, specialmente per quanto riguarda i sistemi più attivi UX Ari, HR 1099 e HR 5110 (Pallavicini et al. 1985; Mutel et al. 1987; Willson & Lang 1987; White et al. 1990b; Massi & Chiuderi Drago 1992; Su et al. 1993; Umana et al. 1993; Fox et al. 1994; Jones et al. 1994). Le proprietà della polarizzazione sono state messe in evidenza per la prima volta da Mutel et al. (1987), che hanno osservato per tre anni un campione di sistemi RS CVn a 1.4, 4.9 e 15 GHz, confrontando i risultati con i pochi dati pubblicati in precedenza; queste proprietà sono confermate dalle osservazioni effettuate successivamente.

L'emissione radio dei sistemi RS CVn è caratterizzata da un grado di polarizzazione circolare π_c anticorrelato con la densità di flusso: infatti, mentre la componente quiescente può raggiungere valori di π_c fino al 40 %, i flares sono generalmente non polarizzati o debolmente polarizzati ($\pi_c \lesssim 10$ %). Inoltre il grado di polarizzazione osservato dipende dall'inclinazione i dell'asse di rotazione della stella rispetto alla linea di vista: la massima polarizzazione è osservata per i sistemi con basso i , come HR 5110, HR 1099 e UX Ari, mentre è molto bassa per quelli a eclisse ($i \sim 90^\circ$), come AR Lac e i sistemi tipo Algol. Nel caso dei sistemi non a eclisse spesso si osserva un'inversione del senso di polarizzazione fra 1.4 e 5 GHz (HR 5110 è sempre stata trovata non polarizzata a 5 GHz); questa inversione è indipendente dalla forma dello spettro, e si osserva sia durante flares, con indici spettrali positivi, sia durante le fasi quiescenti, con spettri piatti o decrescenti. Inoltre, nel caso dei sistemi più studiati, le osser-

vazioni hanno mostrato quasi sempre lo stesso senso di polarizzazione, ad una data frequenza, per più di 15 anni: generalmente, a frequenze maggiori di 5 GHz il senso di polarizzazione è destro (parametro di Stokes $V > 0$) per HR 1099 e HR 5110 e sinistro ($V < 0$) per UX Ari. Questo fatto indica che l'emissione polarizzata è associata ad un campo magnetico su grande scala, probabilmente legato alle macchie polari (una delle quali è sempre visibile nei sistemi considerati) e non a loops ancorati sulle macchie a bassa latitudine: in quest'ultimo caso infatti la rotazione stellare provocherebbe una modulazione anche del senso di polarizzazione, che quindi cambierebbe segno durante il periodo orbitale, in contrasto con le osservazioni.

Come abbiamo detto nel Cap. 1, l'interpretazione comune per la presenza di polarizzazione circolare e di elevate temperature di brillanza è emissione di girosincrotrone da elettroni mediamente relativistici. Owen et al. (1976) per primi hanno suggerito che l'emissione da una sorgente otticamente spessa, autoassorbita, può spiegare le proprietà osservate dei flares, come il basso grado di polarizzazione e la forma dello spettro; in particolare l'inversione di polarizzazione può essere spiegata come la transizione da una sorgente otticamente sottile alle alte frequenze ad una otticamente spessa a frequenze minori. Nel caso del flare del 1978 osservato su HR 1099, Borghi & Chiuderi Drago (1985) hanno mostrato che sia la forma dello spettro che l'inversione del senso di polarizzazione osservato fra 1.4 e 5 GHz possono essere ottenuti con un semplice modello con campo magnetico uniforme e una densità di elettroni relativistici che diminuisce al crescere della distanza dalla stella. Tuttavia questo modello non può essere applicato all'emissione quiescente, poiché predice che la polarizzazione debba cambiare segno ad una frequenza in cui l'indice spettrale è positivo, mentre in periodi di bassa attività l'inversione si verifica a frequenze in cui lo spettro è piatto o decrescente.

Le osservazioni VLBI di una struttura *core-halo* della sorgente (Mutel et al. 1985; Lestrade et al. 1988) hanno portato alcuni autori a considerare modelli semplici di sorgenti costituite da due regioni emittenti di diverse dimensioni e con diversi campi magnetici. Come fatto notare da Mutel et al. (1987), un modello a due componenti può spiegare la presenza di un'inversione di polariz-

zazione con spettro piatto, purché i campi magnetici nelle due sorgenti siano orientati in direzione opposta rispetto alla linea di vista.

Recentemente Morris et al. (1990) hanno proposto un modello bidimensionale di magnetosfera per interpretare l'emissione radio da stelle attive di tardo tipo spettrale. Questi autori considerano una sorgente costituita da una regione toroidale definita da linee di forza dipolari, contenente plasma termico e una distribuzione non termica di elettroni relativistici intrappolati, che emettono radiazione girosincrotrone. Nel caso particolare di una sorgente vista *pole-on*, essi trovano che solo poche combinazioni di parametri sono consistenti con l'emissione osservata in fase attiva e quiescente; in particolare, l'unico modo per ottenere, per la componente quiescente, un'inversione del senso di polarizzazione circolare con $\alpha \lesssim 0$ è di assumere che la densità degli elettroni relativistici aumenti rapidamente al crescere della distanza dalla stella.

Una conclusione simile è stata raggiunta anche da Jones et al. (1994) nel caso di un campo di dipolo tridimensionale con una distribuzione di elettroni relativistici a simmetria sferica. Per riprodurre, oltre alla frequenza di inversione, anche il grado di polarizzazione osservato, essi trovano che la geometria del campo magnetico deve essere un'arcata di loops, con gli elettroni emittenti confinati solo entro un sottile guscio posto ad una distanza di circa $2 R_*$ dalla superficie.

§ 5.3 Risultati dei modelli nel caso di una sorgente omogenea

Allo scopo di interpretare le proprietà osservate della polarizzazione, abbiamo innanzitutto calcolato lo spettro e la polarizzazione dell'emissione girosincrotrone nel caso di una sorgente omogenea, per diversi valori dei parametri. È stata considerata sia emissione nel vuoto che in un mezzo con densità termica n_e e temperatura T uniformi; nel secondo caso si è tenuto conto sia dell'effetto Razin che dell'emissione ed assorbimento *free-free*. Per quanto riguarda la temperatura, come nei capitoli precedenti è stato adottato il valore medio $T = 1.5 \times 10^7$ K per la componente coronale calda ricavato dalle recenti osservazioni X (Dempsey et al. 1993).

Abbiamo fatto l'ipotesi che la sorgente abbia una forma cilindrica, con superficie proiettata $S = \pi (L/2)^2$ e dimensione L lungo la linea di vista; per L è stato scelto un valore dell'ordine della separazione del sistema binario, in accordo con le osservazioni VLBI della componente quiescente (Mutel et al. 1985; Lestrade et al. 1988; Massi et al. 1988). Il campo magnetico B è considerato uniforme nella sorgente e si suppone che formi un angolo θ con la linea di vista.

Per quanto riguarda la distribuzione di elettroni relativistici si è assunto uno spettro di energia descritto da una legge di potenza del tipo (2.14), con densità totale di particelle N_o . L'emissività j^\pm e il coefficiente di assorbimento k^\pm per i modi ordinario (+) e straordinario (−) sono stati calcolati usando le espressioni approssimate (2.8) derivate da Klein (1987). Nell'ipotesi che i due modi si propaghino indipendentemente fra loro si può risolvere l'equazione del trasporto separatamente per i due modi di radiazione; i parametri di Stokes I (intensità totale) e V (intensità polarizzata circolarmente) emergenti dalla sorgente si possono allora ottenere combinando le intensità I^\pm tramite le relazioni (Ramaty 1969):

$$\begin{aligned} I &= I^- + I^+, \\ V &= (I^- - I^+) \frac{2a_{\theta+}}{1 + a_{\theta+}^2}, \end{aligned} \tag{5.1}$$

dove $a_{\theta+}$ è il coefficiente di polarizzazione del modo ordinario definito nell'Eq. (2.11), e abbiamo scelto come convenzione che si abbia $V > 0$ (polarizzazione destra) quando la polarizzazione è quella del modo straordinario in un campo magnetico diretto verso l'osservatore ($\cos \theta > 0$). Il grado di polarizzazione circolare è dato poi da $\pi_c = V/I$.

Abbiamo investigato l'andamento dello spettro e della polarizzazione circolare fra 1 e 30 GHz per diversi valori dei parametri δ , N_o , θ , B ed n_e . Esempi specifici di come variano gli spettri del flusso e della polarizzazione al variare dei parametri sono riportati in Fig. 5.1. I risultati ottenuti per la polarizzazione mostrano che:

- 1) il grado di polarizzazione circolare ha un massimo ad una certa frequenza

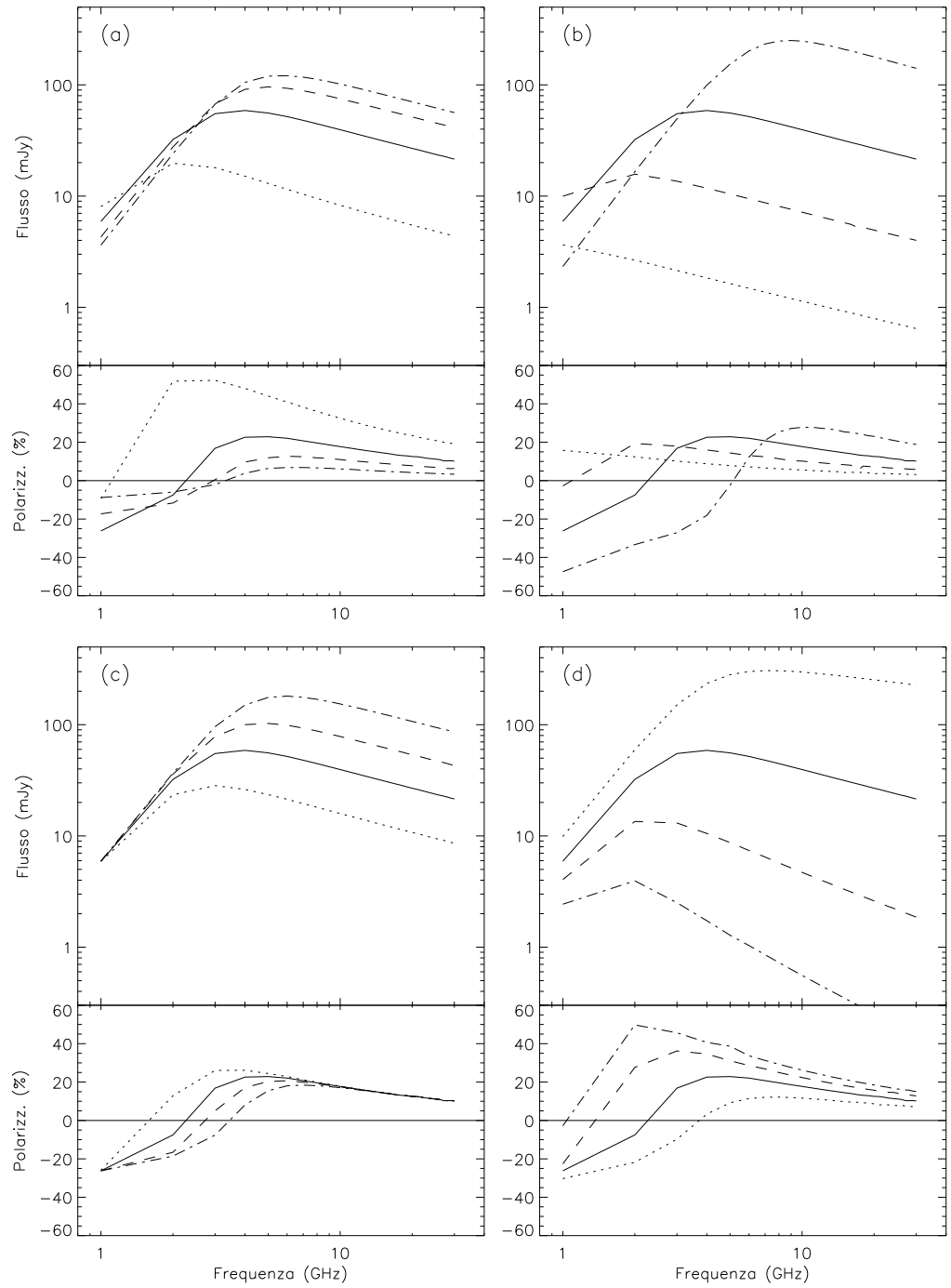


Fig. 5.1 Variazione degli spettri e della polarizzazione nel caso di una sorgente omogenea al variare dei parametri θ (a), B (b), N_o (c) e δ (d). In tutte le figure la curva continua è stata ottenuta con $\delta = 2$, $B = 30$ G, $\theta = 30^\circ$, $N_o = 5 \times 10^3$ cm $^{-3}$. Le curve puntinata, tratteggiata e a tratto-punto corrispondono rispettivamente a: (a) $\theta = 10^\circ, 50^\circ, 70^\circ$; (b) $B = 3, 10, 100$ G; (c) $N_o = 2 \times 10^3, 10^4, 2 \times 10^4$ cm $^{-3}$; (d) $\delta = 1.5, 2.5, 3$.

vicina alla frequenza di picco dello spettro e poi decresce verso frequenze maggiori, dove la sorgente è otticamente sottile, come hanno mostrato anche vari altri studi (ad es. Dulk & Marsh 1982);

- 2) la polarizzazione è sempre nel senso del modo straordinario ($V > 0$) nella parte otticamente sottile dello spettro, e inverte il suo segno ad una certa frequenza al di sotto del picco spettrale;
- 3) il grado di polarizzazione massimo è maggiore per valori maggiori di B e δ , mentre diminuisce se si aumentano θ o N_o . Quest'ultimo risultato è consistente con le osservazioni di gradi di polarizzazione minori a livelli di flusso più elevati, quando presumibilmente il numero di elettroni relativistici presenti nella sorgente è maggiore che durante i periodi di bassa attività.

In Fig. 5.2 è mostrata la relazione fra la frequenza a cui il flusso totale è massimo, ν_{pk} , la frequenza a cui è massimo il grado di polarizzazione circolare, ν_{pol} , e la frequenza a cui si inverte il senso di polarizzazione, ν_o , nei due casi $\delta = 2$ e $\delta = 4$. Nella figura sono riportate le frequenze ottenute per diversi valori di θ , B ed N_o , nel caso di emissione nel vuoto. Come si può vedere, fissato il valore di δ e quindi lo spettro di energia degli elettroni, c'è una correlazione lineare molto buona fra queste frequenze (cioè $\nu_{pol} \propto \nu_{pk}$ e $\nu_o \propto \nu_{pk}$) che è sostanzialmente indipendente dai parametri θ , B ed N_o . Le pendenze delle relazioni lineari dipendono comunque dallo spettro di energia, essendo maggiori per valori maggiori di δ .

Per investigare l'effetto del plasma termico su ν_{pol} e ν_o , in Fig. 5.3 presentiamo la stessa relazione, fissati B ed N_o , al variare di n_e , per quattro diversi valori di θ . I punti con lo stesso valore di θ sono uniti con una linea continua. Entrambe le relazioni non sono praticamente influenzate dalla presenza del mezzo finché la densità del plasma è così alta ($n_e = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$) che il flusso è fortemente ridotto a basse frequenze a causa dell'effetto Razin.

Perciò, in assenza di un significativo effetto Razin, che dovrebbe essere distinguibile nello spettro, il modello omogeneo predice una relazione lineare generale fra ν_{pk} , ν_{pol} e ν_o , che è indipendente dai parametri della sorgente, e dipende solamente dall'esponente della distribuzione di energia δ , che comunque

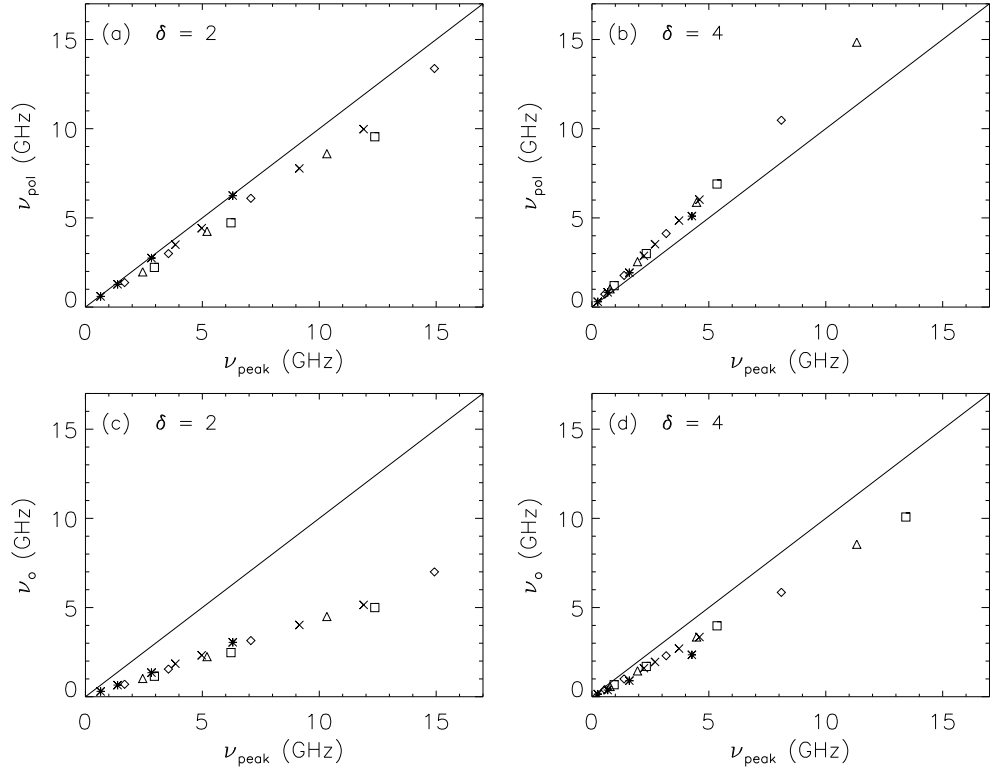


Fig. 5.2 Andamento delle frequenze ν_{pol} e ν_o in funzione di ν_{pk} , per una serie di modelli omogenei di girasincrotrone con diversi δ , θ , B ed N_o . Le figure riportano ν_{pol} in funzione di ν_{pk} per $\delta = 2$ (a) e $\delta = 4$ (b); e ν_o in funzione di ν_{pk} per $\delta = 2$ (c) e $\delta = 4$ (d). I punti mostrati si riferiscono a calcoli nel vuoto, con $B = 3, 10, 30, 100$ G, $N_o = 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ($\delta = 2$) e 10^6 cm^{-3} ($\delta = 4$), $\theta = 10^\circ$ (asterischi), 30° (rombi), 50° (triangoli), 70° (quadrati); e con $\theta = 30^\circ$, $B = 30$ G, $N_o = 10^3, 2 \times 10^3, 10^4, 2 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ per $\delta = 2$ e $N_o = 2 \times 10^5, 5 \times 10^5, 2 \times 10^6, 5 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ per $\delta = 4$ (crocette).

può essere determinato dal valore dell'indice spettrale osservato nella parte otticamente sottile dello spettro. In particolare si trova sempre $\nu_{\text{pol}} \simeq \nu_{\text{pk}}$ e $\nu_o < \nu_{\text{pk}}$, cioè il massimo grado di polarizzazione circolare coincide con il picco spettrale, ma l'inversione di polarizzazione dovuta all'autoassorbimento si verifica in una regione dove l'indice spettrale è positivo.

Questo risultato è inconsistente con le osservazioni di sistemi RS CVn: infatti, come evidenziato nel paragrafo precedente, l'inversione del senso di polarizzazione avviene generalmente fra 1.4 e 5 GHz indipendentemente dalla posizione del picco spettrale, e in molti casi la polarizzazione è massima ad una frequenza molto maggiore rispetto al massimo dello spettro.

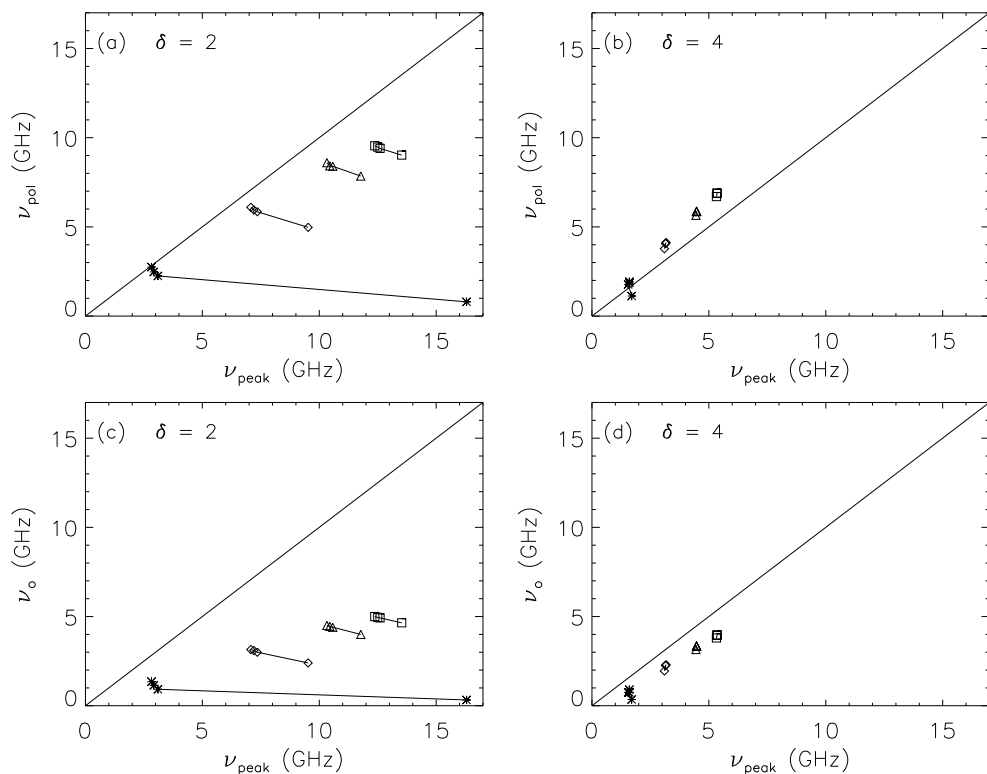


Fig. 5.3 Effetto di un plasma termico sulle relazioni mostrate in Fig. 5.2. Le figure sono le stesse di Fig. 5.2 tranne per il fatto che i valori di B ed N_o sono fissati mentre n_e varia, per quattro diversi valori di θ . I punti con lo stesso θ ma diverso n_e sono uniti da linee continue. I parametri sono $B = 30 \text{ G}$, $N_o = 5 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ ($\delta = 2$) e 10^6 cm^{-3} ($\delta = 4$), $n_e = 0, 5 \times 10^7, 10^8, 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$, $\theta = 10^\circ$ (asterischi), 30° (rombi), 50° (triangoli) e 70° (quadrati). I punti più lontani dalla relazione lineare corrispondono a $n_e = 5 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$.

§ 5.4 Estensione ai modelli inomogenei

I modelli omogenei sono uno strumento conveniente per la loro semplicità e il numero limitato di parametri liberi che introducono, ma non ci aspettiamo che siano una buona rappresentazione delle sorgenti radio stellari. Ci dobbiamo quindi chiedere quali fra le proprietà generali della polarizzazione nelle sorgenti omogenee sono valide anche per le sorgenti inomogenee.

Se si schematizza una sorgente inomogenea come la sovrapposizione di più sorgenti omogenee, in ognuna delle quali la distribuzione di energia degli elettroni ha la stessa forma, possiamo fare le seguenti considerazioni. Nell'intervallo di frequenze in cui tutte le sorgenti sono otticamente sottili, lo spettro totale

è dato dalla somma dei singoli spettri e l'emissione è quindi dominata dalla regione della sorgente in cui $B \sin \theta$ è maggiore. Ne segue che in una simile sorgente inhomogenea rimane valida la proprietà dei modelli omogenei che la polarizzazione circolare decresce al crescere della frequenza al di sopra del picco spettrale, con la complicazione però che il picco spettrale non è lo stesso per tutte le sorgenti. Questo fatto non ci permette quindi di estrapolare al caso inhomogeneo le relazioni trovate fra le frequenze ν_{pk} , ν_{pol} e ν_o . I calcoli della polarizzazione effettuati con i modelli inhomogenei descritti nei capitoli precedenti confermano comunque le proprietà ottenute nel caso omogeneo, cioè che il grado di polarizzazione è massimo in vicinanza del picco spettrale e che la polarizzazione si inverte al di sotto del picco, nel tratto otticamente spesso dello spettro.

Alcuni autori hanno investigato la possibilità di ottenere spettri otticamente spessi con andamento piatto o decrescente, allo scopo di spiegare in modo semplice l'inversione di polarizzazione. Jones et al. (1994) hanno analizzato una serie di modelli dipolari concludendo che è molto difficile ottenere un grado di polarizzazione maggiore dell'1 % a frequenze otticamente spesse, e che per ottenere gli spettri piatti osservati nel caso di una sorgente otticamente spessa la densità di elettroni non termici deve aumentare con la distanza dalla stella, come trovato anche da altri autori (Drake et al. 1987; Morris et al. 1990). Secondo White et al. (1989) è possibile ottenere spettri piatti otticamente spessi anche senza richiedere che la densità aumenti con la distanza: è sufficiente infatti assumere che sia la densità di elettroni energetici sia il campo magnetico decrescano molto lentamente allontanandosi dalla superficie stellare. Resta tuttavia il problema di ottenere i valori osservati del grado di polarizzazione quando la sorgente è otticamente spessa.

§ 5.5 Osservazioni di emissione coerente

Allo scopo di studiare l'evoluzione a lungo termine della polarizzazione dei sistemi RS CVn (White 1996), abbiamo osservato con il VLA i tre sistemi binari più brillanti e polarizzati (HR 1099, UX Ari and HR 5110), a intervalli

di tempo regolari di circa 4 mesi a partire dal Giugno 1993. Le Fig. 5.4 (HR 1099, 5 Luglio 1993) e 5.5 (UX Ari, 23 Aprile 1994) mostrano due esempi del comportamento delle curve di luce nella polarizzazione circolare destra (R) e sinistra (L) a 1.4 GHz. In entrambi i casi l'osservazione è durata ~ 20 min e i dati sono stati ottenuti in due bande vicine, ciascuna di larghezza 50 MHz e centrate rispettivamente a 1385 MHz e 1415 MHz. In Fig. 5.4 sono riportate L e R a 1385 MHz, insieme all'intensità totale osservata successivamente a 4535 e 8065 MHz; la Fig. 5.5 mostra invece L e R per entrambe le frequenze di 1385 e 1415 MHz, allo scopo di confrontare il comportamento nelle due bande; i dati sono separati fra loro di 10 sec. In entrambi questi esempi le stelle erano relativamente brillanti. La Fig. 5.4 mostra che la polarizzazione circolare sinistra ricevuta da HR 1099 raggiungeva a volte valori di oltre il doppio di quella destra, e mentre R aumentava lentamente durante i 20 minuti di osservazione, L fluttuava rapidamente su tempi scala di 10 sec, ma nel complesso mostrava un chiaro andamento decrescente. In Fig. 5.5 si vede invece che UX Ari era costante in L, ma mostrava rapide variazioni in R. Dalla similarità dei profili a 1385 e 1415 MHz in Fig. 5.5 è chiaro che la componente rapidamente variabile è presente su una banda spettrale piuttosto larga, e questo è stato riscontrato anche per HR 1099: in entrambi i casi infatti non si osserva nessuna differenza significativa fra il comportamento dell'emissione nelle due bande separate di 30 MHz.

Per controllare che le fluttuazioni osservate solo in una polarizzazione fossero reali e non strumentali, abbiamo studiato il profilo temporale delle due polarizzazioni per una forte sorgente di fondo nel campo di vista di HR 1099. Queste sorgenti di fondo sono quasi sempre oggetti extragalattici che non dovrebbero avere polarizzazione circolare e non dovrebbero variare su scale temporali così brevi. Questo è risultato vero per la sorgente di fondo considerata, indicando che le fluttuazioni osservate in HR 1099 non erano di origine strumentale.

La caratteristica più importante di queste osservazioni è il fatto che la polarizzazione circolare è dovuta principalmente ad una componente a larga banda, che presenta variazioni su tempi scala estremamente brevi e appare lentamente modulata su scale temporali maggiori. Se le osservazioni non avessero un suf-

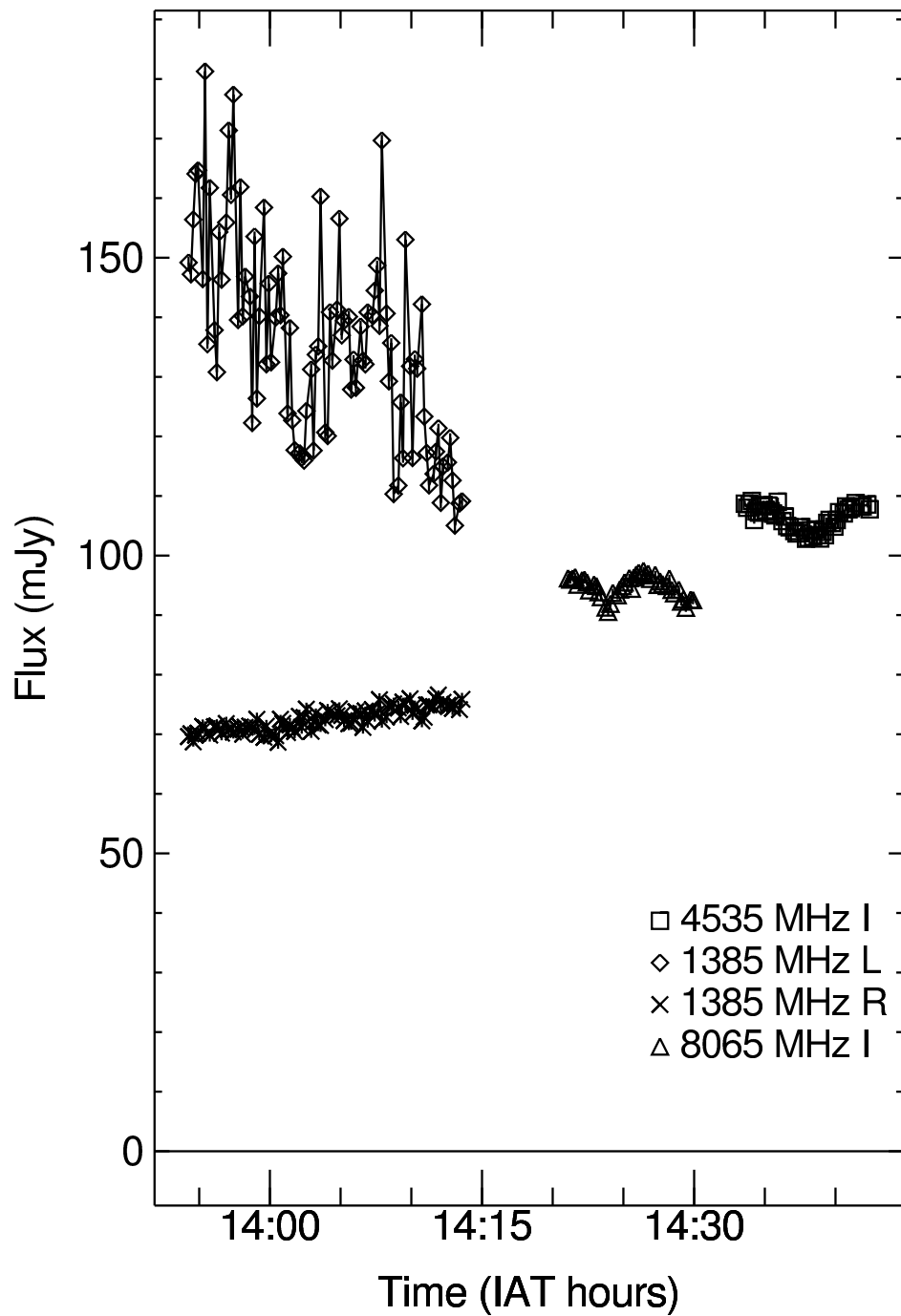


Fig. 5.4 Profilo temporale della polarizzazione circolare destra (R; crocette) e sinistra (L; rombi) a 1.385 GHz durante un'osservazione VLA di HR 1099 effettuata il 5 Luglio 1993. I dati sono mostrati a intervalli di 10 sec. Sul grafico è riportata anche l'intensità totale I osservata a 4.5 GHz (quadrati) e 8.1 GHz (triangoli). Su tutti i punti sono riportate barre di errore di $\pm\sigma$.

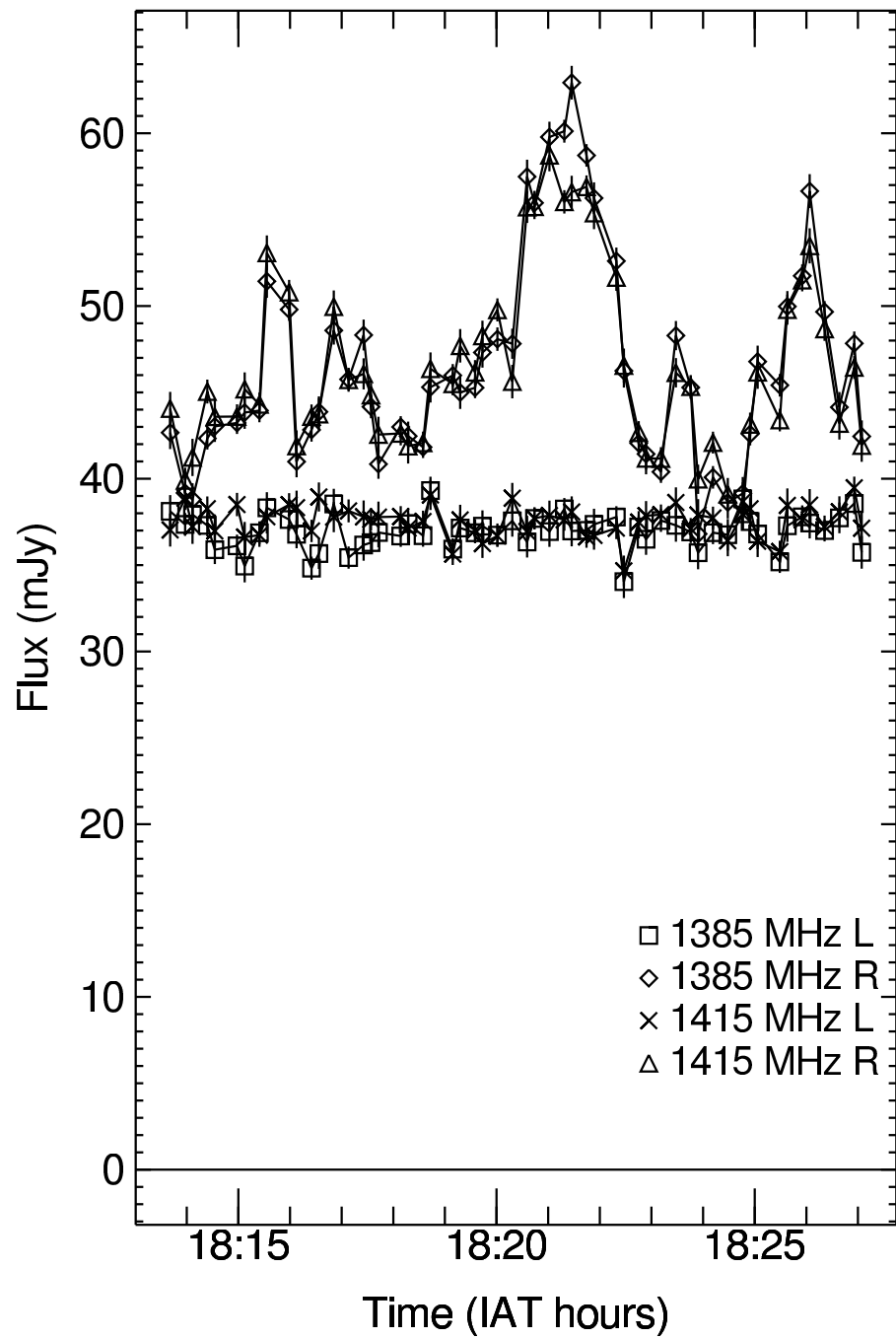


Fig. 5.5 Profilo temporale della polarizzazione circolare destra (R) e sinistra (L) durante un'osservazione VLA di UX Ari effettuata il 23 Aprile 1994. I dati sono mostrati a intervalli di 10 sec. Sono riportate le osservazioni nelle due bande a 1385 MHz (quadrati: L; rombi: R) e 1415 MHz (crocette: L; triangoli: R); ogni banda ha una larghezza di 50 MHz. Su tutti i punti sono riportate barre di errore di $\pm\sigma$.

ficiente rapporto segnale-rumore, dovendo aumentare il tempo di integrazione dello strumento, non saremmo capaci di vedere le variazioni rapide, ma sarebbe evidente solo la modulazione più lenta. Le rapide fluttuazioni sono caratteristiche di un processo di emissione coerente, come emissione di plasma o di “*electron-cyclotron maser*” (vedi ad es. Dulk 1985; Melrose 1991), che sono capaci di produrre gradi di polarizzazione circolare molto elevati. La modulazione più lenta potrebbe però essere scambiata per un processo incoerente, come l’emissione girosincrotrone.

In entrambe le nostre osservazioni la polarizzazione predominante a 1.4 GHz è di segno opposto rispetto a quella osservata alle alte frequenze. Il 5 Luglio 1993, la polarizzazione di HR 1099 era -29% a 1.4 GHz, $+7\%$ a 5 GHz e $+10\%$ a 8 GHz; il 23 Aprile 1994 quella di UX Ari era $+11\%$ a 1.4 GHz, -1% a 5 GHz, -2% a 8 GHz e -3% a 15 GHz. Questo è esattamente il comportamento osservato nell’emissione quiescente di questi sistemi da Mutel et al. (1987).

Emissione altamente polarizzata è stata osservata spesso in passato in questi sistemi, ed è stata generalmente descritta come emissione collegata a flares. Mutel & Weisberg (1978) e Fix et al. (1980) hanno osservato HR 1099 a 1.4–1.7 GHz ad Arecibo trovando polarizzazione circolare sinistra fino al 75 %, con rapida variabilità; su UX Ari Mutel & Weisberg (1978) hanno osservato polarizzazione circolare destra fino al 20 %. Brown & Crane (1978) hanno misurato polarizzazione circolare sinistra fino al 40 % su HR 1099 a 2.7 GHz trovando variazioni su tempi scala minori di 1 ora. Gibson et al. (1978) hanno osservato rapida variabilità a 1.4 GHz su HR 1099, senza però dati sulla polarizzazione. Simon et al. (1985) hanno rivelato un flare altamente polarizzato in senso sinistro (86 %) su AY Ceti a 1.5 GHz, mentre Lestrade et al. (1988) hanno visto fino al 70 % di polarizzazione circolare da Algol a 1.7 GHz. L’ultimo esempio, anche esso ottenuto con il VLA, appare molto simile alle Fig. 5.4 e 5.5, con una delle due polarizzazioni (R nel caso di Algol) stazionaria mentre l’altra mostra rapide ma piccole fluttuazioni sovrapposte ad un livello costante di emissione. È importante notare che tutti questi esempi di emissione altamente polarizzata sono stati osservati a frequenze minori di 3 GHz.

Nella maggior parte degli esempi citati, la componente altamente polarizzata è stata attribuita ad un outburst dovuto ad un meccanismo di emissione coerente. Dalle Fig. 5.4 e 5.5 risulta però evidente che solo una porzione dell'emissione a 1.4 GHz è dovuta ad un simile meccanismo: il livello costante di flusso osservato nella polarizzazione più debole è chiaramente non correlato con la componente rapidamente variabile nella polarizzazione più forte. Perciò in questo caso l'emissione è dovuta ad una combinazione di due diverse sorgenti: una componente probabilmente poco polarizzata, che si mantiene costante nel tempo, e una componente altamente polarizzata, possibilmente al 100 %, che mostra fluttuazioni rapide su tempi scala brevi e una modulazione più lenta su tempi scala maggiori. Sugeriamo l'ipotesi che il meccanismo più probabile per l'emissione altamente polarizzata sia emissione di plasma. L'argomento principale a favore di questa interpretazione è il fatto che la polarizzazione osservata alle alte frequenze, dove lo spettro radio decresce e quindi la sorgente è otticamente sottile, deve rappresentare il modo straordinario dell'emissione giosincrotrone. Poiché la radiazione a bassa frequenza è polarizzata nel senso opposto, rappresenta quindi il modo ordinario, che è caratteristico dell'emissione di plasma. Nel caso del Sole l'emissione di plasma si manifesta in vari modi; la forma che è più simile a quella osservata in queste stelle è l'emissione delle tempeste di rumore, comune a frequenze fra 200 e 500 MHz (Kai et al. 1985): è a banda larga, tipicamente è polarizzata al 100 % nel senso del modo ordinario, e può mostrare sia fluttuazioni rapide che una modulazione più lenta. Dagli alti gradi di polarizzazione osservati deduciamo che l'emissione è alla frequenza di plasma, cioè $\nu = \nu_p \simeq 9000 \sqrt{n_e}$, e quindi si origina in una regione della corona stellare in cui la densità è $n_e \sim 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$.

§ 5.6 Interpretazione dell'inversione della polarizzazione a bassa frequenza

Basandoci sulle osservazioni di polarizzazione a bassa frequenza discusse nel paragrafo precedente, suggeriamo una nuova interpretazione per l'inversione del senso di polarizzazione dell'emissione quiescente osservata a frequenze

minori di 5 GHz. Attualmente questa inversione è attribuita o alla polarizzazione intrinseca dell'emissione di girosincrotrone autoassorbita, che è nel senso del modo ordinario, oppure alla combinazione di diverse componenti di girosincrotrone, ciascuna con un picco spettrale posizionato convenientemente in modo da riprodurre le proprietà osservate. Come fatto notare in precedenza, gli occasionali alti gradi di polarizzazione osservati a basse frequenze e la posizione della frequenza di inversione rispetto al picco spettrale sono inconsistenti con i modelli otticamente spessi, e i modelli a più componenti sono combinazioni ad-hoc. Noi avanziamo invece l'ipotesi che la polarizzazione a bassa frequenza non sia una proprietà intrinseca dell'emissione quiescente di girosincrotrone, ma sia dovuta invece alla presenza di una componente coerente, debole ma altamente polarizzata nel senso del modo ordinario, sovrapposta ad una componente quiescente polarizzata debolmente o non polarizzata. Quando la componente coerente è forte, è facilmente riconoscibile come emissione di tipo diverso da quella quiescente, come nel caso degli esempi riportati in Fig. 5.4 e 5.5. Spesso questa emissione altamente polarizzata è rapidamente variabile, ma in altre occasioni potrebbe variare solo lentamente e quindi sarebbe difficile da distinguere dalla vera emissione quiescente sulla base delle sole proprietà temporali. Inoltre quando l'emissione coerente è più debole, le rapide variazioni di flusso a basso livello non possono essere rivelate a causa del basso rapporto segnale-rumore dei dati, e la lenta modulazione può essere quindi confusa con l'emissione quiescente vera e propria.

Dai dati disponibili non è possibile determinare il vero senso di polarizzazione della componente quiescente; tuttavia alcuni esempi sembrano indicare che a 1.4 GHz l'emissione quiescente presenta lo stesso senso di polarizzazione osservato ad alta frequenza, attribuibile quindi al modo straordinario. Il 23 Aprile 1994 per HR 1099 la polarizzazione era +8 % a 1.4 GHz, +25 % a 5 GHz, +31 % a 8 GHz e +35 % a 15 GHz; in Fig. 5.6 è mostrata un'osservazione di HR 1099 a 1.4 GHz effettuata il 15 Maggio 1993 e durata circa 6 ore, in cui l'emissione costante osservata dopo il decadimento della componente coerente rapidamente variabile è chiaramente polarizzata in senso opposto. È da notare la lunga durata dell'emissione coerente in quest'ultimo caso (diverse ore), che

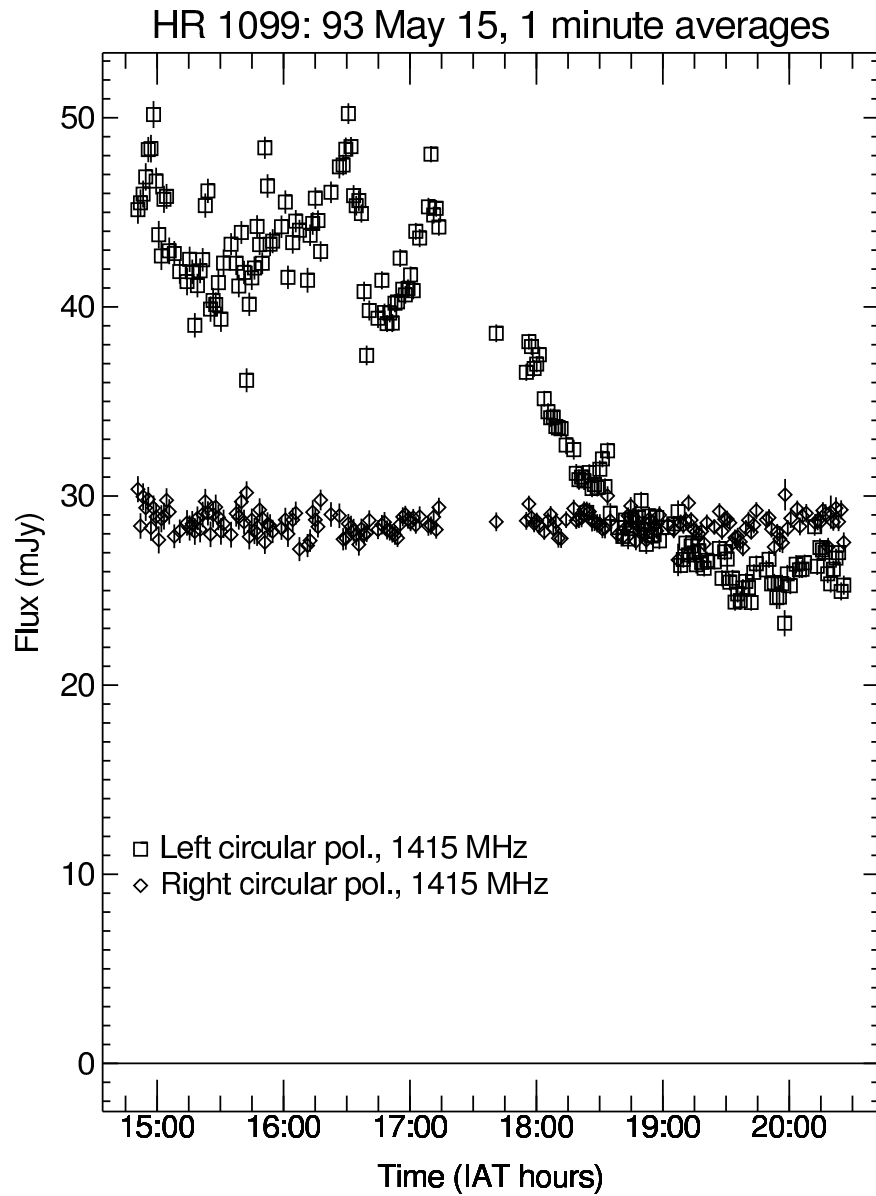


Fig. 5.6 Profili temporali della polarizzazione circolare destra (rombi) e sinistra (quadrati) a 1.415 GHz durante un'osservazione VLA di HR 1099 effettuata il 15 Maggio 1993. Le osservazioni sono durate ~ 6 ore e i dati sono riportati a intervalli di 1 min. Su tutti i punti sono riportate barre di errore di $\pm\sigma$.

suggerisce la necessità di una continua accelerazione di elettroni e quindi di un continuo rilascio di energia nella sorgente.

Le osservazioni di van den Oord & de Bruyn (1994) di un'emissione altamente polarizzata a 0.61 GHz nel caso di II Peg (fino al 90 %) sono consistenti

con la nostra interpretazione, dato che, per analogia col caso solare, ci aspettiamo che l'emissione coerente altamente polarizzata debba diventare sempre più dominante rispetto a quella quiescente debolmente polarizzata spostandosi verso frequenze minori.

Una questione importante da considerare è il motivo per cui l'emissione di plasma dovrebbe essere osservata così comunemente a 1.4 GHz nei sistemi RS CVn e Algol, mentre è prevalentemente confinata a frequenze minori sul Sole. La spiegazione usuale per la sua assenza a frequenze maggiori nel caso del Sole è il fatto che l'assorbimento dell'emissione di plasma da parte del plasma termico coronale dipende molto fortemente dalla frequenza: poiché l'opacità *free-free* varia come $n_e^2/T^{1.5}\nu^2$, dove n_e è la densità locale, e la frequenza di plasma ν_p varia come $n_e^{0.5}$, l'opacità alla frequenza di plasma aumenta con una potenza elevata di ν_p (vedi ad es. Benz 1993). Perciò c'è un limite superiore molto netto all'intervallo di frequenze in cui si può avere emissione di plasma da una corona ad una data temperatura, tranne nel caso in cui siano presenti forti gradienti nella corona (Benz et al. 1992). Tuttavia, come abbiamo visto nel Cap. 1, la temperatura tipica del materiale coronale nei sistemi RS CVn e Algol è superiore di almeno un ordine di grandezza rispetto a quella della corona solare, e quindi riduce l'opacità per l'emissione di plasma ad una data frequenza, permettendole di essere osservata anche a frequenze maggiori che nel caso del Sole.

Come abbiamo fatto notare in precedenza, i tre sistemi UX Ari, HR 1099 e HR 5110 sono tutti osservati in direzione del polo, e si ritiene che questo fatto sia determinante nel renderli altamente polarizzati rispetto ai sistemi ad eclisse tipo AR Lac e Algol (Mutel et al. 1987): come abbiamo detto nel Cap. 1, la maggior parte degli studi sulla struttura dei campi magnetici di stelle attive ha portato a concludere che ci sono grandi macchie polari persistenti sulla superficie stellare, e poiché i sistemi sono osservati *pole-on* noi vediamo sempre solo una macchia di una data polarità, il che spiega anche la consistenza del senso di polarizzazione osservata su tempi scala lunghi (Mutel et al. 1987; White 1996). Invece nei sistemi a eclisse, in cui possiamo vedere l'emissione da entrambi i poli, alle frequenze maggiori, dove l'emissione è otticamente sottile, ci possiamo aspettare

una quasi completa cancellazione della polarizzazione, che ha senso opposto nei due poli, e comunque sarebbe ugualmente bassa perché il campo magnetico è quasi perpendicolare alla linea di vista: questo fatto spiega il motivo per cui la polarizzazione in questi sistemi è generalmente minore. Tuttavia le sorgenti coerenti sono di solito molto più variabili di quelle incoerenti, di conseguenza è poco probabile che sorgenti coerenti di emissione nel modo ordinario presenti su entrambi i poli abbiano sempre la stessa intensità, e ci possiamo quindi aspettare una maggiore variabilità nella polarizzazione osservata. È possibile che sorgenti coerenti situate sopra i poli non emettano nella nostra direzione se osserviamo il sistema lungo il piano equatoriale: infatti alcuni tipi di emissione di plasma a bassa frequenza sul Sole sono direzionali, principalmente per il fatto che l'emissione ordinaria alla frequenza fondamentale viene emessa in una regione con indice di rifrazione molto minore di uno e si deve rifrangere nel propagarsi verso densità minori (Melrose & Dulk 1988; Lim et al. 1994). In una corona con un gradiente di densità principalmente radiale questo effetto fa sì che l'emissione di plasma alla frequenza fondamentale sia concentrata radialmente, e quindi se la sorgente è ai poli l'emissione non sarà diretta verso osservatori posti sul piano equatoriale. Inoltre non tutti i sistemi necessariamente mostreranno l'emissione coerente descritta precedentemente: il sistema HR 5110 ad esempio è una sorgente radio molto attiva, è vista quasi *pole-on* e può essere altamente polarizzata a 5 GHz (Mutel et al. 1987), ma finora non ha mai mostrato nessuna polarizzazione circolare a 1.4 GHz.

Se la nostra interpretazione dell'inversione del senso di polarizzazione è corretta, non è più necessario che i modelli di girosincrotrone debbano riprodurre la polarizzazione dell'emissione quiescente osservata a bassa frequenza in questi sistemi, che si è rivelato un problema di difficile soluzione (vedi ad es. Morris et al. 1990; Jones et al. 1994). In particolare, potrebbe non essere necessario assumere che la densità di elettroni energetici aumenti con la distanza dalla stella, come richiesto da alcuni modelli di emissione quiescente per riprodurre sia lo spettro che l'inversione di polarizzazione. In alcuni casi, la presenza della componente altamente polarizzata può cambiare considerevolmente anche lo spettro dell'emissione quiescente: per esempio, in Fig. 5.4 lo spettro che si

ottiene assumendo che l'emissione quiescente a 1.4 GHz sia allo stesso livello della polarizzazione destra è molto diverso da quello ottenuto usando l'intensità totale come livello quiescente (lo spettro ha un massimo fra 1.4 e 5 GHz invece che sotto 1.4 GHz).

§ 5.7 Polarizzazione ad alte frequenze

Nel paragrafo precedente abbiamo proposto una nuova interpretazione dell'inversione di polarizzazione della componente quiescente, che rimuove i problemi riscontrati dai modelli di girosincrotrone. Tuttavia, come vedremo in questo paragrafo, anche il comportamento del grado di polarizzazione alle alte frequenze è inconsistente con questi modelli. Le Fig. 5.7, 5.8 e 5.9 mostrano gli spettri di flusso e polarizzazione rispettivamente per UX Ari, HR 1099 e HR 5110 ottenuti dalle nostre osservazioni (White & Franciosini 1995) del 1993 e 1994 e da altre osservazioni pubblicate in precedenza ed effettuate ad almeno tre frequenze. I dati precedenti sono presi da Pallavicini et al. (1985), White et al. (1990b), Su et al. (1993), Umana et al. (1993) e Fox et al. (1994). Le date corrispondenti alle osservazioni di ciascun autore sono riportate in Tab. 5.1. Confrontando fra loro queste osservazioni si vede che, escludendo i grossi flares che non sono polarizzati, il grado di polarizzazione circolare π_c aumenta con la frequenza (nel senso R per HR 1099 e HR 5110, nel senso L per UX Ari), almeno fino a 15 GHz, indipendentemente dalla forma dello spettro. Questo aumento diventa più pronunciato per valori minori della densità di flusso. Solo in un caso (UX Ari, 13 Agosto 1994) è stato osservato il massimo della polarizzazione a 8.4 GHz, che comunque è sempre molto al di sopra della frequenza di picco dello spettro ($\lesssim 1.4$ GHz).

Inoltre, se separiamo l'emissione quiescente osservata nelle due componenti polarizzate in senso opposto, vediamo che l'aumento di π_c è dovuto al fatto che generalmente la componente con flusso maggiore ad alta frequenza (R per HR 1099 e HR 5110, L per UX Ari) ha uno spettro più piatto, mentre l'altra decresce più rapidamente con la frequenza. Questo comportamento è opposto a quanto predetto dai modelli di girosincrotrone: infatti dove la sorgente è

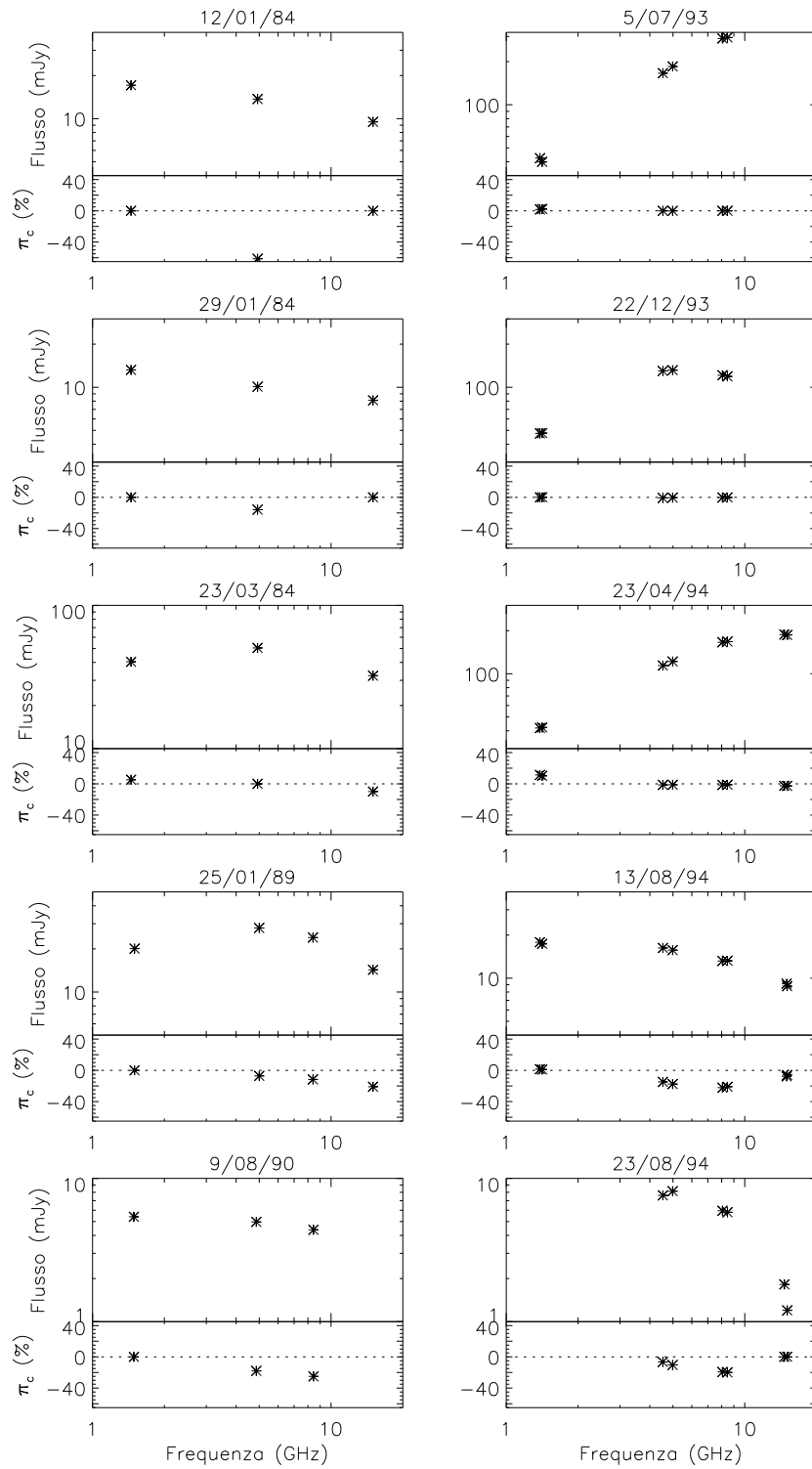


Fig. 5.7 Gli spettri di flusso e polarizzazione in funzione della frequenza osservati nel caso di UX Ari. Solo osservazioni ad almeno tre frequenze sono state considerate. La data di osservazione è riportata sopra ciascuna figura.

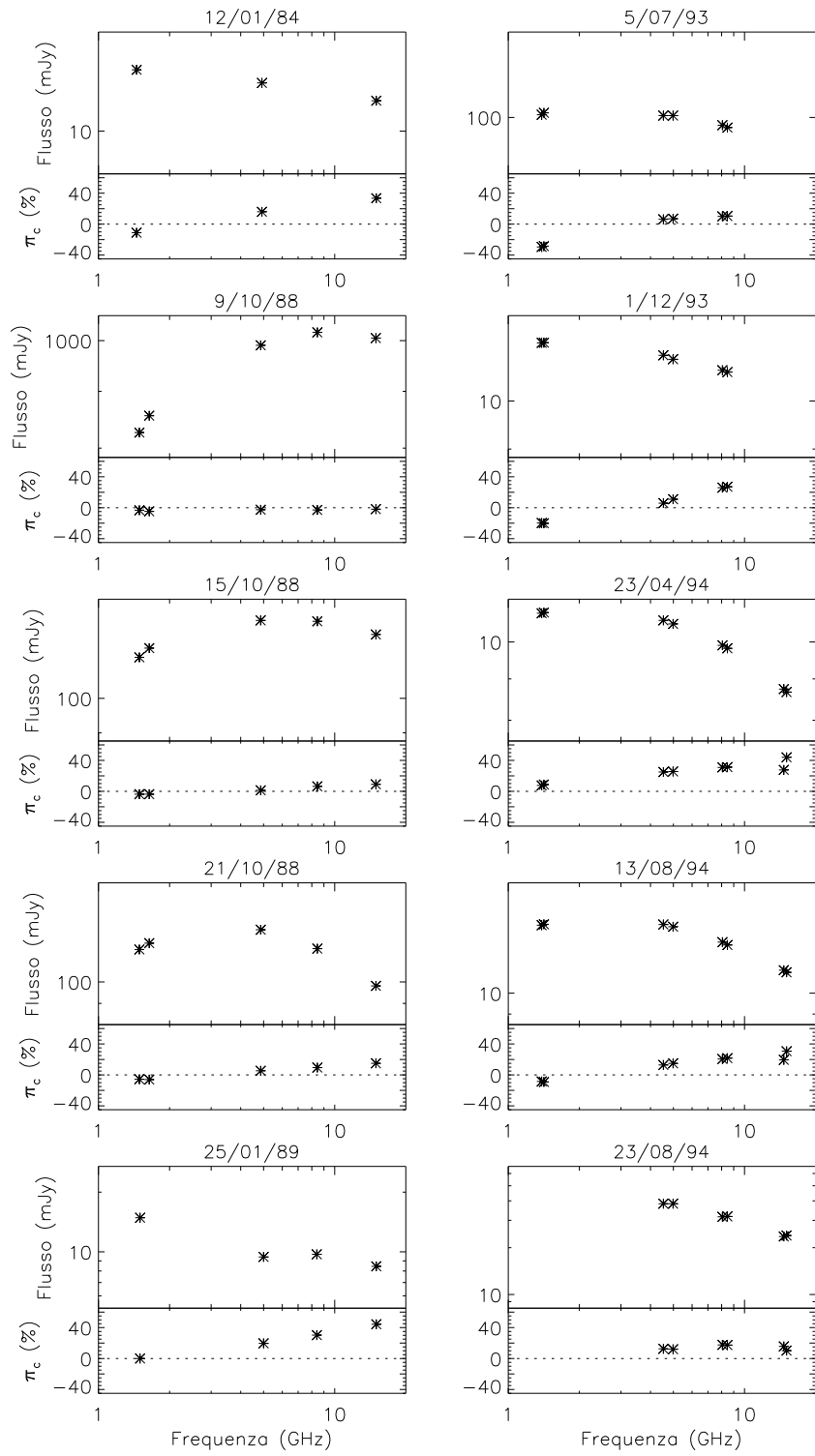


Fig. 5.8 Come la Fig. 5.7 nel caso di HR 1099.

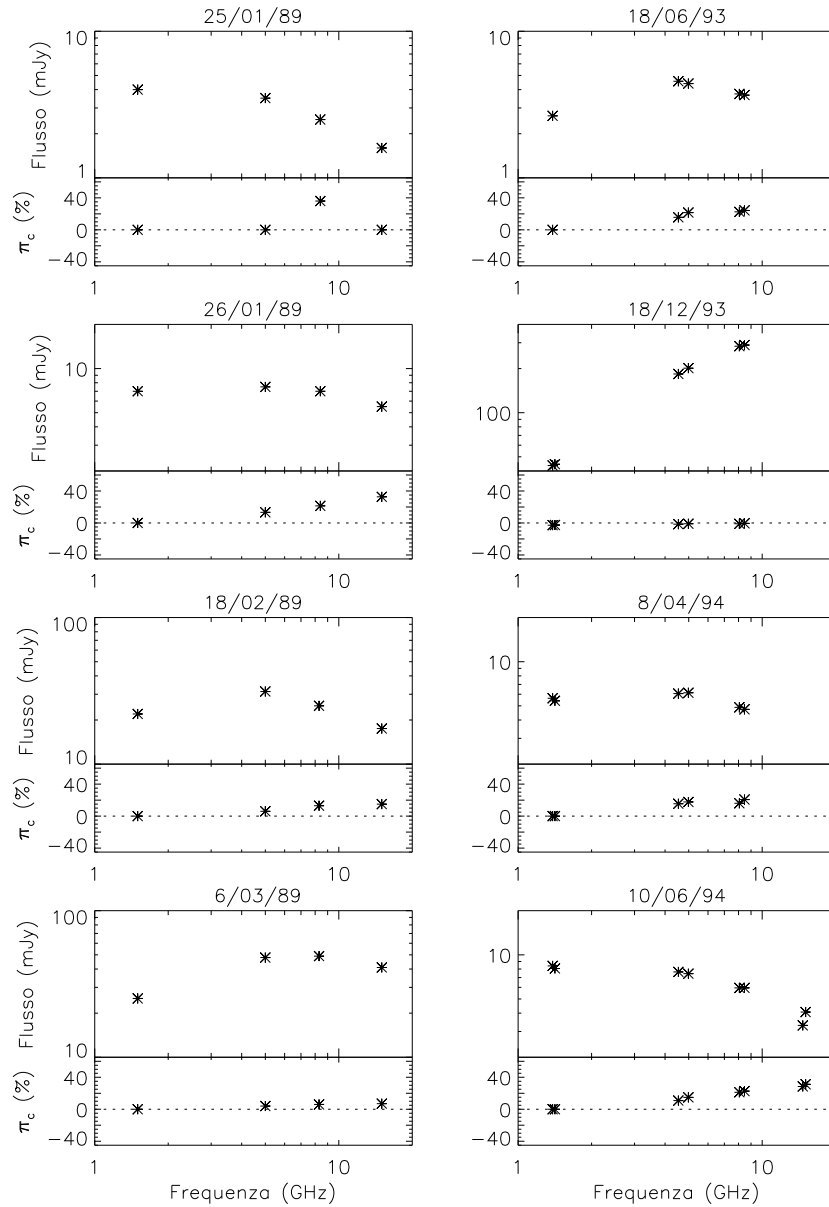


Fig. 5.9 Come la Fig. 5.7 nel caso di HR 5110.

otticamente sottile, con $\alpha < 0$, ci aspettiamo che il grado di polarizzazione decresca al crescere della frequenza, perché si ottiene uno spettro più piatto per il modo ordinario, ma l'emissione è polarizzata nel senso straordinario.

Questo problema di ottenere un grado di polarizzazione che aumenta verso le frequenze maggiori non era stato considerato dalla maggior parte dei modelli pubblicati in precedenza, che generalmente si preoccupavano solamente della

Tab. 5.1 Osservazioni dei sistemi UX Ari, HR 1099 e HR 5110 riportate nelle Fig. 5.7, 5.8 e 5.9

Data	Autori	Stelle osservate
1984	Pallavicini et al. 1985	UX Ari, HR 1099
1988	Su et al. 1993	HR 1099
25-26/1/89	White et al. 1990b	UX Ari, HR 1099, HR 5110
18/2-6/3/89	Umana et al. 1993	HR 5110
1990	Fox et al. 1994	UX Ari
1993-1994	White & Franciosini 1995	UX Ari, HR 1099, HR 5110

spiegazione dello spettro e dell'inversione del senso di polarizzazione a frequenze minori. Solo Jones et al. (1994) hanno notato che non potevano riprodurre il comportamento del grado di polarizzazione ad alta frequenza. I modelli inhomogenei possono permettere al grado di polarizzazione di aumentare in un dato intervallo di frequenze, ma al di sopra di una determinata frequenza la sorgente diventa otticamente sottile ovunque e allora i modelli di giosincrotrone richiedono che il grado di polarizzazione decresca andando verso frequenze maggiori. È anche possibile costruire un modello ad-hoc a più componenti che riproduca questo comportamento: per esempio, sommando uno spettro ripido non polarizzato con uno piatto polarizzato si può produrre un grado di polarizzazione che aumenta con la frequenza. Tuttavia, anche in questo caso al di sopra di una determinata frequenza la componente a spettro ripido diventa insignificante e il grado di polarizzazione deve nuovamente decrescere al crescere della frequenza. Le nostre osservazioni mostrano chiaramente che questo generalmente non accade sotto 15 GHz.

CONCLUSIONI

In questa tesi abbiamo considerato alcune proprietà dell'emissione radio dei sistemi di tipo RS CVn e Algol osservate recentemente sia durante periodi di attività che nelle fasi quiescenti, e abbiamo sviluppato dei modelli quantitativi allo scopo di interpretare queste caratteristiche.

Come abbiamo visto, osservazioni radio effettuate in periodi diversi indicano una possibile evoluzione dello spettro e della struttura della sorgente durante flares, sia nella fase iniziale in cui il flusso aumenta per alcune ore, sia in quella successiva di decadimento che ha una durata tipica di qualche giorno. Queste osservazioni sono state interpretate con un modello che calcola l'evoluzione temporale della distribuzione di energia degli elettroni relativistici in un campo magnetico dipolare: nella fase di decadimento questa evoluzione è determinata dalle perdite energetiche per collisioni e sincrotrone, mentre nella fase di salita è dovuta principalmente all'iniezione di nuove particelle accelerate nella sorgente, che contrasta l'effetto delle perdite.

I risultati del modello indicano che durante la fase di decadimento lo spettro cambia la sua forma, passando da uno spettro otticamente spesso, autoassorbito, tipico dei flares, ad uno otticamente sottile, con andamento piatto o decrescente, tipico della componente quiescente: questo conferma quindi l'ipotesi che la componente quiescente rappresenti l'emissione residua di un flare alla fine del suo decadimento. Il modello riproduce molto bene anche altre caratteristiche osservate, in particolare spiega la correlazione fra l'indice spettrale a bassa frequenza e la luminosità radio trovata da Mutel et al. (1987) e le variazioni della struttura della sorgente, osservata con tecniche VLBI, da quella *core-halo* comune a livelli di flusso elevati (Mutel et al. 1985; Lestrade et al. 1988)

all'*halo* esteso quando il flusso è basso (Massi et al. 1988). Le predizioni del modello indicano per la componente quiescente una vita media di alcuni giorni, in accordo con precedenti osservazioni (Massi & Chiuderi Drago 1992); questa vita media è compatibile con la frequenza dei flares, dedotta dai programmi di monitoraggio effettuati a Effelsberg (Neidhöfer et al. 1993; Torricelli Ciamponi et al. 1995; Massi et al. 1996) e a Noto (Umana et al. 1995), che indicano che flares di media intensità ($\sim 50 - 150$ mJy) sono abbastanza frequenti in questi sistemi da poter mantenere un livello di emissione quiescente.

Durante la fase di salita al massimo, l'aumento del flusso dipende dall'importanza relativa dell'iniezione di nuove particelle e delle perdite energetiche. Il confronto con gli spettri osservati a Effelsberg (Torricelli Ciamponi et al. 1995) indica che la nostra ipotesi di un'iniezione costante non permette di riprodurre l'intera fase di salita del flare: per i flares osservati vicino al massimo infatti è necessario assumere un valore basso di Q_0 , in quanto si trovano in una fase in cui ormai l'accelerazione sta per finire, mentre quelli nelle fasi iniziali sono riprodotti da un tasso di iniezione maggiore. Per comprendere meglio questa fase, e quindi il meccanismo di accelerazione, è necessario quindi considerare un tasso di iniezione variabile nel tempo. Il modello prevede inoltre che la sorgente aumenti le sue dimensioni, a causa dell'aumento dell'intensità dell'emissione nelle zone più esterne man mano che la densità di elettroni relativistici cresce; questo risultato è in ottimo accordo con le osservazioni VLBI effettuate da Trigilio et al. (1995).

Osservazioni a lungo termine di alcuni sistemi hanno mostrato che la radiazione emessa dalla sorgente può essere notevolmente influenzata dalla rotazione stellare: infatti una sorgente compatta vicina alla superficie stellare, come quelle associate ai flares più intensi, può essere occultata in parte o completamente dalla stella durante la sua rotazione, e quindi l'emissione presenterà una forte modulazione dipendente dalla fase orbitale. Abbiamo studiato l'effetto di modulazione calcolando l'emissione da un loop equatoriale ancorato sulla stella e ruotante con essa. È stato mostrato che se la distribuzione di energia degli elettroni relativistici è costante nel tempo, si ottiene una modulazione periodica che è in accordo con quella osservata a livelli di flusso più bassi; durante

periodi di forte attività però, quando sono presenti molti flares, le curve di luce hanno picchi più stretti, ed è quindi necessario tenere conto anche dell'evoluzione temporale della distribuzione. Il modello è stato applicato alle curve di luce osservate su UX Ari nell'Ottobre 1992 (Elias et al. 1995) e su HR 1099 nel Febbraio 1978 (Feldman et al. 1978), ottenendo un ottimo accordo con le osservazioni.

Tuttavia lo studio dell'evoluzione dell'emissione durante flares e dell'effetto di modulazione indotto dalla rotazione stellare è limitato dalla mancanza di osservazioni spettrali. Infatti, nonostante negli ultimi anni siano state effettuate osservazioni dell'emissione radio simultaneamente a più frequenze, la completa evoluzione dello spettro di un flare dal suo inizio alla fine del decadimento non è stata ancora studiata. Tuttavia una serie di osservazioni spettrali effettuate più volte durante un flare potrebbero dare informazioni importanti sul meccanismo di accelerazione e sulle proprietà fisiche della sorgente. Inoltre osservazioni prolungate su più periodi orbitali permetterebbero di evidenziare eventuali variazioni dello spettro dovute alla modulazione rotazionale; il confronto con osservazioni ottiche simultanee darebbe inoltre la possibilità di ricavare la geometria delle regioni attive e quindi la struttura dei campi magnetici presenti nella corona di queste stelle. È stata fatta una proposta di osservazione al VLA di alcuni sistemi per 12 ore consecutive allo scopo di seguire l'evoluzione dello spettro durante flares; sfortunatamente però nelle due osservazioni di HR 1099 effettuate finora l'emissione si è mantenuta ad un livello quiescente per tutta la durata delle osservazioni.

Abbiamo inoltre studiato le proprietà della polarizzazione circolare osservata in questi sistemi. In particolare, abbiamo mostrato che l'inversione del senso di polarizzazione della componente quiescente fra 1.4 e 5 GHz è in contrasto con i modelli di girosincrotrone. Tuttavia recenti osservazioni VLA di questi sistemi hanno mostrato la presenza di una componente rapidamente variabile e altamente polarizzata in senso opposto all'emissione ad alta frequenza, le cui caratteristiche sono compatibili con emissione coerente alla frequenza di plasma. Questa componente mostra anche una lenta modulazione su tempi scala di alcuni minuti, e quindi, quando le rapide fluttuazioni non sono osservabili perché

troppo deboli o non risolte a causa di tempi di integrazione più lunghi, potrebbe essere facilmente confusa con emissione di girosincrotrone. Abbiamo proposto l'ipotesi che questa componente altamente polarizzata sia spesso presente, anche se generalmente troppo debole per essere distinta da quella quiescente, più forte ma polarizzata debolmente: la polarizzazione totale sarebbe quindi dominata da quella della componente rapidamente variabile, spiegando così l'inversione del senso di polarizzazione osservata. Abbiamo proposto l'osservazione di un campione di sistemi RS CVn e Algol a 1.4 GHz, allo scopo di determinare se questa componente altamente polarizzata è una caratteristica comune di questi sistemi, e per studiare una sua eventuale dipendenza dall'inclinazione dell'asse di rotazione della stella.

Le osservazioni di polarizzazione hanno messo in evidenza anche una discrepanza fra le previsioni dei modelli di girosincrotrone e il comportamento della polarizzazione ad alta frequenza: abbiamo infatti notato che essa aumenta con la frequenza fino ad almeno 15 GHz, ben al di sopra del picco spettrale. I modelli di girosincrotrone prevedono che il grado di polarizzazione debba decrescere al di sopra di una certa frequenza, alla quale la sorgente diventa completamente otticamente sottile; adottando particolari configurazioni inhomogenee è comunque possibile ottenere un aumento della polarizzazione su un certo intervallo di frequenze in cui la sorgente è in parte otticamente spessa. È stata fatta una proposta di osservazioni al VLA ad alta frequenza, fino a 43 GHz, allo scopo di determinare se e a quale frequenza la polarizzazione raggiunge il suo valore massimo. L'osservazione della posizione del picco della polarizzazione può dare stringenti indicazioni sulla struttura magnetica della sorgente.

BIBLIOGRAFIA

- Benz, A.O. (1993), *Plasma Astrophysics* (Kluwer, Dordrecht)
- Benz, A.O., & Güdel, M. (1994), *A&A*, **285**, 621
- Benz, A.O., Magun, A., Stehling, W., & Su, H. (1992), *Sol. Phys.*, **141**, 335
- Bopp, B.W., & Talcott, J.C. (1978), *AJ*, **83**, 1517
- Borghi, S., & Chiuderi Drago, F. (1985), *A&A*, **143**, 226
- Brown, R.L., & Crane, P.C. (1978), *AJ*, **83**, 1504
- Catalano, S. (1983), in *Activity in Red Dwarf Stars*, IAU Colloq. 71, ed. P.B. Byrne & M. Rodonò (Reidel, Dordrecht), p. 343
- Chiuderi Drago, F., & Franciosini, E. (1993), *ApJ*, **410**, 301
- Dempsey, R.C., Linsky, J.L., Schmitt, J.H.M.M., & Fleming, T.A. (1993), *ApJ*, **413**, 333
- Donati, J.-F., Brown, S.F., Semel, M., Rees, D.E., Dempsey, R.C., Matthews, J.M., Henry, G.W., & Hall, D.S. (1992), *A&A*, **265**, 682
- Donati, J.-F., Semel, M., Rees, D.E., Taylor, K., & Robinson, R.D. (1990), *A&A*, **232**, L1
- Dorren, J.D., Siah, M.J., Guinan, E.F., & McCook, G.P. (1981), *AJ*, **86**, 572
- Drake, J.J., Brown, A., Patterer, R.J., Vedder, P.W., Bowyer, S., & Guinan, E.F. (1995), *ApJ*, **421**, L43
- Drake, S.A., Abbott, D.C., Bastian, T.S., Biegging, J.H., Churchwell, E., Dulk, G., & Linsky, J.L. (1987), *ApJ*, **322**, 902
- Drake, S.A., Simon, T., & Linsky, J.L. (1989), *ApJS*, **71**, 905
- Drake, S.A., Simon, T., & Linsky, J.L. (1992), *ApJS*, **82**, 311
- Dulk, G.A. (1985), *ARA&A*, **23**, 169
- Dulk, G.A., & Marsh, K.A. (1982), *ApJ*, **259**, 350

- Elias, N.M. II, Quirrenbach, A., Witzel, A., Naundorf, C., Wegner, R., Guinan, E.F., & McCook, G.P. (1995), *ApJ*, **439**, 983
- Feldman, P.A., Taylor, A.R., Gregory, P.C., Seaquist, E.R., Balonek, T.J., & Cohen, N.L. (1978), *AJ*, **83**, 1471
- Fix, J.D., Claussen, M.J., & Doiron, D.J. (1980), *AJ*, **85**, 1238
- Fox, D.C., Linsky, J.L., Veale, A., Dempsey, R.C., Brown, A., Neff, J.E., Paganano, I., Rodonò, M., Bromage, G.E., Kürster, M., & Schmitt, J.H.M.M. (1994), *A&A*, **284**, 91
- Giampapa, M.S., Golub, L., & Worden, S.P. (1983), *ApJ*, **268**, L121
- Gibson, D.M., Hicks, P.D., & Owen, F.N. (1978), *AJ*, **83**, 1495
- Gondoin, P. (1986), *A&A*, **160**, 73
- Gondoin, P., Giampapa, M.S., & Bookbinder, J.A. (1985), *ApJ*, **297**, 710
- Güdel, M., & Benz, A.O. (1993), *ApJ*, **405**, L63
- Guinan, E.F., & Giménez, A. (1993), in *The Realm of Interacting Binary Stars*, ed. J. Sahade et al. (Kluwer, Dordrecht), p. 51
- Hall, D.S. (1976), in *Multiple Periodic Variable Stars*, IAU Colloq. 29, ed. W.S. Fitch (Reidel, Dordrecht), p. 287
- Hall, D.S. (1989), *Space Scie. Rev.*, **50**, 219
- Huenemörder, D.P., Ramsey, L.W., & Busazi, D.L. (1990), *ApJ*, **350**, 763
- Jones, K.L., Stewart, R.T., Nelson, G.J., & Duncan, A.R. (1994), *MNRAS*, **269**, 1145
- Kai, K., Melrose, D.B., & Suzuki, S. (1985), in *Solar Radiophysics*, ed. D.J. McLean & N.R. Labrum (Cambridge Univ. Press, Cambridge), p. 415
- Klein, K.-L. (1987), *A&A*, **183**, 341
- Klein, K.-L., & Chiuderi Drago, F. (1987), *A&A*, **175**, 179
- Kuijpers, J., & van der Hulst, J.M. (1985), *A&A*, **149**, 343
- Lefèvre, E., Klein, K.-L., & Lestrade, J.-F. (1994), *A&A*, **283**, 483
- Lestrade, J.-F., Mutel, R.L., Phillips, R.B., Webber, J.C., Niell, A.E., & Preston, R.A. (1984a), *ApJ*, **282**, L23
- Lestrade, J.-F., Mutel, R.L., Preston, R.A., & Phillips, R.B. (1988), *ApJ*, **328**, 232
- Lestrade, J.-F., Mutel, R.L., Preston, R.A., Scheid, J.A., & Phillips, R.B.

- (1984b), *ApJ*, **279**, 184
- Lim, J., Nelson, G.J., Castro, C., Kilkenny, D., & van Wyk, F. (1992), *ApJ*, **388**, L27
- Lim, J., White, S.M., Nelson, G.J., & Benz, A.O. (1994), *ApJ*, **430**, 332
- Linsky, J.L. (1984), in *Cool Stars, Stellar Systems and the Sun: 3rd Cambridge Workshop*, ed. S.L. Baliunas & L. Hartmann (Springer, Berlin), p. 244
- Little-Marenin, I.R., Simon, T., Ayres, T.R., Cohen, N.L., Feldman, P.A., Linsky, J.L., Little, S.J., & Lyons, R. (1986), *ApJ*, **303**, 780
- Massi, M., & Chiuderi Drago, F. (1992), *A&A*, **253**, 403
- Massi, M., Felli, M., Pallavicini, R., Tofani, G., Palagi, F., & Catarzi, M. (1988), *A&A*, **197**, 200
- Massi, M., Neidhöfer, J., Torricelli Ciamponi, G., & Chiuderi Drago, F. (1996), in *Radio Emission from the Stars and the Sun*, in press
- Melrose, D.B. (1980), *Plasma Astrophysics, Vol. 2* (Gordon & Breach, New York)
- Melrose, D.B. (1991), *ARA&A*, **29**, 31
- Melrose, D.B., & Brown, F.C. (1976), *MNRAS*, **176**, 15
- Melrose, D.B., & Dulk, G.A. (1988), *Sol. Phys.*, **116**, 141
- Morris, D.H., Mutel, R.L., & Su, B. (1990), *ApJ*, **362**, 299
- Mutel, R.L., Doiron, D.J., Lestrade, J.-F., & Phillips, R.B. (1984), *ApJ*, **278**, 220
- Mutel, R.L., Lestrade, J.-F., Preston, R.A., & Phillips, R.B. (1985), *ApJ*, **289**, 262
- Mutel, R.L., & Morris, D.H. (1988), in *Activity in Cool Star Envelopes*, ed. O. Havnes et al. (Kluwer, Dordrecht), p. 283
- Mutel, R.L., Morris, D.H., Doiron, D.J., & Lestrade, J.-F. (1987), *AJ*, **93**, 1220
- Mutel, R.L., & Weisberg, J.M. (1978), *AJ*, **83**, 1499
- Neidhöfer, J., Massi, M., & Chiuderi Drago, F. (1993), *A&A*, **278**, L51
- Owen, F.N., Jones, T.W., & Gibson, D.M. (1976), *ApJ*, **210**, L27
- Pacholczyk, A.G. (1970), *Radio Astrophysics* (Freeman, San Francisco)
- Pallavicini, R. (1995), in *Flares and Flashes*, IAU Colloq. 151, ed. J. Greiner et al. (Springer, Berlin), p. 148

- Pallavicini, R., Willson, R.F., & Lang, K.R. (1985), *A&A*, **149**, 95
- Petrosian, V. (1981), *ApJ*, **251**, 727
- Petrosian, V. (1985), *ApJ*, **299**, 987
- Popper, D.M., & Ulrich, R.K. (1977), *ApJ*, **212**, L131
- Ramaty, R. (1969), *ApJ*, **158**, 753
- Richards, M.T. (1990), in *Cool Stars, Stellar Systems and the Sun: 6th Cambridge Workshop*, ed. G. Wallerstein (ASP, San Francisco), p. 221
- Rodonò, M., Byrne, P.B., Neff, J.E., Linsky, J.L., Simon, T., Butler, C.J., Catalano, S., Cutispoto, G., Doyle, J.G., Andrews, A.D., & Gibson, D.M. (1987), *A&A*, **176**, 267
- Rodonò, M., Cutispoto, G., Pazzani, V., Catalano, S., Byrne, P.B., Doyle, J.G., Butler, C.J., Andrews, A.D., Blanco, C., Marilli, E., Linsky, J.L., Scaltriti, F., Busso, M., Cellino, A., Hopkins, J.L., Okazaki, A., Hayashi, S.S., Zeilik, M., Helston, R., Henson, G., Smith, P., & Simon, T. (1986), *A&A*, **165**, 135
- Rodonò, M., Lanza, A.F., & Catalano, S. (1995), *A&A*, **301**, 75
- Simon, T., Fekel, F.C. Jr, & Gibson, D.M. (1985), *ApJ*, **295**, 153
- Simon, T., Linsky, J.L., & Schiffer, F.H. (1980), *ApJ*, **239**, 911
- Spitzer, L. (1962), *Physics of Fully Ionized Gases* (Wiley, New York)
- Strassmeier, K.G., Rice, J.B., Wehlau, W.H., Vogt, S.S., Hatzes, A.P., Tuominen, I., Piskunov, N.E., Hackman, T., & Poutanen, M. (1991), *A&A*, **247**, 130
- Su, B., Mutel, R.L., Li, Y., & Zhang, H. (1993), *Ap. and Sp. Scie.*, **200**, 211
- Swank, J.H., White, N.E., Holt, S.S., & Becker, R.H. (1981), *ApJ*, **246**, 208
- Torricelli Ciamponi, G., Neidhöfer, J., Massi, M., & Chiuderi Drago, F. (1995), in *Flares and Flashes*, IAU Colloq. 151, ed. J. Greiner et al. (Springer, Berlin), p. 42
- Trigilio, C., Leto, P., & Umana, G. (1996), in *Radio Emission from the Stars and the Sun*, in press
- Trigilio, C., Umana, G., & Migenes, V. (1993), *MNRAS*, **260**, 903
- Trigilio, C., Umana, G., & Migenes, V. (1995), in *Flares and Flashes*, IAU Colloq. 151, ed. J. Greiner et al. (Springer, Berlin), p. 36

- Uchida, Y., & Sakurai, T. (1983), in *Activity in Red Dwarf Stars*, IAU Colloq. 71, ed. P.B. Byrne, & M. Rodonò (Reidel, Dordrecht), p. 629
- Umana, G., Trigilio, C., Hjellming, R.M., Catalano, S., & Rodonò, M. (1993), *A&A*, **267**, 126
- Umana, G., Trigilio, C., Tumino, M., Catalano, S., & Rodonò, M. (1995), *A&A*, **298**, 143
- van den Oord, G.H.J, & de Bruyn, A.G. (1994), *A&A*, **286**, 181
- Vogt, S.S. (1983), in *Activity in Red Dwarf Stars*, IAU Colloq. 71, ed. P.B. Byrne & M. Rodonò (Reidel, Dordrecht), p. 137
- Vogt, S.S., & Hatzes, A.P. (1991), in *The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos*, IAU Colloq. 130, ed. Tuominen et al. (Springer, Berlin), p. 297
- Vogt, S.S., & Penrod, G.D. (1983), *PASP*, **95**, 565
- Welty, A.D., & Ramsey, L.W. (1995), *AJ*, **109**, 2187
- White, N.E., Shafer, R.A., Horne, K., Parmar, A.N., & Culhane, J.L. (1990a), *ApJ*, **350**, 776
- White, S.M. (1996), in preparazione
- White, S.M., & Franciosini, E. (1995), *ApJ*, **444**, 342
- White, S.M., Kundu, M.R., & Jackson, P.D. (1989), *A&A*, **225**, 112
- White, S.M., Kundu, M.R., Uchida, Y., & Nitta, N. (1990b), in *Cool Stars, Stellar Systems and the Sun: 6th Cambridge Workshop*, ed. G. Wallerstein (ASP, San Francisco), p. 239
- Willson, R.F., & Lang, K.R. (1987), *ApJ*, **312**, 278

PUBBLICAZIONI

§ A.1 Articoli pubblicati su riviste internazionali

Chiuderi Drago, F., & Franciosini, E. (1993), **Flaring and quiescent radio emission of UX Arietis: a time-dependent model**, *Astroph. J.*, **410**, 301

Franciosini, E., & Chiuderi Drago, F. (1995), **Radio and X-ray emission in stellar magnetic loops**, *Astron. & Astroph.*, **297**, 535

White, S.M., & Franciosini, E. (1995), **Circular polarization in the radio emission of RS Canum Venaticorum binaries**, *Astroph. J.*, **444**, 342

§ A.2 Presentazioni a congressi

Chiuderi Drago, F., & Franciosini, E. (1993), **Radio and X-ray luminosity of RS CVn binary systems**, in *Physics of Solar and Stellar Coronae*, ed. J.F. Linsky and S. Serio (Kluwer, Dordrecht), p. 405

Franciosini, E. (1993), **Flaring and quiescent radio emission of RS CVn stars**, *Mem. Soc. Astron. It.*, **64**, 688

Franciosini, E., & Chiuderi Drago, F. (1993), **Radio emission from stellar active regions**, in *International Summer School on Space Plasma Physics*, Russia 31 Maggio – 11 Giugno 1993, in press

- Franciosini, E. (1993), **Time evolution of an ensemble of relativistic electrons in a non homogeneous atmosphere**, in *International Summer School on Space Plasma Physics*, Russia 31 Maggio – 11 Giugno 1993, in press
- Chiuderi Drago, F., & Franciosini, E. (1993), **Time evolution of the radio emission in a stellar active region**, in *Magnétisme dans les Étoiles de Type Solaire*, Réunion Biennale CNRS, Paris, 8 – 10 Novembre 1993, p. 174
- Franciosini, E., & White, S.M. (1995), **Coherent radio bursts from RS CVn binaries**, in *Flares and Flashes*, IAU Colloq. 151, ed. J. Greiner et al. (Springer, Berlin), p. 40
- Franciosini, E., & Chiuderi Drago, F. (1995), **Radio and X-ray emission in stellar magnetic loops**, in *Magnetodynamic Phenomena in the Solar Atmosphere - Prototypes of Stellar Magnetic Activity*, IAU Colloq. 153, in press
- Franciosini, E., & Chiuderi Drago, F. (1995), **Rotational modulation of the radio emission from active stars**, in *Radio emission from the stars and the sun*, Barcellona 3 – 7 Luglio 1995, in press
- Torricelli Ciamponi, G., Franciosini, E., Massi, M., & Neidhöfer, J. (1995), **Rising phase in UX Arietis radio flares**, in *Radio emission from the stars and the sun*, Barcellona 3 – 7 Luglio 1995, in press
- Franciosini, E. (1995), **Interpretation of the October 1992 radio light curve of UX Ari**, in *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun: 9th Cambridge Workshop*, Firenze 3 – 6 Ottobre 1995, in press