

Estrelles binàries de raigs X amb emissió ràdio

Josep Maria Paredes*, Josep Martí†, Robert Estalella‡ i Marta Peracaula§
Departament d'Astronomia i Meteorologia, Universitat de Barcelona.

Introducció

Les binàries o estrelles dobles físiques són sistemes formats per dues estrelles lligades gravitatoriament. Avui en dia sabem que aquest és un fenomen molt comú a la galàxia, on aproximadament la meitat de les estrelles s'han format i han donat lloc a aquesta mena de sistemes. Històricament, el seu estudi ha proporcionat molta informació sobre la física estel·lar. Per exemple, fins no fa gaire els sistemes binaris eren la millor eina disponible per a la mesura directa de la massa de les estrelles. Ha estat també gràcies a observacions de sistemes binaris que contenen púlsars que s'ha obtingut la verificació experimental d'algunes previsions de la teoria de la relativitat general.

Durant gran part de la seva vida, les components d'un sistema binari orbiten a distàncies comparativament més grans que les dimensions del seu respectiu lòbul de Roche, la superfície equipotencial que separa les regions d'influència gravitatòria dominant de cadascuna de les components. Durant aquest temps, les estrelles del sistema evolucionen de la mateixa manera que ho farien si es trobessin aïllades. No obstant això, les diferents etapes de l'evolució estel·lar per les quals, inexorablement, cadascuna de les components haurà de passar, poden fer que els paràmetres físics del sistema (massa, radi, semieix de l'òrbita, vent estel·lar, etc.) varïïn apreciablement. A conseqüència d'aquests canvis, es poden produir situacions en què el radi d'una de les components es faci comparable a la mida característica del seu lòbul de Roche, o fins i tot l'excedeixi. A partir d'aquí, és possible que hi hagi una transferència de massa entre les components del sistema a través del punt intern de Lagrange. Altrament, aquesta transferència també pot ser deguda al vent estel·lar. La captura o acreció d'una fracció d'aquesta massa, per part de la

companya de la component "donant", pot donar lloc a fenòmens capaços de modificar apreciablement les propietats globals del sistema, i alhora que també pot generar un ampli ventall de fenòmens observacionals que es manifesten en gairebé tot l'espectre electromagnètic.

És molt àmplia la diversitat dels sistemes binaris interactuants segons sigui el mecanisme concret de transferència de massa i el tipus d'estrelles components (vegeu per exemple Lipunov, 1989). En aquest article ens ocuparem en particular de les anomenades binàries de raigs X, de les quals es coneixen actualment més d'un centenar. Entre elles, però, centrarem la nostra atenció en les que, a més de la seva emissió de raigs X, han estat detectades en longituds d'ona ràdio, a les quals ens referirem simplement per breuetat com a ràdio binàries X. Aquesta subclasse de les binàries de raigs X, amb emissió ràdio associada, és certament força heterogènia i fins avui se'n coneixen uns 20 casos. A títol d'exemple, aquests inclouen sistemes com Cygnus X-1, el conegut candidant a forat negre, LSI+61°303 i Circinus X-1, les dues úniques radiofonts del cel clarament periòdiques a part dels púlsars, i Cygnus X-3, famosa per les seves erupcions ràdio on la lluminositat augmenta fins a tres ordres de magnitud en poc més d'un dia (vegeu per exemple Verschuur, 1987; Hjellming, 1988).

L'interès astrofísic d'aquestes ràdio binàries X es podia entendre, fins no fa gaire, només en el fet que molts dels processos físics que hi tenen lloc són versions a escala reduïda del que succeeix en algunes galàxies actives i quàsars. Això ja és de per si remarcable, doncs, atès que totes elles són objectes pertanyents a la nostra Galàxia i per tant relativament propers, i les tècniques observacionals de la interferometria de base molt llarga (*Very Long Baseline Interferometry* o VLBI) (Thompson et al., 1986) ens permeten assolir-hi unes resolucions espacials de l'ordre d'una unitat astronòmica de distància (UA) impensables en una font extragalàctica. D'altra banda, les escales temporals d'emissió en ràdio binàries X són relativament curtes (mesos o dies) i, de vegades, fins i tot periòdiques, d'acord amb el període orbital del sistema. Això facilita enormement preveure les èpoques d'observació en què hom espera més activitat.

Més recentment, però, s'hi ha afegit un nou punt d'interès després del descobriment de diverses fonts

***J. M. Paredes** (Ulldecona, 1954) és professor titular d'Astronomia i Astrofísica a la Universitat de Barcelona i membre del Laboratori d'Astrofísica de la Societat Catalana de Física (IEC).

†**J. Martí** (Mataró, 1965) és ajudant del Departament d'Astronomia i Meteorologia de la Universitat de Barcelona.

‡**R. Estalella** (Barcelona, 1949) és professor titular d'Astronomia i Astrofísica a la Universitat de Barcelona i membre del Laboratori d'Astrofísica de la Societat Catalana de Física (IEC).

§**M. Peracaula** (Girona, 1968) és becària FPI del Departament d'Astronomia i Meteorologia de la Universitat de Barcelona.

de raigs-X durs (> 40 keV) en la direcció del centre galàctic. Aquests nous objectes presenten una contrapartida ràdio constituïda per una font central compacta i variable de la qual acostuma a emanar un *jet* bipolar. La interpretació més probable és que es tracta de ràdio binàries X on la component compacta és un forat negre amb un disc d'acreció, perpendicularment al qual s'ejecta plasma relativista amb un cert grau de col·limació. Una d'elles, GRS1915+105, ha resultat ser la primera radiofont coneguda de la galàxia que ejecta condensacions de matèria a velocitats aparentment superlumíniques. Com veurem més endavant, és possible que aquest efecte relativista pugui utilitzar-se com un mètode totalment innovador per a la mesura absoluta de distàncies dins la galàxia.

Acreció i ejecció de matèria en binàries de raigs X

En general, les binàries de raigs X són sistemes formats per una estrella normal i un objecte compacte i col·lapsat. Aquest darrer és habitualment una estrella de neutrons però, de vegades, podria tractar-se d'un forat negre. El nom de binàries de raigs X es justifica pels processos d'acreció de matèria sobre l'objecte compacte, els quals originen intenses emissions en aquest domini espectral. Segons la massa de l'estrella normal, que actua com a donant de matèria, les binàries de raigs X es classifiquen a grans trets en: d'*alta massa* ($\approx 10 M_{\odot}$) o de *baixa massa* ($\approx 1 M_{\odot}$), sense que s'en coneguin exemples intermedis. La component normal de les binàries massives pertany típicament a tipus espectrals primerencs¹ mentre que, en les poc massives, aquesta és de tipus espectrals més tardans. Suposem que la component compacta del sistema binari acreta matèria a un cert ritme \dot{M}_{acr} . Aleshores, la lluminositat del sistema L_{acr} es pot estimar suposant que tota l'energia cinètica del material acretat s'allibera en forma de radiació:

$$L_{acr} = \frac{GM_X \dot{M}_{acr}}{R_X} = 8,4 \times 10^{35} \text{ erg s}^{-1} \cdot \left[\frac{M_X}{M_{\odot}} \right] \left[\frac{\dot{M}_{acr}}{10^{-10} M_{\odot} \text{ any}^{-1}} \right] \left[\frac{R_X}{10 \text{ km}} \right]^{-1} \quad (1)$$

on G és la constant de gravitació universal, M_X és la massa de l'estrella compacta i R_X , el seu radi. Una cota mínima a la temperatura d'aquesta radiació es pot estimar suposant que es comportés com un cos negre a temperatura $T_{cn} = (L_{acr}/4\pi R_X^2 \sigma)^{1/4}$, sent σ la constant de Stefan-Boltzmann. Per a una estrella de neutrons típica, resulta $T_{cn} \sim 10^7$ K i, per tant, la major part

¹Segons la seva temperatura efectiva, les estrelles es classifiquen en diferents tipus espectrals, designats per una de les lletres OBAFGKMRNS. La temperatura va decreixent dels primers als darrers tipus de la classificació, que per raons històriques s'anomenen primerencs i tardans, respectivament.

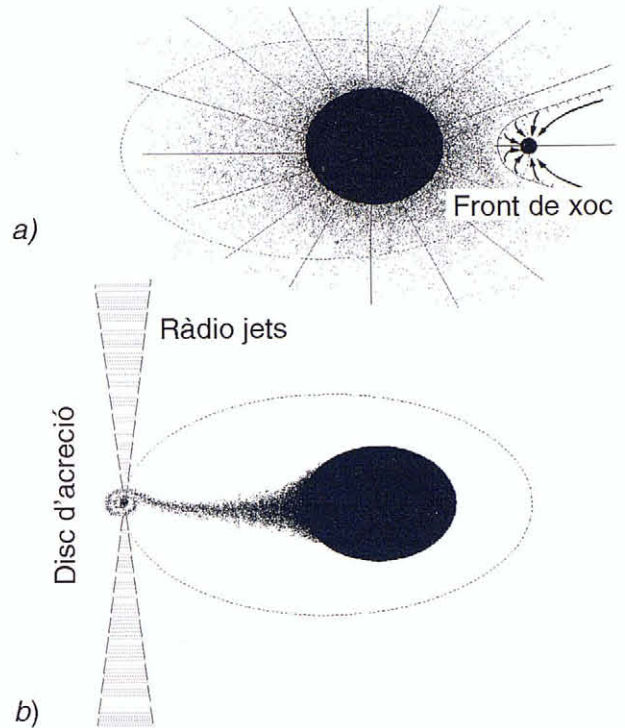


Figura 1: Esquema de l'acreció (a) per vent estel·lar i (b) per desbordament del lòbul de Roche

d'aquesta lluminositat serà emesa en la banda de raigs X d'energia ~ 1 keV o superior.

A grans trets, són dos els mecanismes mitjançant els quals pot tenir lloc aquesta transferència de massa \dot{M}_{acr} entre estrelles, tal com s'illustra a la figura 1. En primer lloc, tenim el mecanisme d'acreció per vent estel·lar. Aquest és particularment important en sistemes massius, sobretot si la primària és una estrella primerenca amb un elevat ritme de pèrdua de massa per vent estel·lar (fins a $\dot{M} > 10^{-7} M_{\odot} \text{ any}^{-1}$ en algunes primàries del tipus espectral Be), del qual una fracció serà acretat per la secundària compacta. En segon lloc, tenim el mecanisme d'acreció per desbordament del lòbul de Roche de la primària, més comú en les binàries poc massives.

El ritme d'acreció no pot ser, en principi, superior a l'anomenat límit d'Eddington, quan la força sobre el material acretat deguda a la pressió de la radiació emesa es fa superior a la pròpia atracció gravitatòria. Aquest

límit ve donat per:

$$\dot{M}_{\text{Edd}} = \frac{4\pi m_p c R_X}{\sigma_T} = 1,5 \times 10^{-8} M_{\odot} \text{ any}^{-1} \left[\frac{R_X}{10 \text{ km}} \right], \quad (2)$$

on m_p és la massa del protó, c la velocitat de la llum i σ_T la secció eficaç de Thomson. A partir de l'eq. (1) la lluminositat corresponent, anomenada lluminositat d'Eddington, serà

$$L_{\text{Edd}} = \frac{4\pi G M_X m_p c}{\sigma_T} = 1,3 \times 10^{38} \text{ erg s}^{-1} \left[\frac{M_X}{M_{\odot}} \right]. \quad (3)$$

Ocasionalment, per exemple durant el pas pel periastron en una òrbita excèntrica o si la primària pateix un episodi intens de pèrdua de massa, pot donar-se el cas que el límit d'Eddington sigui superat ($\dot{M}_{\text{acr}} > \dot{M}_{\text{Edd}}$). Aquesta situació es coneix com a cas d'acreció supercrítica. Aleshores, el material que estava sent acretat rebutjat violentament per la pressió de radiació dominant, i es produeix una ona de xoc que s'expandeix a partir d'una regió central. Això pot provocar l'ejecció i l'acceleració posterior de partícules relativistes, amb generació de camps magnètics, de forma semblant a com té lloc en un xoc mòbil causat per una explosió de supernova. El núvol de plasma ejectat durant aquest fenomen eruptiu s'anomena habitualment plasmó. La radiació de sincrotró dels seus electrons relativistes, sotmesos al camp magnètic del núvol, és la que dona lloc a les erupcions ràdio observades. En alguns casos, la presència i l'evolució del plasmó es pot seguir observacionalment mitjançant tècniques de radiointerferometria. D'altra banda, els fotons estel·lars de l'estrella primària poden ser dispersats per efecte Compton invers amb aquests electrons relativistes, cosa que origina una emissió de raigs X i fins i tot gamma que s'afegeix a la produïda per accreció. Naturalment, poden existir altres mecanismes que comportin l'acceleració de partícules relativistes en una ràdio binària X, com ara l'acceleració dels electrons en la magnetosfera de l'estrella compacta. En aquest sentit, alguns autors han proposat recentment models on la creació del plasmó no té lloc com a conseqüència de l'acreció supercrítica, sinó com a resultat d'una transició entre els diferents règims d'acreció de l'estrella compacta.

Modelització d'episodis eruptius en ràdio binàries X: aspectes ràdio, X, gamma

La física dels processos eruptius i d'acceleració de partícules relativistes en ràdio binàries X, que hem descrit qualitativament, és molt complexa i encara poc coneguda. No obstant això, en el seu estudi és particularment útil i fructífera la modelització de l'emissió ràdio associada. A partir d'unes hipòtesis relativament senzilles sobre la geometria i el camp magnètic, és possible determinar diversos paràmetres físics de la regió emissora, i també estimar l'eficiència dels processos d'acceleració

pel que fa a la quantitat de partícules relativistes necessàries per explicar l'emissió ràdio observada. Tota aquesta informació pot servir com a punt de partida per a models més sofisticats.

Quan en una ràdio binària X té lloc un episodi d'ejecció d'un plasmó d'electrons relativistes, aquest dona lloc a una erupció en el nivell d'emissió del sistema que és particularment notòria en les bandes ràdio, X i, fins i tot, gamma. Com tot seguit es veurà, les corbes de llum observades a diferents longituds d'ona dependran de l'evolució temporal de la població d'electrons relativistes, i també dels paràmetres físics propis del plasmó.

Càlcul de corbes de llum ràdio

En principi, suposarem que el plasmó es pot aproximar per una esfera homogènia de radi r , expandint-se a velocitat constant v a partir d'un cert radi inicial r_0 . Pel que fa al camp magnètic B , considerarem que el seu valor dins del plasmó és uniforme i que la seva variació temporal té lloc conservant el flux magnètic, de forma que $B \propto r^{-2}$.

Al llarg de l'expansió del plasmó, els mecanismes d'acceleració hi aniran injectant electrons relativistes. A la vegada, aquests electrons estaran sotmesos a pèrdues energètiques per diferents processos. Per tant, la injecció contínua de partícules accelerades juntament amb el seu ritme de pèrdues energètiques determinaran, en cada instant, quina és la seva funció de distribució $N(E, t)$. Aquesta funció és la que indica el nombre total d'electrons existents per interval unitat d'energia, i es pot obtenir resolent l'equació de continuïtat següent:

$$\frac{\partial N(E, t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial E} \left(N(E, t) \frac{dE}{dt} \right) = Q(E, t), \quad (4)$$

on $Q(E, t)$ és el terme font representatiu dels electrons relativistes injectats per unitat de temps i d'energia. En l'entorn de les ràdio binàries X, l'expressió adequada de les pèrdues energètiques dE/dt és:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{v}{r} E - a_S B^2 E^2 - a_C U_R E^2, \quad (5)$$

on a_S i a_C són constants i U_R és la densitat d'energia dels fotons estel·lars a la posició del plasmó. En aquesta equació, el primer terme dona compte de les pèrdues per expansió del plasmó, considerada adiabàtica; el segon terme, de les degudes a la radiació de sincrotró; el tercer terme correspon a les causades per l'efecte Compton invers. Altres tipus de pèrdues, com ara la radiació lliure-lliure o les pèrdues per ionització no acostumen a ser rellevants en el cas que ens ocupa.

Tal com s'observa en l'espectre d'energia dels raigs còsmics, els mecanismes coneguts d'acceleració de partícules relativistes (de Fermi, per xocs, etc.) tendeixen a generar distribucions de tipus potencial ($\propto E^{-p}$), amb un exponent proper a un cert valor universal $p \approx$

2, 5. Per tant, és raonable prendre com a terme font una llei de potència del tipus

$$Q(E, t) = Q_0(t)E^{-p}, \quad (6)$$

on l'amplitud $Q_0(t)$ i l'exponent p dependran de l'eficiència dels mecanismes d'acceleració.

La solució conjunta de les eqs. (4) i (5), que en part s'ha de realitzar numèricament, permet conèixer en tot instant la funció de distribució $N(E, t)$. Amb aquesta funció es poden calcular els corresponents coeficients d'emissió ϵ_ν^S i absorció κ_ν^S sincrotró a partir de les seves expressions estàndard (Pacholczyk, 1970), basades en la teoria de radiació per càrregues accelerades. Amb aquests coeficients podem passar a plantejar l'equació del transport radiatiu per a la intensitat específica I_ν :

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu^S I_\nu + \epsilon_\nu^S. \quad (7)$$

La seva solució, que sovint caldrà obtenir també numèricament, s'ha d'adaptar a la geometria del problema, esfèrica en el nostre cas. Un cop coneguda I_ν per a totes les visuals corresponents als elements de superfície en què hom divideix el plasmó, la densitat de flux ràdio observada S_ν s'obté per integració de la intensitat específica a tot l'angle sòlid del plasmó:

$$S_\nu(t) = \int_{\Omega_s} I_\nu d\Omega_s \quad (8)$$

Tot aquest procediment s'ha de dur a terme per a cada instant de temps i per a cada freqüència ràdio d'interès. D'aquesta manera es pot obtenir l'evolució temporal dels espectres i corbes de llum ràdio que s'han de comparar amb les observacions.

Mencionarem també que, si bé aquí ens hem ocupat de plasmons esfèrics, en altres objectes el plasma relativista pot ejectar-se contínuament i amb un cert grau de collimació, la qual cosa dona lloc a l'existència de feixos radioelèctrics o *jets*. Aquest cas pot donar-se quan es forma un disc d'acreció al voltant de la component compacta del sistema binari. El plasma pot aleshores emanar en forma d'un estret feix o *jet* en les dues direccions perpendiculars al disc. En aquesta situació, és necessari introduir alguns canvis pel que fa a la manera com varien certes magnituds físiques, com ara les dependències del camp magnètic i l'energia dels electrons relativistes. Per exemple, un model de tipus *jet* ha estat aplicat pels autors a Cygnus X-3.

Càlcul de corbes de llum X i gamma

Són diferents mecanismes els que, actuant dins una ràdio binària X, poden contribuir a la seva corba de llum en el domini d'altres energies (X i també gamma). En primer lloc, tenim la contribució deguda a l'acreció en si, que ja hem estimat a partir de l'eq. (1). No obstant això, aquests fotons són emesos en regions molt

properes a l'objecte compacte i, per tant, són susceptibles de ser parcialment reprocessats cap a energies més baixes abans d'abandonar definitivament el sistema, la qual cosa dificulta considerablement el càlcul. D'altra banda, també és d'esperar en alguns casos emissió X per *bremstrahlung* tèrmic en els xocs del vent estellar de la primària, causats per l'expansió del plasmó relativista. Finalment, un altra possibilitat és l'emissió de fotons d'alta energia per efecte Compton invers dels fotons òptics estel·lars sobre els electrons relativistes.

En aquest apartat concentrarem la nostra atenció en l'estimació de la lluminositat L_{IC} esperada per efecte Compton invers, perquè aquest mecanisme és particularment eficient en les binàries massives, com les que presentarem més endavant, en les quals la primària té una lluminositat de fotons òptics i ultraviolats molt elevada. D'aquesta manera i simultàniament amb el càlcul de l'apartat anterior, la lluminositat L_{IC} vindrà donada per la integració del terme de pèrdues Compton de l'eq. (5) a tota la funció de distribució $N(E, t)$:

$$L_{IC}(t) = a_C U_R \int E^2 N(E, t) dE \quad (9)$$

Els fotons deguts a l'efecte Compton invers poden arribar a tenir una energia fins a $4\gamma^2$ vegades més elevada que la dels fotons estel·lars òptics originals, on γ és l'energia dels electrons relativistes dividida per $m_e c^2$. Així doncs, si, per exemple, l'estrella primària irradia el plasmó amb fotons de ~ 10 eV i desitgem obtenir raigs gamma de ~ 100 MeV, ens caldran electrons relativistes amb $\gamma \sim 10^3$, corresponent a energies de $\sim 10^{-3}$ erg.

Una altra conseqüència important de les pèrdues per efecte Compton invers pot ser l'existència d'un tall en les altes freqüències de l'espectre ràdio de la binària. Això és degut al fet que, durant les primeres etapes de l'expansió del plasmó, els electrons relativistes es generen a una distància relativament curta de la primària i, per tant, estaran sotmesos a un intens camp de radiació que fa que les pèrdues Compton siguin fortament dominants. La densitat inicial d'energia d'aquesta radiació es pot estimar aproximadament com

$$U_R = \frac{L_*}{4\pi r_0^2 c}, \quad (10)$$

sent L_* la lluminositat de l'estrella primària del sistema. Això implica que el temps de vida de l'electró degut a les pèrdues Compton pot escriure's com:

$$t_{IC} \equiv \frac{E}{(dE/dt)_{IC}} = \frac{4\pi r_0^2 c}{a_C L_* E}. \quad (11)$$

Per tant, només si la velocitat d'expansió del plasmó és tal que $v > r_0/t_{IC}$, l'electró aconseguirà abandonar les proximitats de la primària abans de perdre tota la seva energia per efecte Compton invers, i és possible que després encara pugui emetre fotons en la freqüència

radiosincrotró. Això ens introdueix una energia límit E_b per sobre de la qual els electrons relativistes no contribuiran apreciablement a l'emissió ràdio. Imposant $v = r_0/t_{IC}$, s'obté que aquest límit ve donat per

$$E_b = \frac{4\pi c v r_0}{a_C L_*}. \quad (12)$$

Els electrons relativistes amb energia $E > E_b$ romanen prop de l'estrella un temps superior a t_{IC} , i perdran tota la seva energia abans no en puguin escapar. Per tant, l'existència d'aquesta energia límit permet entendre per què l'emissió en dominis espectrals tan separats com ràdio i X o gamma pot estar íntimament relacionada. D'altra banda, atès que l'emissió de sincrotró d'un electró amb energia E és important al voltant de l'anomenada freqüència crítica $\nu_c \propto BE^2$, l'existència d'un tall en la distribució d'energies dels electrons, a causa de les pèrdues Compton, implica a més que l'espectre ràdio de la binària ha de presentar també un tall a la freqüència corresponent a aquesta energia.

Un exemple d'aplicació

Com exemple d'aplicació considerem l'erupció d'octubre de 1979 de la binària SS433, encara avui una de les seves erupcions millor documentades que es pot trobar a la bibliografia, i que nosaltres hem modelitzat de manera molt similar a com acabem de descriure. Les observacions VLBI i VLA de SS433 han mostrat que l'ejecció de plasmons en aquesta font té lloc de forma bipolar (vegeu figura 2). La velocitat de translació dels plasmons té un valor de $0,26 c$ i la seva direcció d'ejecció precessiona amb el temps cada 164 dies. Aquest fet introdueix una complicació addicional als càlculs per tenir en compte alguns efectes relativistes, que no detallarem aquí. A la figura 3 es comparen satisfactòriament les observacions, tant ràdio com de raigs X, amb les previsions del model. Els principals paràmetres físics usats en el càlcul han estat $r_0 = 6 \text{ UA}$, $v_{\text{exp}} = 0,01c$, $B_0 = 1,4 \times 10^{-3} \text{ G}$ i $L_* = 3 \times 10^5 L_\odot$. La injecció d'electrons relativistes, amb $p = 2,2$, s'ha suposat activa durant els 1,75 dies inicials i amb un ritme constant de $\dot{M}_{\text{rel}} = 1,4 \times 10^{-10} M_\odot \text{ d}^{-1}$. El model resulta satisfactori a totes les longituds d'ona observades i els ordres de magnitud dels paràmetres usats són consistents amb els estimats en observacions de VLBI.

LSI+61°303: un cas emblemàtic

LSI+61°303 és una ràdio binària X que ha estat darreament objecte d'intensos estudis, tant teòrics com observacionals. La motivació d'aquest interès generalitzat prové de la seva activitat en tots els dominis espectrals i del fet que, gairebé en tots ells, les seves emissions presenten una periodicitat lligada al moviment orbital. Això fa que sigui un objecte de comportament relativament previsible, la qual cosa ha fet possible la coordinació i programació d'observacions multispectrals

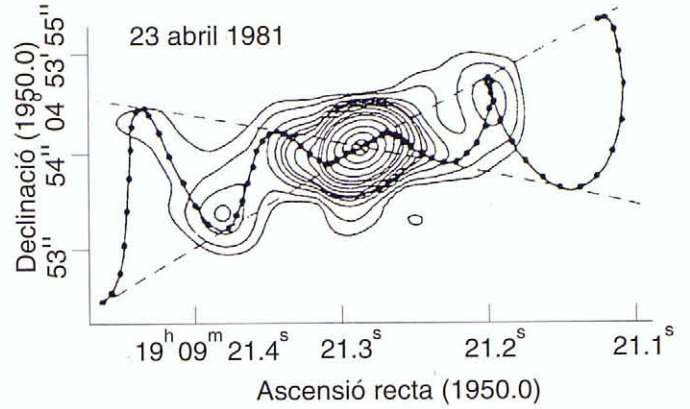


Figura 2: Mapa de SS433 obtingut amb el VLA el dia 23 d'abril de 1981 (Hjellming, 1988), on es pot apreciar l'ejecció de dos plasmons a partir de la font central. Superposada a la imatge es troba la trajectòria cinemàtica del material ejejectat, que mostra la precessió amb període de 164 dies. La separació entre els cercles correspon a intervals de 20 dies

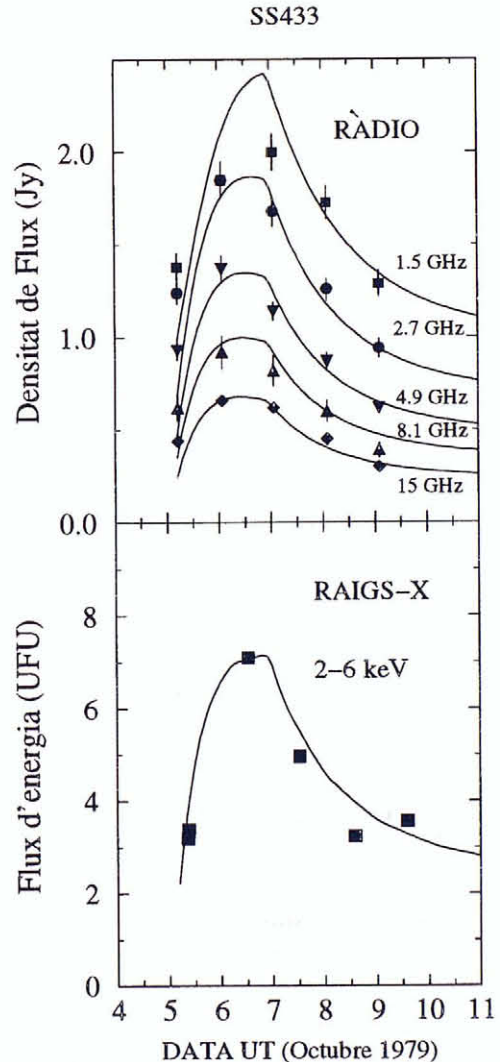


Figura 3: Aplicació del model a l'erupció de SS433 d'octubre de 1979

dels seus episodis eruptius, i també d'observacions de VLBI en diferents fases del seu procés eruptiu. A títol d'exemple, a la figura 4 es mostra un mapa VLBI obtingut pel nostre grup el 1990 i a partir del qual ha estat possible estimar paràmetres físics, tals com camp magnètic o velocitat d'expansió dels plasmons.

LSI+61°303 pertany a la categoria de les binàries massives i fou detectada per primer cop el 1977 durant una exploració sistemàtica de l'emissió ràdio centimètrica del pla galàctic a la recerca de radiofonts variables. Observacions posteriors van permetre descobrir i confirmar el seu tret més remarcable, que és la periodicitat, cada 26,496 dies, d'intenses erupcions ràdio que assoleixen densitats de flux de fins a 300 mJy en ones centimètriques². La màxima lluminositat ràdio assolida en cada erupció es troba, a més, modulada amb un període de quatre anys, tal com es mostra a la figura 5. Fins ara, aquest segon període s'ha intentat explicar com una possible precessió de la direcció amb què s'ejecten els plasmons relativistes o com degut a variacions quasi cícliques en l'embolcall de l'estrella primària, de tipus espectral Be. Des del punt de vista òptic, la primària apareix com un objecte de magnitud visual 10,7 i la seva corba de llum òptica presenta també una modulació periòdica cada 26,5 dies, l'amplitud de la qual creix cap a l'infraroig proper.

Detectada originalment en raigs X pel satèl·lit EINSTEIN i més recentment per ROSAT, LSI+61°303 es troba també molt possiblement associada a la font de raigs gamma GRO J0240+61. Si bé la periodicitat en raigs X encara no ha pogut establir-se, sí que s'han detectat darrerament variacions clarament correlades amb les erupcions ràdio periòdiques. Val a dir aquí que els seguiments en ràdio del nostre grup amb el radiotelescopi de 70 m de Robledo de Chavela (NASA-DSN) i el VLA (NRAO)³, duts a terme en coordinació amb el satèl·lit COMPTON GRO, semblen indicar una correlació de les erupcions ràdio amb les emissions de raigs gamma.

Per tal d'il·lustrar la riquesa de la informació observacional disponible sobre LSI+61°303, en els panells de la figura 6 es mostra el seu comportament multi-espectral en diferents fases orbitals. La corba de llum ràdio del primer panell correspon a les nostres observacions VLA de l'erupció de juny-juliol de 1994. El segon i tercer panells corresponen a observacions infraroges i òptiques també del nostre grup. Finalment, el quart panell conté les observacions de raigs X de Taylor et al. (1995). Tota aquesta informació requereix encara d'un gran esforç teòric d'interpretació. Fins al moment, els nostres esforços s'han concentrat a elaborar

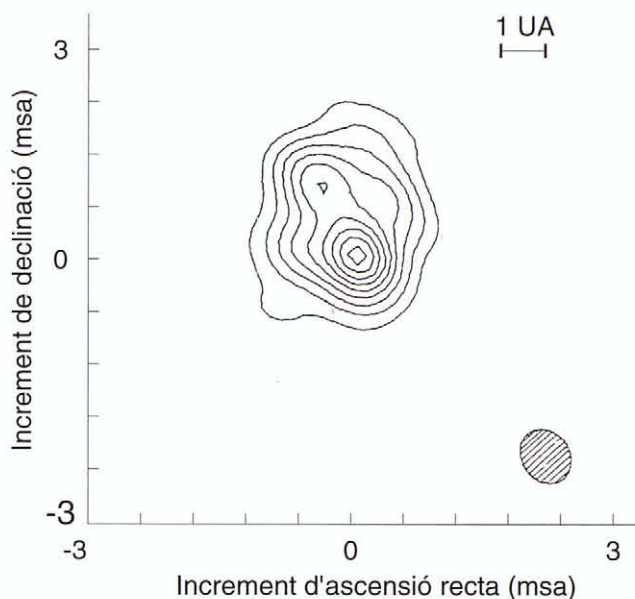


Figura 4: Mapa de VLBI de LSI+61°303 obtingut amb la xarxa global d'antenes el 6 de juny de 1990. L'el·lipse de baix a la dreta indica la resolució del mapa i correspon a $0,6 \times 0,5$ mil·lèsimes de segon d'arc ($1,2 \cdot 1,0 \text{ UA}$)

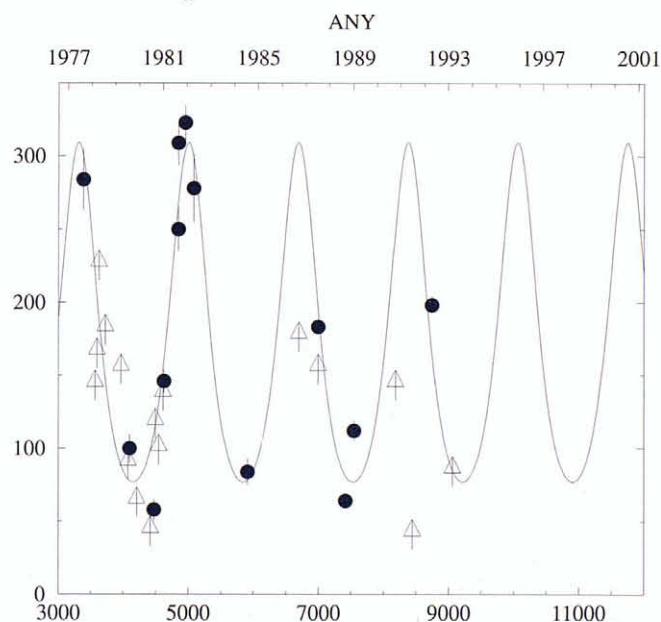


Figura 5: Representació de la densitat de flux màxima (cercles negres) assolida en les diferents erupcions observades de LSI+61°303, segons de la data d'observació. Les fletxes indiquen cotes inferiors als valors màxims. És evident una forta modulació de l'amplitud amb un període al voltant de quatre anys. La corba correspon al que s'esperaria si els plasmons fossin ejectats amb velocitat relativista que precessiona amb el període de la modulació. (En abscises el dia Julià - 2440 000, i en ordenades el màxim de la densitat de flux en mJy.)

² $1 \text{ mJy} = 10^{-26} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$.

³El Very Large Array (VLA) pertany al National Radioastronomy Observatory (NRAO), gestionat per Associated Universities, Inc. sota contracte amb la National Science Foundation dels Estats Units.

LSI+61⁰303

Comportament multi-espectral

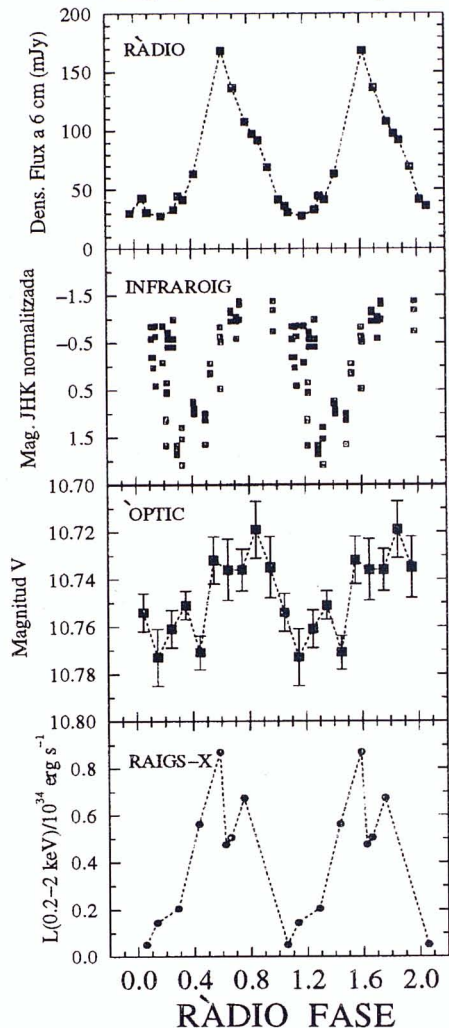


Figura 6: Comportament multispectral de la binària de raigs X LSI+61°303 al llarg del seu cicle orbital de 26.5 dies

models que en donin compte de la manera més unificada possible. Així doncs, en el model de Martí i Paredes (1995) interpretem la corba de llum infraroja a partir d'un model d'eclipsi-atenuació del material en acreció sobre la component compacta. Això ens permet estimar alguns elements orbitals del sistema, que després es poden fer servir per verificar la possibilitat d'acreció supercrítica que doni lloc a les erupcions ràdio. A partir d'aquests resultats, actualment estem treballant en models multispectrals més detallats.

GRS1915+105: una possible ràdio binària X amb moviment superlumínic

La font GRS1915+105 fou descoberta el 1992 amb el telescopi de raigs X durs SIGMA, de construcció fran-

cesa, a bord del satèl·lit rus GRANAT. GRS1915+105 s'afegeix a dues altres fonts més (1E1740.7-2942 i GRS1758-258) que dominen el firmament de raigs X durs en la direcció del centre galàctic i que es caracteritzen perquè presenten una imatge, en la banda ràdio, amb jets bipolars que s'estenen a escales de parsec. L'espectre d'altres energies de totes elles suggereix que es tracta de forats negres acretant matèria del seu entorn. Si bé l'acreció a partir d'un company estellar no està encara confirmada, sí que és una de les hipòtesis més raonables amb què es treballa, almenys pel que fa a GRS1915+105.

GRS1915+105 representa també un cas exemplar del profit que es pot obtenir de la combinació d'observacions multispectrals. Tota vegada que la precisió de la posició SIGMA era d'uns $\sim 4'$, no era possible identificar inicialment la contrapartida òptica de l'objecte. No obstant això, les observacions ràdio fetes amb el VLA van revelar una radiofont variable dins el cercle d'error de la posició SIGMA. La correlació clara entre la variabilitat ràdio i X observades permetien suposar que es tractava del mateix objecte. Aleshores, utilitzant la posició VLA (acurada al segon d'arc) es va iniciar la recerca de contrapartida òptica i infraroja. A causa de l'elevada extinció en la direcció de GRS1915+105, només fou possible detectar un objecte d'aparença estellar en la banda de $2,2 \mu$ i igualment variable. De les anàlisis fotomètriques posteriors, se'n dedueix que el més probable és que es tracti d'una ràdio binària X de baixa massa.

Però el més interessant va venir del seguiment continuat que es va fer amb el VLA, el qual ha revelat que GRS1915+105 és el primer objecte trobat a la galàxia amb moviment superlumínic (Mirabel et al., 1994). Fins al moment, aquest miratge relativista només havia estat observat en objectes extragalàctics com ara els quàsars. La seva interpretació es basa en la velocitat finita de propagació de la llum. Amb arguments purament cinemàtics, és fàcil demostrar que si s'ejecten dos plasmons relativistes, en direccions oposades i amb velocitat $\beta = v/c$ formant un angle θ amb la visual, els moviments propis observats vénen donats per

$$\mu_{\pm} = \frac{\beta \sin \theta}{(1 \pm \beta \cos \theta)} \frac{c}{D}, \quad (13)$$

on els subíndexs + i - es refereixen al plasmó que s'allunya i al que s'apropa, respectivament. Segons aquesta expressió, la velocitat transversal màxima del plasmó que s'apropa pot assolir un valor superlumínic de γc , que té lloc per a $\theta = \arcsin 1/\gamma$ amb $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$.

A la figura 7 es mostra l'evolució temporal de l'erupció d'abril de 1994, on podem apreciar l'ejecció bipolar de dos plasmons que s'allunyen de l'objecte central. Les estimacions de distància cinemàtica amb obser-

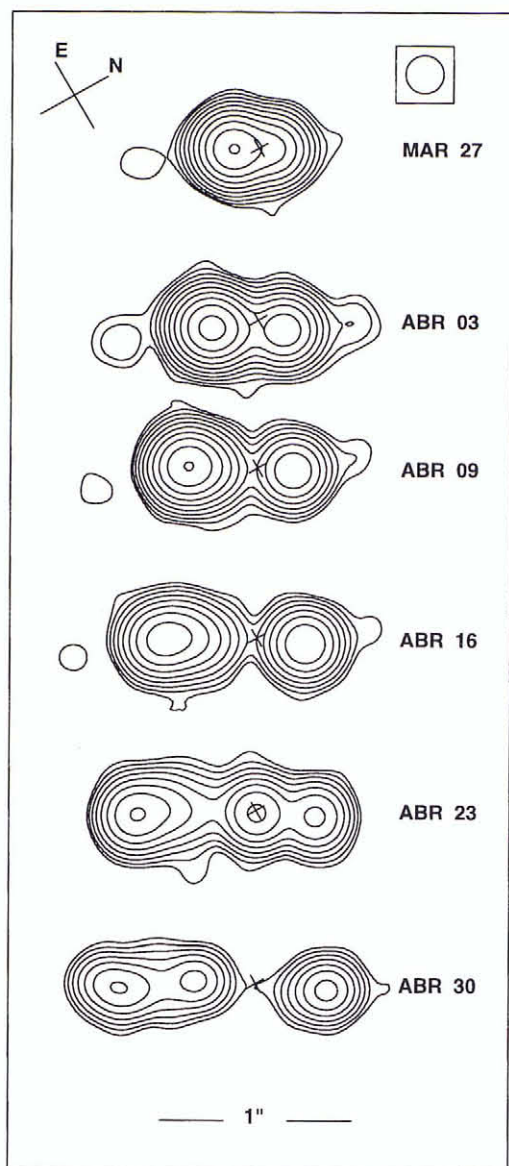


Figura 7: Imatges obtingudes amb el VLA per Mirabel i Rodríguez (1994) que mostren l'evolució temporal de l'ejecció superlumínica de dos plasmons relativistes des de la font central, situada a la posició de la creueta i on se suposa que es troba el sistema binari

Referències

- HJELLMING R.M., *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, Eds. G.L. Verschuur i K.I. Kellermann, Springer-Verlag (1988).
- LIPUNOV V.M., *In the world of binary stars*, Mir Publishers Moscow (1989).
- MARTÍ J., PAREDES J.M., "Modelling of LSI+61°303 from near infrared data", *Astronomy and Astrophysics*, en premsa, (1995).
- MIRABEL I.F., RODRÍGUEZ L.F., "A superluminal source in the Galaxy", *Nature*, **371**, 46 (1994).
- PACHOLCZYK, A. G., *Radio Astrophysics*, Freeman, San Francisco, (1970).
- TAYLOR A.R., YOUNG G., PERACLAULA M., KENNY H.T., GREGORY P.C., "An X-ray outburst from the radio emitting X-ray binary LSI+61°303", *Astronomy and Astrophysics*, en premsa, (1995).
- THOMPSON A.R., MORAN J.M., SWENSON G.W., *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy*, A Wiley-Interscience Publication. John Wiley and Sons, Inc., (1986).
- VERSCHUUR, G.L., *The Invisible Universe Revealed*, Springer-Verlag (1987).

vacions d'hidrogen neutre indiquen que GRS1915+105 es troba $12,5 \pm 1,5$ kpc. Això implica que els moviments propis observats dels plasmons ($17,6 \pm 0,4$ i $9,0 \pm 0,1$ mil·lèsimes de segon d'arc per dia) corresponen a velocitats de $1,25 \pm 0,15$ i $0,65 \pm 0,08$ vegades la de la llum. A més de l'estimació cinemàtica de la distància, els descobridors del moviment superlumínic de GRS1915+105 fan notar la possibilitat que aquest efecte relativista pugui aprofitar-se per mesurar directament la distància D . Seguint el seu raonament, l'eq. (13) es pot transformar en les expressions equivalents:

$$\beta \cos \theta = \frac{\mu_- - \mu_+}{\mu_- + \mu_+} \quad (14)$$

$$D = \frac{c \tan \theta (\mu_- - \mu_+)}{2 \mu_- \mu_+} \quad (15)$$

És a dir, directament dels moviments propis observats es pot estimar el producte $\beta \cos \theta$ i obtenir un límit inferior a la velocitat d'ejecció. D'altra banda, si hom conegués independentment l'angle θ seria possible a partir de l'eq. (15) obtenir directament la distància. L'obtenció d'aquest angle és, en principi, possible a partir d'observacions espectroscòpiques de l'efecte Doppler en les línies espectrals del material ejectat. De fet, existeix un precedent immediat d'aquesta mena de mesures en el cas de SS433. El problema radica en l'elevada extinció interestel·lar en la direcció de GRS1915+105 que obligarà que les observacions espectroscòpiques s'hagin de realitzar en el domini infraroig. No obstant això, considerant els darrers progressos instrumentals en espectroscòpia infraroja, és de suposar que aquestes observacions es podran dur a terme amb èxit en un futur immediat. Disposarem aleshores d'un nou mètode innovador per a la mesura de distàncies galàctiques i totalment lliure de calibracions prèvies.

Agraïments

El nostre agraïment a L.F. Rodríguez (UNAM, Mèxic) i I.F. Mirabel (Centre d'Études de Saclay, França) per haver-nos proporcionat les imatges de GRS1915+105.