

Osservazioni spettropolarimetriche di due sorgenti di formazione stellare

Paola Di Ninni¹, Giovanni Comoretto²

¹Dipartimento di Fisica e Astronomia dell'Università degli Studi di Firenze

²INAF Osservatorio Astrofisico di Arcetri

Arcetri Technical Report N° 4/2012

Sommario

Presso il laboratorio di Radioastronomia dell'Osservatorio di Arcetri sono stati progettati e realizzati un ricevitore multi-beam (per la banda 18-26 GHz) e il relativo back-end: uno spettropolarimetro digitale che consente di misurare i quattro parametri di Stokes della radiazione emessa da sorgenti celesti. Un modello matematico è stato inoltre sviluppato per calibrare l'intero apparato di misura [1].

In questo rapporto tecnico vengono mostrati i primi spettri di due regioni di formazione stellare acquisiti con lo spettropolarimetro e riportati i risultati a cui ha condotto la stima dei parametri di Stokes. Per maggiori dettagli si rimanda al capitolo 7 in [2].

1. Introduzione

Le regioni W49N (North) e Orione KL (Kleinmann-Low) sono due regioni di formazione stellare in cui ha luogo una forte emissione MASER, Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation. Misure polarimetriche condotte su queste regioni hanno consentito di stimare l'intensità del campo magnetico ivi presente e i forti gradi di polarizzazione della radiazione emessa.

Nella sezione 2 di questo rapporto viene introdotto il principale metodo utilizzato per stimare l'intensità del campo magnetico nelle regioni di formazione stellare. Nella sezione 3 si riportano i primi spettri polarimetrici delle sorgenti W49N e Orione KL acquisiti con lo spettropolarimetro alla frequenza rotazionale della molecola H_2O , 22.235 GHz. Nella sezione 3.2 vengono riportati i parametri strumentali mediante cui gli spettri sono stati opportunamente corretti. Per approfondimenti sul modello di calibrazione utilizzato per correggere gli spettri misurati si rimanda al rapporto tecnico [1] o al capitolo 6 in [2]. In ultimo, nella sezione 4, vengono mostrati il grado di polarizzazione lineare stimato per Orione KL e l'intensità del campo magnetico misurato lungo la linea di vista per la regione W49N.

2. Le regioni di formazione stellare

Nello spazio interstellare concentrazioni di gas e polveri, composte prevalentemente da idrogeno molecolare, costituiscono le nubi interstellari. Le condizioni fisiche nel loro interno controllano la natura e il tasso di formazione stellare, e di conseguenza la formazione di sistemi planetari e l'evoluzione dell'intera Galassia [3].

Il collasso dell'idrogeno molecolare all'interno di una nube è regolato dal bilancio energetico delle varie forme di energia presenti. A questo proposito il campo magnetico diffuso nell'intera Galassia risulta un elemento essenziale [4], [5]. I modelli teorici attuali sostengono che il campo magnetico abbia un ruolo centrale anche nel processo di accrescimento della stella e in quello di perdita di massa sotto forma di venti stellari e jets [6].

2.1. L'effetto Zeeman

A lunghezze d'onda centimetriche e millimetriche lo studio delle transizioni rotazionali molecolari ha assunto un ruolo sempre più rilevante nel campo astrofisico. La rivelazione della radiazione associata alle transizioni di numerose molecole consente infatti di stimare i valori di temperatura, la densità del gas e l'intensità del campo magnetico, fornendo un prezioso mezzo d'indagine per studiare le nubi molecolari, il mezzo in cui le molecole si trovano, e i processi di formazione stellare che ivi avvengono.

Il metodo più diretto per stimare l'intensità del campo magnetico nelle regioni di formazione stellare è fornito dall'effetto Zeeman [7], [8].

Dato un sistema molecolare, l'effetto Zeeman consiste nella rimozione della degenerazione dei livelli energetici del sistema in presenza di un campo magnetico \vec{B} . L'interazione tra il sistema molecolare e il campo magnetico si manifesta attraverso l'emissione di una riga polarizzata linearmente alla frequenza imperturbata ν_0 e l'emissione di due righe polarizzate circolarmente, separate rispetto alla prima di una quantità pari a

$$\Delta\nu_Z = \left(\frac{c}{2}\right) B. \quad (1)$$

Nell'eq. (1) B è l'intensità del campo magnetico, il fattore $1/2$ tiene conto del fatto che le componenti polarizzate circolarmente sono simmetriche rispetto a quella polarizzata linearmente e il parametro c è funzione dei numeri quantici dei livelli tra cui avviene la transizione e del magnetone di Bohr [9].

Il campo magnetico introduce una direzione preferenziale nel sistema di molecole emittenti, rimuovendo l'isotropia dell'emissione e dando luogo ad un netto grado di polarizzazione.

La separazione in frequenza tra le righe, $\Delta\nu_Z$, è diversa a seconda delle molecole considerate. Molecole con momento angolare elettronico non nullo interagiscono con il campo magnetico più facilmente, dando luogo ad una separazione Zeeman evidente anche in presenza di campi magnetici deboli. Molecole con momento angolare elettronico nullo invece interagiscono con il campo magnetico solo attraverso lo spin nucleare. In questo caso il parametro c , eq. (1), è definito per mezzo del magnetone nucleare μ_N e produce, a parità di B , una separazione Zeeman ridotta di un fattore circa 10^{-3} rispetto al primo caso (μ_N è determinato dal rapporto tra la massa del nucleone e quella dell'elettrone).

Le molecole di ammoniaca NH_3 e acqua H_2O , il cui effetto Zeeman è determinato dal momento magnetico nucleare, sono caratterizzate da un valore del parametro c pari a $7.2 \times 10^{-4} \text{ Hz } \mu\text{G}^{-1}$ e $2.3 \times 10^{-3} \text{ Hz } \mu\text{G}^{-1}$ rispettivamente, contro i $3.27 \text{ Hz } \mu\text{G}^{-1}$ e $1.96 \text{ Hz } \mu\text{G}^{-1}$ per le transizioni a 1665 e 1667 MHz dell'ossidrile OH. L'OH, al contrario delle due molecole, interagisce con il campo magnetico mediante il momento magnetico elettronico [9]. Dai valori sopra riportati, risulta chiaro quindi che per riuscire a stimare l'intensità del campo magnetico direttamente dalla separazione delle due righe polarizzate si richiedono o molecole con un grande momento magnetico o campi magnetici molto intensi.

Per molecole con momento elettronico nullo l'intensità di \vec{B} è raramente misurabile in maniera diretta, poiché i moti termici e turbolenti del gas interstellare provocano un allargamento Doppler superiore alla separazione $\Delta\nu_Z$, eq. (1). In questo caso l'effetto Zeeman viene misurato per mezzo del parametro di Stokes V . Lo spostamento in frequenza tra le due componenti polarizzate circolarmente consente di scrivere il parametro V in funzione della derivata dell'intensità I e della componente del campo magnetico lungo la linea di vista

$$V(\nu) \propto B \cos\theta \frac{dI(\nu)}{d\nu}. \quad (2)$$

Nella relazione precedente l'angolo θ è l'angolo tra il campo magnetico e la linea di vista e $I(\nu)$ l'intensità della riga espressa in funzione della frequenza [10].

3. Le sorgenti W49N e Orione KL come calibratori dell'apparato di misura

W49N è una regione di formazione stellare della costellazione dell'Aquila. Osservazioni interferometriche ad alta risoluzione, $0''.1$, eseguite su un intervallo di velocità pari a $\pm 435 \text{ km s}^{-1}$, hanno rivelato ben 316 componenti maser H_2O [11]. Studi polarimetrici a 22.235 GHz hanno consentito di misurare in alcune zone di questa regione campi magnetici molto intensi dell'ordine di 50 mG [12].

Tra le regioni galattiche più attive e vicine alla Terra, a soli circa 414 pc, si trova la Nebulosa di Orione, la quale conta ben otto zone di formazione stellare attive di dimensioni circa 2000 U.A. Osservazioni VLBI, Very Long Baseline Interferometry, a 22.235 GHz hanno rivelato un'emissione maser linearmente polarizzata nel complesso Orione KL. Indagini sullo stato di polarizzazione della radiazione, insieme ad altre grandezze misurabili, hanno consentito di trarre informazioni sulla struttura spaziale e cinematica della sorgente [13].

Le regioni W49N e Orione KL sono state scelte come calibratori dello strumento poiché, essendo due sorgenti maser molto intense e con gradi di polarizzazione elevati, consentono di massimizzare la sensibilità delle misure.

3.1. Acquisizione degli spettri

Durante la sessione osservativa del 31 Gennaio 2008, le sorgenti W49N e Orione KL sono state osservate impiegando un canale a doppia polarizzazione dello spettropolarimetro. Le misure sono state eseguite con il ricevitore a 22 GHz disponibile presso la stazione radioastronomica di Medicina. I parametri tecnici relativi all'osservazione sono i seguenti:

- canali spettrali: 4096
- banda osservata: $15.625 \text{ MHz} \Rightarrow 210 \text{ km s}^{-1}$
- risoluzione in frequenza: $3.81 \text{ KHz} \Rightarrow 0.05 \text{ km s}^{-1}$
- guadagno d'apertura: 0.11 K/Jy
- temperatura di sistema: 213.3 K
- tempo di integrazione: 15 min.

Con le caratteristiche di sensibilità dell'antenna e del ricevitore impiegati, il rumore teorico dello strumento è pari a 0.11 K (Kelvin), corrispondente a 1 Jy (Jansky).

Nelle fig. 1-4 vengono riportati otto spettri, quattro per ogni sorgente maser osservata; i quattro spettri corrispondono ai termini $E_L E_L^*$, $E_R E_R^*$, $\text{Re}(E_R E_L^*)$ e $\text{Im}(E_R E_L^*)$ integrati in banda e nel tempo (vedi [1] o il capitolo 7 in [2]). Si noti che gli spettri riportati nelle fig. 1-4 sono quelli misurati dallo strumento e non corretti da nessun effetto di natura strumentale.

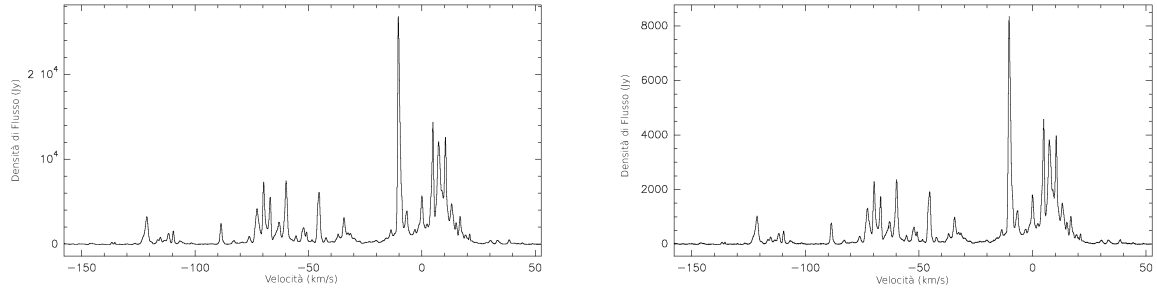


Figure 1. Sorgente W49N: spettri dei termini $E'_R E'^*_L$ (sulla sinistra) e $E'_L E'^*_R$ (sulla destra).

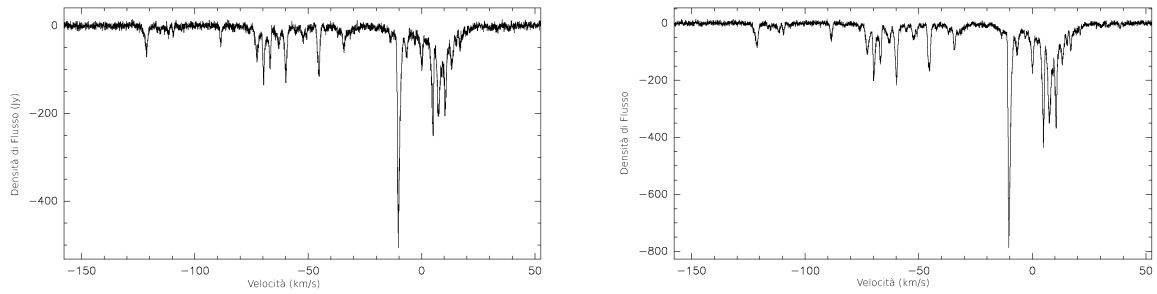


Figure 2. Sorgente W49N: spettri dei termini $\text{Re}(E_R E*_L)$ (sulla sinistra) e $\text{Im}(E_R E*_L)$ (sulla destra).

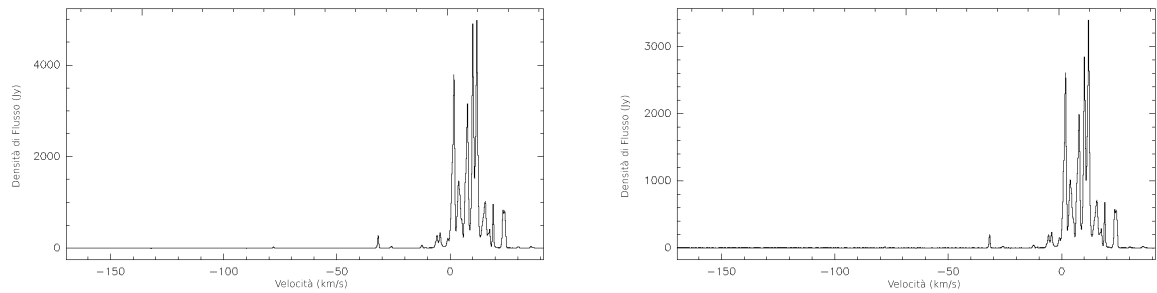


Figure 3. Sorgente Orione KL: spettri dei termini $E'_R E'^*_L$ (sulla sinistra) e $E'_L E'^*_R$ (sulla destra).

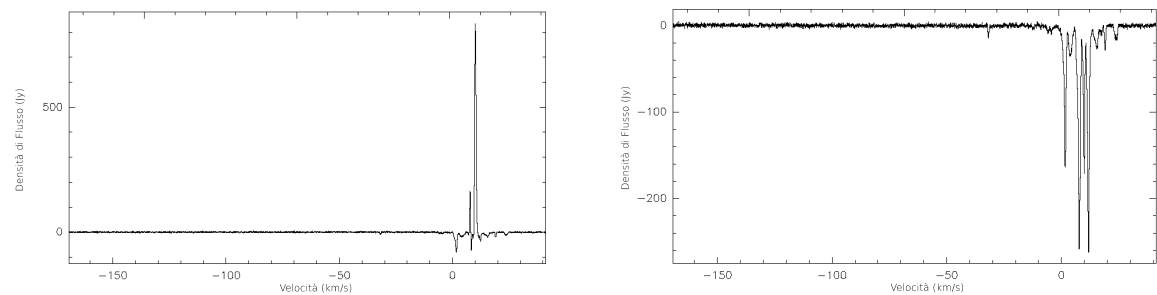


Figure 4. Sorgente Orione KL: spettri dei termini $\text{Re}(E_R E*_L)$ (sulla sinistra) e $\text{Im}(E_R E*_L)$ (sulla destra).

3.2. Calibrazione dei parametri strumentali G , α e β

Per poter applicare il modello di calibrazione esposto nel rapporto tecnico [1] è necessario individuare regioni dello spettro in cui la radiazione non sia polarizzata.

Dall'analisi degli spettri di entrambe le sorgenti si osserva come la polarizzazione circolare e lineare sia proporzionale all'intensità I su gran parte della banda osservata. Si assume che questo andamento sia un effetto di natura strumentale, altrimenti si dovrebbe concludere che la radiazione emessa da numerose componenti indipendenti abbia lo stesso stato di polarizzazione. Ciascuna riga dello spettro infatti è il risultato dell'emissione di numerose sorgenti maser in moto alla medesima velocità ed è altamente improbabile che queste abbiano tutte stessa polarizzazione su gran parte della banda analizzata. Ciò sostiene l'ipotesi di considerare nulla la polarizzazione media in quelle regioni in cui i quattro spettri sono proporzionali tra loro.

Operazione di fit su questi intervalli hanno fornito due misure indipendenti, una per ciascuna sorgente osservata, del guadagno relativo G (definito come il rapporto tra i guadagni, a priori diversi, dei due canali dello strumento che elaborano i due segnali polarizzati) e dei termini di cross-talk α e β (con il termine cross-talk si indica la presenza di una frazione di segnale polarizzato avente una certa fase nel canale che rivela lo stato di polarizzazione opposto). Nella tabella 1 si riportano i risultati.

	W49N	Orione KL
G	1.403 ± 0.036	1.430 ± 0.026
α	-0.01683 ± 0.00030	-0.01636 ± 0.00028
β	-0.02398 ± 0.00029	-0.02521 ± 0.00032

Table 1. Valori dei parametri strumentali G , α e β stimati per le due sorgenti celesti.

I valori del parametro G mostrano un buon accordo tra loro entro gli errori sperimentali, nonostante un confronto con i risultati ottenuti per la radiazione lunare faccia pensare ad una lenta variazione del parametro nel tempo (vedi i risultati riportati nella sezione 4.1 del rapporto tecnico [1]). I dati riportati in tabella 1 sono stati impiegati per correggere gli spettri polarimetrici mostrati nelle fig. 1-4.

La fig. 5 mostra per la sorgente W49N un modesto spostamento in velocità tra le due righe polarizzate circolarmente in corrispondenza dell'intensa riga a -10.32 km s^{-1} e un grado di polarizzazione lineare all'incirca nullo.

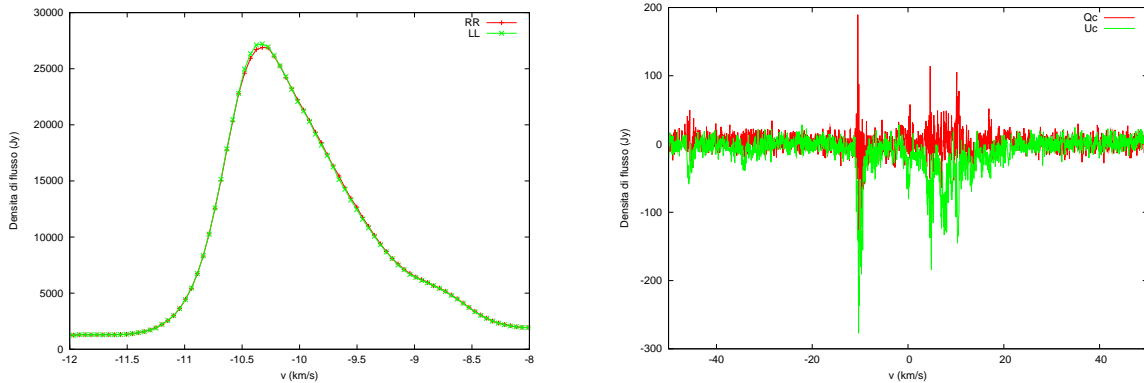


Figure 5. Sorgente W49N. Spettri corretti relativi ai termini $E'_R E'^*_R$ e $E'_L E'^*_L$ (sulla sinistra) e ai termini $\text{Re}(E_R E_L^*)$ e $\text{Im}(E_R E_L^*)$ (sulla destra).

La sorgente Orione KL presenta invece un'intensa polarizzazione sia circolare che lineare in numerose righe spettrali, fig. 6. In corrispondenza delle righe a 8.41 km s^{-1} e 10.15 km s^{-1} si misura un grado di polarizzazione lineare del 20% e 17%, valori confermati dai dati presenti in letteratura [13] ed attribuiti ad un pompaggio isotropico del sistema molecolare che presenta emissione maser in presenza di un intenso

campo magnetico [14]. Data la forte variabilità dell'emissione maser in Orione, risulterebbe interessante seguire l'andamento temporale del suo stato di polarizzazione.

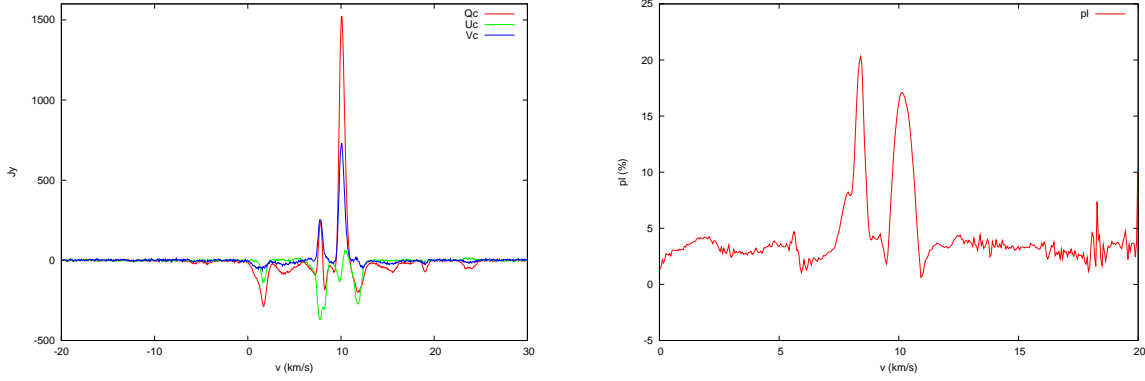


Figure 6. Parametri Q , U e V calibrati per la sorgente Orione KL (sulla sinistra). Grado di polarizzazione lineare delle righe a 8.41 km s^{-1} e 10.15 km s^{-1} per la sorgente Orione KL (sulla destra).

4. Misura dell'intensità del campo magnetico per effetto Zeeman

Come esposto nella sezione 2.1, molecole con momento magnetico elettronico nullo interagiscono con un campo magnetico esterno solo attraverso lo spin nucleare. La molecola dell'acqua è una di queste. Per molecole di questo tipo la separazione Zeeman $\Delta\nu_Z$, eq. (1), è minore della larghezza Doppler della riga, risulta quindi impossibile misurare l'intensità del campo magnetico applicando direttamente l'eq. (1).

In casi come questo è possibile stimare solo l'intensità del campo magnetico lungo la linea di vista per mezzo del parametro di Stokes $V(\nu)$, il cui andamento in frequenza risulta proporzionale alla derivata dell'intensità $I(\nu)$ rispetto a ν [10]. Prendendo in considerazione termini spuri di natura strumentale, il parametro di Stokes misurato e calibrato risulta uguale alla somma di tre termini:

$$V(\nu) = a + bI(\nu) + cB_{\parallel} \frac{dI(\nu)}{d\nu}. \quad (3)$$

Nella precedente relazione a rappresenta un errore nella misura del livello di fondo, "baseline", mentre b tiene conto di un eventuale errore nella calibrazione strumentale che si traduce in un residuo spurio proporzionale a $I(\nu)$. Il terzo termine è espresso in funzione di $B_{\parallel} = B \cos \theta$, ovvero la proiezione del campo magnetico lungo la linea di vista; il fattore $\cos \theta$ tiene conto del fatto che il grado di polarizzazione circolare dipende dall'orientazione della linea di vista rispetto alla direzione del campo magnetico.

4.1. Stima del campo magnetico nella regione W49N

Il metodo sopra esposto è stato applicato alla regione W49N in corrispondenza della riga a -10 km s^{-1} , vedi fig. 5 sulla sinistra. Dopo aver calibrato gli spettri $E_L E_L^*$ e $E_R E_R^*$ per il fattore di calibrazione G riportato in tabella 1, il parametro di Stokes V è stato calcolato come $E_L E_L^* - E_R E_R^*$. Eseguendo il fit di $V(\nu)$ con il modello espresso dall'eq. 3 si sono ricavati i parametri a , b e cB_{\parallel} riportati in tabella 2:

a (Jy)	-13.28 ± 3.98
b	-0.00135 ± 0.00028
cB_{\parallel} (Hz)	122.94 ± 12.51

Table 2. Risultati del fit eseguito sul parametro di Stokes V misurato per la sorgente W49N.

Dal valore di cB_{\parallel} , con $c = 2.3 \times 10^{-3} \text{ Hz } \mu\text{G}^{-1}$ [9], risulta che l'intensità del campo magnetico lungo la linea di vista è

- $B_{\parallel} = 54 \pm 5 \text{ mG}$.

Un confronto del valore stimato di $B_{||}$ con quello riportato in letteratura [12] rivela che l'analisi degli spettri misurati con il nuovo strumento ed elaborati col modello matematico sviluppato conduce ad un valore del campo magnetico dello stesso ordine di grandezza. Una stima migliore si sarebbe potuta avere aumentando la sensibilità della misura integrando più a lungo e impiegando un ricevitore più sensibile, quale ad esempio il ricevitore multi-beam progettato per SRT, Sardinia Radio Telescope, [15].

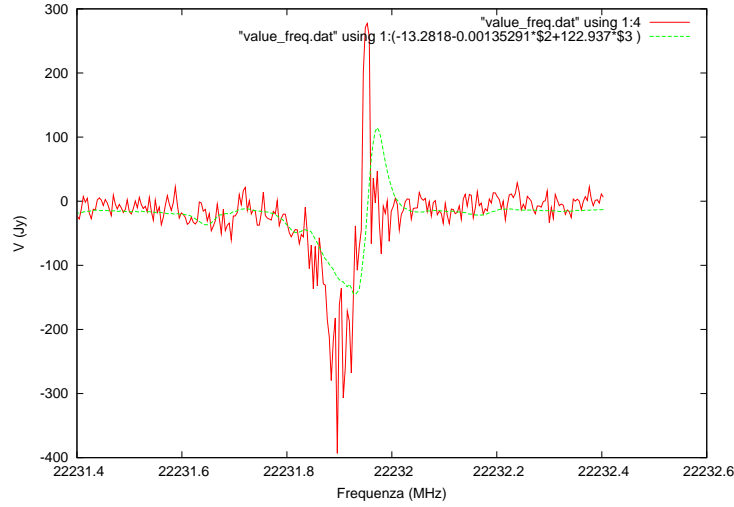


Figure 7. Spettro del parametro V misurato (curva rossa) sovrapposto a quello calcolato mediante i risultati del fit (curva verde).

Nella fig. 7 si riporta l'andamento del parametro $V(\nu)$ misurato sovrapposto a quello calcolato mediante l'eq. (3) con i parametri ricavati dal fit e l'intensità misurata. È evidente che le due curve differiscono significativamente poiché il parametro $V(\nu)$ misurato è distribuito su un intervallo di frequenza minore rispetto a quello su cui viene valutato il parametro $V(\nu)$ calcolato. Questo effetto è dovuto alla scarsa risoluzione spaziale con cui è stata eseguita la misura: all'intensità della riga considerata contribuiscono più righe sovrapposte, originatesi in più punti ("spots") localizzati all'interno della sorgente, di cui solo alcune sono realmente polarizzate circolarmente. Il valore del campo magnetico stimato va inteso quindi come un limite inferiore di quello effettivamente presente nella regione osservata.

Miglioramenti in termini di risoluzione spaziale si possono ottenere con osservazioni interferometriche, le quali consentono di risolvere spazialmente i singoli "spots" e quindi di misurare campi magnetici più intensi rispetto ai valori ottenibili con osservazioni ad antenna singola.

5. Conclusioni

Il questo rapporto tecnico è stata sintetizzata l'ultima parte del lavoro di tesi svolto nel gruppo di ricerca di Radioastronomia dell'Osservatorio di Arcetri [2]. I risultati a cui hanno condotto le prime osservazioni spettropolarimetriche di sorgenti celesti riconoscono lo spettropolarimetro completamente funzionante e il modello di calibrazione sviluppato un mezzo semplice ed efficace. La disponibilità di entrambi consentirà in futuro di stimare il grado di polarizzazione e il campo magnetico delle sorgenti maser più intense del Catalogo di Arcetri [16] e di condurre campagne di osservazioni multi-epoca di sorgenti maser significative per cercare una correlazione tra la variazione dell'intensità e gli elevati gradi di polarizzazione misurati.

6. Bibliografia

- [1] Di Ninni P. and Comoretto G. 2010 Calibrazione di uno spettropolarimetro digitale per osservazioni radioastronomiche, Arcetri Technical Report 1/2010
- [2] Di Ninni P. 2008 Realizzazione di uno spettropolarimetro per osservazioni radioastronomiche, Tesi di laurea, Dipartimento di Fisica e Astronomia dell'Università degli Studi di Firenze
- [3] Shu F.H., Adams F.C. and Lizano S. 1987 Star formation in molecular clouds: observation and theory *Ann. Rev. Astron. Astrophys* **25** 23-81

- [4] McKee C.F., Heiles C., Goodman A.A. and Zweibel E.G. 1993 Protostars and Planets III, 327
- [5] Crutcher R.M. 2003 What Drives Star Formation?, Bulletin of the American Astronomical Society, **35**, 1318
- [6] Pudritz R.E., Ouyed R., Fendt C. and Brandenburg A. 2007 Protostars and Planets V, 277
- [7] Crutcher R.M. 2005 Magnetic fields and massive star formation, Proceedings IAU Symposium No. 227
- [8] Crutcher R.M. 2008 Polarization measurements of molecular lines *ApJSS* **313** 141-144
- [9] Stahler S.W., and Palla F. 2004 *The Formation of Stars*, WILEY-VCH.
- [10] Sarma A.P., Troland T.H. and Romney J.D. 2001 Very Long Baseline Array observations of the Zeeman effect in H₂O masers in W3 IRS5 *ApJ* **554** L217-L220
- [11] McGrath E.J., Goss W.M. and De Pree C.G. 2004 H₂O Masers in W49 North and Sagittarius B2 *ApJS* **155** 577
- [12] Fiebig D. and Güsten R. 1989 Strong magnetic field in interstellar H₂O maser clumps *A&A* **214** 333-338
- [13] Matveenko L.I., Sivakov S.S. and Diamond P.J. 2006 The Active Region Orion KL in Polarized Emission in the Orion *Astronomy Reports* **50** 951-959
- [14] Elitzur M. 1991 Polarization of Astronomical Maser Radiation *ApJ* **370** 407-418
- [15] Brand J., Caselli P., Felli M., Mack K.H., Poppi S., Possenti A., Prandoni I. and Tarchi A. 2005 The Sardinia Radio Telescope (SRT), Science and Technical Requirements Report of the SRT Working Group IRA 371/05
- [16] <http://www.arcetri.astro.it/science/Radio/cat/cat.html>