



UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

Dipartimento di Fisica e Astronomia “Galileo Galilei”

Corso di Laurea in Astronomia

Tesi di Laurea Triennale

Il campo magnetico Galattico: tecniche di indagine e modello

Relatore:

Prof. Carraro Giovanni

Laureando:

Viterbo Giuseppe

1219149

Settembre 2022

Alla mia famiglia, per il supporto di questi anni
A Paola, per essere sempre stata al mio fianco

"Le onde a corta frequenza non ci portano notizie sulla borsa o sul jazz dei pianeti lontani.
Con suoni leggeri raccontano ai fisici l'eterno rapporto d'amore di elettroni e protoni."
A. ÜNSOLD

Sommario

Nel 1931 Karl Guthe Jansky, mentre lavorava per la Bell Telephone Laboratories alla ricerca dei disturbi che interferivano con la rete telefonica, scoprì un rumore statico di natura sconosciuta, captato con la sua antenna sensibile alle frequenze di 20.5 MHz. Proprio la ricerca dell'origine di quel rumore ha portato alla nascita della radio astronomia, e alla scoperta di uno degli attori più importanti della dinamica galattica: il Campo Magnetico Galattico (GMF). Gli obiettivi di questo elaborato sono: un'esposizione dei principali fenomeni e delle principali tecniche con cui studiamo il GMF e un'analisi di simulazioni magnetoidrodinamiche (MHD) per ottenere un modello matematico autoconsistente. In apertura è presente una sezione dedicata alle convenzioni e a concetti con i quali il lettore deve essere familiare per comprendere i capitoli successivi. Per avere una descrizione dei fenomeni quanto più reciprocamente coerente, è stato usato il lavoro di Cambell [1] come principale risorsa per per l'esposizione delle tecniche. Il lavoro di Khotov [2] è stato usato come spunto per gli articoli più recenti e per la scelta dei fenomeni da trattare. La metodologia con cui vengono affrontati i primi 4 capitoli è riassumibile in: presentazione della tecnica di indagine, analisi di fenomeni osservabili mediante la tecnica considerata, e esposizione di articoli scientifici che coinvolgono il fenomeno e la tecnica. Le tecniche usate e i relativi fenomeni discussi sono: polarizzazione della luce stellare e legame tra polarizzazione ed estinzione; effetto Zeeman e la teoria di formazione stellare ambipolare; rotazione di Faraday e l'uso delle pulsar per tracciare la forma del campo magnetico; la radiazione di sincrotrone e lo studio dell'inversione radiale del campo osservata vicino al piano Galattico. I modelli di dinamo ibrida proposti nel capitolo 5 sono stati sviluppati da Gressel et al. [3] partendo dalla teoria di campo medio e sono stati in grado di riprodurre l'evoluzione del sistema tramite simulazioni tridimensionali governate contemporaneamente da equazioni MHD e del momento. Inoltre il numero di parametri liberi della simulazione è stato ridotto notevolmente da coefficienti di chiusura ottenuti mediante simulazioni risolte di turbolenza generata da supernove (SN). Il capitolo 5 è intrinsecamente legato ai precedenti, e, come vedremo nelle conclusioni, permette di costruire uno scenario magnetico in cui è possibile trovare una spiegazione al fenomeno dell'inversione del campo magnetico, identificata nell'effetto ondulatorio che l'instabilità di Parker provoca sulle linee di campo. In particolare viene studiata la superposizione dei modi A0 e S0 che governano il campo magnetico a diverse distanze dal centro Galattico. Questa caratteristica inversione delle linee di campo, visibile in mappe radio della Galassia ottenute da diverse sorgenti (pulsar, sorgenti extragalattiche e sincrotrone), risulta di particolare importanza in quanto, per quanto ci consento di dire le attuali osservazioni, è peculiare del campo magnetico della Via Lattea. Sempre nel capitolo 5 vengono indagate altre caratteristiche del disco come

il "flaring", l'angolo di inclinazione e i domini radiali di turbolenze dovute a diffusione, instabilità magneto-rotazionali (MRI) e effetti di campo medio su piccola scala.

Indice

Elenco delle figure	VII
Convenzioni e Concetti preliminari	1
0.1 Campo magnetico parallelo e ortogonale	1
0.2 Parametri di Stokes	1
0.3 Modo E e Modo B	3
0.4 Fasi del mezzo interstellare	3
0.5 Abbreviazioni	4
0.6 I bracci di spirale della Via Lattea	5
1 Polarizzazione della radiazione stellare	6
1.1 Polarizzazione e Estinzione	7
2 Effetto Zeeman	11
2.1 Campo magnetico e teoria ambipolare	15
3 Rotazione di Faraday	20
3.1 Pulsar come traccianti del campo magnetico Galattico	22
4 Radiazione di Sincrotrone	26
4.1 Emissione di sincrotrone a 408 MHz	28
4.2 L'inversione del campo magnetico	31
5 Modello di Dinamo	37
5.1 Configurazioni del campo magnetico di disco e teoria di dinamo	37
5.2 Modello di dinamo tridimensionale e evoluzione nel tempo	39
5.2.1 Sommario dei risultati	51
6 Conclusioni	53
A Appendice	54
Riferimenti bibliografici	61

Elenco delle figure

1	Questa illustrazione annotata della Via Lattea (MW) è stata presentata al duecentodicesimo meeting dell'American Astronomical Society. Sono presenti ben visibili i due bracci maggiori (Scutum-Centauru e Perseus) attaccati alla spessa barra centrale, mentre i due bracci minori (Norma e Sagittarius) sono meno distinti e sono disposti tra i bracci maggiori. Il nostro Sole si trova vicino a un braccio parziale chiamato braccio Orione, o Orion Spur, il quale si trova tra i bracci di Sagittarius e Perseus.	5
1.1	Diagramma vettoriale della polarizzazione delle singole stelle	6
1.2	Modulo e orientazione della polarizzazione della radiazione stellare ottica per stelle vicine (pannello superiore) e per stelle più distanti di 1 kpc (pannello inferiore).	8
1.3	Distribuzione dei dati, divisi in segmenti (o bin), della luce stellare polarizzata in coordinate Galattiche (pannello di sinistra) e in distanza e latitudine galattica (pannello di destra).	10
1.4	Correlazione tra Polarizzazione P(%) e estinzione E(B-V). Il pannello superiore mostra tutte le singole sorgenti, mentre il pannello sottostante mostra la media dei dati per gruppi con la stessa estinzione. Le linee continue mostrano il limite superiore teorico $P(\%) = 9 E(B-V)$, ottenuto per grani di polvere completamente allineati con il campo magnetico. Le linee tratteggiate nel pannello inferiore riportano $P(\%) = 0.39 E(B-V)^{0.8}$, ovvero il migliori fit dei dati per $E(B-V) \approx 1$	10
2.1	Sopra: Rottura della degenerazione dei livelli iperfini. Sotto: Polarizzazione osservata a seconda dell'angolo formato con la direzione del campo magnetico \mathbf{B} , parallelo all'asse z. Figura ottenuta da [9]	12
2.2	Profili Zeeman simulati per un profilo di riga Gaussiano. Le unità sono relative al massimo del profilo di Stokes I = 1. (A) Profilo di Stokes I. (B) Componenti dell'effetto Zeeman. (C) Profilo di Stokes V per una separazione Zeeman debole. (D) Profilo di Stokes σ per una separazione Zeeman forte. (E) Profilo di Stokes Q o U per una separazione Zeeman debole. (F) Profilo di Stokes π per una separazione Zeeman forte. Figure ottenuta da [9] . . .	14
2.3	Misurazioni Zeeman di HI, OH, e CN nel piano \mathbf{B}_{\parallel} contro N_H . La linea continua è per il valore critico $(M/\Phi)_{critico} = 3.8 \times 10^{-21} N_H/B$. Nubi al di sopra della linea sono subcritiche, quelle al di sotto sono supercritiche. . . .	17

2.4	Campo magnetico osservato per effetto Zeeman, in funzione di n_H per nubi molecolari. Figura ottenuta da [9].	18
2.5	In figura R.I. è l'intensità relativa e Z è il fattore di separazione Zeeman, quindi $R.I \times Z$ è la sensibilità relativa al \mathbf{B}_{\parallel} . Figura ottenuta da [9].	19
3.1	Rotazione di Faraday. Sono evidenziate le componenti RHC (rosso) e LHC (verde). Con H è indicato la componente del campo magnetico parallela alla linea di vista \mathbf{B}_{\parallel}	21
3.2	Distribuzione di RM di 374 pulsar con latitudine galattica $ b < 8^\circ$, proiettate sul piano Galattico. La dimensione lineare dei simboli è proporzionale alla radice quadrata del valore di RM, con limiti 9 e 900 rad m^{-2} . Le croci rappresentano RM positivi, i cerchi aperti RM negativi. La posizione approssimativa di 4 bracci di spirale è indicata. La struttura su larga scala del campo magnetico è ricavata dal RM delle pulsar ed è indicata con le frecce.	23
3.3	Distribuzione di RM di 736 pulsar con $ b < 8^\circ$ proiettata sul piano della Galassia. Le dimensioni lineari dei simboli sono proporzionali alla radice quadrata del valore della RM, con limiti ± 27 e $\pm 2700 \text{ rad m}^{-2}$. RM positivi sono indicati dalle croci, mentre RM negativi sono indicati con i cerchi vuoti. Lo sfondo mostra la posizione approssimativa dei bracci di spirale usata nel modello di densità di elettroni NE2001 (Cordes e Lazio [23]). RM di sorgenti radio extragalattiche con $ b < 8^\circ$ sono riportate nell'anello esterno nelle loro rispettive b e l , con le stesse convenzioni dei simboli RM e gli stessi limiti. I dati ottenuti da NVSS RM catalog (Taylor et al. [24]) sono riportati in blu chiaro e rosa. La struttura del campo magnetico su larga scala nel disco Galattico, come indicato dalle frecce, è derivato dalla distribuzione della RM delle pulsar e dal confronto tra la RM delle pulsar e la RM delle sorgenti radio extragalattiche nel background.	24
4.1	In figura il campo magnetico B non è altro che la componente B_{\perp} parallela al piano del cielo.	27
4.2	L'emissione di sincrotrone a 408 MHz in coordinate galattiche. Come atteso, l'emissione è concentrata sul piano Galattico. Figura ottenuta da [26].	28
4.3	Immagine della survey a 408 MHz che copre $50^\circ \leq l \leq 74^\circ$, viene mostrata la temperatura di brillantezza in kelvin. Figura ottenuta da [28].	29
4.4	Immagine della survey a 408 MHz che copre $72^\circ \leq l \leq 99^\circ$, viene mostrata la temperatura di brillantezza in kelvin. Riconoscibile l'emissione di Cygnus-X a $73^\circ \leq l \leq 86^\circ$, evidente anche in figura 4.2. E' presente in posizione $(l, b) = (76.2^\circ, 5.8^\circ)$ un artefatto dovuto all'emissione della radiogalassia Cygnus A. Figura ottenuta da [28].	30
4.5	Immagine della survey a 408 MHz che copre $97^\circ \leq l \leq 125^\circ$, viene mostrata la temperatura di brillantezza in kelvin. E' presente in posizione $(l, b) = (111.7^\circ, -2.1^\circ)$ un artefatto dovuto all'emissione del resto di supernova Cassiopea A. Figura ottenuta da [28].	30

4.6	Pannello superiore: Stokes I rilevati dall'interferometro DRAO combinati con i dati ottenuti dal telescopio da 26 m John A. Galt 26-m. Secondo pannello: Intensità polarizzata, dati del solo interferometro. Terzo pannello: Intensità polarizzata dai dati combinati dell'interferometro e dai dati da singola antenna. Figura ottenuta da [21].	31
4.7	Pannello superiore: RM di EG (blu) e pulsar (arancione); si può notare come anche la RM delle pulsar sia concorde con l'andamento osservato rispetto al gradiente. Secondo pannello: RM di sorgenti estese ottenute usando solo l'interferometro. Le linee diagonali indicano approssimativamente la posizione del limite attraverso il quale è presente il gradiente di RM. Terzo pannello: RM di sorgenti estese (rosse) e EG (viola) in funzione della longitudine Galattica, mediate in un segmento longitudinale di 1° ; le barre d'errore sono state determinate con la deviazione standard interna al segmento. Figura ottenuta da [21].	33
4.8	RM in funzione dell'allontanamento angolare dalla perpendicolare per i dati di RM di XE (pannello superiore) e di RM di RG (pannello inferiore). Spostamenti positivi (negativi) corrispondono a regioni sopra (sotto) il limite. I simboli blu rappresentano dove la funzione è piatta. L'inclinazione, ottenuta con i punti arancioni, caratterizza il gradiente di RM. Figura ottenuta da [21].	34
4.9	Disegno schematico del meccanismo di dinamo MHD. Figura ottenuta da Machida et al. [31].	36
5.1	Linee di campo per una configurazione pari (pannello superiore) e dispari (pannello inferiore). Sono mostrate sezioni perpendicolari al piano equatoriale che contengono l'asse di simmetria della galassia. La componente toroidale del campo è indicata con una 'x' (campo entrante) o con un 'punto' (campo uscente). La figura è stata ottenuta da [33].	38
5.2	Pannello esterno: Curva di rotazione (la linea tratteggiata è il plateau 220 km s^{-1}) e densità superficiale. Pannello interno: altezza di scala del disco di gas HI. La linea tratteggiata suggerisce l'approssimazione proposta da Kalberla e Dedes [36]. Figura ottenuta da [3].	42
5.3	^(a) A0 subdominante per $R > 10 \text{ kpc}$; ^(b) include η_t e ν_t ; ^(c) ottenuto per $R > 15 \text{ kpc}$. Tutte le simulazioni 2D sono assialsimmetriche; gli effetti di campo medio (MF) sono descritti nella sezione relativa. I modelli che includono 'NS' evolvono le equazioni di Navier-Stokes. La colonna nominata M_{gas} dà la normalizzazione per la massa del disco. Per il seme è stato usato rumore bianco (WN) di 0.15 nG , campo verticale (VF) di 0.1 nG , campo orizzontale (HF) di $0.01 \text{ } \mu\text{G}$. Sono dati gli angoli di inclinazione per il disco interno (dove il campo magnetico è più intenso) e per il disco esterno ($R > 10 \text{ kpc}$ generalmente) separatamente nelle colonne p_{in} e p_{out} . Sono dati i tassi di crescita per $ \mathbf{B} $ durante un intervallo di tempo in cui può essere identificata una crescita esponenziale. Figura ottenuta da Gressel et al. [3].	44

5.4	Angolo di inclinazione radiale p per il modello X1s. L'andamento radiale è ben approssimato da una stima $p \simeq l_0 h^{-1}$, con $l_0=120$ pc (come proposto da Fletcher [40]). La zona ad alti angoli p dovrebbe essere ignorata, in quanto la forza del campo magnetico è molto inferiore rispetto alla funzione di equipartizione in figura 5.6. Figura ottenuta da Gressel et al. [3].	45
5.5	Campo magnetico saturato per il modello X1s_0.5. I colori codificano il campo toroidale $\overline{\mathbf{B}}_\phi$, i vettori indicano il campo poloidale. Le linee segmentate indicano le latitudini delle sezioni in figura 5.6. Figura ottenuta da [3].	46
5.6	Campo magnetico saturo per il modello X1s a vari tagli di costante colatitudine. Il campo nel piano centrale ha un massimo di 4 μG . Le linee tratteggiate mostrano esponenziali con lunghezza di scala, rispettivamente, di 3 e 4 kpc. Figura ottenuta da [3].	46
5.7	Concettualmente rappresentano le stesse quantità della figura 5.6. Pannello superiore: modello N2d-MRI senza effetti di MF; la scala radiale del campo magnetico è 19 kpc. Pannello centrale: modello N2d-noD senza effetto α , ma che tiene conto della diffusione turbolenta (la quale supera i MRI per $R < 15$ kpc). Pannello inferiore: modello N3d che contiene effetti combinati di effetto α e MRI, a $t=3.9$ Gyr, quando domina il modo S0. Figura ottenuta da [3].	48
5.8	Taglio polidale del modello N3d-VF, i colori codificano il modulo di $\overline{\mathbf{B}}_\phi$ e i vettori indicano la direzione sul piano. Pannello (a): a $t=2.7$ Gyr, mostra l'iniziale modo A0 e il forte campo creato dall'azione combinata di MRI e convezione per $R > 10$ kpc. Pannello (b): a $t = 3.9$ Gyr appare la componente S0, mentre la MRI si è indebolita. Figura ottenuta da [3].	49
5.9	Mappa di sintesi di polarizzazione per il modello N3d_VFs a $t = 3.9$ Gyr, corrispondente alla figura 5.8, pannello inferiore. Il colore codifica il parametro Stokes I, e gli aghi di bussola indicano la direzione di polarizzazione (ruotata di 90° per essere parallela al campo magnetico). Figura ottenuta da [3].	51
A.1	Vista della Galassia dal polo nord Galattico. La scala di grigi rappresenta il modello di densità di elettroni CL02, l'asterisco riporta la posizione del Sole. Sono indicati i quattro quadrati con la dicitura Q1, Q2, Q3, Q4. I cerchi rappresentano l'emissione mediata della Southern Galactic Plane Survey (SGPS) RM. I cerchi pieni (vuoti) indicano RM positivi (negativi) con la dimensione dei cerchi proporzionale al $ \text{RM} $. I dati hanno limiti 59 e 592 rad m^{-2} . Le linee blu tratteggiate (a punti) indicano approssimativamente la longitudine dei $ \text{RM} $ massimi (minimi) tra i dati della SGPS di RM. La linea continua indica la longitudine alla quale la RM passa da principalmente positiva a principalmente negativa ($l \approx 304^\circ$). Figura ottenuta da Brown et al. [22].	55
A.2	Grafico di 37,543 valori di RM del cielo nord con $\delta = -40^\circ$. I cerchi rossi sono RM positivi, i blu hanno valori negativi. La dimensione dei cerchi scala linearmente con l'intensità della RM misurata. Figura ottenuta da Taylor et al. [24]	56

A.3	Vista della Galassia dal polo nord Galattico. La regione di misura della RM è delimitata dalle linee scure ($17^\circ \leq l \leq 63^\circ$ e $205^\circ \leq l \leq 253^\circ$). La scala di grigi segue la densità di elettroni del modello NE2001. Le linee tratteggiate rappresentano le linee di separazione tra i quadranti Galattici. Figura ottenuta da Van Eck et al. [30]	57
A.4	Ricostruzione della profondità Galattica di Faraday (pannello superiore) e della sua incertezza (pannello inferiore) in rad/m^2 . I dati sono ottenuti da sorgenti EG radio che emettono in radiazione polarizzata. Figura ottenuta da Opperman et al. [35]	58
A.5	Campo magnetico proposto da Van Eck et al. [30], vengono riportate le delimitazioni delle regioni e le direzioni del campo magnetico. Figura ottenuta da Van Eck et al. [30]	59
A.6	La MW vista (in polarizzazione) da un osservatore extragalattico, face-on (pannello superiore) ed edge-on (pannello inferiore). I vettori sono gli angoli di polarizzazione che sarebbero visti, ruotati di 90° per essere allineati con l'orientazione del campo. La lunghezza dei vettori è proporzionale all'intensità della polarizzazione. La Figura superiore è sovrapposta alla distribuzione degli elettroni termici NE2001. Questa Figura è la Figura 9 nel lavoro di Jansson et al. in [49].	60

Convenzioni e Concetti preliminari

In questa introduzione saranno riportate alcune convenzioni sui termini usati durante la trattazione.

0.1 Campo magnetico parallelo e ortogonale

Le componenti principali in cui viene diviso il campo magnetico osservabile sono:

- **Campo magnetico parallelo:** è la componente parallela alla linea di vista e verrà indicata con B_{\parallel}
- **Campo magnetico ortogonale:** è la componente ortogonale alla linea di vista e parallela al piano del cielo e indicata con B_{\perp} .

0.2 Parametri di Stokes

La polarizzazione è in generale osservata e caratterizzata in termini dei parametri di Stokes: I, Q, U, V. Di primario interesse sono i parametri di polarizzazione lineare Q e U. Sebbene Q e U sono osservativamente convenienti sono dipendenti dal sistema di riferimento, quindi non si accoppiano naturalmente con la fisica coinvolta. Al contrario, Stokes I è uno scalare, e per questo è invariante per rotazioni, a differenza di Q e U. Per questo motivo la rappresentazione Modo-E e Modo-B è più conveniente, in quanto rappresenta componenti ortogonali di polarizzazione invarianti per rotazioni. Ma vediamo nel dettaglio i singoli parametri:

- **Stokes I:** misura dell'intensità totale dell'emissione radio.
- **Stokes Q:** misura della polarizzazione lineare dell'emissione radio, definita da

$$Q = P \cos(2\chi) \quad [\text{Jy}] \quad (1)$$

dove P è l'intensità polarizzata e χ è l'angolo di polarizzazione. Le immagini di Q (così come quelle di U e P) sono spesso ricche di strutture complesse che sono difficilmente paragonabili alle immagini di Stokes I, ovvero dell'intensità totale. Le variazioni di intensità di Q (così come quella di U e P) sono il risultato di strutture, su piccola

scala angolare, prodotte dal gas ionizzato e che inducono rotazione di Faraday, inoltre sono una rappresentazione indiretta delle fluttuazioni turbolente nella densità degli elettroni liberi e del campo magnetico nel mezzo interstellare.

- **Stokes U**: misura della polarizzazione lineare dell'emissione radio, definita da

$$U = P \sin(2\chi) \quad [\text{Jy}] \quad (2)$$

dove P è l'intensità polarizzata e χ è l'angolo di polarizzazione. Le immagini di U (così come quelle di Q e P) sono spesso ricche di strutture complesse che sono difficilmente paragonabili alle immagini di Stokes I, ovvero dell'intensità totale. La variazioni di intensità di U (così come quella di Q e P) sono il risultato di strutture, su piccola scala angolare, prodotte dal gas ionizzato e che inducono rotazione di Faraday, inoltre sono una rappresentazione indiretta delle fluttuazioni turbolente nella densità degli elettroni liberi e del campo magnetico nel mezzo interstellare.

- **Stokes V**: misura della polarizzazione circolare dell'emissione radio. Se $V > 0$, allora l'onda elettromagnetica ha una polarizzazione circolare destrorsa (RCP), mentre se $V < 0$, allora l'onda elettromagnetica ha una polarizzazione circolare levogira (LCP). Il valore di Stokes V è legato alla componente di campo magnetico lungo la linea di vista come segue

$$V(\nu) \propto B_{\parallel} \times \frac{dI}{d\nu} \quad [\text{Jy}] \quad (3)$$

dove I è Stokes I e ν è la frequenza di osservazione.

- **Angolo di Polarizzazione χ** : definito da

$$\chi = \frac{1}{2} \arctan\left(\frac{U}{Q}\right) \quad [\text{rad}] \quad (4)$$

dove Q è il vettore di polarizzazione Stokes Q e U è il vettore di polarizzazione Stokes U. L'angolo di polarizzazione non è preservato sotto rotazioni arbitrarie e sotto traslazione del piano Q-U, e per questo motivo, come nel caso di Q e U, i valori di χ non hanno significato fisico.

- **Intensità Polarizzata P**: misura della polarizzazione lineare dell'emissione radio data da

$$P = \sqrt{Q^2 + U^2} \quad [\text{Jy}] \quad (5)$$

dove Q è il vettore di polarizzazione Stokes Q e U è il vettore di polarizzazione Stokes U. Le immagini di P (così come quelle di Q e U) sono spesso ricche di strutture complesse che sono difficilmente paragonabili alle immagini di Stokes I, ovvero dell'intensità totale. La variazioni di intensità di P (così come quella di Q e U) sono il risultato di strutture, su piccola scala angolare, prodotte dal gas ionizzato e che inducono rotazione di Faraday, inoltre sono una rappresentazione indiretta delle fluttuazioni turbolente nella densità degli elettroni liberi e del campo magnetico nel mezzo interstellare.

0.3 Modo E e Modo B

La decomposizione in E-B modo è stata introdotta da Seljak e Turok [4] per studiare il grado di polarizzazione della radiazione cosmica di fondo (CMB). L'uso di Modo E e modo B è preferibile rispetto ai parametri di Stokes in quanto permettono di costruire una base ortogonale per polarizzazioni lineari invariante per rotazione, a differenza dei parametri di Stokes Q e U. Modo E e Modo B sono, rispettivamente, rispettivamente uno scalare (parità pari) e uno pseudo-scalare (parità dispari). Sono stati sfruttati in numerosi lavori per caratterizzare la polarizzazione della polvere della Galassia, alla luce dei dati ottenuti dal satellite Planck a 353 GHz.

0.4 Fasi del mezzo interstellare

Il mezzo interstellare (o ISM) è un tenue mezzo interno alla galassie che è costituito da tre principali componenti: (1) materia ordinaria, (2) particelle cariche relativistiche dette raggi cosmici e (3) campi magnetici. Queste tre componenti hanno pressioni comparabili e sono legate assieme da forze elettromagnetiche. La materia ordinaria consiste di gas (atomico, molecolare, ionizzato e elettroni) e polvere (piccole particelle solide) che può esistere in una serie di fasi: molecolare, atomico freddo, atomico temperato, ionizzato temperato, ionizzato caldo. Vengono riportati di seguito i valori principali delle singole componenti dell'ISM:

- **Mezzo Molecolare (MM)**: il mezzo molecolare (o 'Molecular Medium') costituisce meno dell'1% del volume dell'ISM, ha una altezza di scala di 80 pc, una temperatura caratteristica di 10-20 K, una densità di $10^2 - 10^6$ (particelle/cm³) e l'idrogeno è intrappolato nelle molecole. Le principali tecniche di osservazione sono le righe di emissione e assorbimento molecolari in radio e infrarosso.
- **Mezzo Atomico Freddo (CNM)**: il mezzo atomico freddo (o 'Cold Neutral Medium') costituisce l'1-5% del volume dell'ISM, ha una altezza di scala di 100-300 pc, una temperatura caratteristica di 50-100 K, una densità di 20-50 (particelle/cm³) e l'idrogeno è presente sia in forma neutra che atomica. La principale tecnica di osservazione è l'assorbimento della riga a 21 cm dell'HI.
- **Mezzo atomico temperato (WNM)**: il mezzo atomico temperato ('Warm Neutral Medium') costituisce il 10-20% del volume dell'ISM, ha una altezza di scala di 300-400 pc, una temperatura caratteristica di 6000-10000 K, una densità di 0.2-0.5 (particelle/cm³) e l'idrogeno è presente sia in forma neutra che atomica. La principale tecnica di osservazione è l'emissione della riga a 21 cm dell'HI.
- **Mezzo ionizzato temperato (WIM)**: il mezzo ionizzato temperato ('Warm Ionized Medium') costituisce il 20-50% del volume dell'ISM, ha una altezza di scala di 1000 pc, una temperatura caratteristica di 8000 K, una densità di 0.2-0.5 (particelle/cm³) e l'idrogeno è presente sia in forma ionizzata. La principale tecnica di osservazione è l'emissione della riga $H\alpha$ e la dispersione delle pulsar.
- **Regioni HII**: le regioni HII costituiscono meno dell'1% del volume dell'ISM, hanno una altezza di scala di 70 pc, una temperatura caratteristica di 8000 K, una densità di $10^2 - 10^4$ (particelle/cm³) e l'idrogeno è presente in forma ionizzata.

-
- **Mezzo ionizzato caldo (HIM)**: il mezzo ionizzato caldo ('Hot Ionized Medium'), o gas coronale, costituisce il 30-70% del volume dell'ISM, ha una altezza di scala di 1000-3000 pc, una temperatura caratteristica di $10^6 - 10^7$ K, una densità di $10^{-4} - 10^{-2}$ (particelle/cm³), l'idrogeno è presente sia in forma ionizzata e anche i metalli sono altamente ionizzati. La principale tecnica di osservazione è l'emissione nei raggi X, le righe di assorbimento, principalmente nell'ultravioletto, dei metalli altamente ionizzati.

0.5 Abbreviazioni

- b = latitudine galattica;
- **CGPS** = Canadian Galactic Plane Survey;
- **DM** = Dispersion Measure;
- **DRAO** = Dominion Radio Astrophysical Observatory;
- **EG** = sorgenti extragalattiche;
- **GMF** = Campo Magnetico Galattico ('Galactic Magnetic Field');
- l = longitudine galattica;
- **LHC** = Polarizzazione circolare levogira ('left-handed circular');
- **MF** = campo medio ('mean field')
- **MHD** = magnetoidrodinamica;
- **MRI** = instabilità magnetorotazionale
- **RHC** = Polarizzazione circolare destrorsa ('right-handed circular');
- **RM** = Rotation Measure;
- **SF** = formazione stellare ('star formation');
- **XE** = emissione diffusa di sincrotrone;

0.6 I bracci di spirale della Via Lattea

Dato che il campo magnetico Galattico su larga scala sembra percorrere i bracci di spirale, ci sembra opportuno riportare, in figura 1, le convenzioni usate per i nomi di questi ultimi. Nei capitoli 3 e 4 verrà discussa la possibile inversione del verso del campo magnetico tra il nostro braccio locale Orion (o Orion Spur) e il braccio Sagittarius-Carina.

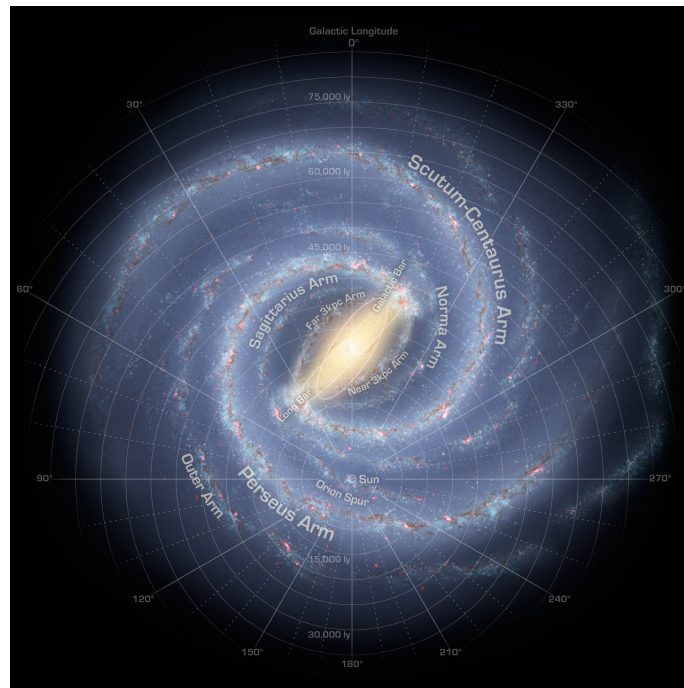


Figura 1: Questa illustrazione annotata della Via Lattea (MW) è stata presentata al duecentodicesimo meeting dell'American Astronomical Society. Sono presenti ben visibili i due bracci maggiori (Scutum-Centauru e Perseus) attaccati alla spessa barra centrale, mentre i due bracci minori (Norma e Sagittarius) sono meno distinti e sono disposti tra i bracci maggiori. Il nostro Sole si trova vicino a un braccio parziale chiamato braccio Orione, o Orion Spur, il quale si trova tra i bracci di Sagittarius e Perseus.

Capitolo 1

Polarizzazione della radiazione stellare

La polarizzazione della radiazione stellare è il processo mediante il quale la luce, emessa non polarizzata dalla superficie stellare, acquisisce un grado di polarizzazione quando attraversa grani di polvere allineati da un campo magnetico esterno. I materiali paramagnetici hanno coppie di elettroni che, in presenza di un campo magnetico esterno, tendono ad allinearsi nella stessa direzione. Nel caso di grani di polvere longilinei, se il lato corto del granello di polvere è allineato con il campo magnetico allora il granello in sé assorbirà luce polarizzata lungo l'asse lungo, in direzione perpendicolare al campo; come risultato si ottiene una radiazione avente una direzione di polarizzazione parallela al campo magnetico. Questo tipo di meccanismo fu teorizzato inizialmente da Hall e Mikesell [5], i quali hanno basato il proprio lavoro sull'osservazione di 175 stelle early-type attraverso il polarimetro da 40 pollici dello U.S. Naval Observatory alla lunghezza d'onda di 4350 Å. Il risultato delle osservazioni è riportato nell'immagine 1.1

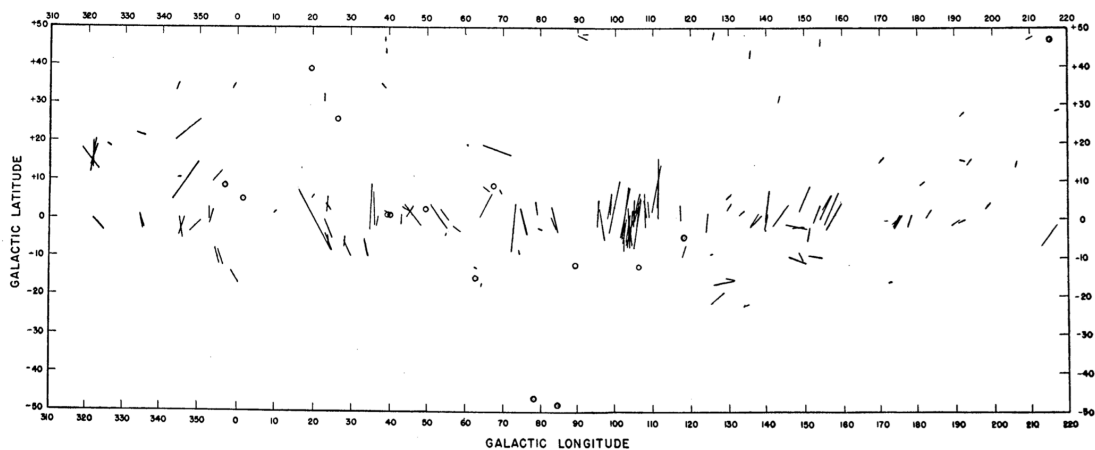


Figura 1.1: Diagramma vettoriale della polarizzazione delle singole stelle

Le osservazioni, come descritto nell'articolo [5], indicano che:

1. Le stelle con un eccesso di colore maggiore mostrano polarizzazione; in stelle con eccesso di colore minimo o nullo, la polarizzazione è inferiore all'1%.
2. Molti gruppi di stelle mostrano una considerevole omogeneità del piano di polarizzazione, suggerendo che la luce è passata attraverso lo stesso mezzo polarizzante.
3. Ci sono le prove di un andamento di progressivo aumento dell'inclinazione dei vettori di polarizzazione lungo il piano della galassia in entrambe le direzioni a partire da Perseus ($l=105^\circ$).
4. Se questi fenomeni sono dovuti allo scattering di particelle magnetizzate, i vettori in figura 1.1 sono paralleli al campo magnetico, suggerendo che esso abbia linee di forza perpendicolari al piano della galassia.

1.1 Polarizzazione e Estinzione

In seguito Davis e Greenstein [6] pubblicarono una teoria che descrive l'allineamento lungo l'asse minore dei granelli di polvere, fattore responsabile della polarizzazione. Questa teoria è in accordo con le osservazioni di Hall e Mikesell, in quanto le polveri sono predominanti sul piano della galassia e sono la causa dell'aumento dell'indice di colore ¹. A causa dell'estinzione la polarizzazione della luce stellare risulta particolarmente efficace per la ricerca di campi magnetici nei dintorni solari, fino a circa 3 kpc. Lavori moderni hanno ricavato una correlazione parametrica tra il grado di polarizzazione e l'estinzione della radiazione delle varie sorgenti stellari, portando a risultati di incredibile interesse sulla componente incoerente del campo magnetico galattico. Per poter giungere a tali conclusioni analizziamo il lavoro svolto da Fosalba [7]; in questo caso il campione di stelle è molto più vasto (posizione nel piano galattico e distanza riportate in figura 1.3), arrivando ad analizzarne più di 5500 ². Le osservazioni sono riportate in figura 1.2.

¹Comunemente chiamato *reddening*, o equivalentemente *estinzione*

²Il campione di dati è tratto dal lavoro di Heiles [8], e dei 9286 sorgenti iniziali sono state selezionate 5513 stelle rispettavano i seguenti criteri: (1) sono noti grado e angolo di polarizzazione χ , (2) i dati possiedono un piccolo errore assoluto del livello di polarizzazione ($<0.25\%$) e (3) è nota l'estinzione ed essa è positiva.

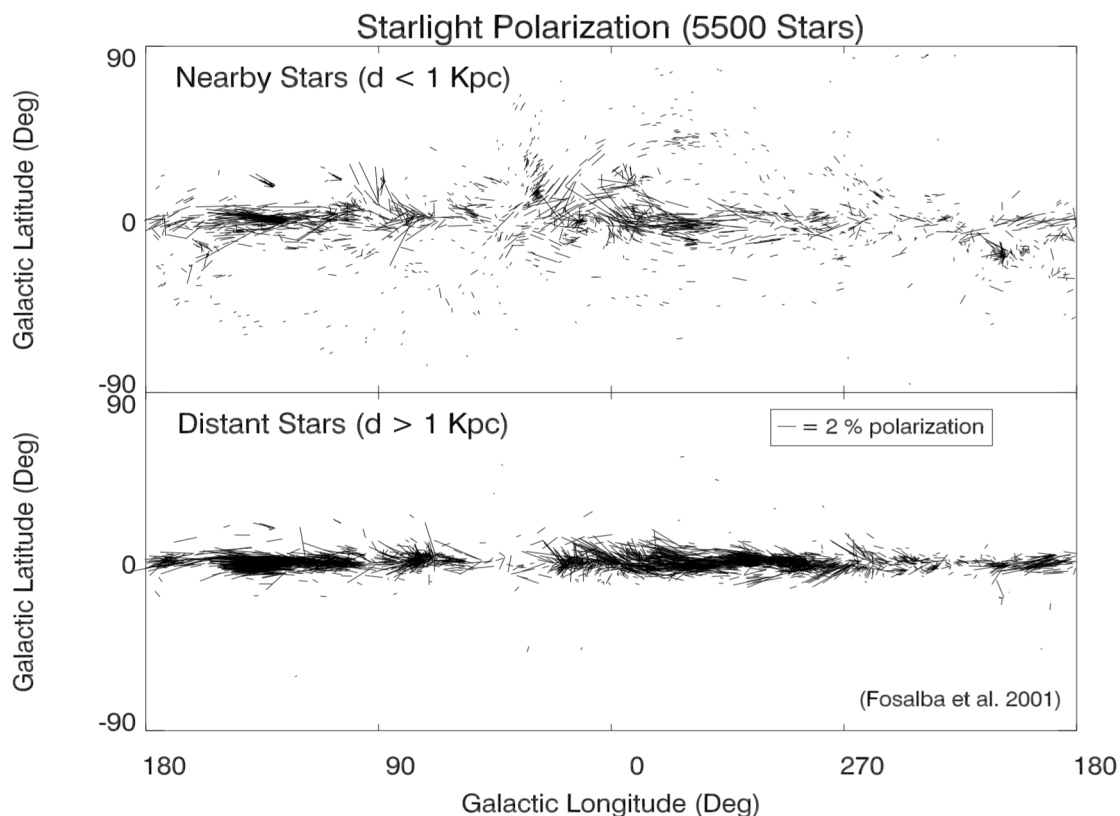


Figura 1.2: Modulo e orientazione della polarizzazione della radiazione stellare ottica per stelle vicine (**pannello superiore**) e per stelle più distanti di 1 kpc (**pannello inferiore**).

Questi due grafici mostrano differenti distribuzioni della luce ottica polarizzata. Il grafico superiore mostra l'intensità e l'orientazione della polarizzazione delle stelle vicine, mentre l'immagine inferiore riporta le stelle con distanza $> 1\text{ kpc}$. La luce delle stelle più distanti ha attraversato un campo magnetico parallelo al piano della Galassia, subendo quella che viene definito assorbimento differenziale. La polarizzazione delle stelle più vicine risulta più turbolenta e caotica, ma ciò è riconducibile al fatto che la luce di queste stelle non ha attraversato un numero elevato di nubi, e quindi l'effetto di polarizzazione non ha subito l'effetto mediato di più contributi. Dato che i vettori di polarizzazione danno solo informazioni sulla proiezione sul piano del cielo del campo magnetico galattico possiamo dedurre che esso è allineato con il piano della galassia ³. D'altra parte ci aspettiamo che la distribuzione spaziale del grado di polarizzazione e l'angolo di posizione siano fortemente correlati e questo è chiaramente osservabile nella figura 1.2, dove regioni altamente polarizzate mostrano angoli di posizione allineati con il piano Galattico. Inoltre è presente una modulazione sinusoidale con la longitudine galattica a causa di un effetto di proiezione.

³Notare la discrepanza con i dati ottenuti da Hall e Mikesell. La motivazione della incongruenza dei due risultati è da riscontrarsi nel limitato numero di sorgenti utilizzate in [5]

Giungendo infine alla relazione parametrica tra polarizzazione ($P(\%)$) ed estinzione ($E(B-V)$) risulta evidente che essi debbano essere correlati. Dai dati usati risulta che, in media, la relazione risulta essere $P(\%) = 0.39E(B-V)^{0.8}$, e sorprendentemente essa si distacca dall'andamento lineare $P(\%) = 9E(B-V)$ atteso per un modello in cui i grani di polvere sono completamente allineati con il campo magnetico (gli andamenti sono riportati in figura 1.4). Il fatto che i dati mostrano una minore polarizzazione come funzione dell'estinzione rispetto al limite superiore teorico suggerisce che o i grani di polvere non sono allineati in maniera ottimale (contrariamente a quanto suggerito da Davis e Greenstein [6]) oppure il campo magnetico galattico ha una marcata componente casuale. In generale possiamo scomporre il campo magnetico in una componente *uniforme* (coerente), \mathbf{B}_u , e una casuale, \mathbf{B}_r . Una componente di tipo casuale andrà a disturbare la correlazione introdotta dalla componente uniforme. Assumendo che la depolarizzazione sia dovuta principalmente al rapporto tra la componente uniforme e quella casuale del campo magnetico, si può correlare l'osservabile polarizzazione con il rapporto tra componente uniforme la componente parallela al piano del cielo casuale. Assumendo il modello di Burn, si ottiene un valore di $\mathbf{B}_u/\mathbf{B}_r \approx 0.8$, per stelle con indice di colore $E(B-V) > 1$, ovvero per stelle distanti. Questo valore è consistente con i dati: $\mathbf{B}_u/\mathbf{B}_r \approx 0.68$ ed è tipicamente maggiore di quello stimato dalla polarizzazione di sincrotrone (capitolo 4) o da stime ottenute con la RM (capitolo 3) di pulsar distanti. Questa discrepanza è dovuta al fatto che le diverse tecniche o sorgenti tracciano differenti componenti del mezzo interstellare: le pulsar tracciano la componente calda ionizzata, i dati sulla luce stellare tracciano principalmente la componente neutra, mentre il sincrotrone è in grado di tracciare tutte le componenti.

Il metodo discusso è adatto per nubi di polvere poco dense. Nel caso di nubi di polvere ad alta densità la probabilità che un raggio di luce sia completamente assorbito è elevata. Tuttavia, una volta che la polvere ha assorbito la radiazione si riscalda ed emette in infrarosso. Questa emissione è polarizzata secondo la geometria e l'orientazione del granello, portando al fenomeno dell'emissione termica della polvere. Dato che i granelli di polvere sono allineati con il campo magnetico, l'emissione polarizzata di quest'ultima traccia la direzione del campo magnetico sul piano del cielo \mathbf{B}_\perp . Quindi, gli stessi granelli di polvere allineati e asimmetrici che causano la polarizzazione della luce stellare causano la polarizzazione della luce infrarossa.

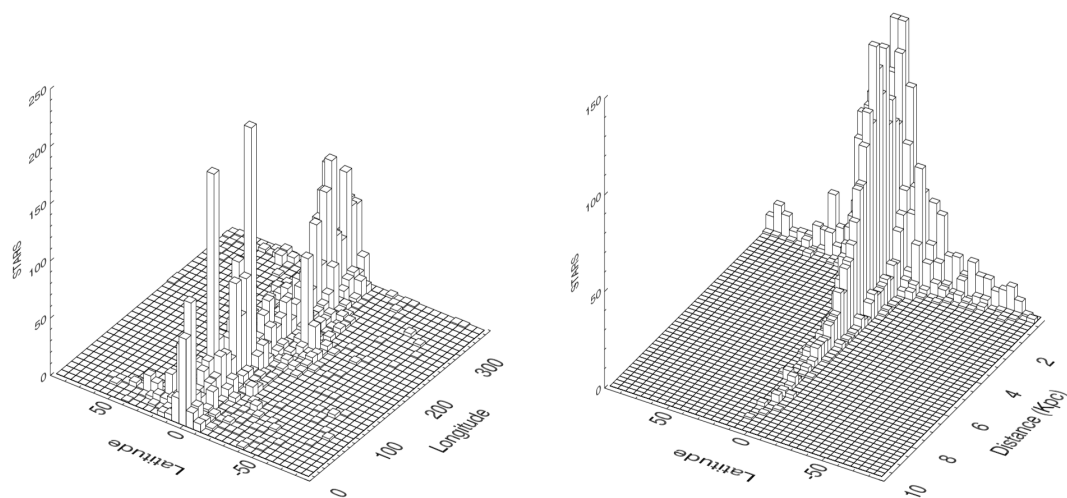


Figura 1.3: Distribuzione dei dati, divisi in segmenti (o bin), della luce stellare polarizzata in coordinate Galattiche (pannello di sinistra) e in distanza e latitudine galattica (pannello di destra).

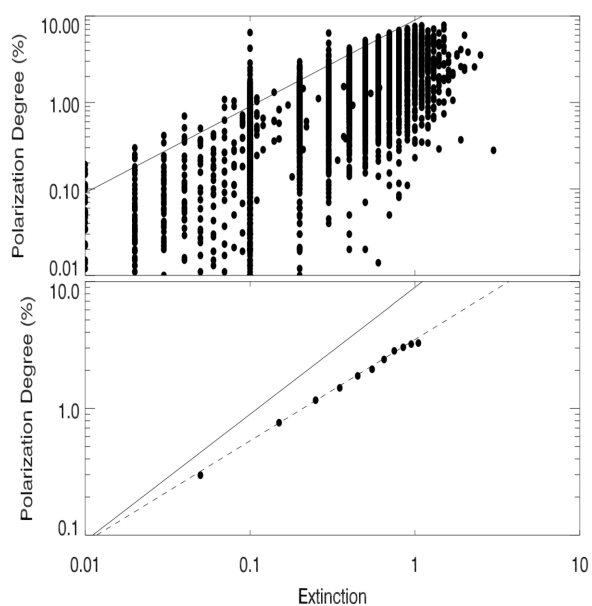


Figura 1.4: Correlazione tra Polarizzazione $P(\%)$ e estinzione $E(B-V)$. Il pannello superiore mostra tutte le singole sorgenti, mentre il pannello sottostante mostra la media dei dati per gruppi con la stessa estinzione. Le linee continue mostrano il limite superiore teorico $P(\%) = 9 E(B-V)$, ottenuto per grani di polvere completamente allineati con il campo magnetico. Le linee tratteggiate nel pannello inferiore riportano $P(\%) = 0.39 E(B-V)^{0.8}$, ovvero il migliori fit dei dati per $E(B-V) \approx 1$

Capitolo 2

Effetto Zeeman

L'effetto Zeeman è definito come la divisione di singole linee spettrali in componenti multiple (indicate generalmente con la lettera σ) in presenza di un campo magnetico. Il fenomeno in gioco è di tipo quantistico ed è legato alla rottura della degenerazione tra i livelli energetici iperfini, detti sottolivelli ¹, causata dall'esposizione al campo magnetico esterno. In figura 2.1 è riportato una schematizzazione del processo e sono stati indicati con π la componente non spostata (la riga di emissione vera e propria), e con σ le due righe Zeeman, inoltre è stata riportato lo stato di polarizzazione delle componenti in funzione dell'angolo di osservazione. La trattazione e i risultati che seguiranno sono stati ricavati da Crutcher e Kemball [9] con lo scopo di verificare la teoria ambipolare delle nubi molecolari, ambiente in cui l'effetto Zeeman è particolarmente intenso.

¹Il numero quantico m_J descrive la proiezione del vettore momento angolare \vec{J} lungo una direzione preferenziale, portando ad avere $2J+1$ sottolivelli degeneri. La presenza del campo magnetico rompe la degenerazione dando una direzione preferenziale allo spazio e contribuisce a distinguere le energie dei vari sottolivelli a seconda del proprio m_J

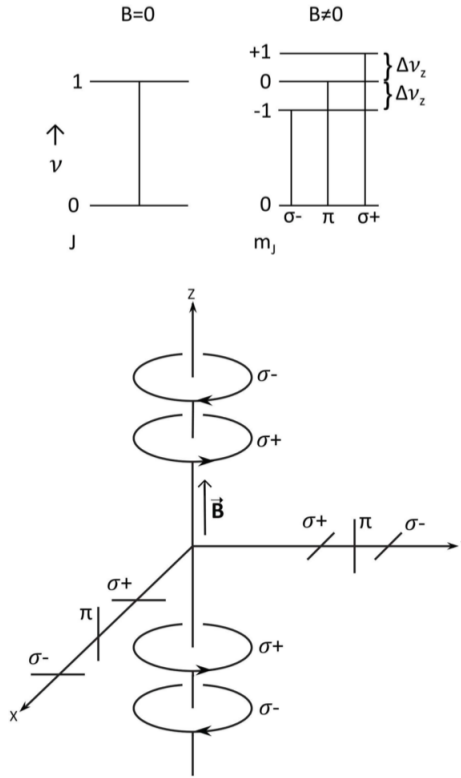


Figura 2.1: **Sopra:** Rottura della degenerazione dei livelli iperfini. **Sotto:** Polarizzazione osservata a seconda dell'angolo formato con la direzione del campo magnetico \mathbf{B} , parallelo all'asse z . Figura ottenuta da [9]

L'effetto Zeeman è un potente strumento che consente, tramite la misura della distanza tra le righe, di derivare l'intensità del campo magnetico che è entrato in gioco nel fenomeno. L'energia di separazione tra i livelli iperfini e il caso intrinseco non affetto dal campo è data da:

$$\Delta E = -\mu_B m_F g B \quad (2.1)$$

dove μ_B è il magnetone di Borh, m_F è il numero quantico che tiene conto della perturbazione Zeeman, B è la forza del campo magnetico, e g è il fattore di Landè. Dalla 2.1 è possibile ricavare la relazione corrispondente per le frequenze:

$$\Delta\nu = \frac{\mu_B m_F g B}{h} \quad (2.2)$$

Lo spostamento in frequenza è molto piccolo, generalmente inferiore alla larghezza della riga, rendendo le osservazioni dell'effetto Zeeman limitate dalla risoluzione. Osservativamente, per l'effetto Zeeman classico, otterremo risultati come in Figura 2.2, in accordo con quanto mostrato in figura 2.1. La Figura 2.2 **A** mostra il profilo gaussiano di Stokes I con intensità e con una larghezza-sigma $\Delta\sigma$ unitarie (equivalentemente una FWHM = 2.355).

In Figura 2.2 **B** sono presenti le tre componenti Zeeman, quando la separazione è sufficiente da permettere la loro distinzione, e aventi un rapporto con l'intensità totale di 1:2:1. In Figura 2.2 **C** è rappresentato ciò che si osserverebbe con uno strumento sensibile alla polarizzazione circolare ed è riportato lo Stokes V, con le due componenti Zeeman aventi valori opposti ², nel caso di separazione Zeeman all'1%. In Figura 2.2 **D** riporta ciò che si osserverebbe se si usasse uno strumento sensibile alla polarizzazione lineare perpendicolare al campo magnetico nel piano del cielo, con una separazione Zeeman elevata; in questo caso si osservano le componenti Zeeman con la separazione massima $\Delta\nu_z$ ed è possibile inferire la forza totale del campo magnetico. Tuttavia se la separazione Zeeman fosse solo l'1% della larghezza della riga potremmo vedere, come riportato in Figura 2.2 **E**, il profilo di Stokes Q, o U, notando l'ampiezza ridotta del segnale. Infine, la Figura 2.2 **F**, complementare alla Figura 2.2 **D**, mostra lo spettro che sarebbe osservato lungo la direzione di polarizzazione parallela a un campo magnetico sul piano del cielo.

²Le due componenti hanno polarizzazione di tipo RHC, per $V > 0$, e LHC, per $V < 0$. Una trattazione di queste due definizioni è data nel capitolo 3.

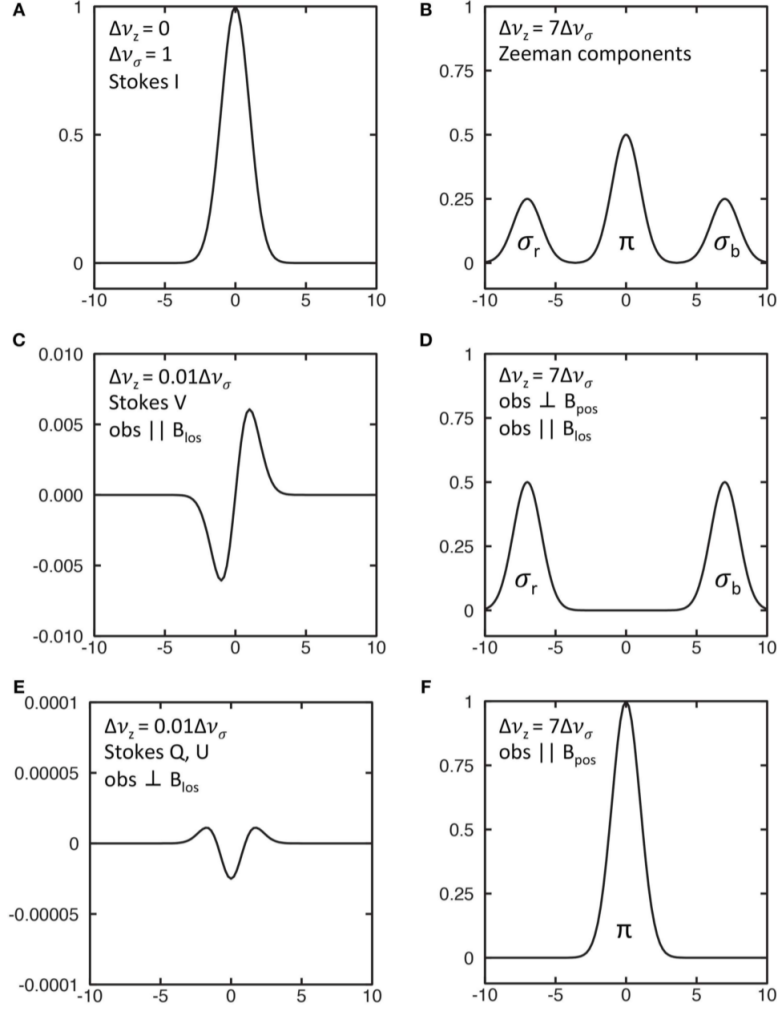


Figura 2.2: Profili Zeeman simulati per un profilo di riga Gaussiano. Le unità sono relative al massimo del profilo di Stokes I = 1. **(A)** Profilo di Stokes I. **(B)** Componenti dell'effetto Zeeman. **(C)** Profilo di Stokes V per una separazione Zeeman debole. **(D)** Profilo di Stokes σ per una separazione Zeeman forte. **(E)** Profilo di Stokes Q o U per una separazione Zeeman debole. **(F)** Profilo di Stokes π per una separazione Zeeman forte. Figure ottenuta da [9]

La forza della componente π è proporzionale al campo magnetico nel piano del cielo \mathbf{B}_\perp . Le componenti σ sono tipicamente polarizzate ellitticamente, dato che generalmente il campo magnetico sarà visto sotto un certo angolo. La polarizzazione ellittica è una combinazione della polarizzazione lineare perpendicolare al campo magnetico \mathbf{B} nel piano del cielo e della polarizzazione circolare proporzionale alla forza del campo magnetico \mathbf{B}_\parallel lungo la linea di vista. Il verso della radiazione circolare dipende se la componente \mathbf{B}_\parallel è verso l'osservatore o se è opposta. Dalla $\Delta\nu_z$ (ovvero $2\Delta\nu$ della 2.2), dal grado di polarizzazione ellittica delle componenti σ , e dalle relative ampiezza di σ e di π , è possibile, in principio, inferire informazione completa sul \mathbf{B} , come riportato nel lavoro di

Crutcher [10]. Tuttavia, in un mezzo interstellare esteso la separazione Zeeman è inferiore alla larghezza della riga, ed è quindi possibile inferire unicamente ampiezza e direzione della componente \mathbf{B}_{\parallel} . Definiamo il fattore di separazione Zeeman $Z = 2\Delta\nu_z$, il quale rappresenta la separazione tra le due componenti σ , o due volte lo spostamento Zeeman in frequenza; I fattori Z sono specifici della transizione spettrale considerata.

2.1 Campo magnetico e teoria ambipolare

Importanti risultati possono essere ricavati dallo studio dell'effetto Zeeman nelle regioni di gas esteso come le nubi molecolari. Ripercorreremo i passi fatti da Crutcher in [9] e [11] per ricavare informazioni per testare teorie di formazione stellare come la diffusione ambipolare, particolarmente rilevante nelle stelle di piccola massa; essa descrive come il campo magnetico sia, in principio, sufficientemente forte da supportare una nube interstellare contro la contrazione gravitazionale, con la componente neutra che si contrae attraverso gli ioni e il campo magnetico, aumentando la massa del core. La stella si forma quando il core diventa sufficientemente massivo per permettere alla gravità di dominare la pressione locale del campo magnetico, permettendo al core di contraersi rapidamente. Dato che un forte effetto Zeeman necessita che gli atomi e le molecole abbiano un elettrone disaccoppiato possiamo studiare solo 3 specie: HI, OH e CN ³. Avremo inoltre bisogno dei valori di densità di colonna N_H e densità n_H delle regioni dove il campo magnetico è stato misurato ⁴, in particolare siamo in grado di coprire un ampio intervallo di densità, in quanto i valori tipici sono: $n_H \sim 1\text{-}10^2 \text{ cm}^{-3}$ per HI, $\sim 10^3\text{-}10^4 \text{ cm}^{-3}$ per OH, e $\sim 10^5\text{-}10^6 \text{ cm}^{-3}$ per CN. A questo punto possiamo introdurre il più importante parametro della teoria ambipolare, ovvero il rapporto tra forza gravitazionale e magnetica, il quale è proporzionale al rapporto tra massa e flusso magnetico M/Φ . Se M/Φ è maggiore di un certo valore $(M/\Phi)_{critico}$ la nube si dice supercritica (la massa è troppo grande e il campo magnetico non riesce a supportare la nube contro la contrazione gravitazionale). Se M/Φ è minore del valore $(M/\Phi)_{critico}$ la nube si dice subcritica. La teoria ambipolare sostiene che le nubi sostenute dalla gravità siano inizialmente subcritiche, con core in una condizione di supercriticità alimentata dalla diffusione ambipolare, mentre gli strati esterni rimangono subcritici. Un modo semplice per derivare l'espressione del valore $(M/\Phi)_{critico}$ è imporre l'equilibrio tra le forze in gioco, usando il teorema del viriale, avremo quindi che:

$$\frac{3GM^2}{5R} = \frac{B^2R^3}{3} \quad (2.3)$$

sfruttando il fatto che il flusso magnetico $\Phi = \pi R^2 B$, si ottiene:

$$\left(\frac{M}{\Phi}\right)_{critico} = \frac{1}{3\pi} \sqrt{\frac{5}{G}} \quad (2.4)$$

Il valore numerico preciso varia da modello a modello e dipende dalla geometria e dalla densità della struttura. Dato che $M/\Phi \propto N/B$, dove N è la densità di colonna e B è il

³Sono riportate in figura 2.5 le transizioni in gioco e le loro caratteristiche principali

⁴Come ricavare questi valori non è di interesse per la trattazione, tuttavia è importante sapere che i valori di N_{OH} e N_{CN} introducono le principali indeterminazioni dei risultati successivi.

modulo del campo magnetico è possibile misurare il rapporto M/Φ . Troveremo quindi un valore per $(M/\Phi)_{critico} = 3.8 \times 10^{-21} N_H/B$, dove $N_H = N(\text{HI}) + 2N(\text{H}_2)$ è in cm^{-2} e B è in μG . Possiamo ora discutere le osservazioni riportate in Figura 2.3, nella quale sono mostrati i valori osservati di \mathbf{B}_{\parallel} in funzione della N_H con dati ottenuti da Crutcher [12] e quattro campagne osservative Zeeman successive di HI, OH e CN (Bourke et al. [13]; Heiles and Troland [14]; Falgarone et al. [15]; Troland and Crutcher [16]). I dati sono chiaramente separati in tre intervalli di N_H , corrispondenti ai traccianti HI, OH e CN. La retta continua è il valore critico di M/Φ . Un punto chiave per comprendere la figura 2.3 è che solo una componente del vettore campo magnetico, quella parallela, è misurata; per cui tutti i punti sono limiti inferiori del campo magnetico totale. Per $N_H < 10^{21} \text{ cm}^{-2}$ la maggior parte dei punti si trovano al di sopra del valore critico, mostrando che in un ambiente a bassa densità di colonna l'HI diffuso e il gas molecolare a minor densità di colonna sono subcritici. Al contrario, per $N_H > 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ tutti i punti, meno uno, sono al di sotto della linea critica. E' possibile che alcune di queste nubi siano subcritiche con il campo magnetico vicino al piano del cielo. Tuttavia il fatto che tutte questi punti siano al di sotto della retta critica suggerisce fortemente che avviene una transizione a $N_H \sim 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ da subcritico a supercritico M/Φ . Nubi con $N_H > 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ hanno un valore medio di M/Φ che è supercritico per un fattore di 2-3. I dati suggeriscono fortemente che nubi subcritiche autogravitanti sono un'eccezione e potrebbero non esistere. Queste nubi autogravitanti sono quelle che nel modello ambipolare dovrebbero essere subcritiche nei primi stadi della contrazione gravitazionale. Per riassumere, la figura 2.3 sembra sostenere la diffusione ambipolare come modello di evoluzione delle nubi, le quali inizialmente sono subcritiche e diventano supercritiche via via che la contrazione della materia neutra prosegue attraverso il campo magnetico, inoltre viene identificato l'intervallo di N_H $10^{21-22} \text{ cm}^{-2}$ come la transizione tra le due fasi ⁵.

⁵La trattazione dell'argomento richiede approfondimenti ulteriori, in quanto la discussione è limitata da numerosi fattori, tra cui l'elevata incertezza sulla densità di colonna di OH e CN, e soprattutto il fatto che è nota unicamente la componente \mathbf{B}_{\parallel} . Per porre rimedio a questo problema Crutcher et al. [17] hanno utilizzato un approccio Bayesiano e un maggior numero di osservazioni per inferire informazioni statistiche sul modulo del campo magnetico

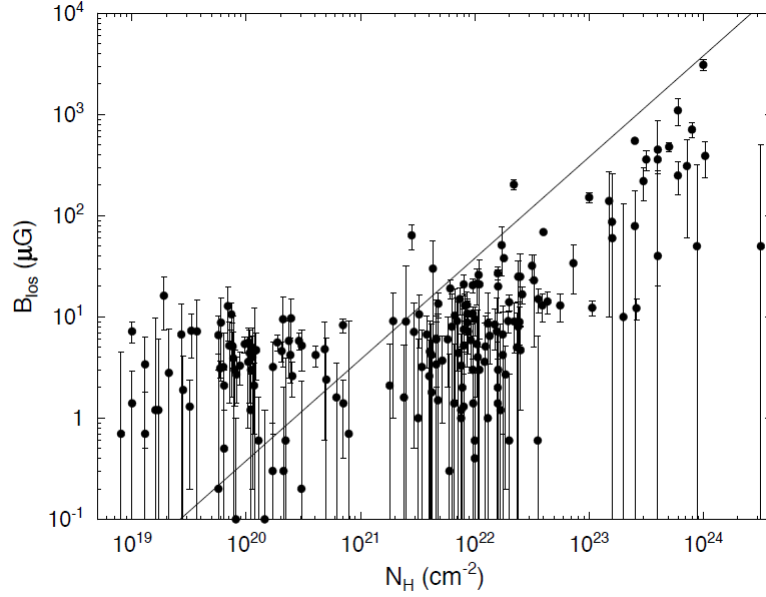


Figura 2.3: Misurazioni Zeeman di HI, OH, e CN nel piano \mathbf{B}_{\parallel} contro N_H . La linea continua è per il valore critico $(M/\Phi)_{critico} = 3.8 \times 10^{-21} N_H/B$. Nubi al di sopra della linea sono subcritiche, quelle al di sotto sono supercritiche.

Un altro importante parametro che può essere ricavato, stavolta grazie al valore di densità n_H , è k nella relazione:

$$B \propto n_H^k \quad (2.5)$$

La relazione in equazione 2.5 è il risultato di numerosi studi teorici dell'evoluzione del mezzo interstellare e della formazione stellare. Alcuni casi semplici includono (1) accumulo di massa lungo le linee di campo senza variazione del modulo del campo magnetico, per $k = 0$; (2) compressione della massa in direzione perpendicolare al campo con congelamento del flusso, per $k = 1$; collasso sferico con congelamento del flusso e indebolimento del campo, per $k = 2/3$ (teorizzato da Mestel [18]). Nel lavoro di Crutcher [17] viene preso in considerazione il campo magnetico totale tramite un'indagine statistica approfondita e la relazione varia ulteriormente e diventa $B_{TOT} = B_0$ a basse densità, e $B_{TOT} = B_0(n/n_0)^k$ per alte densità. Le misurazioni sono riportati in figura 2.4, e da esse è possibile ricavare, per il modello Bayesiano utilizzato, i valori dei 3 parametri liberi $B_0 \approx 10 \mu\text{G}$, $n_0 \approx 300 \text{ cm}^{-3}$ e $k \approx 0.65$, in accordo con quanto teorizzato da Mestel per un modello di collasso sferico con flusso di campo magnetico congelato.

I due regimi per $N_H \approx 10^{21-22} \text{ cm}^{-2}$ e $n_0 \approx 300 \text{ cm}^{-3}$ descrivono i parametri tipici che una nube deve avere per poter diventare autogravitante, con dimensioni tipiche di 0.1-1 pc.

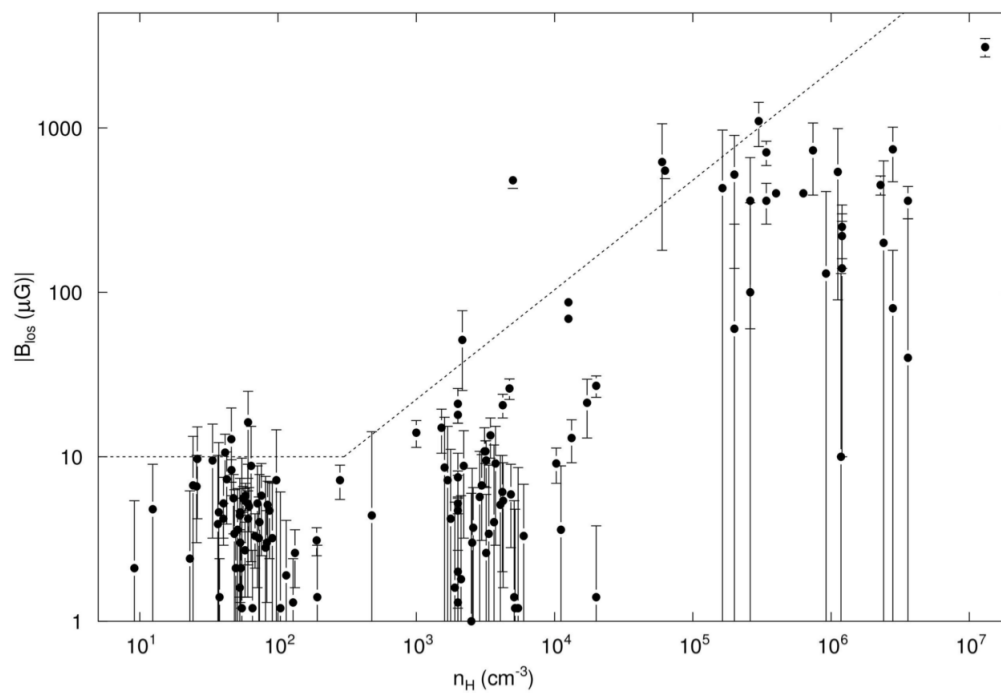


Figura 2.4: Campo magnetico osservato per effetto Zeeman, in funzione di n_H per nubi molecolari. Figura ottenuta da [9].

Species	Transition	ν (GHz)	R.I.	Z (Hz/ μ G)	R.I. \times Z
H I	$F = 1 - 2$	1.420406	1	2.80	–
CH	$J = {}^3/2, F = 2 - 2$	0.701677	5	1.96	16.4
	$J = {}^3/2, F = 1 - 1$	0.7724788	9	3.27	17.6
OH	$J = {}^3/2, F = 1 - 1$	1.665402	5	3.27	16.4
	$J = {}^3/2, F = 2 - 2$	1.667359	9	1.96	17.6
	$J = {}^3/2, F = 2 - 1$	1.720530	1	1.31	1.31
	$J = {}^5/2, F = 2 - 2$	6.030747	7	1.58	11.1
	$J = {}^5/2, F = 3 - 3$	6.035092	10	1.13	11.3
	$J = {}^7/2, F = 3 - 3$	13.434637	27	1.03	28
	$J = {}^7/2, F = 4 - 4$	13.441417	35	0.80	28
CH ₃ OH	$J_N = 5_1 - 6_0$	6.668519	1	–0.00114	–
CCS	$J_N = 1_0 - 0_1$	11.119446	1	0.81	0.81
	$J_N = 2_1 - 0_1$	22.344033	1	0.77	0.77
	$J_N = 3_2 - 2_1$	33.751374	1	0.70	0.70
	$J_N = 4_3 - 3_2$	45.379033	1	0.63	0.63
H ₂ O	$F = 6_{16} - 5_{23}$	22.23508	1	0.003	–
SO	$J_N = 1_0 - 0_1$	30.001630	1	1.74	1.74
	$J_N = 1_2 - 0_1$	62.931731	1	0.93	0.93
	$J_N = 1_1 - 2_2$	86.094	1	1.38	1.38
	$J_N = 3_2 - 2_1$	99.299875	1	1.04	1.04
	$J_N = 4_3 - 3_2$	138.178548	1	0.80	0.80
	$J_N = 3_2 - 4_3$	158.972	1	0.81	0.81
CCH	$N = 1 - 0, J = {}^3/2 - {}^1/2, F = 2 - 1$	87.31723	42	0.70	29
	$N = 1 - 0, J = {}^3/2 - {}^1/2, F = 2 - 1$	87.32892	21	2.3	48
	$N = 1 - 0, J = {}^3/2 - {}^1/2, F = 2 - 1$	87.40234	21	0.93	20
CN	$J = {}^1/2 - {}^1/2, F = {}^1/2 - {}^3/2$	113.1442	8	2.18	17.4
	$J = {}^1/2 - {}^1/2, F = {}^3/2 - {}^1/2$	113.1705	8	–0.31	2.5
	$J = {}^1/2 - {}^1/2, F = {}^3/2 - {}^3/2$	113.1913	10	0.62	6.2
	$J = {}^3/2 - {}^1/2, F = {}^3/2 - {}^1/2$	113.4881	10	2.18	21.8
	$J = {}^3/2 - {}^1/2, F = {}^5/2 - {}^3/2$	113.4910	27	0.56	15.1
	$J = {}^3/2 - {}^1/2, F = {}^1/2 - {}^1/2$	113.4996	8	0.62	5.0
	$J = {}^3/2 - {}^1/2, F = {}^3/2 - {}^3/2$	113.5089	8	1.62	13.0

Figura 2.5: In figura R.I. è l'intensità relativa e Z è il fattore di separazione Zeeman, quindi $R.I \times Z$ è la sensibilità relativa al \mathbf{B}_{\parallel} . Figura ottenuta da [9].

Capitolo 3

Rotazione di Faraday

L'effetto Faraday è definito come un fenomeno di interazione tra la luce e un campo magnetico. Questo fenomeno descrive come il piano di polarizzazione della luce viene ruotato di una quantità linearmente dipende dalla forza del campo magnetico nella direzione di propagazione e dal quadrato della lunghezza d'onda della radiazione stessa. La dipendenza dal quadrato della lunghezza d'onda rende relativamente ristretto l'intervallo di lunghezze d'onda in cui l'effetto è osservabile: se la lunghezza d'onda è troppo corta, la rotazione è troppo piccola per essere rivelata; se la lunghezza d'onda è troppo grande, l'effetto combinato del mezzo causa molteplici effetti di rotazione, tali che nessun effetto netto di polarizzazione rimane, portando alla depolarizzazione. D'altra parte, nei casi più semplici la dipendenza dal quadrato della lunghezza d'onda è una prova che quella che stiamo misurando è una componente linearmente polarizzata e non un effetto dello strumento.

La rotazione di Faraday è utile per molteplici scopi nell'indagine del magnetismo galattico, in quanto consente non solo di determinare la forza ma anche la sua direzione.

Per descrivere il fenomeno prendiamo in considerazione un'onda polarizzata linearmente, come ad esempio la radiazione di sincrotrone, che si propaga attraverso un campo magnetico in un mezzo ionizzato¹ e scomponiamola in due componenti polarizzate circolarmente: una componente destrogira (RHC o right-handed circular) il cui vettore \vec{E} ruota attorno al campo magnetico nello stesso senso con cui l'elettrone compie la girazione, e una componente levogira (LHC o left-handed circular) il cui vettore \vec{E} ruota nel senso contrario. Come risultato dell'interazione tra il campo \vec{E} e gli elettroni liberi, la componente destrogira viaggia più velocemente della componente levogira; di conseguenza il piano di polarizzazione è soggetto a rotazione di Faraday. La rotazione è il risultato del fatto che l'RHC e l'LHC hanno differenti velocità di fase quando attraversano un mezzo magneto-ionico. Questo fenomeno è indotto da elettroni termici coincidenti con un campo magnetico almeno parzialmente orientato lungo la linea di vista tra la sorgente e l'osservatore (notare il prodotto scalare nell'equazione 3.2), e proprio per questo motivo è usato per studiare la componente parallela (o lungo la linea di vista) di un campo magnetico immerso in gas ionizzato. Il fenomeno è ben riassunto dalla figura 3.1 sottostante.

¹Il mezzo ionizzato è composto di elettroni liberi che compiono un moto di girazione lungo il campo magnetico caratteristico della regione considerata.

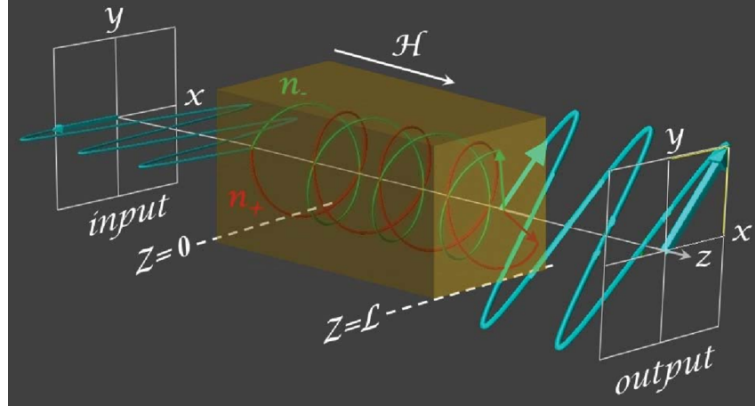


Figura 3.1: Rotazione di Faraday. Sono evidenziate le componenti RHC (rosso) e LHC (verde). Con H è indicato la componente del campo magnetico parallela alla linea di vista \mathbf{B}_{\parallel} .

Dato un angolo di polarizzazione Θ_0 e una frequenza osservata λ^2 , l'angolo di polarizzazione osservato Θ è una funzione della profondità di Faraday ϕ del mezzo a una data distanza fisica \mathbf{r} ; viene quindi seguita la seguente equazione,

$$\Theta = \Theta_0 + \phi(\mathbf{r})\lambda^2 \quad [\text{rad}] \quad (3.1)$$

Nei casi più semplici $\phi(\mathbf{r})$ è chiamato *rotation measure* (RM), come ad esempio in presenza di una singolo mezzo che induce rotazione di Faraday e che non emette in modo polarizzato. Nei casi più complicati, i mezzi che inducono la rotazione di Faraday possono produrre radiazione di sincrotrone, portando come effetto combinato radiazione di sincrotrone polarizzata negli intervalli della profondità di Faraday $\phi(\mathbf{r})$. In queste situazioni è necessario applicare la *rotation measure synthesis* (RM-synthesis) per ottenere la profondità di Faraday come un funzione della distanza fisica \mathbf{r} , ovvero avremo che:

$$\phi(\mathbf{r}) = -0.81 \int_{\text{sorgente}}^{\text{osservatore}} n_e \vec{B} \cdot d\vec{r} \quad [\text{rad m}^2] \quad (3.2)$$

dove n_e è la densità elettronica in cm^{-3} , \vec{B} è la forza del campo magnetico in μG , e $d\vec{r}$ è la distanza infinitesima in pc.

La RM non è sfruttata direttamente per ottenere informazioni sul campo magnetico, ma se la densità elettronica n_e è nota con misure indipendenti, si può risalire a \mathbf{B}_{\parallel} , ovvero la componente lungo la linea di vista. E' importante sottolineare che i metodi che sfruttano la RM portano a un limite inferiore del prodotto della densità del campo magnetico per la densità elettronica, dato che, in un mezzo disomogeneo in cui il campo non sia accoppiato con il plasma la rotazione di Faraday risultante è nulla.

3.1 Pulsar come traccianti del campo magnetico Galattico

Prima di procedere introdurremo una quantità importante per questo tipo di stima, ovvero la Dispersion Measure (DM). La DM è definita a partire dal tempo di ritardo che un segnale proveniente da una pulsar ottiene attraversando la componente ionizzata del mezzo interstellare ² (soprattutto elettroni liberi); tale ritardo ($t(\nu)$) è espresso in funzione della lunghezza d'onda considerata come segue:

$$t(\nu) = \frac{e^2}{2\pi m_e c} \frac{DM}{\nu^2} \quad [\text{s}] \quad (3.3)$$

dove il DM è definito come il seguente integrale lungo la linea di vista:

$$DM = - \int_{\text{sorgente}}^{\text{osservatore}} n_e d\vec{l} \quad [\text{pc m}^{-3}] \quad (3.4)$$

Il DM risulta un'importante osservabile in quanto ci permette di inferire la densità di elettroni termici, necessaria per inferire la rotazione di Faraday (equazione 3.1). Sfruttando misure di rotation e dispersion measure e dividendo RM per DM di una sorgente si ottiene una misura media di \mathbf{B}_{\parallel} , campo magnetico lungo la linea di vista; in pratica quello che si ottiene è:

$$\langle B_{\parallel} \rangle = \frac{\int_{\text{sorgente}}^{\text{osservatore}} n_e \vec{B} \cdot d\vec{r}}{\int_{\text{sorgente}}^{\text{osservatore}} n_e d\vec{l}} = 1.232 \frac{RM}{DM} \quad (3.5)$$

La trattazione che andremo ad affrontare è tratta da Han in [19]. Le pulsar sono sorgenti radio interne alla nostra Galassia, e una volta che i dati sono accoppiati a un modello di densità elettronica e di struttura del campo magnetico, sono traccianti validi tanto quanto le sorgenti radio extragalattiche. Le RM osservate sono il risultato dell'azione del mezzo interstellare tra noi e la pulsar, dato che non vi è rotazione di Faraday intrinseca né nella regione di emissione né nella loro magnetosfera. Le pulsar sono sparpagiate in tutta la galassia a distanze note, permettendo una mappatura tridimensionale del campo magnetico. Quando sono disponibili dati RM e DM per molte pulsar in una data regione con simile linea di vista, ovvero una pulsar a distanza d_0 e una a distanza d_1 , la variazione di RM rapportata alla variazione di DM può indicare la direzione e il modulo del campo magnetico in quelle regioni della Galassia; in particolare il modulo del campo magnetico può essere direttamente derivato:

$$\langle B_{\parallel} \rangle_{d_1-d_0} = 1.232 \frac{\Delta RM}{\Delta DM} \quad (3.6)$$

²Quando una stella a neutroni nasce dopo il collasso di supernova la conservazione del momento angolare causa un rapido moto di rotazione. Lungo l'asse magnetico della stella di neutroni si forma un raggio di luce molto intenso che, a causa della non coassialità dell'asse magnetico e di rotazione, è visto dall'osservatore come un segnale pulsante (da cui il nome di queste stelle). L'origine del ritardo è da attribuirsi al fatto che la velocità di fase e di gruppo dell'impulso non sono eguali quando viene attraversata la componente ionizzata del mezzo interstellare

dove $\langle B_{\parallel} \rangle_{d1-d0}$ è la componente media lungo la linea di vista del campo magnetico nella regione compresa tra $d0$ e $d1$, $\Delta RM = RM_{d1} - RM_{d0}$ e $\Delta DM = DM_{d1} - DM_{d0}$. Come mostrato in Han et al. [20], figura 3.2, è possibile, con i dati disponibili di RM di pulsar, mostrare che il campo magnetico nei bracci di spirale (in particolare i bracci Norma, Scutum e Crux, e Sagittarius e Carina) è sempre antiorario nel primo e nel quarto quadrante galattico³; tra i bracci di spirale il campo magnetico è coerente ma con verso opposto. L'analisi dell'inversione del campo magnetico è approfondita da Ordog et al. [21] con un'indagine approfondita nel capitolo 4, sfruttando dati di RM di sorgenti extragalattiche e sincrotrone.

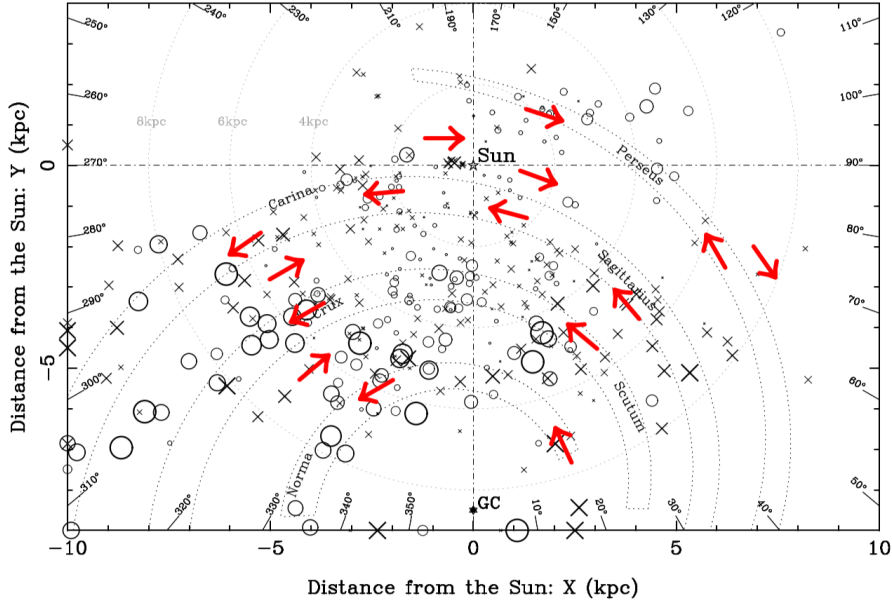


Figura 3.2: Distribuzione di RM di 374 pulsar con latitudine galattica $|b| < 8^\circ$, proiettate sul piano Galattico. La dimensione lineare dei simboli è proporzionale alla radice quadrata del valore di RM, con limiti 9 e 900 rad m^{-2} . Le croci rappresentano RM positivi, i cerchi aperti RM negativi. La posizione approssimativa di 4 bracci di spirale è indicata. La struttura su larga scala del campo magnetico è ricavata dal RM delle pulsar ed è indicata con le frecce.

Nel centro galattico, nelle regioni interne al braccio Norma, nuovi dati di RM di pulsar indicano che il campo è orario. Importante sottolineare che la variazione media di RM di sorgenti radio extragalattiche lungo la longitudine Galattica (Brown et al. [22]) sono consistenti con il cambio di direzione ottenuto dai dati di RM di pulsar.

Usando dati di RM e DM Han et al. [20] sono stati in grado di misurare la forza del campo magnetico azimutale vicino alle regioni tangenziali nel primo e quarto quadrante Galattico. Sebbene le 'incertezze', le quali riflettono i campi magnetici casuali, sono grandi, la tendenza è chiara: i campi diventano più intensi più piccola è la distanza dal centro

³Indichiamo, nel sistema di riferimento della figura 3.2, con primo quadrante la sezione di Galassia con distanza dal GC negativa, e con distanza dal Sole positiva; il quarto quadrante è caratterizzato da distanza dal GC negativa, e con distanza dal Sole negativa

Galattico, ed è più debole nelle regioni interne ai bracci. La variazione radiale è,

$$B_{reg}(R) = B_0 \cdot \exp\left[\frac{-(R - R_\odot)}{R_B}\right] \quad (3.7)$$

dove la forza del campo magnetico nelle regioni vicine al sole è $B_0 = 2.1 \pm 0.3 \mu\text{G}$, il raggio di scala $R_B = 8.5 \pm 4.7 \text{ kpc}$, R è la distanza dal centro galattico, $R_\odot = 8.5 \text{ kpc}$ è la distanza del Sole dal centro galattico.

Per completezza riportiamo un lavoro successivo di Han, figura 3.3 presente in [19], nel quale sono riportate i valori di RM di 736 pulsar. Grazie all'uso complementare di RM di pulsar e sorgenti radio extragalattiche è stato possibile tracciare il campo magnetico galattico su una scala più grande rispetto alla figura 3.2.

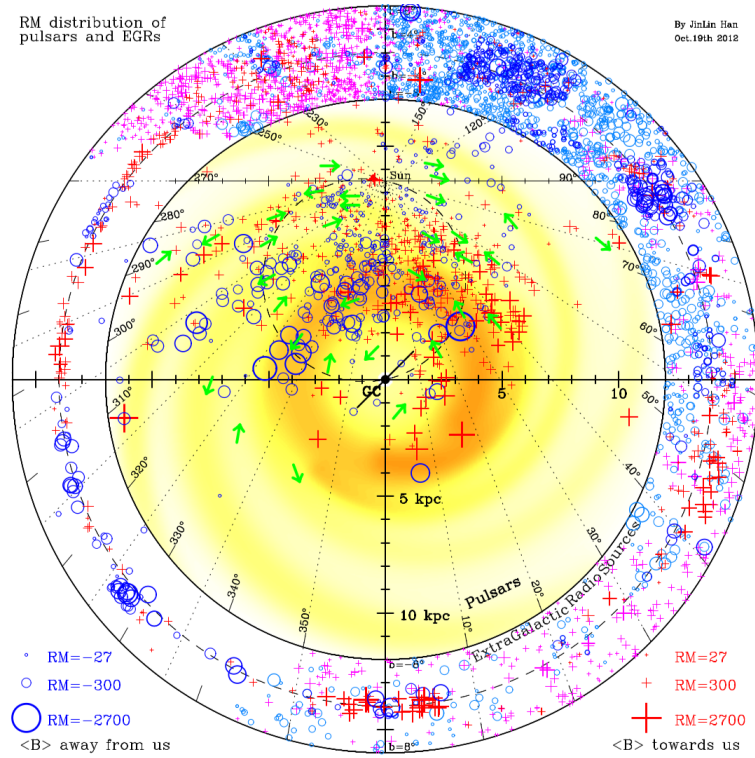


Figura 3.3: Distribuzione di RM di 736 pulsar con $|b| < 8^\circ$ proiettata sul piano della Galassia. Le dimensioni lineari dei simboli sono proporzionali alla radice quadrata del valore della RM, con limiti ± 27 e $\pm 2700 \text{ rad m}^{-2}$. RM positivi sono indicati dalle croci, mentre RM negativi sono indicati con i cerchi vuoti. Lo sfondo mostra la posizione approssimativa dei bracci di spirale usata nel modello di densità di elettroni NE2001 (Cordes e Lazio [23]). RM di sorgenti radio extragalattiche con $|b| < 8^\circ$ sono riportate nell'anello esterno nelle loro rispettive b e l , con le stesse convenzioni dei simboli RM e gli stessi limiti. I dati ottenuti da NVSS RM catalog (Taylor et al. [24]) sono riportati in blu chiaro e rosa. La struttura del campo magnetico su larga scala nel disco Galattico, come indicato dalle frecce, è derivato dalla distribuzione dalla RM delle pulsar e dal confronto tra la RM delle pulsar e la RM delle sorgenti radio extragalattiche nel background.

Le pulsar sono ottime per indagare il campo magnetico nella nostra Via Lattea. Sono tra i migliori metodi per rivelare la struttura del campo nel disco Galattico, specialmente le sue variazioni tra verso antiorario e orario; inoltre esse consentono di studiare l'intensità del campo e sono molto meno dipendenti dai modelli di altri mezzi d'indagine.

Capitolo 4

Radiazione di Sincrotrone

Con radiazione di Sincrotrone intendiamo l'emissione radio prodotta dai raggi cosmici relativistici ¹ quando vengono accelerati radialmente (ad esempio da un campo magnetico), inoltre essa è riconosciuta come uno dei metodi più comuni per tracciare il campo magnetico galattico. Nel dominio delle microonde l'intensità della radiazione di sincrotrone concorre con altri tipi di emissione, come il meccanismo di emissione di free-free o la spinning dust, ma, al contrario di queste ultime, essa risulta essere linearmente polarizzata. L'emissione per un singolo elettrone relativistico segue la legge di Larmor relativistica:

$$\nu = \gamma^{-1} \frac{eB_{\perp}}{2\pi mc} \quad \text{dove} \quad \gamma^{-1} = \sqrt{1 - (v/c)^2} \quad (4.1)$$

in essa sono presenti ν , la frequenza della radiazione emessa, $\frac{e}{m}$, il rapporto carica su massa dell'elettrone ², B_{\perp} , la componente ortogonale alla direzione di rotazione dell'elettrone (siccome giunge a noi osservatori, essa sarà la componente del campo magnetico parallela al piano del cielo), s , velocità dell'elettrone e c , velocità della luce. E' inoltre noto che valori tipici del γ per i raggi cosmici arrivano a 10^3 - 10^4 . Girando attorno al campo magnetico locale il raggio cosmico produce un'emissione a forma di cono avente come asse il vettore istantaneo di velocità, e un'ampiezza inversamente proporzionale all'energia dell'elettrone ³, inoltre la radiazione risulta linearmente polarizzata lungo il piano che contiene il vettore velocità ed è ortogonale al campo magnetico. Proprio questa polarizzazione dell'emissione di sincrotrone può essere usata per tracciare campi magnetici ordinati sul piano del cielo, ovvero per tracciare la componente B_{\perp} . La figura 4.1 riassume in maniera completa la geometria del fenomeno in gioco.

¹Nel caso non relativistico l'emissione avverrebbe a frequenze di appena 10-100 Hz, al di fuori della finestra radio osservabile dalla terra.

²A causa della dipendenza della frequenza da questo rapporto, il contributo di protoni e neutroni è diversi ordini di grandezza inferiore

³In figura 4.1 l'angolo è indicato essere proporzionale a γ^{-1} .

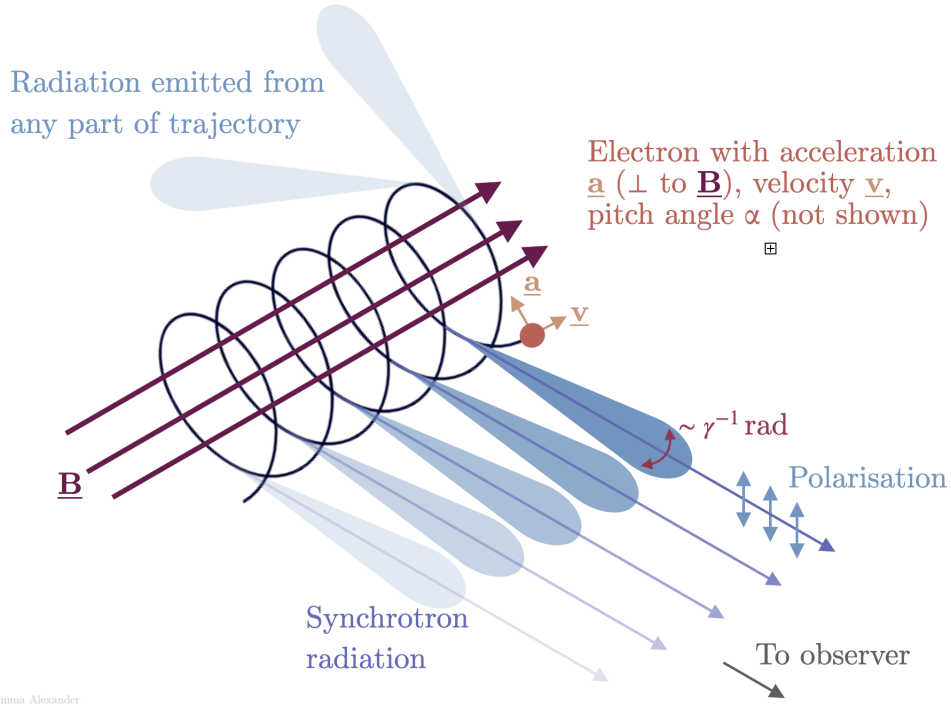


Figura 4.1: In figura il campo magnetico B non è altro che la componente B_{\perp} parallela al piano del cielo.

La densità di radiazione di un singolo elettrone relativistico, a una data frequenza osservata ν è pari a:

$$P(E, \nu) = \frac{2}{3} \frac{e^4}{m^2 c^5} (\gamma \nu)^2 B_{\perp}^2 \quad [\text{Jy}] \quad (4.2)$$

Nella 4.2 abbiamo usato E come l'energia della particella, e quindi la sua energia cinetica. E' possibile trovare la frequenza critica ν_c , ovvero la frequenza alla quale la 4.2 ha un massimo, ed essa risulta essere pari a:

$$\nu_c = \frac{3}{4\pi} \frac{e}{mc} \gamma^2 B_{\perp} \quad [\text{Hz}] \quad (4.3)$$

Se si integra la 4.2 su tutte le lunghezze d'onda, raccogliendo un po' di costanti, si ottiene una chiara dipendenza dall'energia iniziale della particella che emette la radiazione:

$$P(E) = \text{cost} \cdot B_{\perp} \cdot \gamma \quad (4.4)$$

Nel caso più comune di emissione da un insieme di elettroni è facile vedere che la distribuzione di intensità della radiazione di sincrotrone segue quella degli elettroni. Se vogliamo trattare il caso d'emissione di un insieme omogeneo e isotropico di elettroni per ricavare l'intensità della radiazione basterà integrare la potenza emessa dal singolo elettrone per la distribuzione di energia $N(E)$ degli elettroni:

$$I(\nu) = \text{cost} \cdot \int P(E, \nu) \cdot N(E) dE \quad (4.5)$$

Data quest'ultima equazione risulta evidente che, se vogliamo ricavare la distribuzione delle intensità sarà necessario conoscere la distribuzione degli elettroni $N(E)$. Per fare questo ci baseremo su una assunzione: la distribuzione degli elettroni segue quella dei raggi cosmici (essa è descritta da una legge di potenza $N(E) = kE^{-n}$) ottenendo una nuova forma per la 4.5: $I(\nu) = \nu^{-\frac{n-1}{2}}$. Per i raggi cosmici n è dell'ordine di 2.5, quindi uno spettro di intensità con indice -0.7, ed equivalentemente una temperatura di brillanza con un indice spettrale di 2.75, perfettamente in accordo con le osservazioni del continuo galattico. Proprio questo stesso continuo galattico fu captato dalle antenne di Jansky nel 1933, e in seguito approfondito e indagato a metà del secolo scorso in Russia (Gizburg e Syrovatskii [25]). Queste equazioni definiscono un importante legame tra la distribuzione dei raggi cosmici e la pendenza del continuo della radiazione di sincrotrone, inoltre ci permettono, assumendo la densità dei raggi cosmici, di ricavare un campo magnetico galattico medio di circa $10 \mu\text{G}$.

4.1 Emissione di sincrotrone a 408 MHz

Alla frequenza di 480 MHz sono state compiute numerose survey complete del cielo. A questa frequenza la radiazione dominante è quella di sincrotrone, e grazie ad essa è possibile avere informazioni sulla componente B_{\perp} ; sono presenti inoltre gli effetti del gas ionizzato, quindi le immagini riportano l'emissione della componente relativistica e del mezzo ionizzato caldo dell'ISM. Riportiamo di seguito il lavoro di Newton-McGee [26], basato su una precedente survey completa del cielo di Haslam [27], che mette in evidenza la sovrapposizione tra il piano della Galassia e l'emissione a 480 MHz.

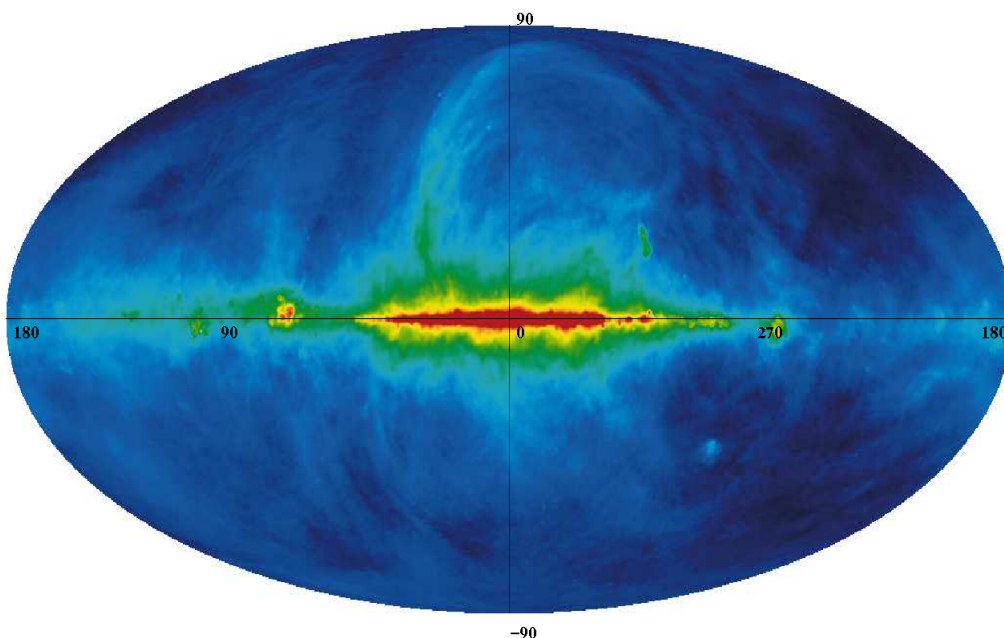


Figura 4.2: L'emissione di sincrotrone a 408 MHz in coordinate galattiche. Come atteso, l'emissione è concentrata sul piano Galattico. Figura ottenuta da [26].

In seguito, grazie alla Canadian Galactic Plane Survey (CGPS), Kothes et al. [28] hanno prodotto immagini ad alta risoluzione del piano Galattico su un'area di coordinate $52^\circ \leq l \leq 193^\circ$, $-6.5^\circ \leq b \leq 8.5^\circ$, e con un'estensione di $b=21^\circ$ per $97^\circ \leq l \leq 120^\circ$. Le immagini hanno una risoluzione angolare di $2.8' \times 2.8'$ cosec δ e sono state ottenute con il Synthesis Telescope del Dominion Radio Astrophysical Observatory (DRAO). Il segnale a 408 MHz, specialmente sul piano della Galassia, è sufficientemente intenso da dominare sul rumore del ricevitore. Per migliorare la calibrazione, specialmente nelle aree che presentano strutture su larga scala, sono stati valutati nuovamente anche i dati ottenuti da Haslam [27]. Riportiamo una parte del lavoro ottenuto da Kothes, soffermandoci su tre strutture di dimensioni notevoli in Figura 4.3, l'emissione del braccio Sagittarius domina a $l \leq 60^\circ$ e la separazione tra il braccio Locale e il braccio Sagittarius è evidente a $l \approx 60^\circ$ ⁴. In figura 4.4, l'emissione della nube molecolare Cygnus-X, $73^\circ \leq l \leq 86^\circ$ è centrata al di sopra del piano centrale. In figura 4.5, a $l \approx 100^\circ$ il centro dell'emissione estesa è a $b \approx 3^\circ$, e non è altro che la deformazione del disco sincrotronico, o almeno la componente di ISM di esso, solitamente studiato in termini dell'emissione di HI, come in Binney e Merrifield in [29].

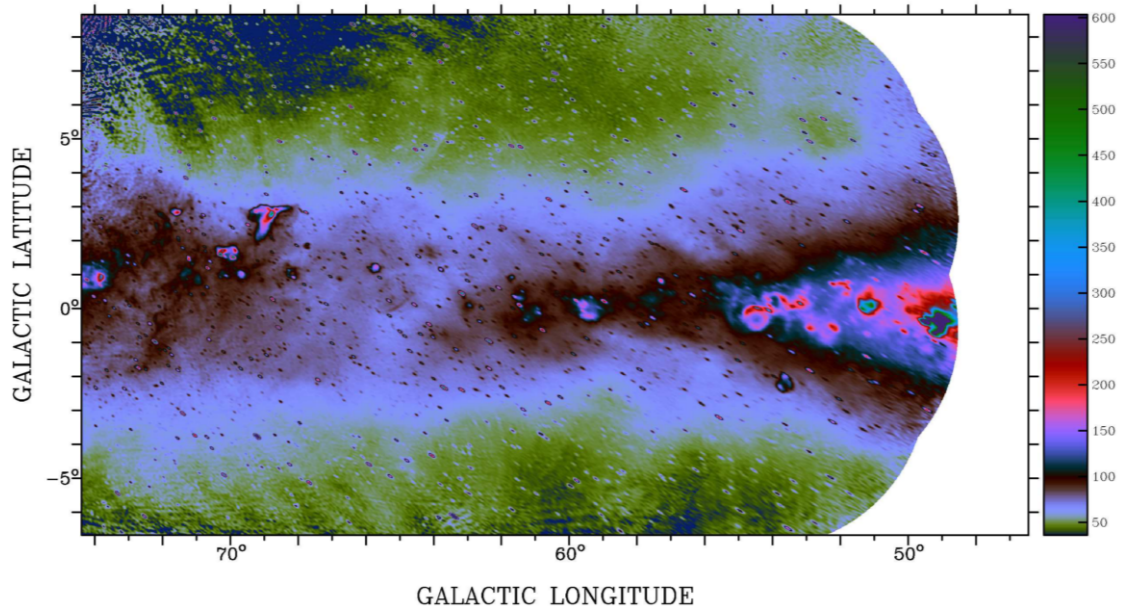


Figura 4.3: Immagine della survey a 408 MHz che copre $50^\circ \leq l \leq 74^\circ$, viene mostrata la temperatura di brillantezza in kelvin. Figura ottenuta da [28].

⁴Una concentrazione di sorgenti discreti, nubi H II, sono presenti a longitudini tra 59° e 64° ; essendo nota la loro distanza possiamo arrivare a inferire la separazione tra il braccio Sagittarius e il braccio Locale.

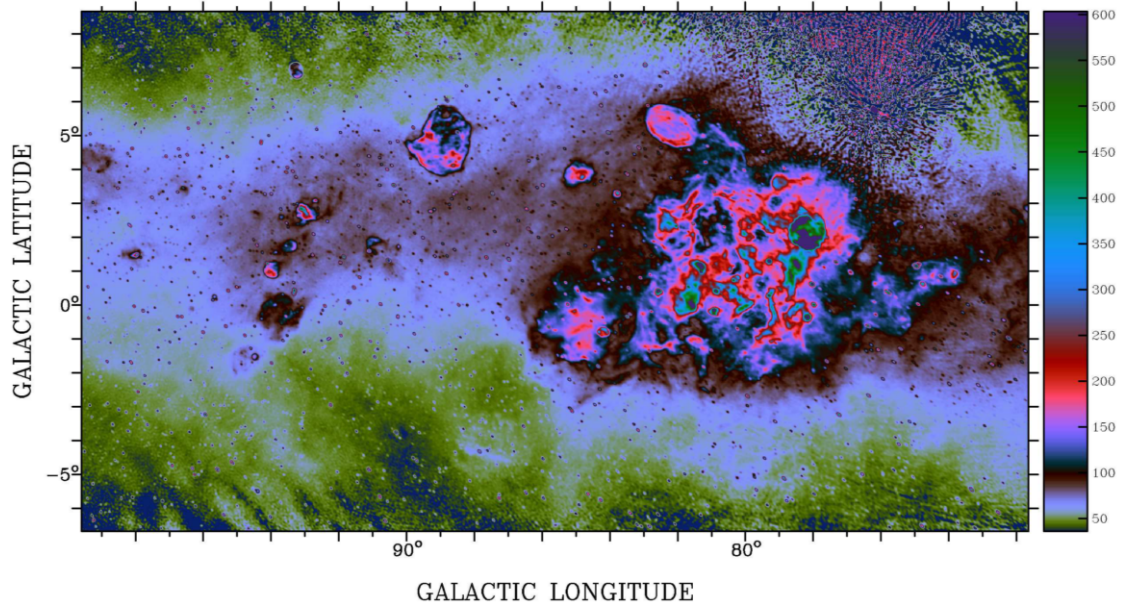


Figura 4.4: Immagine della survey a 408 MHz che copre $72^\circ \leq l \leq 99^\circ$, viene mostrata la temperatura di brillantezza in kelvin. Riconoscibile l'emissione di Cygnus-X a $73^\circ \leq l \leq 86^\circ$, evidente anche in figura 4.2. E' presente in posizione $(l, b) = (76.2^\circ, 5.8^\circ)$ un artefatto dovuto all'emissione della radiogalassia Cygnus A. Figura ottenuta da [28].

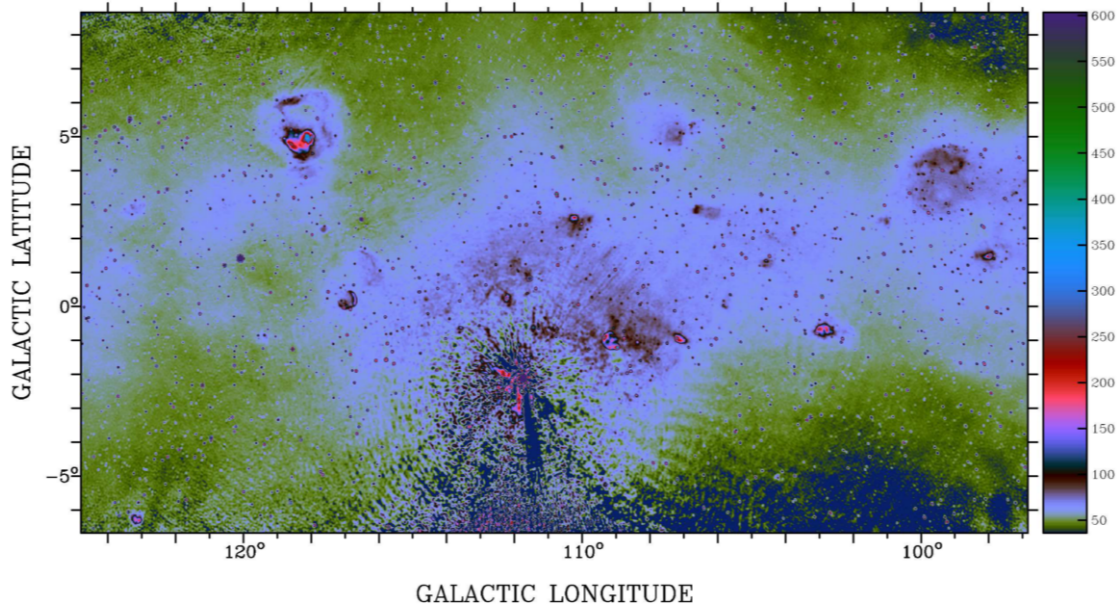


Figura 4.5: Immagine della survey a 408 MHz che copre $97^\circ \leq l \leq 125^\circ$, viene mostrata la temperatura di brillantezza in kelvin. E' presente in posizione $(l, b) = (111.7^\circ, -2.1^\circ)$ un artefatto dovuto all'emissione del resto di supernova Cassiopea A. Figura ottenuta da [28].

4.2 L’inversione del campo magnetico

Presentiamo infine il lavoro svolto da Ordog et al. [21], nel quale vengono comparate le misure di RM dell’emissione diffusa di sinicrotrone (XE), ottenute da CGPS, assieme alle RM di sorgenti extragalattiche, per studiare l’inversione su larga scala del GMF⁵. Nello specifico la metodologia d’indagine sfrutta RM su una estesa regione del cielo, concentrandosi su un intervallo a bassa longitudine galattica della CGPS ($53^\circ \leq l \leq 72^\circ$, verso le zone centrali della Galssia, in direzione del braccio Sagittarius-Carina), ottenuti per mezzo del Dominion Radio Asrtophysical Observatory (DRAO); i dati sono rappresentati in figura 4.6.

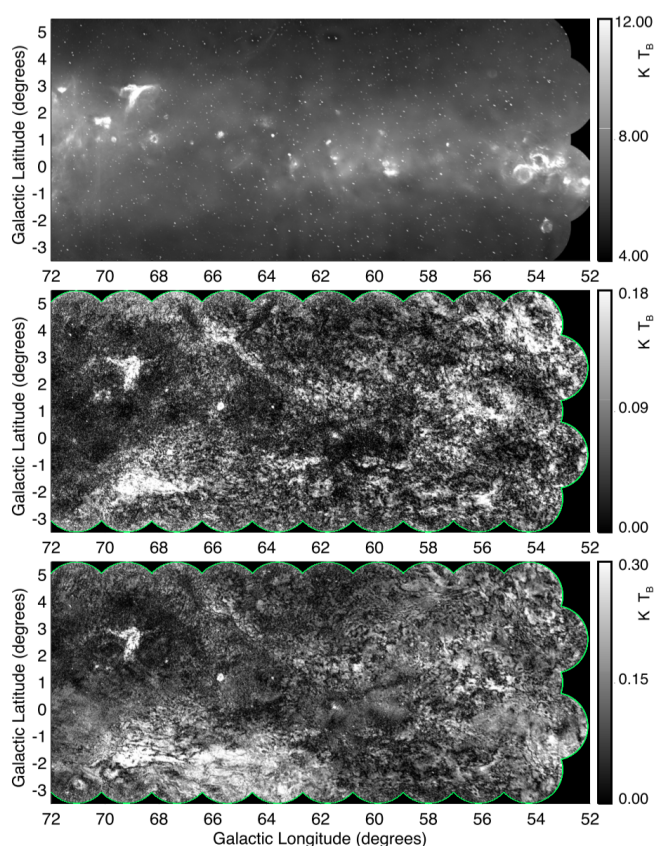


Figura 4.6: **Pannello superiore:** Stokes I rilevati dall’interferometro DRAO combinati con i dati ottenuti dal telescopio da 26 m John A. Galt 26-m. **Secondo pannello:** Intensità polarizzata, dati del solo interferometro. **Terzo pannello:** Intensità polarizzata dai dati combinati dell’interferometro e dai dati da singola antenna. Figura ottenuta da [21].

⁵Tale inversione è descritta da Hal et al. [20], usando RM di pulsar, come un’inversione che avviene tra ogni limite di braccio e interbraccio, argomento approfondito nel capitolo 3. Diversamente Van Eck et al. [30], usando RM di EG, propone un modello con una singola inversione

Ci sono due principali **limitazioni** dei dati di RM di XE. La prima è dovuta al fatto che mentre la componente EG domina l'emissione sulla sua linea di vista, la XE è originata in un intervallo di profondità, portando a significative depolarizzazioni, dato che i contributi che sono emessi a diverse distanze lungo la linea di vista sono soggetti a differenti rotazioni di Faraday, mediandosi gli uni con gli altri. E' importante ricordare che oltre una certa distanza, detta orizzonte di polarizzazione (PH), l'emissione polarizzata di XE non può essere più raccolta. Anche a distanze inferiori al PH la XE può non essere affidabile, specialmente se la rotazione di Faraday e l'emissione avvengono nello stesso volume, dato che ciò porta la polarizzazione a essere una funzione di λ^2 , e non più lineare; come già ampiamente spiegato nel Capitolo 3 in questi casi si può usare la Rotation Measure Synthesis, ma i nostri dati non lo permettono ⁶. In secondo luogo, le RM di XE sono state ottenute attraverso uno strumento che è limitato nella sua capacità di misurare strutture con scala angolare inferiore a 30 arcominuti, per cui sono stati usati dati da singola antenna dal telescopio John A. Galt.

La più importante caratteristica di queste mappe è il **gradiente di RM** attraverso il limite diagonale, osservabile sia nel regime delle EG RM che delle XE RM. Il limite, identificato dalle linee tratteggiate in figura 4.7, si estende tra i punti ($l=67^\circ$, $b=4^\circ$) e ($l=56^\circ$, $b=-2^\circ$), e gli RM sopra di esso sono principalmente positivi, mentre al di sotto sono principalmente negativi. Questo implica che al di sopra (al di sotto) del limite la componente \mathbf{B}_{\parallel} è diretta verso di noi (in direzione opposta), cosa che noi interpretiamo come componente antioraria (oraria), vista dal polo nord Galattico. Comparando le EG RM (primo pannello) e le XE RM (secondo pannello), osserviamo che entrambe le RM seguono lo stesso andamento, con la EG RM caratterizzata da una maggiore altitudine rispetto alle XE. Dato che le misure di RM da entrambe le sorgenti sono in accordo sul segno ⁷ (e presumibilmente anche sul modulo) Ordog et al. concludono che è stato tracciato la stessa configurazione di campo magnetico, in particolare una inversione su larga scala.

⁶Per la Rotation Measure Synthesis sono necessari densi campionamenti di λ^2 che i nostri dati non possiedono.

⁷Le piccole differenze che esistono tra le magnitudini di EG e XE RM sono probabilmente dovute alla profondità di depolarizzazione, più preponderane nelle XE che nelle EG.

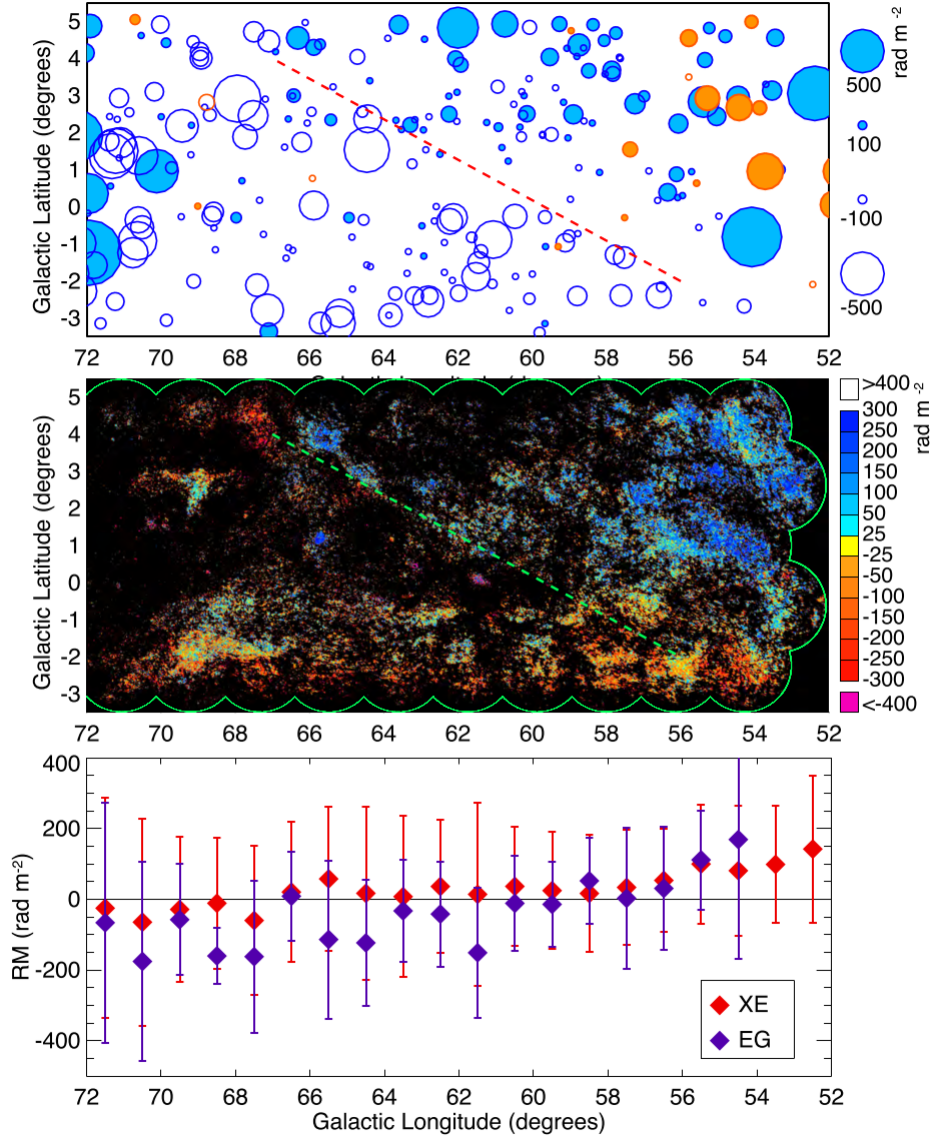


Figura 4.7: **Pannello superiore:** RM di EG (blu) e pulsar (arancione); si può notare come anche la RM delle pulsar sia concorde con l'andamento osservato rispetto al gradiente. **Secondo pannello:** RM di sorgenti estese ottenute usando solo l'interferometro. Le linee diagonali indicano approssimativamente la posizione del limite attraverso il quale è presente il gradiente di RM. **Terzo pannello:** RM di sorgenti estese (rosse) e EG (viola) in funzione della longitudine Galattica, mediate in un segmento longitudinale di 1° ; le barre d'errore sono state determinate con la deviazione standard interna al segmento. Figura ottenuta da [21].

Quarant'anni di osservazioni di RM hanno portato all'interpretazione dell'inversione del campo magnetico tra il braccio Locale e il braccio Saggittarius-Carina, in accordo con l'inversione ottenuta dalla RM delle pulsar nel Capitolo 3 dal lavoro di Han et al. [19].

Queste osservazioni suggerirebbero, secondo la legge di Ampere, una superficie elettricamente carica ('current sheet') tra i bracci di spirale, perpendicolare al disco. Tuttavia, come viene evidenziato per la prima volta da Ordog et al. [21], i dati suggeriscono che la superficie elettricamente carica sia contenuta nel disco, piuttosto che ortogonale ad esso ⁸. Per analizzare ulteriormente l'inversione diagonale, riportiamo la RM come una funzione dell'allontanamento angolare dalla perpendicolare in figura 4.8. Per le RM di XE il gradiente ha una pendenza di $38.3 \text{ rad m}^{-2} \text{ deg}^{-1}$. Per una superficie elettricamente carica infinitamente sottile il gradiente sarebbe una funzione molto pendente. Le nostre osservazioni suggeriscono una "lastra" di larghezza finita, e la pendenza dipende dalla larghezza e dalla densità di corrente della lastra. Per le RM di EG l'inclinazione è inferiore. Assumendo un modulo di GMF di $2\mu\text{G}$, grazie alla legge di Ampere, possiamo indicare due possibili scenari per la lastra di corrente uniforme: poco densa o molto sottile.

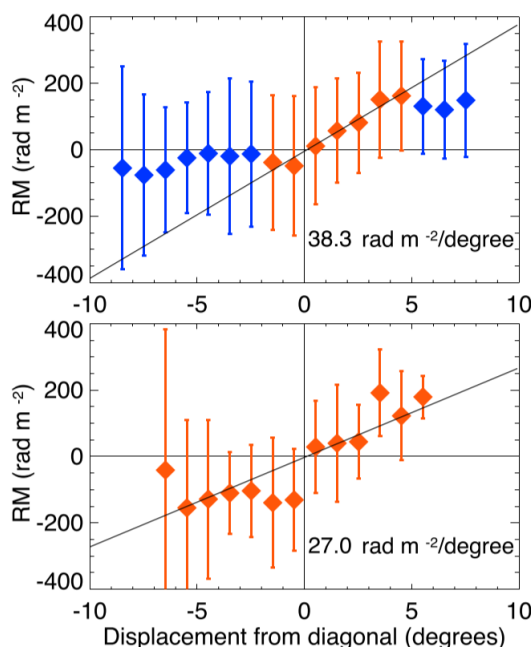


Figura 4.8: RM in funzione dell'allontanamento angolare dalla perpendicolare per i dati di RM di XE (**pannello superiore**) e di RM di RG (**pannello inferiore**). Spostamenti positivi (negativi) corrispondono a regioni sopra (sotto) il limite. I simboli blu rappresentano dove la funzione è piatta. L'inclinazione, ottenuta con i punti arancioni, caratterizza il gradiente di RM. Figura ottenuta da [21].

E' chiaro che un modello tridimensionale del GMF è indispensabile per descrivere il limite diagonale tra direzioni opposte del campo magnetico. Un modello che tiene conto dell'esistenza di questo tipo di strutture è il modello ibrido di dinamo di Gressel et al.

⁸E' necessaria una sorgente o un meccanismo di deriva per sostenere la superficie elettricamente carica.

[3]⁹, una simulazione tridimensionale globale campo magnetico di disco che permette l'evoluzione del sistema. Questo modello include inoltre instabilità magneto-rotazionali, le quali possono risultare in ondulazioni verticali di una componente azimutale antisimmetrica del campo magnetico galattico interna al piano. Come descritto da Gressel et al. questo condurrebbe a una apparente inversione del campo se vista da vicino al centro del piano Galattico. Machida et al. [31] hanno studiato esattamente il caso descritto da Gressel et al. in dettaglio, analizzando come i dischi Galattici di gas subiscono un'amplificazione del campo per effetti di MRI. I flussi magnetici azimutali amplificati sfuggono dal disco per instabilità di Parker e le componenti azimutali del campo magnetico medio si invertono di direzione quasi periodicamente. La figura 4.9 illustra schematicamente il meccanismo di dinamo galattica ottenuto dalle simulazioni numeriche. E' stato considerato un disco rotante in maniera differenziale, soggetto a un debole seme di campo, e che ruota in senso antiorario. Mentre la MRI cresce nel disco di gas, campi positivi e negativi, la cui forza è confrontabile, vengono amplificati. Quando la pressione magnetica media diventa il 10 % della pressione del gas nel disco, la pressione magnetica locale vicino alla superficie supera il 20 % della pressione del gas e l'instabilità di Parker crea ondulazioni verticali del campo magnetico, le quali, all'estremo, vengono liberate sotto forma di anelli magnetici vicino al disco. Dato che la forza del campo magnetico parallelo al seme cresce più velocemente del campo posto in direzione opposta, il campo antiorario soddisfa la condizione di instabilità di Parker prima e sfugge dal disco per mezzo del galleggiamento. Successivamente, la componente oraria, che rimane nel disco, è amplificata dal MRI, e il campo magnetico azimutale medio interno al disco si inverte. Il campo invertito diventa un seme di campo per il ciclo successivo. Inoltre gli anelli prodotti dall'instabilità di Parker producono numerose inversioni del segno della RM lungo la latitudine. Il profilo poloidale della simulazione N3d-VF (Gressel et al. [3]), affrontata nel capitolo 5, mostra caratteristiche simili a quelle appena descritte, imputando l'inversione alle variazioni azimutali causate dall'instabilità di Parker, e quindi supportando quanto trovato da Machida et al.

Una volta analizzati il lavoro di Ordog et al. [21], di Machida et al. [31] e di Gressel et al. [32] è condivisibile la necessità di sviluppare modelli 3D del campo magnetico Galattico per poter tentare di dare una spiegazione a fenomeni quali l'inversione magnetica.

⁹Questo modello sarà affrontato nel capitolo 5

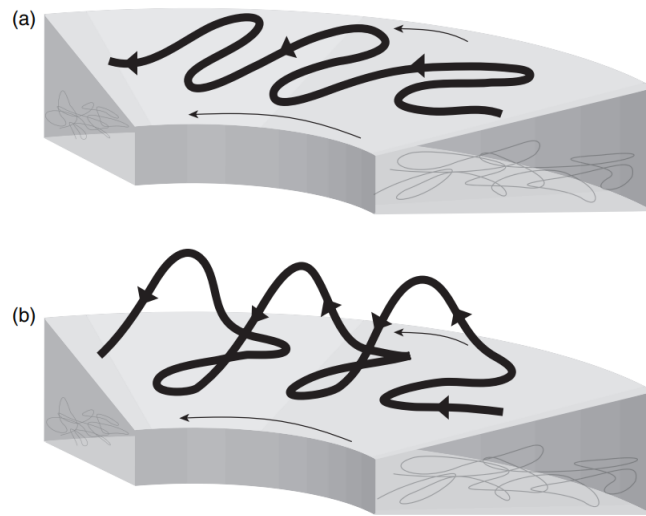


Figura 4.9: Disegno schematico del meccanismo di dinamo MHD. Figura ottenuta da Machida et al. [31].

Capitolo 5

Modello di Dinamo

5.1 Configurazioni del campo magnetico di disco e teoria di dinamo

Prima di procedere con l'analisi dei modelli simulati nel lavoro di Gressel et al. in [3] ci sembra opportuno introdurre le convenzioni necessarie per caratterizzare il campo magnetico Galattico (GMF) e il modello di dinamo. La trattazione che segue è descritta nel lavoro di Campbell [1]. Il GMF è spesso espresso in coordinate cilindriche (θ, r, z) . Il campo magnetico azimutale (\vec{B}_θ) domina il disco Galattico, dove la componente radiale (\vec{B}_r) e quella verticale (\vec{B}_z) sono generalmente deboli. Il campo magnetico toroidale si riferisce alla struttura (senza componente \vec{B}_z) confinata in un piano parallelo a quello Galattico, mentre il campo magnetico poloidale si riferisce alla struttura assialsimmetrica attorno all'asse Galattico z (senza componente \vec{B}_θ) come i campi di dipolo. Questi termini sono puramente matematici. I campi magnetici reali sono connessi ovunque, con tutte le componenti presenti in ogni punto. La configurazione del campo nel disco Galattico può essere classificata a seconda delle proprietà di simmetria rispetto al piano della galassia. Campi simmetrici, o con parità pari, sono indicati con il simbolo Sm, dove m è il numero di modo azimutale¹. Campi antisimmetrici, o a parità dispari, sono indicati con il simbolo Am. Quindi un campo in configurazione S0 è assialsimmetrico (attorno all'asse di rotazione) e simmetrico rispetto al piano equatoriale. Una configurazione A0 è anch'essa assialsimmetrica ma è antisimmetrica rispetto al piano equatoriale. Come riportato in Figura 5.1, la componente poloidale di un campo in configurazione simmetrica (antisimmetrica) ha una struttura di quadrupolo (dipolo).

¹Simmetria azimutale è caratterizzata da $m=0$. Simmetria bisimmetrica è caratterizzata da $m=1$

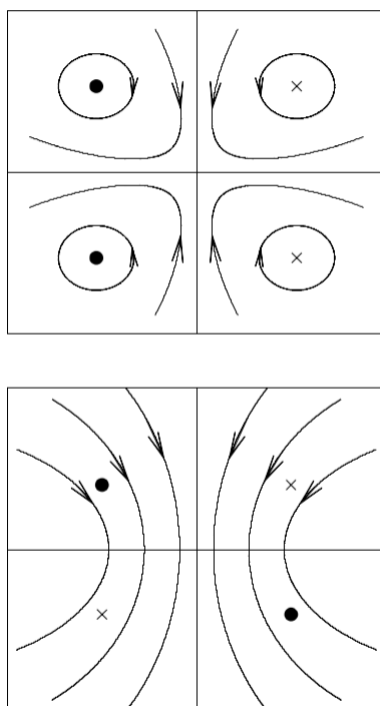


Figura 5.1: Linee di campo per una configurazione pari (**pannello superiore**) e dispari (**pannello inferiore**). Sono mostrate sezioni perpendicolari al piano equatoriale che contengono l'asse di simmetria della galassia. La componente toroidale del campo è indicata con una 'x' (campo entrante) o con un 'punto' (campo uscente). La figura è stata ottenuta da [33].

Le RM del cielo sono dominate dal GMF, con contributi trascurabili dovuti al mezzo intergalattico e alle RM intrinseche delle sorgenti radio (sia EG che pulsar). Una caratteristica delle RM nel cielo è l'antisimmetria delle regioni interne con $|l| < 90^\circ$. Il fatto che $RM < 0$ nelle regioni con $(0^\circ < l < 90^\circ, b > 0^\circ)$ e $(270^\circ < l < 360^\circ, b < 0^\circ)$ indica che il campo magnetico punta nella nostra direzione (discusso anche nei capitoli 3 e 4). Una così alta simmetria sia rispetto al piano Galattico che rispetto al centro Galattico non può essere semplicemente l'effetto di caratteristiche locali. La configurazione antisimmetrica è consistente con un campo magnetico in configurazione di dinamo A0; essa è caratterizzata da una componente toroidale che tiene conto dell'inversione delle direzioni tra le zone sopra e sotto il piano galattico. La componente toroidale potrebbe estendersi anche nella regione interne della Galassia, persino vicino al centro della zona molecolare. La RM antisimmetrica del cielo è stata anche mostrata dalle RM di pulsar ad alte latitudini Galattiche ($|b| > 8^\circ$). Questo implica che il campo magnetico responsabile per la configurazione antisimmetrica potrebbe essere più vicino delle pulsar.

Teoria di dinamo: Meccanismo mediante il quale un campo magnetico è amplificato

da un fluido rotante, convettivo ed elettricamente conduttore, trasformando energia meccanica in energia magnetica ². La dinamo che crea il campo magnetico su larga scala viola la simmetria di riflessione della turbolenza nelle galassie rotanti; questa violazione è associata con la dominanza, per esempio, di movimenti elicoidali destrorsi nel fluido turbolento. La teoria che una dinamo magnetica ha amplificato e mantenuto il campo magnetico Galattico è ben consolidata. Come la dinamo funzioni in dettaglio, e quali siano le cause del suo movimento (rotazione differenziale, turbolenza, galleggiabilità dei raggi cosmici, etc.) sono ancora questioni irrisolte. Modelli di dinamo di campi magnetici medi su larga scala sono descritti analiticamente da una combinazione di modi nei dischi galattici; inoltre, essi rappresentano una semplificazione del fenomeno, in quanto assumono la separazione dinamica tra i campi magnetici di larga e piccola scala. La dinamo su larga scala ($\alpha - \Omega$ dinamo), come descritto da Beck [34], è generata dal movimento turbolento causato da esplosioni di supernova o raggi cosmici soggetti ai Parker Loop (α) e dalla rotazione differenziale (Ω), inoltre bisogna tenere in considerazione l'effetto della diffusione magnetica (η). Le strutture di campo magnetico su piccola scala sono spesso modellate come turbolenza Gaussiana, supernove di disco, oppure con l'instabilità magneto-rotazionale ³. La teoria di dinamo lascia irrisolti ancora numerosi problemi. L'approssimazione di campo magnetico medio, come già accennato, ha una pesante richiesta di separazione dinamica. Il campo su larga scala è assunto essere reso liscio dalla diffusione turbolenta, richiedendo però rapide ed efficienti riconessioni magnetiche. Simulazioni magnetoidrodinamiche (MHD) di dinamo, come quella che andremo ad affrontare successivamente da Gressel et al., confermano il modello $\alpha - \Omega$.

5.2 Modello di dinamo tridimensionale e evoluzione nel tempo

Caratteristiche principali

Presentiamo di seguito il lavoro fatto da Gressel et al. [3] per ottenere un modello di dinamo quantitativo del campo magnetico Galattico, fisicamente motivato e fenomenologicamente supportato dai recenti dati a tutto cielo di RM e radiazione di sincrotrone polarizzata ⁴. Data la complessità del lavoro svolto ci limiteremo a riportare le assunzioni, concentrandoci sulle fonti utilizzate, e i risultati principali, ponendo l'attenzione ai riscontri osservativi disponibili. Il modello, inoltre, tiene conto dell'evoluzione del sistema, invece di risolvere solamente le equazioni dell'induzione per un disco fissato statico. Per eliminare i parametri liberi, i coefficienti di chiusura sono stati ricavati da simulazioni locali risolte di turbolenze interstellari scatenate da supernove (come citato precedentemente, uno dei mezzi di generazione della dinamo su larga scala).

²NB: La teoria di dinamo non preclude l'esistenza di campi magnetici primordiali. Al contrario, mentre una dinamo è in grado di amplificare campi magnetici preesistenti, il primo campo potrebbe avere origini primordiali. Esempi di campi magnetici primordiali sono trattati in Beck [34]

³Questo tipo di instabilità è presente nel capitolo 4

⁴Esempi di questo tipo di mappe, Brown et al. [22], Van Eck et al. [30], e Opperman et al. [35], sono riportati nei capitoli 3, 4 e in appendice A

La **principale caratteristica** che differenzia il modello del MGF dalle galassie esterne è l'inversione del campo magnetico medio nella direzione radiale ⁵, come suggeriscono i lavori di Han et al. [19] e Van Eck et al. [30]. I modelli di campo medio permettono, in principio, questo tipo di inversione, a seconda del seme di dinamo utilizzato. Una soluzione alternativa, proposta da Gressel et al. e già citata nel Capitolo 4, sono ondulazioni verticali del piano Galattico unite all'antisimmetria pari verticale del campo di disco, inducendo così un'inversione apparente.

Un'altra peculiarità del GMF è il relativamente piccolo angolo di inclinazione ($\lesssim 10^\circ$) rispetto alle altre galassie con simil rotazione differenziale forte e angoli di inclinazione fino a $\sim 45^\circ$, come osservato in M94 e M33. Questa preponderanza della componente azimutale sembra essere in accordo con un modello di campo medio.

Il campo magnetico di un modello di dinamo a campo magnetico medio è tipicamente un quadrupolo assialsimmetrico stazionario. Inoltre, nella simulazione presa in esame, è stato tenuto conto anche della forma flared ('svasata') del campo magnetico, come riportato dalla distribuzione delle regioni HI osservate da Kamberla e Dedes in [36]. Rispetto ai modelli passati, il lavoro di Gressel et al. si avvale di un rigoroso fondamento per l'abbondanza e la distribuzione spaziale del campo magnetico, sfruttando il metodo di test di campo (TF) per misurare il coefficiente di trasporto a realistiche simulazioni di turbolenza interstellare. Questo permette di calcolare la funzione di estinzione ('quenching function'), necessaria per evolvere il modello di campo medio nelle regioni a regime saturo. Un'altra importante miglioramento è l'evoluzione combinata delle equazioni di induzione e del momento. I principali vantaggi di questo metodo sono due: da una parte, includendo l'equazione del momento ci consente di permettere di far evolvere il modello di disco nel tempo, al posto di mantenere il campo di velocità fissato; dall'altra, risolvere le equazioni MHD (soggette alla dissipazione migliorata) permette l'emergere di instabilità magnetiche come l'instabilità magneto-rotazionale (MRI) e l'instabilità di galleggiamento, o instabilità di Parker. Questo modello manca di: una descrizione autoconsistente e autoregolata della formazione stellare (SF), una formazione autoregolata dalla gravità dei bracci di spirale, una comparsa di vento Galattico originato dai raggi cosmici (CR) e infine la natura multifase del mezzo interstellare (ISM).

Metodologia

Le simulazioni prese in esame sono basate quanto più direttamente possibile sulle quantità osservabili. Procediamo mostrando le equazioni di MHD e di momento che governano la simulazione:

$$\partial_t \bar{\rho} + \nabla \cdot (\bar{\rho} \bar{v}) = 0, \quad (5.1)$$

$$\partial_t (\bar{\rho} \bar{v}) + \nabla \cdot [\bar{\rho} \bar{v} \bar{v} + \bar{p} \star I - \bar{\mathbf{B}} \bar{\mathbf{B}}] = -\bar{\rho} \nabla \Phi + \nabla \cdot \tau, \quad (5.2)$$

$$\partial_t \bar{\mathbf{B}} - \nabla \times [\bar{v} \times \bar{\mathbf{B}} + \bar{\mathcal{E}} - \eta_t \nabla \times \bar{\mathbf{B}}] = 0 \quad (5.3)$$

dove indichiamo con ρ la densità, con \bar{v} la velocità stazionaria del campo di velocità, con $\tau = \bar{\rho} \nu_t [\nabla \bar{v} + \nabla (\bar{v})^T - 2/3 (\nabla \cdot \bar{v}) I]$ il tensore di stress viscoso, con viscosità cinematica

⁵Questo tipo di andamento sembra essere assente nel campo ma

indicata con ν_t , e $\overline{p^\star}$ indica la pressione totale $\overline{p} + \overline{B}^2/2$. Come esplicitato dalla barra orizzontale, le equazioni 5.1 e 5.3 sono equazioni di campo medie che governano l'evoluzione delle quantità su larga scala. Dato l'elevato numero di Reynold nell'ISM, vengono ignorati i contributi dei coefficienti di dissipazione dovuti agli effetti molecolari. In questo senso, η_t e ν_t rappresentano rispettivamente la diffusione turbolenta e la viscosità cinematica. Effetti induttivi derivanti da strutture non risolte sono racchiusi nella forza elettromotrice \mathcal{E} nell'equazione 5.3. Le **dimensioni** della simulazione sono $r \in [1.5, 21.5]$ kpc, $\theta \in [0.415, 0.585]\pi$ e $\pi \in [0, 2]\pi$. La regione centrale del disco è esclusa dalla simulazione per ragioni di tempo computazionale. La **risoluzione** della simulazione dinamica 3D è di $384 \times 72 \times 96$ punti di griglia, rispettivamente nelle dimensioni radiale, latitudinale e azimutale. Le **condizioni al contorno** (BC) idrodinamiche sono di deflusso standard; un esempio per il limite inferiore di θ è imporre che $\partial_\theta v_\theta = 0$ se $v_\theta < 0$, e forzare $v_\theta = 0$ negli altri casi. La soluzione, inoltre, tiene conto del bilanciamento idrostatico e idrodinamico nella direzione verticale e radiale, imponendo inoltre il profilo di equilibrio rotazionale internamente ai limiti radiali. E' stato imposto un campo unicamente verticale sulle regioni di contorno, se presente.

Modello di disco e curva di rotazione

Come già riportato precedentemente il modello si basa sul flaring del disco di HI della MW, i cui limiti grazie al lavoro di proposto proposta da Kalberla e Dedes in [36]. Per migliorare il semplice fit esponenziale viene proposto un profilo di densità superficiale diviso ⁶:

$$\overline{\rho}(R, z) = \overline{\rho}(R_{br}, 0) e^{-\Phi_z/c_s^2} \times \begin{cases} \exp(-\frac{R-R_{br}}{R_{exp}}) & R < R_{br} \\ (\frac{R}{R_{BR}})^p & R \geq R_{br} \end{cases}$$

La componente verticale di disco è data dal fattore $e^{-\Phi_z/c_s^2}$, e rappresenta la differenza di potenziale verticale, ponendo il bilanciamento di pressione termica con la funzione

$$\Phi_z(r, z) \equiv \Phi(r, z) - \Phi(r, z = 0) \quad (5.4)$$

La densità indicata con $\overline{\rho}(R_{br}, 0)$ è la densità al raggio di rottura (raggio di "break", discrimine tra i due andamenti) $R_{br} = 13$ kpc, e abbiamo usato $R_{exp} = 4$ kpc, meno inclinato rispetto al modello con $R_{exp} = 3.75$ kpc proposto da Kalberla e Dedes [36]. Per la componente esponenziale è stato scelto un esponente $p = -6.5$, il quale riproduce l'andamento in [36]. Il flaring del disco è controllato dal profilo di temperatura radiale

$$c_s^2(R, z) = c_{s0}^2 \left(\frac{R}{R_0} \right)^q \quad (5.5)$$

il quale risulta essere una funzione potenza del raggio R. A voler precisare, $q = -1$ produrrebbe un disco con angolo di apertura costante, mentre con $q \simeq 0$ si avrebbe un disco globalmente isoterma. Per il modello considerato è stato scelto $q = -0.5$. La forma funzionale di 5.2 non è differenziabile a R_{br} , implicando un leggero salto nella velocità azimutale

⁶Per ragioni di compattezza di notazione vengono usate vari sistemi di coordinate. Le simulazioni sono state svolte in una griglia sferico-polare (r, θ, ϕ)

v_ϕ , la quale ha forma

$$\overline{v_\phi}^2(R, z) = \left(\left. \frac{\partial \ln \bar{\rho}}{\partial \ln R} \right|_{z=0} + q \right) c_s^2 + R \left. \frac{\partial \Phi}{\partial R} \right|_{z=0} + q \Phi_z(R, z) \quad (5.6)$$

Dato che è stato preso un potenziale gravitazionale Φ ad hoc, l'equazione 5.6 mostra un plateau a $\overline{v_\phi} \simeq 220 \text{ km s}^{-1}$, come mostrato in Figura 5.2, dove sono stati riportati i profili di rotazione e di densità nel disco.

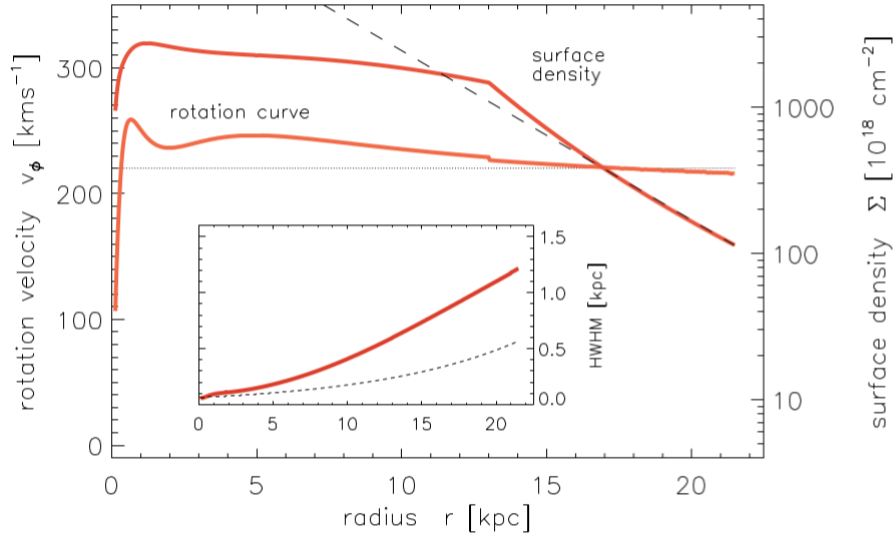


Figura 5.2: **Pannello esterno:** Curva di rotazione (la linea tratteggiata è il plateau 220 km s^{-1}) e densità superficiale. **Pannello interno:** altezza di scala del disco di gas HI. La linea tratteggiata suggerisce l'approssimazione proposta da Kalberla e Dedes [36]. Figura ottenuta da [3].

Parametri di chiusura per la turbolenza e approccio di campo medio

Attraverso l'uso di un modello di campo medio Gressel et al. hanno simulato il campo magnetico regolare e il flusso su larga scala del disco Galattico di gas. Concettualmente ciò si traduce nel risolvere completamente le equazioni MHD in presenza di coefficienti di trasmissione turbolenta, i quali si manifestano in una diffusione turbolenta (η_t) nell'equazione d'induzione 5.3 assieme a una viscosità turbolenta (ν_t) nell'equazione del momento 5.2. Questi coefficienti di dissipazione turbolenta, così come l'effetto α , sono state derivati da una serie di dirette simulazioni numeriche risolte (DNS) di emissioni di supernova, analizzate in dettaglio in Gressel [32]. Dato che da queste simulazioni viene ricavato unicamente η_t , è stato assunto un numero di turbolenza magnetica Pradndtl, $\text{Pm}_t = \eta_t / \nu_t$ pari a 1. Quest'ultima assunzione è supportata dalle ricerche numeriche di Guan e Gammie [37]. A differenza della classica viscosità α , viene descritto il valore $\nu_t(R, z)$ come una funzione dello spazio, indipendente dalla pressione del gas.

Tensore di dinamo

In questa sezione concentreremo la trattazione sulla forza elettromotrice turbolenta $\mathcal{E} = \overline{v' \times \mathbf{B}'}$, nelle quali compaiono quantità soggette a fluttuazione. Viene usata la classica descrizione tensoriale

$$\overline{\mathcal{E}}_i = \alpha_{ij} \mathbf{B}j \quad i, j \in [r, \theta, \phi] \quad (5.7)$$

dove il tensore α localmente fa comunicare la forza elettromotrice forte media con il campo magnetico medio. α_{ij} è parametrizzata a partire da un numero elevato di simulazioni numeriche di turbolenza nell'ISM dovuta a Supernove, mediante il metodo TF.

Funzioni di estinzione

Nel lavoro di Gressel et al. viene adottata una estinzione isotropica per il tensore α , ottenendo

$$\alpha_{ij}(\overline{\mathbf{B}}) = \frac{\alpha_{ij}(\overline{\mathbf{B}} = 0)}{1 + q_\alpha \beta^2}, \quad \nu_t(\overline{\mathbf{B}}) = \eta_t(\overline{\mathbf{B}}) = \frac{\eta_t(\overline{\mathbf{B}} = 0)}{1 + q_\eta \beta} \quad (5.8)$$

dove $\beta \equiv |\overline{\mathbf{B}}|/B_{eq}$, e coefficiente $q_\alpha = 10$, e $q_\eta = 5$, approssimando dai risultati diretti delle simulazioni. L'estinzione è stata applicata solamente alla modulazione di \overline{v}_z , lasciando il profilo rimanente lineare ed esente da estinzione. Quello che si ottiene come risultato, dopo aver assunto che α e la diffusione turbolenta subiscono estinzione in modo diverso, è un modello estinto di dinamo $\alpha\Omega$ e dominato dalla rotazione differenziale, portando a una scomparsa dell'angolo di inclinazione radiale.

Per consistenza, viene riportata anche la computazione del **modulo del campo di equipartizione** $\overline{B}_{eq}^2 \equiv \mu_0 \overline{\rho} v_{rms}^2$ per un profilo di velocità turbolento, derivato a suo volta dal profilo di η_t , assunto la classica relazione $\eta_t = \frac{1}{3} \tau_c v_{rms}^2$, dove viene usata una costante $\tau_c = 3.5$ Myr, consistentemente con le DNS.

Modelli risultanti

Nell'immagine 5.3 vengono presentati i risultati ottenuti da una suite completa di simulazioni. Sono stati eliminati tutti i parametri liberi possibili, lasciando ai test futuri due soli parametri principali: (i) la **massa del disco**, la quale governa il tasso di SF; (ii) la topologia iniziale del campo magnetico. Inoltre viene indagata l'inclusione delle equazioni di Navier-Stokes (**NS**), la quale ha effetti sull'evoluzione Galattica nel suo complesso. In particolare, se si osserva a scale abbastanza grandi da non essere affette dalla diffusione turbolenta, dominano le MRI o le instabilità convettive. I modelli indicati con 's' sono statici, ovvero la densità e la velocità del campo sono state mantenute costanti nell'evoluzione del modello. Per alcuni modelli 3D, indicati con 'd', le equazioni MHD sono state evolute, includendo densità e capo di velocità. I modelli sono divisi in assialsimmetrici e non assialsimmetrici. I modelli assialsimmetrici sono indicati con 'X'. La massa del modello X1s è stata aumentata a passi di 0.5 volte la massa attesa per la MW, ovvero $1.14 \times 10^{10} M_\odot$. Con i modelli X2s-halo e X3s-VF sono stati studiati, rispettivamente, la dinamo dell'alone ('**halo**') e un seme di dinamo verticale ('**VF**'). I modelli non assialsimmetrici sono indicati con 'N'. I modelli N1s e N1d testano effetti di varie geometrie per il seme di campo. Ad eccezione di N2d-noD

(senza alcuni effetti α , ma includendo la diffusione turbolenta) e N2D-MRI (in assenza di alcun effetto turbolento), tutti i modelli includono effetti di campo medio (**MF**). Per questi modelli la dinamo MF rimane dominante, fatta eccezione per quei modelli in cui emerge un'evoluzione della distribuzione di densità, la quale entra indirettamente nei modelli di MF. Per evitare una possibile restrizione sui modi dinamo emergenti, è stato applicato un rumore bianco (**WN**) di campo iniziale, avente, approssimativamente, un'energia eguale in tutti i modi permessi. Per i modelli 2D sono stati applicati anche modelli VF, i quali sono ipoteticamente plausibili come tipologia di seme. I casi 3d possono investigare una componente orizzontale iniziale ('**HF**'). Le trattazioni successive si baseranno sui risultati della figura 5.3 e sulle osservazioni con lo scopo di verificarne la compatibilità.

Model	Dim	MF	NS	Halo	M_{gas} [$10^{10} M_{\odot}$]	Seed	Parity	p_{in} [$^{\circ}$]	p_{out} [$^{\circ}$]	τ_e [Gyr]	$ \overline{\mathbf{B}}_{sat} $ [μG]	Comments
X1s-0.5	2D	•	◦	◦	0.57	WN	S0/A0	-11.6	-4.7	0.374	1.44	see Fig. 3
X1s	2D	•	◦	◦	1.14	WN	S0 ^a	-11.0	-4.6	0.503	3.75	see Figs. 4, 5
X1s-1.5	2D	•	◦	◦	1.70	WN	S0 ^a	-10.8	-4.6	0.547	6.34	
X1s-2.0	2D	•	◦	◦	2.27	WN	S0	-10.7	-4.3	0.593	9.07	
X2s-halo	2D	•	◦	•	1.14	WN	S0 ^a	-11.7	-4.8	0.358	4.05	
X3s-VF	2D	•	◦	◦	1.14	VF	A0→S0	-11.0	-4.5	0.539	3.75	
N1s/d-HF	3D	•	◦	◦	1.14	HF	S0	-11.0	-3.2	-	3.75	
	3D	•	•	◦	1.14		S0	-9.9	-2.6	-	2.52	
N1s/d-VF	3D	•	◦	◦	1.14	VF, \bar{B}_{ϕ}	S0	-11.0	-6.1	0.409	3.75	see Fig. 12
	3D	•	•	◦	1.14		S0	-9.9	-2.7	0.407	2.65	
N2d-noD	3D	◦ ^b	•	◦	1.14	HF+VF	A0	-1.7	-1.6	-	0.82 ^c	see Fig. 7
N2d-MRI	3D	◦	•	◦	1.14	HF+VF	A0	-0.4	-0.5	-	4.25	see Fig. 7
N3d-VF	3D	•	•	◦	1.14	VF	S0/A0	-10.2	-3.4	-	3.46	see Figs. 7, 9, 10

Figura 5.3: ^(a) A0 subdominante per $R > 10$ kpc; ^(b) include η_t e ν_t ; ^(c) ottenuto per $R > 15$ kpc. Tutte le simulazioni 2D sono assialsimmetriche; gli effetti di campo medio (MF) sono descritti nella sezione relativa. I modelli che includono 'NS' evolvono le equazioni di Navier-Stokes. La colonna nominata M_{gas} dà la normalizzazione per la massa del disco. Per il seme è stato usato rumore bianco (WN) di 0.15 nG, campo verticale (VF) di 0.1 nG, campo orizzontale (HF) di 0.01 μG . Sono dati gli angoli di inclinazione per il disco interno (dove il campo magnetico è più intenso) e per il disco esterno ($R > 10$ kpc generalmente) separatamente nelle colonne p_{in} e p_{out} . Sono dati i tassi di crescita per $|\overline{\mathbf{B}}|$ durante un intervallo di tempo in cui può essere identificata una crescita esponenziale. Figura ottenuta da Gressel et al. [3]

Parità verticale e tasso di crescita

Dalla tabella in figura 5.3, colonna 8, risulta chiaro che i modelli assialsimmetrici ($m=0$) con simmetria verticale (S) sono i più veloci in termine di crescita, in accordo con Beck et al. [38]. Questi modelli sono inoltre accomunati dalla presenza di una debole componente di dinamo antisimmetrica (A), che emerge per $R > 10$ kpc, ovvero nelle zone di bassa densità. Possibili spiegazioni sono da ricercare nel vento Galattico, o nel flaring del disco. E' possibile notare che il caso misto S0+A0 porta a un confinamento radiale e a un forte campo magnetico verticale su un solo lato del disco della Galassia, consistentemente con le misure di RM ad alte latitudini Galattiche, come quella di Mao et. al [39].

La crescita più veloce è $\tau_e = 0.358$ Gyr, trovata nel modello X2S-halo, includendo un effetto α ad alte latitudini. Comparato con il modello standard X1s, secondo per WN, con X3s-VF mostra una crescita leggermente più rapida $\tau = 0.538$, identificabile con l'automodo A0. Se si partisse con un modo S0, ad esempio N1s-VF, verrebbero registrati tassi di crescita più alti, dove campi magnetici immutati, verticale e azimutale, sono applicati.

Struttura radiale: angolo di inclinazione e campo saturo

Le informazioni quantitative che possono essere ottenute da osservazioni radio della MW e delle galassie vicine sono molto limitate. In particolare i dati legati alla posizione sono soggetti a variazioni radiali delle medie qualitative azimutali e verticali.

Uno degli osservabili principali delle mappe di polarizzazione è l'**angolo di inclinazione** radiale, $p \equiv \tan^{-1} (\overline{B_R}/\overline{B_\phi})$ del campo magnetico medio. Come già riportato in precedenza, valori di $p \geq 10^\circ$ (comune nelle galassie esterne) sono difficili da ottenere con la sola rotazione differenziale e sono quindi imputati come indicatori dell'effetto dinamo α . Viene presentato l'andamento radiale dell'angolo di inclinazione per la simulazione X1s, in Figura 5.4, il quale, consistentemente con le osservazioni, decresce come R^{-1}

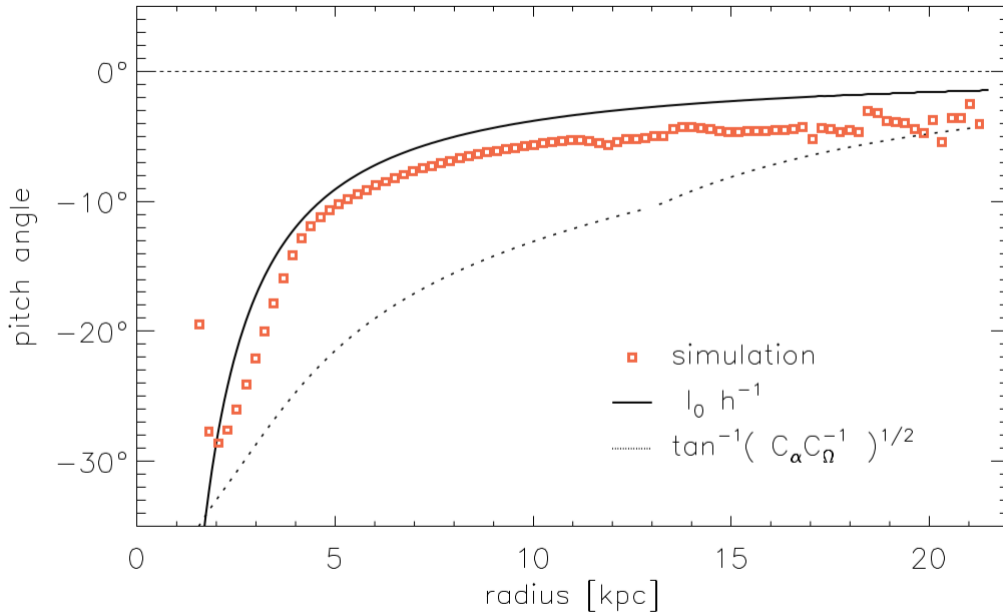


Figura 5.4: Angolo di inclinazione radiale p per il modello X1s. L'andamento radiale è ben approssimato da una stima $p \simeq l_0 h^{-1}$, con $l_0=120$ pc (come proposto da Fletcher [40]). La zona ad alti angoli p dovrebbe essere ignorata, in quanto la forza del campo magnetico è molto inferiore rispetto alla funzione di equipartizione in figura 5.6. Figura ottenuta da Gressel et al. [3].

Una stima valida è $p \simeq l_0 h^{-1}$, in cui l_0 rappresenta la lunghezza di correlazione della turbolenza.

Come descritto da Beck et al. [38], la maggior parte delle galassie a spirale sono osservate in uno stato di **dinamo saturo**. Dato l'aumentare delle osservazioni dettagliate del

profilo radiale del modulo del campo magnetico (vedere Beck [41]), si può stimare quale sia l'impatto che il campo ha sull'equilibrio di rotazione del disco Galattico (vedere Sánchez et al. [42]). Il profilo radiale del modello X1s nello stato saturo è presentato in figura 5.6, tagliato a colatitudine costante, e in sezione perpendicolare al piano della Galassia, per il modello X1s-0.5 in figura 5.5.

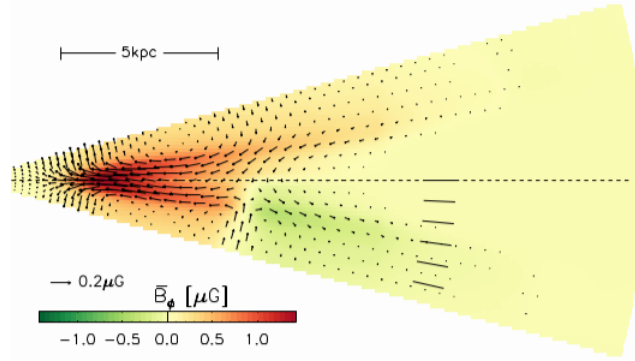


Fig. 3. Saturated regular magnetic field for model X1s-0.5; colour-coded toroidal field, \bar{B}_ϕ , overlaid vectors show the poloidal field. Short line segments indicate the latitudinal positions of slices in Fig. 5.

Figura 5.5: Campo magnetico saturato per il modello X1s_0.5. I colori codificano il campo toroidale \bar{B}_ϕ , i vettori indicano il campo poloidale. Le linee segmentate indicano le latitudini delle sezioni in figura 5.6. Figura ottenuta da [3].

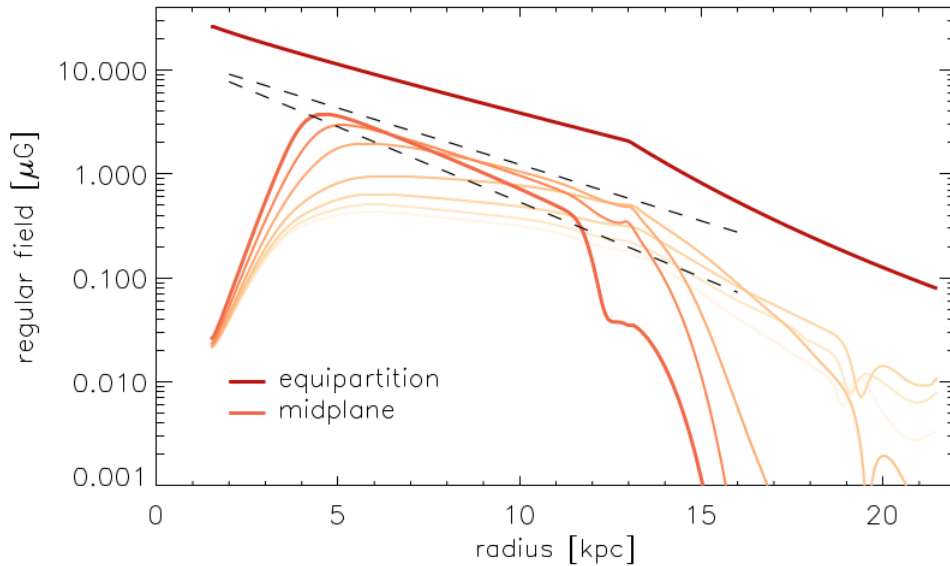


Figura 5.6: Campo magnetico saturato per il modello X1s a vari tagli di costante colatitudine. Il campo nel piano centrale ha un massimo di 4 μG . Le linee tratteggiate mostrano esponenziali con lunghezza di scala, rispettivamente, di 3 e 4 kpc. Figura ottenuta da [3].

Il taglio a colatitudini costanti della figura 5.4 è stato suggerito dalla forma a V del modello dinamo dominante, rendendo istruttivi tagli radiali a vari θ , compresi tra $0-15^\circ$, con colori via via più chiari. I profili sono più pendenti vicino al piano centrale, e con profilo esponenziale con scale di lunghezza di 3-4 kpc. Questa scala sembra essere ereditata dal profilo di equipartizione, che a sua volta è conseguenza del modello di disco e la relazione di scala che entra in $\eta_t(r, \theta)$. Grazie al valore restrittivo del parametro di estinzione $q_\alpha=10$, il modello rimane ben al di sotto della linea continua scura in figura 5.4. Altri esempi di campi magnetici saturi sono riportati in figura 5.7. I più alti valori assoluti del campo magnetico medio (9 μG) sono riscontrati nel caso di massa di disco elevata, con un andamento fino ai campi più deboli nei modelli di minor massa di disco. Questo andamento spiega la minor forza del campo saturo del modello N1d-HF (similmente N1d-VF) di 2.5 μG , comparato al campo di 3.8 μG di N1s-HF (e N1s-VF), i quali non includono l'evoluzione della densità superficiale di disco.

L'instabilità dinamica

L'introduzione delle equazioni di NS consente di catturare le instabilità dinamiche che accadono su larga scala. Come suggerito da Sellwood e Balbus [43], la turbolenza creata da MRI potrebbe giocare un ruolo nelle parti più esterne del disco Galattico, in assenza di attività di SF e associata diffusione. In questa ottica, è interessante studiare il caso di disco Galattico senza attività di SF, per il quale è possibile compiere semplici simulazioni MHD, esenti da effetti di campo medio su scale non risolte. Questo tipo di simulazioni devono essere interpretate con cura, in quanto trascurano la principale fonte di immissione di energia, ovvero le esplosioni di SN. Il verificarsi di MRI, soggetta a turbolenza dovuta a esplosioni di SN preesistenti, può essere dedotta facilmente dalla teoria lineare. In accordo con il criterio locale derivato da Kitchatinov e Rüdiger [44], i quali hanno studiato la MRI in un disco cilindrico di semi spessore H , l'instabilità domina in intervallo

$$\sqrt{\frac{2-s}{s}} \frac{\eta_t}{H} \lesssim v_A \lesssim \sqrt{2s} H\Omega \quad (5.9)$$

dove $v_A \equiv |\overline{\mathbf{B}_z}| \rho^{-1/2}$ è rispetto al campo verticale. Per una curva di rotazione piatta con $s = 1$ si ottiene $\eta_t H^{-1} < v < 1.4H\Omega$, e in questi regimi esiste un campo magnetico instabile per MRI. In Figura 5.7 viene mostrato il rapporto tra gli effetti su piccola scala e le instabilità dinamiche. Nel pannello superiore viene presentato il modello N2d-MRI nel quale non sono presenti effetti di dinamo o di diffusione turbolenta e l'attività di dinamo è causata unicamente dall'instabilità MRI e dalla convezione. Questo caso corrisponde a quello ottenuto dalle simulazioni MHD di Machida et al. [31], citato nel capitolo 4 per dare un'interpretazione dell'inversione magnetica osservabile con misure di RM di sincrotrone. Al contrario del caso statico, vale la pena sottolineare che in questo caso si ottiene una dipendenza radiale del campo magnetico medio molto più piatta, maggiormente compatibile con le osservazioni (vedere Beck [41]). Dato che la MRI isolata è un caso altamente idealizzato, viene discusso anche il caso decisamente più realistico, in cui la MRI è affetta dalla turbolenza dovuta alle esplosioni di SN. Le simulazioni combinate di forze idrodinamiche con l'evoluzione non lineare della MRI producono un quadro alquanto variegato, come mostrato da Workman e Armitage [45]. Tuttavia, per forze moderate di piccola scala, gli autori concludono che la MRI potrebbe essere soppressa dalla turbolenza preesistente.

Sono giunti a una simile conclusione Korpi et al. [46], i quali hanno dimostrato che, assumendo un valore tipico di $\eta_t(R)$, la turbolenza MRI può essere sostenuta all'interno del disco Galattico al di fuori di $R \simeq 14$ kpc. Queste conclusioni sono in eccellente accordo con il modello N2d-noD, dove è stata applicata diffusione turbolenta (e viscosità), ma è stato spento il campo magnetico medio di dinamo. Il profilo di campo magnetico radiale è riportato nel pannello centrale della figura 5.7.

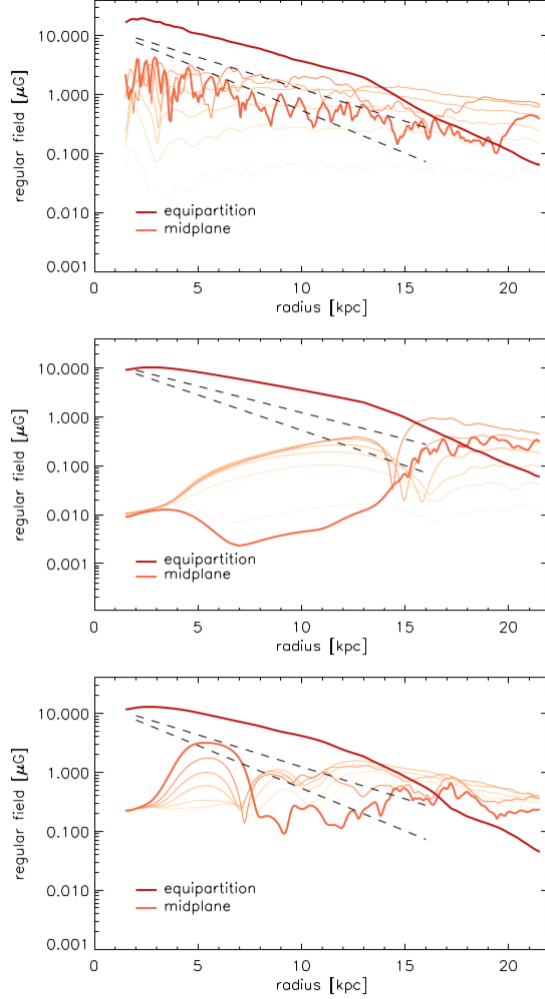


Figura 5.7: Concettualmente rappresentano le stesse quantità della figura 5.6. **Pannello superiore:** modello N2d-MRI senza effetti di MF; la scala radiale del campo magnetico è 19 kpc. **Pannello centrale:** modello N2d-noD senza effetto α , ma che tiene conto della diffusione turbolenta (la quale supera i MRI per $R < 15$ kpc). **Pannello inferiore:** modello N3d che contiene effetti combinati di effetto α e MRI, a $t = 3.9$ Gyr, quando domina il modo S0. Figura ottenuta da [3].

Entrambe i precedenti scenari raccontano solo parte della storia. I modelli che non hanno alcuno effetto di campo medio (pannello superiore della figura 5.7) e senza gli effetti α

(pannello centrale di 5.7) dovrebbero essere confrontati con un caso combinato di evoluzione di campo medio e instabilità dinamica su larga scala, mostrato nel pannello inferiore della Figura 5.7. Nel disco centrale ($R \lesssim 8$ kpc), il modello S0 prevale, con un forte campo vicino al piano centrale. Nell'intervallo $8 \text{ kpc} \lesssim R \lesssim 19 \text{ kpc}$, il modo dinamo A0 ha un debole campo vicino a $z = 0$, mentre per $R \gtrsim 14$ kpc il campo magnetico è causato dall'attività della MRI.

Morfologia del disco dinamico completo

Per limitare le problematiche legate alla risoluzione della MRI nelle simulazioni, il modello N3d-VF è stato generato identico al N1D-VF ma con un campo magnetico iniziale verticale $\overline{B}_z = 0.1 \mu\text{G}$ più intenso e una maggiore risoluzione della griglia di cella. Lo scopo di tale modello è studiare l'effetto combinato della dinamo di campo medio e le instabilità secondarie. In figura 5.8 è presente una vista verticale del modello.

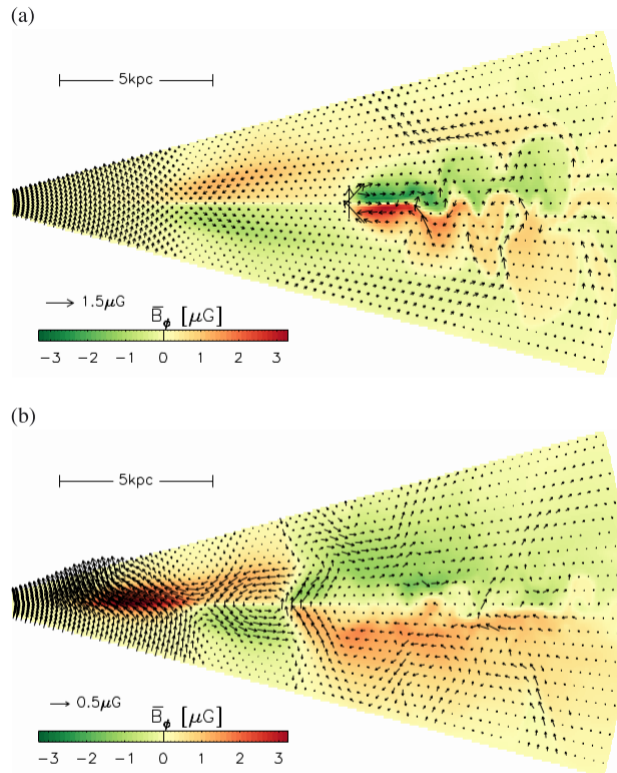


Figura 5.8: Taglio polidale del modello N3d-VF, i colori codificano il modulo di \overline{B}_ϕ e i vettori indicano la direzione sul piano. **Pannello (a)**: a $t=2.7$ Gyr, mostra l'iniziale modo A0 e il forte campo creato dall'azione combinata di MRI e convezione per $R > 10$ kpc. **Pannello (b)**: a $t = 3.9$ Gyr appare la componente S0, mentre la MRI si è indebolita. Figura ottenuta da [3].

E' possibile notare che il campo \overline{B}_ϕ creato dalla MRI (visibile nelle parti più esterne del disco) ha una polarità opposta a quella del modo A0 di dinamo (visibile per $5 \text{ kpc} < R <$

10 kpc). Questo porta a un distinto raggio in cui il campo è zero, visibile anche nella mappa di polarizzazione 5.9. Questo porterebbe una spiegazione all'inversione osservata del campo magnetico nella nostra Galassia, ma non è chiaro se la contrapposizione tra il modo di MRI e il modo dinamo sia sistematica o casuale. La MRI si sviluppa specialmente vicino al piano centrale. Qui la densità è fortemente stratificata, portando a una possibile **instabilità di tipo Parker**, visibile nella forma di archi di campo. Come conseguenza, l'ondulazione verticale della componente antisimmetrica \overline{B}_ϕ crea un'apparente inversione radiale nel piano della Galassia, problematica discussa nel Capitolo 4. Viene dimostrato in seguito che le perturbazioni convettive di questo tipo possono essere create dal galleggiamento magnetico, sottolineando come equazioni non isoterme avrebbero potuto stabilizzare l'effetto e implicando che il modello potrebbe aver amplificato questo effetto. Tuttavia, questo tipo di instabilità è stato teorizzato essere amplificato dalla presenza dei raggi cosmici (vedere in Parker [47]). Il discorso viene concluso indicando che le osservazioni di archi magnetici sono irreperibili, sebbene ci sono stati lavori che coinvolgono possibili anelli magnetici nel centro del disco Galattico, come quello realizzato da Fukui et al. in [48]). Viene presentata infine una semplice **mappa di polarizzazione** creata per il modello saturo di N3d-VF, in Figura 5.9, realizzata grazie all'integrazione dell'emissione polarizzata di sincrotrone lungo la linea di vista, ignorando effetti di rotazione di Farady e depolarizzazione, e assumendo un flareing del disco (altezza di scala $h_{rel} = 1.5$ kpc a $R = 10$ kpc) per la densità di elettroni relativistici n_{rel} . Il risultato è compatibile con la lunghezza radiale di scala di 10 kpc vista per i campi magnetici in Figura 5.7. Le stime che sono ottenute sono il risultato di un forte campo nel disco esterno creato da MRI combinato con il galleggiamento magnetico e gli effetti di campo medio.

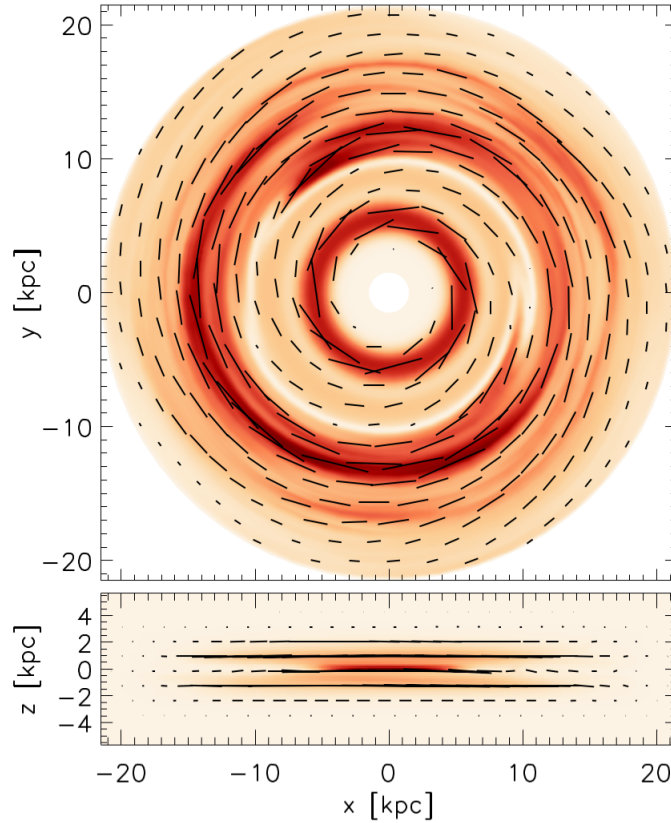


Figura 5.9: Mappa di sintesi di polarizzazione per il modello N3d_VFs a $t = 3.9$ Gyr, corrispondente alla figura 5.8, pannello inferiore. Il colore codifica il parametro Stokes I, e gli aghi di bussola indicano la direzione di polarizzazione (ruotata di 90° per essere parallela al campo magnetico). Figura ottenuta da [3].

E' possibile comparare la figura 5.9 con modelli basati sulle osservazioni del GMF, come quello presentato da Jansson e Farrar in [49] (figura riportata in appendice A, pannello superiore). E' possibile notare come il modello proposto da Gressel et al. sia meno confinato centralmente, e ovviamente mancano le caratteristiche della spirale. Inoltre, nella vista edge-on possiamo vedere la mancanza della forma a X della topologia del campo. Sebbene il modello riproduca campi verticali, essi sono sempre sovrastati dalle componenti radiale e azimutale.

5.2.1 Sommario dei risultati

Il modello prodotto da Gressel et al. [3] è un modo efficace per determinare il campo galattico medio della dinamo Galattica. Sono stati identificati tutti i parametri di input rilevanti in maniera rigorosa. Il modello per il disco galattico è stato derivato in maniera autoconsistente, basato sulle osservazioni del potenziale gravitazionale della Galassia e misurando la distribuzione di HI. Gli effetti di campo medio (derivanti da effetti su scale irrisolte) sono stati parametrizzati da simulazioni risolte di ISM multifase condizionato dall'input energetico dovuto a esplosioni di SN. I principali risultati delle simulazioni sono:

- In tutti i modelli è stato ottenuto un modo S0 dominante per la dinamo, con l'insorgere di un modo A0 nel disco esterno. Nei casi di disco con piccola massa, il modo A0 è più pronunciato. E' stata ritrovata la parità antisimmetrica per il modo dominante delle MRI.
- I modi misti S0+A0 sono caratterizzati da una regione di forte campo magnetico verticale, imposto dalla richiesta di divergenza nulla. A causa di questa parità mista il campo verticale appare unicamente su un lato del disco, coerentemente con le osservazioni di Mao et al. [39].
- Il profilo radiale dell'angolo di inclinazione diminuisce con l'inverso del raggio. L'andamento è ben approssimato da $p \simeq l_0 h^{-1}$, con h altezza di scala locale del disco flared, riscontrato anche da Fletcher et al. in [40].
- Le ondulazioni verticali causate dall'instabilità magnetica, connesse con l'antisimmetria della parità verticale, possono creare un'apparente inversione del campo vicino al piano del disco. Un'inversione è anche osservabile nella regione di contatto tra la dinamo e i modi della MRI.
- Il raggio di scala esponenziale di 3-4 kpc trovato nelle relazioni della curva di rotazione è leggermente inferiore a quanto atteso dalle osservazioni (si veda Sanchez-Salcedo [42]), rimanendo comunque compatibile con le attuali incertezze osservative.

Capitolo 6

Conclusioni

Riportiamo di seguito una sequenza dei principali risultati che sono stati esposti nei capitoli precedenti.

La polarizzazione della luce stellare è dovuta ai grani di polvere, tra sorgente e osservatore, che si allineano a seconda del campo magnetico. Inoltre, dal lavoro di Fosalba et al. [7] è stato riscontrata una relazione che lega il grado di polarizzazione della luce stellare e l'estinzione, ovvero $P(\%) = 0.39 E(B-V)^{0.8}$

L'effetto Zeeman ci permette di studiare il campo magnetico all'interno delle nubi molecolari. Attraverso un'indagine statistica abbiamo dedotto che le nubi molecolari per regimi $N_H \approx 10^{21-22} \text{ cm}^{-2}$ e $n_0 \approx 300 \text{ cm}^{-3}$ diventano autogravitanti, con dimensioni tipiche di 0.1-1 pc. Abbiamo inoltre dedotto che le nubi subcritiche autogravitanti, apparentemente inesistenti, potrebbero essere quelle che vengono descritte dalla teoria ambipolare.

La rotazione di Farady è un potente mezzo d'indagine, e, grazie ai lavori di Han et al. ([20] e [19]) abbiamo potuto ricavare, tramite dati di RM di pulsar di distanza nota, la variazione radiale del campo magnetico (equazione 3.7). Inoltre è stato possibile, mediante rapporti incrementali di RM e DM, ricavare i campi magnetici locali, e di conseguenza tracciare una mappa del campo magnetico. In particolare abbiamo rilevato l'inversione del campo magnetico tra il braccio locale e il braccio Sagittarius-Carina.

L'emissione di sincrotrone è stata di fondamentale importanza per tracciare mappe del campo magnetico ad alta risoluzione alla frequenza di 408 MHz. Il principale risultato di queste mappe ad alta risoluzione è stata la scoperta, mediante misure combinate di RM di EG e XE, di un gradiente inclinato di RM, compatibile con una inversione apparente del campo magnetico dovuta all'instabilità di Parker. Questo tipo di inversione apparente è in accordo con le simulazioni di Machida et al. [31] e di Gressel et al. [3].

Risultati ottenuti da simulazioni MHD ibride di modelli di dinamo hanno portato a soddisfacenti risultati compatibili con le osservazioni e riassunti alla fine del capitolo 5. I difetti principali che sono stati riscontrati sono: l'assenza di una struttura a spirale, la mancanza della forma a X dell'alone Galattico, la non differenziazione delle fasi dell'ISM.

Appendice A

Riportiamo in appendice alcuni risultati citati, ma non discussi in modo approfondito. Riteniamo che avere a portata di mano questi lavori sia utile per il lettore sia per la loro importanza nello sviluppo della teoria del campo magnetico galattico, sia come aiuto visivo per comprendere la geometria dei fenomeni in gioco. Le Figure A.1, A.2, A.3 e A.4 sono immagini del cielo in coordinate Galattiche basate su osservazioni di RM e profondità di Faraday. Le Figure A.5 e A.6 riportano modelli di MGF.

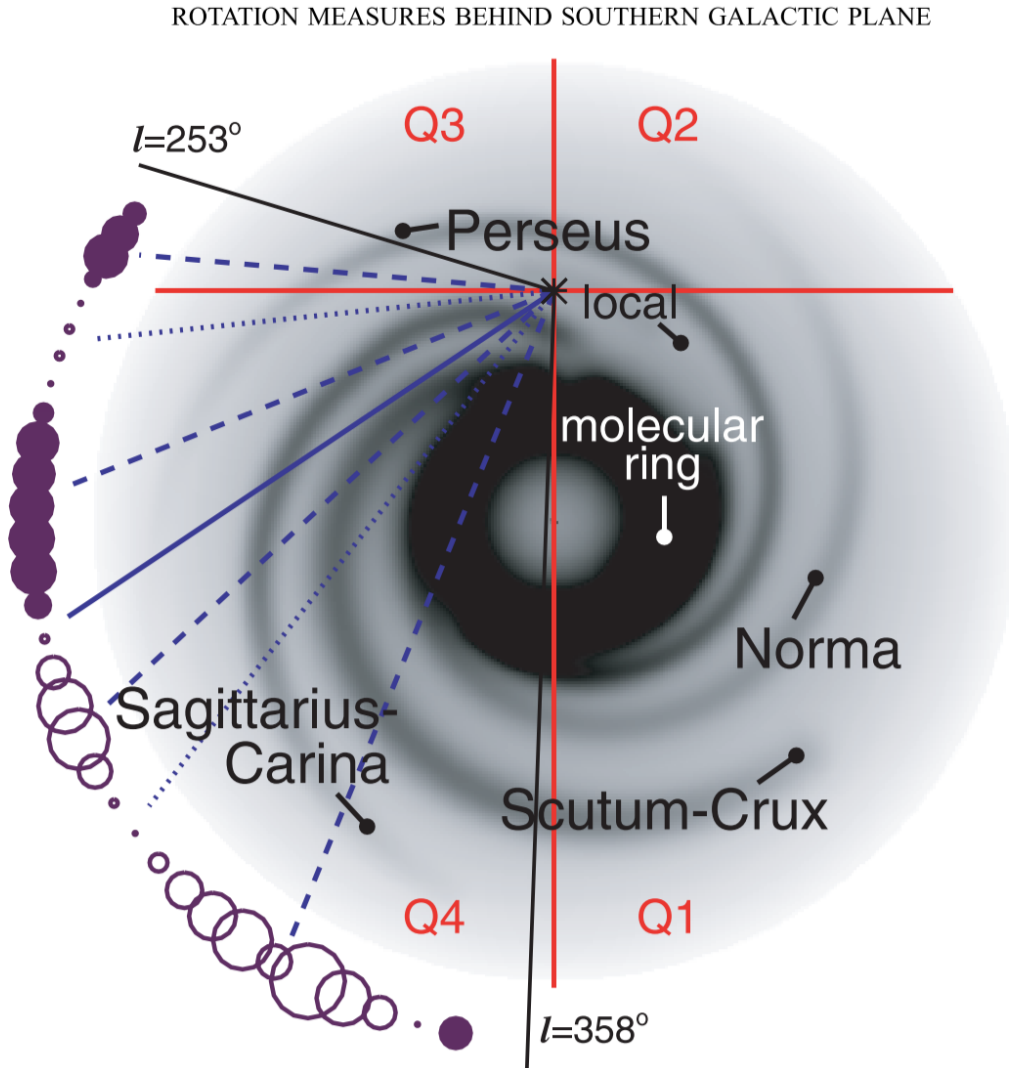


Figura A.1: Vista della Galassia dal polo nord Galattico. La scala di grigi rappresenta il modello di densità di elettroni CL02, l'asterisco riporta la posizione del Sole. Sono indicati i quattro quadrati con la dicitura Q1, Q2, Q3, Q4. I cerchi rappresentano l'emissione mediata della Southern Galactic Plane Survey (SGPS) RM. I cerchi pieni (vuoti) indicano RM positivi (negativi) con la dimensione dei cerchi proporzionale al $|RM|$. I dati hanno limiti 59 e 592 rad m^{-2} . Le linee blu tratteggiate (a punti) indicano approssimativamente la longitudine dei $|RM|$ massimi (minimi) tra i dati della SGPS di RM. La linea continua indica la longitudine alla quale la RM passa da principalmente positiva a principalmente negativa ($l \approx 304^\circ$). Figura ottenuta da Brown et al. [22].

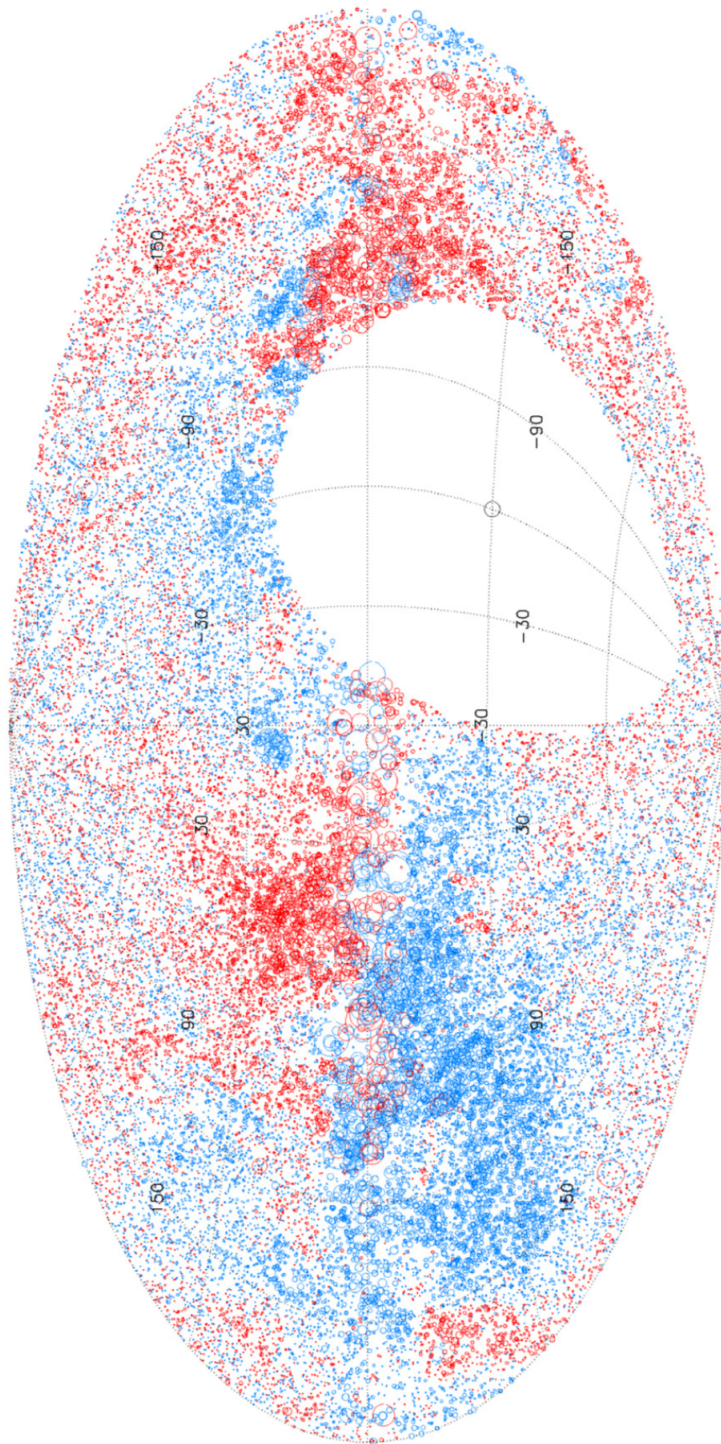


Figura A.2: Grafico di 37,543 valori di RM del cielo nord con $\delta = -40^\circ$. I cerchi rossi sono RM positivi, i blu hanno valori negativi. La dimensione dei cerchi scala linearmente con l'intensità della RM misurata. Figura ottenuta da Taylor et al. [24]

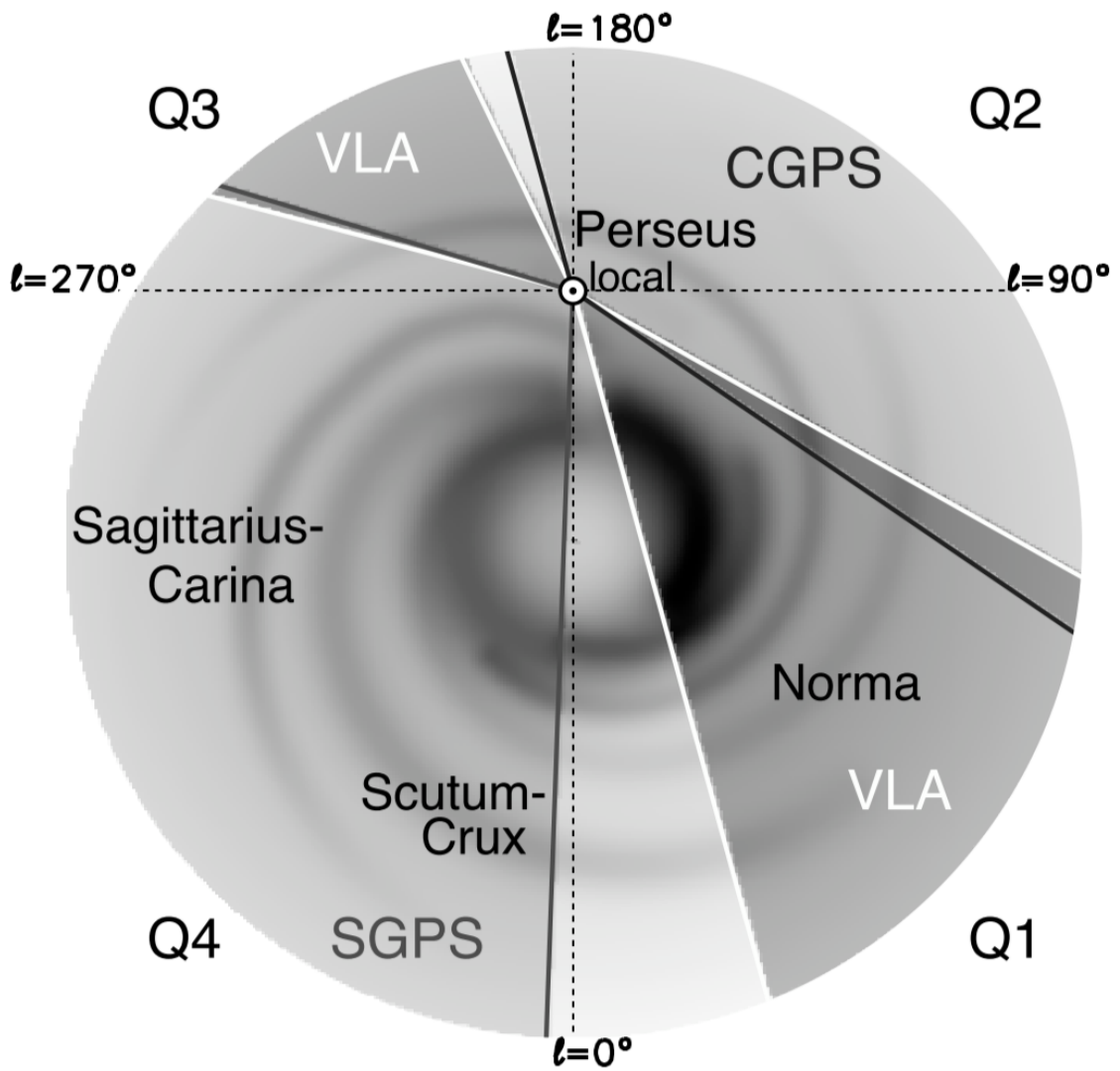


Figura A.3: Vista della Galassia dal polo nord Galattico. La regione di misura della RM è delimitata dalle linee scure ($17^\circ \leq l \leq 63^\circ$ e $205^\circ \leq l \leq 253^\circ$). La scala di grigi segue la densità di elettroni del modello NE2001. Le linee tratteggiate rappresentano le linee di separazione tra i quadranti Galattici. Figura ottenuta da Van Eck et al. [30]

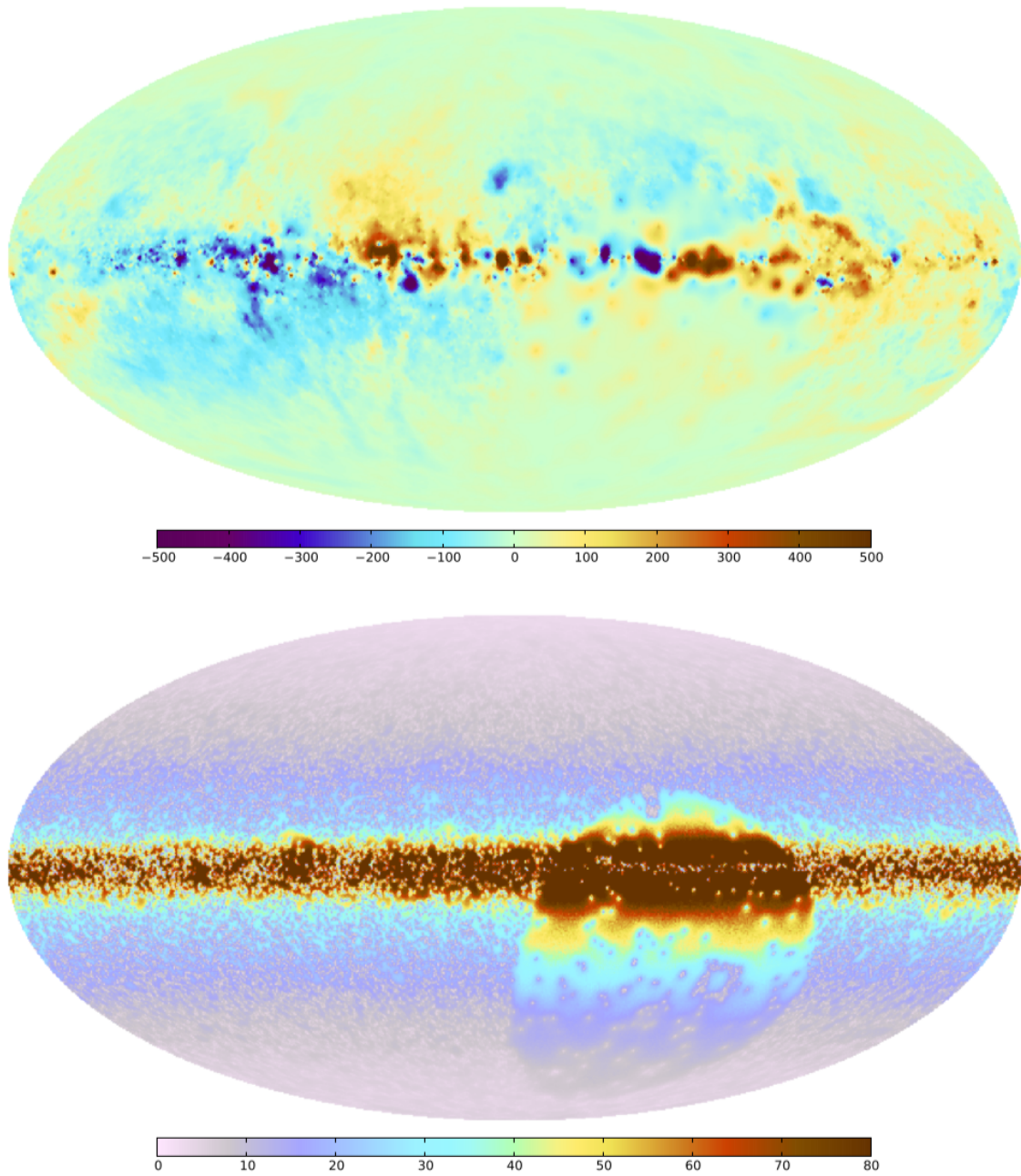


Figura A.4: Ricostruzione della profondità Galattica di Faraday (**pannello superiore**) e della sua incertezza (**pannello inferiore**) in rad/m^2 . I dati sono ottenuti da sorgenti EG radio che emettono in radiazione polarizzata. Figura ottenuta da Opperman et al. [35]

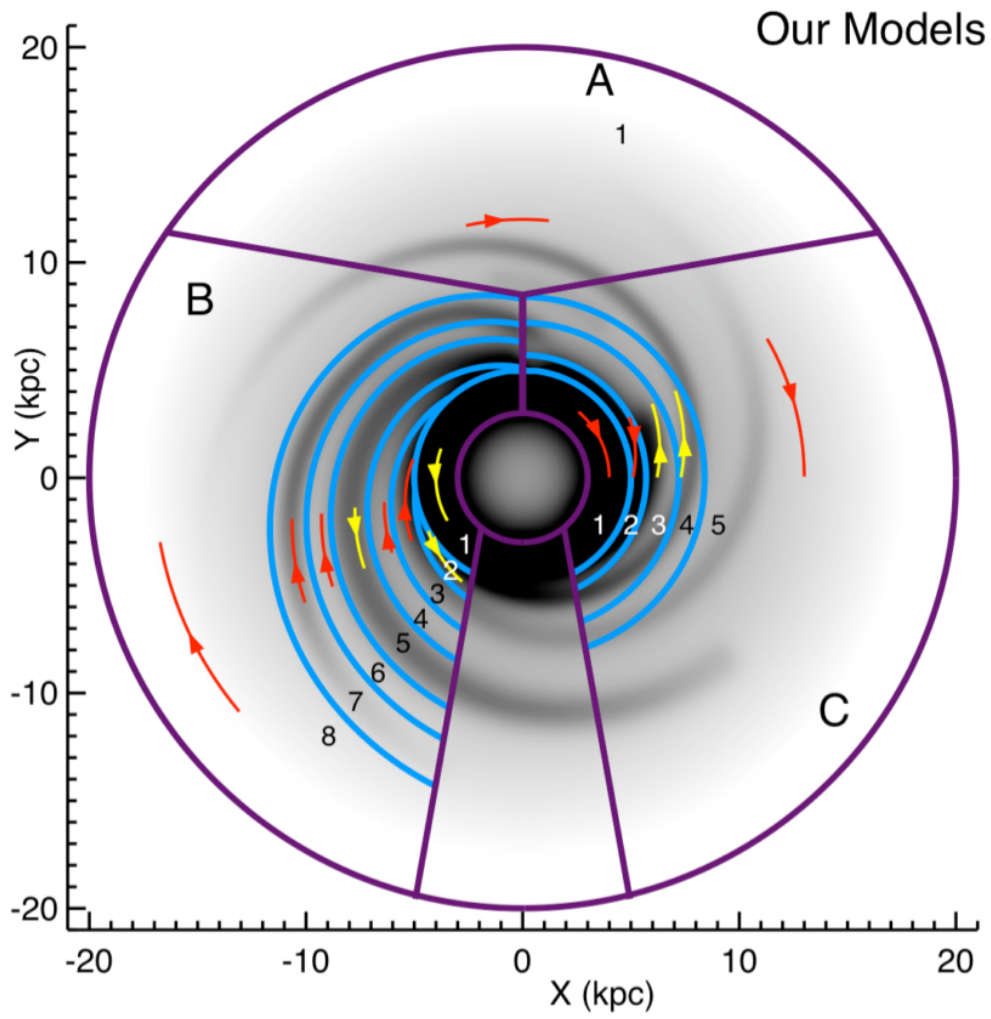


Figura A.5: Campo magnetico proposto da Van Eck et al. [30], vengono riportate le delimitazioni delle regioni e le direzioni del campo magnetico. Figura ottenuta da Van Eck et al. [30]

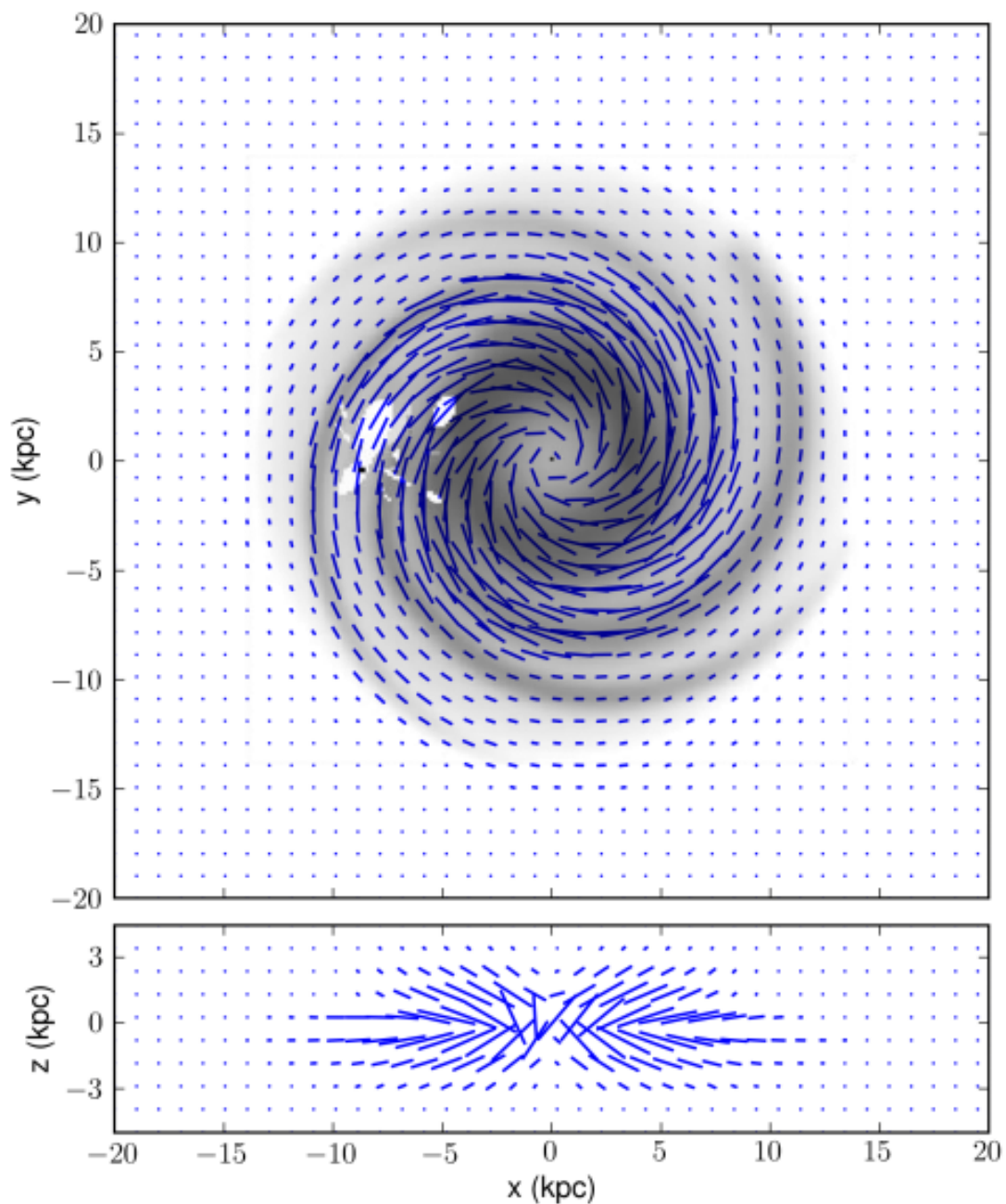


Figura A.6: La MW vista (in polarizzazione) da un osservatore extragalattico, face-on (**pannello superiore**) ed edge-on (**pannello inferiore**). I vettori sono gli angoli di polarizzazione che sarebbero visti, ruotati di 90° per essere allineati con l'orientazione del campo. La lunghezza dei vettori è proporzionale all'intensità della polarizzazione. La Figura superiore è sovrapposta alla distribuzione degli elettroni termici NE2001. Questa Figura è la Figura 9 nel lavoro di Jansson et al. in [49].

Ringraziamenti

Mi è doveroso dedicare questo spazio del mio elaborato alle persone che hanno contribuito, con il loro instancabile supporto intellettuale ed emotivo, alla realizzazione dello stesso.

In primis, un ringraziamento speciale al mio relatore Giovanni Carraro, per le conoscenze trasmesse durante tutto il percorso di stesura dell'elaborato, per il costante supporto, e per aver creduto in me, e nelle mie capacità di *trabajar*, anche quando il tempo non sembrava permettere la riuscita di questa tesi.

Grazie a mia madre, a mio fratello e a mio padre che mi hanno sempre sostenuto, appoggiando ogni mia decisione, dalla scelta del mio primo percorso di studi, al passaggio di corso, fino alla fine di questo primo passo nel mondo universitario.

Un grazie ad Antonella e Mattia che con pazienza e gentilezza mi hanno sempre motivato e spronato ad avere fiducia in me stesso.

Senza la professionalità e maturità di Gabriele il mio percorso come studente e rappresentante non sarebbe stato così ricco e istruttivo. Lo ringrazio inoltre per le revisioni notturne di questo elaborato.

Un grazie a Valerio, coinquilino e amico con cui ho condiviso l'ultima parte di questa triennale e che, volente o nolente, ha portato ordine nel turbinio di quest'ultimo periodo.

Ringrazio amici e colleghi che mi hanno seguito, aiutato e ispirato in questo percorso.

Un grazie speciale a Paola, per il suo supporto, per il suo affetto, per l'incrollabile fiducia nelle mie potenzialità, per avermi mostrato un esempio da seguire e, infine, per tutti questi anni assieme. Inoltre se questo elaborato e la tipografia della copertina hanno un'estetica è solo merito tuo.

Infine, dedico questa tesi a me stesso, ai miei sacrifici e alla resilienza che mi hanno permesso di arrivare fin qui contro ogni mia insicurezza.

Bibliografia

- [1] Jessica Campbell. «Magnetism Study Guide». In: (2020). URL: <https://github.com/astrosica/magnetism-guide/blob/master/MagnetismGuide.pdf>.
- [2] Roland Kothes. «Interstellar magnetic fields». In: 2018.
- [3] Gressel et al. «Towards a hybrid dynamo model for the Milky Way». In: *Astronomy and Astrophysics* 560 (2013), p. 12. DOI: doi.org/10.1051/0004-6361/201322349.
- [4] Turok Seljak. «Polarization of the Microwave Background in Defect Models». In: *Physical Review Letters* 79 (1997). DOI: [10.1103/PhysRevLett.79.1615](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.79.1615). URL: [arXiv:astro-ph/9704231](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9704231).
- [5] Mikesell Hall. «Observations of polarized light from stars». In: *Astronomical Journal* 54 (1949), pp. 187–188. DOI: [10.1086/106256](https://doi.org/10.1086/106256).
- [6] Greenstein Davis. «The Polarization of Starlight by Aligned Dust Grains». In: *Astronomical Journal* 114 (1951), p. 206. DOI: [10.1086/145464](https://doi.org/10.1086/145464).
- [7] Pablo Fosalba et al. «Dust polarization from starlight data». In: *ASTROPHYSICAL POLARIZED BACKGROUNDS: Workshop on Astrophysical Polarized Backgrounds, held 9-12 October, 2001 in Bologna Italy. Edited by Stefano Cecchini, Stefano Cortiglioni, Robert Sault, and Carla Sbarra. Melville, NY: American Institute of Physics, 2002.. AIP Conference Proceedings, Volume 609, pp. 44-50 (2002)*. (2002). DOI: [10.1063/1.1471821](https://doi.org/10.1063/1.1471821). URL: [arXiv:astro-ph/0111253](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0111253).
- [8] Carl Heiles. «9286 stars : an agglomeration of stellar polarization catalogs». In: *Astronomical Journal* 119 (2000), pp. 923–927. DOI: [10.1086/301236](https://doi.org/10.1086/301236). URL: [arXiv:astro-ph/9910303](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9910303).
- [9] Kembal Crutcher. «Review of Zeeman Effect Observations of Regions of Star Formation». In: *Front. Astron. Space Sci.* 17 (2019). DOI: [10.3389/fspas.2019.00066](https://doi.org/10.3389/fspas.2019.00066).
- [10] Crutcher et al. «OH Zeeman Observations of Dark Clouds». In: *Astrophysical Journal* 407 (1993), pp. 175–184. DOI: [10.1086/172503](https://doi.org/10.1086/172503).
- [11] Crutcher. «Testing Ambipolar Diffusion Star Formation Theory». In: (2011).
- [12] Crutcher. «Magnetic fields in molecular clouds: observations confront theory». In: *Astrophysical Journal* 520 (1999), pp. 706–713.
- [13] Bourke et al. «New OH zeeman measurements of magnetic field strengths in molecular clouds». In: *Astrophysical Journal* 554 (2001), pp. 916–932. DOI: [10.1086/321405](https://doi.org/10.1086/321405).

-
- [14] Heiles et al. «The millennium arecibo 21 centimeter absorption-line survey. III. techniques for spectral polarization and results for stokes V». In: *Astrophysical Journal* 151 (2004), pp. 271–297. DOI: [10.1086/381753](https://doi.org/10.1086/381753).
- [15] Falgarone et al. «CN Zeeman measurements in star formation regions». In: *Astron. Astrophys* 487 (2008), pp. 247–252. DOI: [10.1051/0004-6361:200809577](https://doi.org/10.1051/0004-6361:200809577).
- [16] Troland et al. «Magnetic fields in dark cloud cores: arecibo OH zeeman observations.» In: *Astrophysical Journal* 680 (2008), pp. 457–465. DOI: [10.1086/587546](https://doi.org/10.1086/587546).
- [17] Crutcher et al. «Magnetic fields in interstellar clouds from zeeman observations: inference of total field strengths by bayesian analysis». In: *Astrophysical Journal* 725 (2010), p. 466. DOI: [10.1088/0004-637X/725/1/466](https://doi.org/10.1088/0004-637X/725/1/466).
- [18] L. Mestel. «The magnetic field of a contracting gas cloud. I, Strict flux-freezing». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 133 (1966), pp. 265–284.
- [19] Han JinLin. «Pulsars as excellent probes for the magnetic structure in our Milky Way». In: *Proceedings of the International Astronomical Union* 291 (2012), pp. 223–228. DOI: [10.1017/S174392131202371X](https://doi.org/10.1017/S174392131202371X).
- [20] Han et al. «Polarization and Rotation Measures of Recently Discovered Pulsars». In: *APJ* 642 (2006), p. 868.
- [21] A. Ordog et al. «Three-Dimensional Structure of the Magnetic Field in the Disk of the Milky Way». In: *Astronomy & Astrophysics* 603 (2017), A15. DOI: [10.1051/0004-6361/201730740](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201730740).
- [22] Brown et al. «Rotation Measures of Extragalactic Sources behind the Southern Galactic Plane: New Insights into the Large-Scale Magnetic Field of the Inner Milky Way». In: *The Astrophysical Journal* 663 (2007), pp. 258–266. DOI: [10.1086/518499](https://doi.org/10.1086/518499).
- [23] T. J. W. Lazio J. M. Cordes. «NE2001.I. A New Model for the Galactic Distribution of Free Electrons and its Fluctuations». In: (2002). DOI: [10.48550/ARXIV.ASTRO-PH/0207156](https://doi.org/10.48550/ARXIV.ASTRO-PH/0207156).
- [24] Taylor et al. «A Rotation Measure Image of the Sky». In: *The Astrophysical Journal* 702 (2009), pp. 1230–1236. DOI: [10.1088/0004-637X/702/2/1230](https://doi.org/10.1088/0004-637X/702/2/1230).
- [25] Vitaly Lazarevich Ginzburg e Iosif Samuilovich Shklovsky. «Cosmic Magnetobremsstrahlung (synchrotron Radiation)». In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 3 (1965), pp. 297–350. DOI: [10.1146/annurev.aa.03.090165.001501](https://doi.org/10.1146/annurev.aa.03.090165.001501).
- [26] Katherine Newton-McGee. «Radio Polarimetry as a Probe of Interstellar Magnetism». In: 2009.
- [27] Haslam et al. «A 408-MHZ All-Sky Continuum Survey. II. The Atlas of Contour Maps». In: *Astronomy and Astrophysics* 47 (1982), p. 1.
- [28] Roland Kothes Albert Tung. «A High Resolution Survey of the Galactic Plane at 408 MHz». In: *The Astronomical Journal* 154 (2017), p. 156. DOI: [10.3847/1538-3881/aa866d](https://doi.org/10.3847/1538-3881/aa866d).
- [29] James Binney e Michael Merrifield. *Galactic Astronomy*. 1998.
- [30] C. L. Van Eck et al. «Modeling the Magnetic Field in the Galactic Disk using New Rotation Measure Observations from the Very Large Array». In: *The Astrophysical Journal* 728 (2011), p. 97. DOI: [10.1088/0004-637x/728/2/97](https://doi.org/10.1088/0004-637x/728/2/97).

-
- [31] Mami Machida et al. «Dynamo activities driven by magnetorotational instability and the parker instability in galactic gaseous disks». In: *The Astrophysical Journal* 764 (2013), p. 81. DOI: [10.1088/0004-637x/764/1/81](https://doi.org/10.1088/0004-637x/764/1/81).
- [32] Gressel et al. «Ph.D. Thesis». In: ().
- [33] Lawrence M. Widrow. «Origin of galactic and extragalactic magnetic fields». In: *Reviews of Modern Physics* 74 (2002), pp. 775–823. DOI: [d10.1103/revmodphys.74.775](https://doi.org/10.1103/revmodphys.74.775).
- [34] Rainer Beck. «Magnetic Fields in Galaxies». In: *Reviews of Modern Physics* (2011), pp. 215–230. DOI: [10.1007/978-1-4614-5728-2_8](https://doi.org/10.1007/978-1-4614-5728-2_8).
- [35] Opperman et al. «An improved map of the Galactic Faraday sky». In: *Astronomy & Astrophysics* 542 (2012). DOI: [10.1051/0004-6361/201118526](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118526).
- [36] P. M. W. Kalberla L. Dedes. «Global properties of the H I distribution in the outer Milky Way». In: *Astronomy and Astrophysics* 487 (2008), pp. 951–963. DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20079240>.
- [37] Gammie Guan. «The turbulent magnetic prandtl number of mhd turbulence in disks». In: *The Astrophysical Journal* 697 (2009), pp. 1901–1906. DOI: [10.1088/0004-637x/697/2/1901](https://doi.org/10.1088/0004-637x/697/2/1901).
- [38] Beck et al. «Galactic Magnetism: Recent Developments and Perspectives». In: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 34 (1996), pp. 155–206. DOI: [10.1146/annurev.astro.34.1.155](https://doi.org/10.1146/annurev.astro.34.1.155).
- [39] Mao et al. «A Survey of Extragalactic Faraday Rotation at High Galactic Latitude: The Vertical Magnetic Field of the Milky Way Toward the Galactic Poles». In: 714 (2010). DOI: [10.1088/0004-637x/714/2/1170](https://doi.org/10.1088/0004-637x/714/2/1170).
- [40] Fletcher. «The dynamic interstellar medium: a celebration of the Canadian Galactic Plane Survey». In: 2010.
- [41] R. Beck. «agnetism in the spiral galaxy NGC6946: magnetic arms, depolarization rings, dynamo modes, and helical fields». In: *Astronomy and Astrophysics* 470 (2007), pp. 539–556. DOI: [10.1051/0004-6361:20066988](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066988).
- [42] Sánchez-Salcedo et al. «Magnetic fields: impact on the rotation curve of the Galaxy». In: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 433 (2013), pp. 2172–2181. DOI: [110.1093/mnras/stt880](https://doi.org/10.1093/mnras/stt880).
- [43] Steven A. Balbus J. A. Sellwood. «Differential Rotation and Turbulence in Extended H I Disks». In: *The Astrophysical Journal* 511 (1999). DOI: [10.1086/306728](https://doi.org/10.1086/306728).
- [44] L. L. Kitchatinov e G. Rüdiger. «Seed fields for galactic dynamos by the magnetorotational instability». In: *Astronomy and Astrophysics* 424 (2004), pp. 565–570. DOI: [10.1051/0004-6361:20040431](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20040431).
- [45] Jared C. Workman e Philip J. Armitage. «Interaction of the Magnetorotational Instability with Hydrodynamic Turbulence in Accretion Disks». In: *The Astrophysical Journal* 685 (2008), pp. 406–417. DOI: [10.1086/591118](https://doi.org/10.1086/591118).
- [46] M.J. Korpi et al. «Influence of Ohmic diffusion on the excitation and dynamics of MRI». In: *Astronomische Nachrichten* (2010), pp. 34–45. DOI: [10.1002/asna.200911254](https://doi.org/10.1002/asna.200911254).

- [47] E.N. Parker. «Fast Dynamos, Cosmic Rays, and the Galactic Magnetic Field». In: *The Astrophysical Journal* 401 (1992), p. 137. DOI: [10.1086/172046](https://doi.org/10.1086/172046).
- [48] Yasuo Fukui et al. «Molecular Loops in the Galactic Center: Evidence for Magnetic Flotation». In: *Science* 314.5796 (2006), pp. 106–109. DOI: [10.1126/science.1130425](https://doi.org/10.1126/science.1130425).
- [49] Ronnie Jansson e Glennys R. Farrar. «A new model of the galactic magnetic field». In: *The Astrophysical Journal* 757 (2012), p. 14. DOI: [10.1088/0004-637x/757/1/14](https://doi.org/10.1088/0004-637x/757/1/14).
- [50] J. Neveu Planck Collaboration F. Levrier. «Polarized thermal dust emission as seen by Planck : A comparison with MHD simulations and lessons from a toy». In: *Focus Meeting 5: The Legacy of Planck*. Honolulu, Hawaii, 2015.
- [51] Mao et al. «New constraints on the galactic halo magnetic field using rotation measures of extragalactic sources toward the outer galaxy». In: *The Astrophysical Journal* 764 (2012). DOI: doi.org/10.1088/0004-637X/755/1/21.