

ALMA MATER STUDIORUM - UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Astronomia

Campi Magnetici in Astrofisica

Tesi di laurea

Presentata da:
Matteo Casavecchia

Relatore:
Chiar.ma Prof.ssa
Marcella Brusa

Anno accademico [2021/2022]

Indice

1	Metodi di rilevamento del campo magnetico	3
1.1	Emissione polarizzata da polvere e molecole	3
1.2	Sincrotrone	4
1.3	Campo magnetico di equipartizione	6
1.4	Inverse Compton	8
1.4.1	Campi magnetici derivati dall'emissione per IC	8
1.5	Misura di dispersione	8
1.6	Rotazione di Faraday	9
1.7	Effetto Zeeman	10
2	Flux Freezing	11
3	Origini e amplificazione del campo magnetico nelle galassie	13
4	Il campo magnetico della Via Lattea	13
A	Calcoli per il Flux Freezing	18

Sommario

Si pensa che i campi magnetici siano presenti in qualsiasi oggetto celeste, e nel mezzo tra di essi. Non siamo capaci di misurare questi campi in modo diretto, ma possiamo derivare delle misure da metodi indiretti, osservando e analizzando gli effetti che essi hanno sulla radiazione. Questi possono riguardare sia come la radiazione si propaga sia come essa viene generata.

In generale oggetti piccoli e compatti hanno forti campi magnetici, mentre grossi oggetti con scarsa densità hanno scarsi campi magnetici.

I campi magnetici esercitano una forza sul plasma cosmico, e possono influenzare in maniera più o meno marcata il moto di questo. Essi non possono competere con le interazioni gravitazionali in gioco nelle galassie, o in scale ancora più grandi, ma giocano un ruolo fondamentale nei moti del gas sulle piccole scale.

Alcuni esempi sull'importanza del trattare i campi magnetici possono sicuramente includere la loro interazione con le particelle relativistiche, la quale è assolutamente non trascurabile. Inoltre i campi magnetici guidano la propagazione dei raggi cosmici all'interno della Via Lattea, così come nelle altre galassie e nello spazio intergalattico. Di conseguenza, qualora si voglia trattare l'evoluzione del mezzo interstellare e intergalattico è necessario prendere in considerazione il magnetismo.

In questo scritto analizzeremo per prima cosa i principali metodi utili per la rilevazione dei campi magnetici in astrofisica senza entrare eccessivamente nel dettaglio, ma riportando gli aspetti essenziali sia dal punto di vista descrittivo dell'effetto fisico sul quale si basano, sia dal punto di vista delle formule.

Dopodiché si passerà ad analizzare i principali scenari ipotizzati per l'origine dei campi magnetici di una galassia. Si accennerà anche all'amplificazione di piccoli campi originari per raggiungere i valori osservati oggi. Al fine di trattare questo particolare aspetto, si spenderà un capitolo per parlare del congelamento del campo nella materia.

Infine nell'ultimo capitolo si affronterà il campo magnetico della Via Lattea. Ci si concentrerà in tre regioni diverse della galassia: l'halo, il disco e la zona centrale. Per questi si riporteranno i risultati ottenuti utilizzando i vari metodi precedentemente descritti, al fine di ottenere un'idea di quale sia la struttura a larga scala del campo magnetico della galassia.

1 Metodi di rilevamento del campo magnetico

1.1 Emissione polarizzata da polvere e molecole

Due dei metodi che permettono di risalire all'orientamento del campo magnetico, o almeno ad una componente di questo, sono dovuti alla polvere e alle molecole.

Il primo di questi metodi è la starlight polarization. Questa è dovuta ad un'estinzione selettiva causata da delle particelle di polvere di forma non sferica allineate con il campo magnetico interstellare grazie ai loro momenti magnetici. L'estinzione è maggiore lungo gli assi maggiori delle particelle, assunto che esse abbiano una struttura prolata. Quindi, dato che per motivi ancora non del tutto chiari è l'asse minore dei grani ad essere allineato con le linee di campo, la polarizzazione lineare netta risultante vede $\vec{E} \parallel \vec{B}$. Da notare che la polarizzazione osservata è il prodotto di tutta l'estinzione sommata dovuta ai grani di polvere tra la stella che si sta osservando ed il Sole. E' possibile che a causa di differenti orientamenti del campo magnetico a differenti distanze la radiazione subisca della depolarizzazione, ossia una riduzione del grado di polarizzazione iniziale.

I grani di polvere allineati hanno temperature che spaziano dalle decine alle centinaia di gradi Kelvin, e producono radiazione polarizzata nel millimetrico, sub-millimetrico e nel lontano infrarosso. Al contrario del processo precedentemente descritto tuttavia, la radiazione termica risultante sarà linearmente polarizzata con il proprio vettore \vec{E} lungo gli assi maggiori dei suddetti grani, cosicché l'orientamento della polarizzazione osservata sia perpendicolare a B_{\perp} . Il grado di polarizzazione previsto è di un ordine di grandezza $\leq 10\%$.

In figura 1 si può osservare una mappa di tutto il cielo ottenuta osservando la polarizzazione originata da quest'ultimo meccanismo descritto, restituendoci quindi l'orientamento della componente B_{\perp} del campo magnetico.

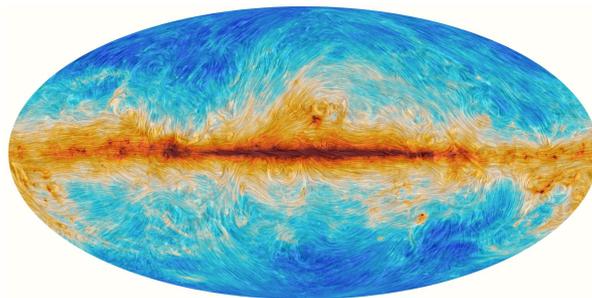


Figura 1: Mappa dell'emissione termica polarizzata dovuta alla polvere osservata a 353GHz da Planck che mostra l'orientamento di B_{\perp} . I colori rappresentano l'intensità della polarizzazione, con il massimo lungo il piano della galassia e il minimo ai poli. Da Planck Collab. et al. (2016a) ESO.

Un altro effetto degno di nota è l'effetto Goldreich-Kylafis previsto per la prima volta nel 1982. Un debole campo magnetico divide i livelli rotazionali in sottolivelli magnetici, e una popolazione dei diversi sottolivelli inegua porta ad una polarizzazione

lineare parziale delle linee spettrali. Questo può accadere se esiste un gradiente nella profondità ottica di una transizione di linea che può essere causata da un gradiente di velocità o da un campo di radiazione anisotropo.

Tuttavia questo effetto Goldreich-Kylafis è difficile da rilevare a causa dello scarso grado di polarizzazione, e poche osservazioni hanno avuto successo finora.

1.2 Sincrotrone

La radiazione di sincrotrone è il principale strumento di diagnostica utile per tracciare i campi magnetici nell'ISM e nell'IGM. E' prodotta da elettroni relativistici che sono stati energizzati da:

- nell'ISM dalle onde d'urto prodotte principalmente da esplosioni di supernove
- nell'IGM dal nucleo galattico attivo (AGN) o dal merging di galassie

Mentre si muovono a velocità relativistiche in una regione di spazio con un campo magnetico, gli elettroni sono soggetti alla forza di Lorentz, la quale li obbliga in traiettorie elicoidali. Proprio l'accelerazione dovuta a questa forza permette alle particelle cariche di emettere radiazione di sincrotrone, la quale ha uno spettro di frequenza caratteristico ed è parzialmente polarizzata.

Le particelle utili per questo particolare processo fisico seguono una distribuzione a legge di potenza

$$N(E)dE = A \cdot E^{-\delta} dE \quad (1)$$

e dato che ci si trova nel caso relativistico la formula di Larmor, che è la formula che restituisce l'emissione di una particella carica accelerata, si trova nella forma

$$P = \frac{dW}{dt} = \frac{2q^2}{3m^2c^3} \gamma^2 \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (2)$$

Da notare come avendo questa formula una dipendenza del tipo $\sim m^{-2}$ saranno le particelle più leggere ad emettere più energia.

L'energia è irradiata in varie armoniche della frequenza di girazione e non più ad un solo valore caratteristico. Questo è dovuto agli effetti di aberrazione relativistica. Quando $\beta = \frac{v}{c} \sim 1$ le armoniche sono infinitesimamente vicine e formano un continuo. Viene inoltre modificato l'angolo nel quale viene emessa la radiazione, infatti è come se la particella emettesse solo nella direzione della velocità, in un cono di semiapertura γ^{-1} . Questo effetto prende il nome di beaming relativistico. Utilizzando

$$\left(\frac{dp}{dt} \right)^2 = q^2 \beta^2 B^2 \sin^2(\theta) \quad (3)$$

la 2 diventa

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{2q^4}{3m^2c^3}\beta^2\gamma^2B^2\sin^2(\theta) \quad (4)$$

e infine si arriva a

$$-\frac{dW}{dt} \simeq 1.62 \cdot 10^{-15}\gamma^2B^2\sin^2(\theta) \quad (5)$$

Si deduce quindi che:

- più energia una particella ha, maggiore è l'energia che emette
- più forte è il campo magnetico, maggiore sarà la radiazione emessa dalla particella
- data una certa frequenza, l'energia delle particelle che emettono dipende direttamente dal campo magnetico

Riprendendo la distribuzione delle particelle data da 1 si ricava l'emissività specifica partendo da

$$J_s(\nu)d\nu = \frac{dW_s(\nu, \varepsilon)}{dt}N(\varepsilon)d\varepsilon \quad (6)$$

e arrivando infine alla legge di potenza per il sincrotrone, $J_s(\nu)$. Inoltre si ricorda che $S(\nu) \sim J_s$. Per quest'ultima è necessario distinguere i due casi in cui la regione che emette sia o meno otticamente spessa alla propria radiazione. Nel caso la regione sia otticamente sottile alla propria radiazione lo spettro dell'intensità totale avrà una dipendenza del tipo $S(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$, dove $\alpha = (\delta - 1)/2$ (indice spettrale). Sotto la frequenza alla quale la regione che emette per sincrotrone diventa otticamente spessa, lo spettro dell'intensità totale può essere descritto da $S(\nu) \sim \nu^{5/2}$.

La radiazione di sincrotrone emessa da una popolazione di elettroni relativistici in un campo magnetico uniforme è linearmente polarizzata. Nel caso otticamente sottile, il grado di polarizzazione lineare intrinseco per una distribuzione omogenea e isotropica di elettroni relativistici con uno spettro a legge di potenza come quello in 1 è

$$P_{Int} = \frac{3\delta + 3}{3\delta + 7} \quad (7)$$

Per valori tipici dell'indice spettrale, la polarizzazione intrinseca aspettata si aggira attorno al 75 – 80%. Per il caso otticamente spesso

$$P_{int} = \frac{3}{6\delta + 13} \quad (8)$$

Nella realtà, il grado di polarizzazione che si osserva nelle radiosorgenti è molto più basso (Govoni and Feretti [2004]). Una riduzione del grado di polarizzazione si potrebbe

attribuire ad una struttura complessa del campo magnetico, con l'orientamento di questo che varia con la profondità e/o la dimensione angolare del fascio. Nel caso il campo magnetico in situ possa venir descritto dalla sovrapposizione di una componente uniforme del campo B_u , ed una casuale B_r , il grado di polarizzazione osservato sarà

$$P_{Obs} = P_{Int} \frac{B_u^2}{B_u^2 + B_r^2} \quad (9)$$

1.3 Campo magnetico di equipartizione

Il metodo più usato per stimare la forza dei campi magnetici in una radiosorgente è quello di minimizzare la sua energia totale U_{tot} . L'energia totale di una fonte che emette per sincrotrone è data dall'energia delle particelle relativistiche e da quella del campo magnetico U_B . L'energia dovuta alle particelle relativistiche a sua volta è data da due contributi, l'energia degli elettroni U_{el} , e da quella dei protoni U_{pr} . Di conseguenza l'energia totale è data da:

$$U_{tot} = U_{el} + U_{pr} + U_B \quad (10)$$

L'energia dovuta al campo magnetico contenuta in una sorgente di volume V è data da:

$$U_B = \frac{B^2}{8\pi} \Phi V \quad (11)$$

dove Φ rappresenta la frazione di volume della sorgente occupata dal campo magnetico, e prende il nome di fattore di riempimento. L'energia dovuta agli elettroni è data da:

$$U_{el} = c_{12}(\alpha, \nu_1, \nu_2) L_{syn} B^{-3/2}, L_{syn}^1 \quad (12)$$

mentre l'energia dovuta alle particelle pesanti come i protoni è in relazione con U_{el} nella seguente maniera

$$U_{pr} = k U_{el} \quad (13)$$

Quindi l'energia totale è una funzione del campo magnetico

$$U_{tot} = (1 + k) c_{12} L_{syn} B^{-3/2} + \frac{B^2}{8\pi} \Phi V \quad (14)$$

Per ottenere una stima del campo magnetico è necessario fare delle assunzioni riguardo a come l'energia sia distribuita tra particelle e campo magnetico. Una stima conveniente è quella che vede l'energia essere minimizzata. Questa condizione si ottiene

¹ $L_{syn} = V \times \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \left(-\frac{d\epsilon}{dt} \right) N(\epsilon) d\epsilon = c_2 (B \sin)^2 V N_0 \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_2} \epsilon^{-\delta+2} d\epsilon$

quando i contributi all'energia dati da campo magnetico e particelle è approssimamente uguale (come si può vedere in figura 2, dove oltre ad essere riportato il grafico dell'energia totale, sono riportati anche i grafici dei due contributi):

$$U_B = \frac{3}{4}(1+k)U_{el} \quad (15)$$

e per questo l'energia minima prende il nome di valore di equipartizione

$$U_{tot} = \frac{7}{4}(1+k)U_{el} = \frac{7}{3}U_B \quad (16)$$

Il campo magnetico che minimizza l'energia è dato da:

$$B_{eq} = (6\pi(1+k)c_{12}L_{syn}\Phi^{-1}V^{-1})^{2/7} \quad (17)$$

Includendo una correzione per k ed assumendo $\Phi = 1$ ed esprimendo i parametri in unità di misura classiche

$$B_{eq} = \left(\frac{24\pi}{7}u_{min} \right)^{1/2}, u_{min}^2 \quad (18)$$

Tuttavia questa stima è figlia di diverse approssimazioni e non è priva di incertezza. Tra queste, il valore di k, che è il tasso di energia dei protoni relativistici rispetto agli elettroni relativistici, è poco noto. Anche il fattore Φ è fonte di diverse incertezze. Delle volte è anche difficile stimare la profondità della sorgente d.

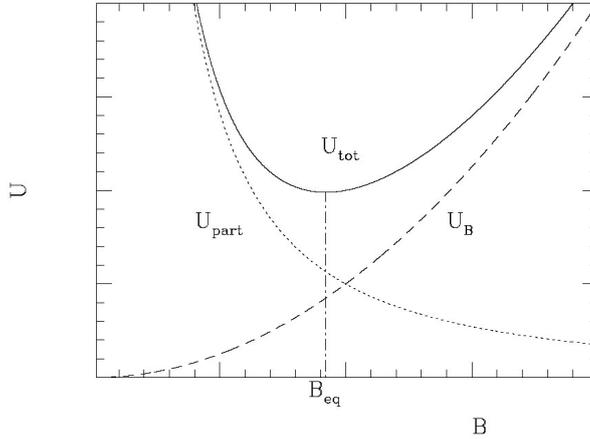


Figura 2: Grafico dell'energia di una radiosorgente (in unità di misura arbitrarie): l'energia dovuta al campo magnetico ha una dipendenza del tipo $\sim B^2$, mentre il contributo dovuto alle particelle ha una dipendenza del tipo $\sim B^{-3/2}$. Si vede come nel caso di minima energia i contributi siano approssimativamente uguali. Il valore corrispondente del campo magnetico prende il nome quindi di campo di equipartizione B_{eq}

² $u_{min} = \xi(\alpha, \nu_1, \nu_2)(1+k)^{4/7}(\nu_{0|MHz})^{4\alpha/7}(1+z)^{(12+4\alpha)/7} \times (I_{0[\frac{mJy}{arcsec^2}]})^{4/7}(d_{[kpc]})^{-4/7}$, dove z è il redshift della sorgente, I_0 è la luminosità della sorgente alla frequenza ν_0 , d è la profondità della sorgente, e la costante $\xi(\alpha, \nu_1, \nu_2)$ è tabulata

1.4 Inverse Compton

Elettroni relativistici in un campo di radiazione possono diffondere e trasferire energia a fotoni poco energetici tramite l'effetto Inverse Compton (IC). La frequenza dell'onda diffusa ν_{out} ha il seguente legame con l'onda incidente ν_{in} :

$$\nu_{out} = \frac{4}{3}\gamma^2\nu_{in} \quad (19)$$

Nelle applicazioni astrofisiche, l'effetto di IC riveste un ruolo molto importante dato che gli elettroni relativistici responsabili per l'emissione di sincrotrone diffondono i fotoni a 3K del cosmic microwave background (CMB) ad energie proprie dei raggi X e γ .

1.4.1 Campi magnetici derivati dall'emissione per IC

Quando l'emissione per sincrotrone nelle frequenze radio e l'emissione per IC nelle frequenze proprie dei raggi X sono prodotte dalla stessa popolazione di elettroni relativistici, le intensità totali dovute al processo di sincrotrone e a quello di IC sono legate. L'emissività per IC è proporzionale alla densità di energia del campo di radiazione, u_{ph} , che per la CMB è $\sim 5 \times 10^{-13}(1+z)^4 \text{ erg cm}^{-3}$, mentre l'emissività di sincrotrone è proporzionale alla densità di energia del campo magnetico, $u_B = \frac{B^2}{8\pi}$. Si arriva quindi ad una semplice proporzionalità

$$\frac{L_{syn}}{L_{IC}} \propto \frac{u_B}{u_{ph}} \quad (20)$$

Combinando quindi insieme le formule per l'emissione di sincrotrone e quella per IC, le osservazioni nel radio e nelle frequenze dei raggi X possono fornire alcune delle proprietà del campo magnetico. Dalla frazione di flusso nei raggi X e nel radio si può derivare una stima della forza del campo magnetico, mediata rispetto al volume della regione di emissione. Le difficoltà di questo metodo risiedono nelle osservazioni nelle frequenze X e nel problema di distinguere le emissioni X non termiche da quelle termiche. Quando l'emissione per IC ai raggi X non è rilevata da una regione che emette alle frequenze radio, è possibile ottenere una stima solo per il limite minore della forza del campo magnetico (Govoni and Feretti [2004]).

1.5 Misura di dispersione

Le onde elettromagnetiche si muovono alla velocità di gruppo v_{gr} data da

$$v_{gr} = cn_r = c\sqrt{1 - \left(\frac{\nu_p}{\nu}\right)^2}, \quad \nu_p = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\pi m_e}} \approx 10^4 n_e^{1/2} \text{ Hz} \quad (21)$$

dove con ν_p si indica la frequenza di plasma, sotto alla quale l'onda non si propaga nel mezzo ma viene invece riflessa.

Dall'equazione 21 si vede come le onde a frequenze più alte viaggino a velocità maggiori rispetto ad onde a bassa frequenza.

Consideriamo delle frequenze tali che $\nu \gg \nu_p$. Allora la velocità di gruppo si può approssimare come

$$v_{gr} \approx c \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_p}{\nu} \right)^2 \right] \quad (22)$$

Il tempo necessario ad un'onda per viaggiare dal punto A al punto B ad una data frequenza, supponendo che la densità elettronica sia costante, è dato da

$$T_{A,B}(\nu) \approx \frac{L}{c} + \frac{1}{2c} \left(\frac{e^2}{\pi m_e \nu^2} \right) \int_0^L n_e dl \quad (23)$$

dove il primo termine restituisce il tempo che ci impigherebbe l'onda se si propagasse nel vuoto, mentre il secondo termine è la correzione per il plasma. L'integrale $\int_0^L n_e dl$ prende il nome di misura di dispersione (D.M.)

Osservando a due frequenze diverse, l'intervallo di tempo tra l'arrivo dell'onda a frequenza maggiore e quella a frequenza minore è dato da:

$$\Delta T_{\nu_1-\nu_2} = \frac{D.M.}{2c} \frac{e^2}{\pi m_e} \left(\frac{1}{\nu_1^2} - \frac{1}{\nu_2^2} \right) \quad (24)$$

Dunque nei casi in cui è possibile osservare questo fenomeno a due diverse frequenze, si riesce misurare direttamente la densità elettronica n_e lungo la linea di vista.

Per misurare questo effetto è necessario che il processo di emissione non sia continuo ma impulsivo, per questo le pulsar rappresentano uno dei casi ideali.

1.6 Rotazione di Faraday

La rotazione di Faraday è un effetto che si verifica quando un'onda elettromagnetica si propaga in un plasma magnetizzato. Se l'onda è linearmente polarizzata essa subirà una rotazione del vettore campo elettrico (si veda la figura 3).

Un'onda linearmente polarizzata infatti è una sovrapposizione di due onde polarizzate circolarmente con versi di rotazione opposti (LHC e RHC). Dato che l'onda polarizzata RHC ha la stessa elicità dell'elettrone, mentre l'onda polarizzata LHC ha elicità opposta, le forze d'interazione con le due onde saranno diverse. Queste onde si propagheranno nel mezzo con velocità di fase diverse (sempre all'interno della regione di plasma magnetizzato), e questo comporta una rotazione del piano di polarizzazione dell'onda elettromagnetica.

Per un'onda con velocità angolare ω ($\omega = 2\pi\nu$), l'indice di rifrazione di un mezzo magnetizzato può assumere due valori:

$$n_{L,R} = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 \pm \omega\Omega_e}\right)^{1/2} \quad (25)$$

dove $\omega_p = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}\right)^{1/2}$ è la frequenza di plasma, e $\Omega_e = \frac{eB}{m_e c}$ è la frequenza di ciclotrone.

Attraversando il mezzo di lunghezza L , l'angolo di polarizzazione intrinseco Ψ_{Int} verrà ruotato di un angolo $\Delta\Psi = \frac{1}{2}\Delta\phi$, con $\Delta\phi$ che rappresenterà la differenza di fase dei due segnali delle onde. L'angolo di polarizzazione risultante è dato dalla formula

$$\Psi_{Obs}(\lambda) = \Psi_{Int} + \Delta\Psi = \Psi_{Int} + \frac{e^3 \lambda^2}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e(l) B_{\parallel}(l) dl \quad (26)$$

con B_{\parallel} che rappresenta la componente del campo magnetico parallela alla linea di vista. Ψ_{Obs} viene solitamente scritta in termini della misura di rotazione RM

$$\Psi_{Obs} = \Psi_{Int} + \lambda^2 RM \quad (27)$$

$$RM = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \int_0^L n_e(l) B_{\parallel}(l) dl \quad (28)$$

E' necessario tenere a mente che la RM osservata è il risultato della somma del RM intrinseco della sorgente RM_{int} , la RM dovuta al IGM, RM_{IGM} , e al contributo di RM galattico, GRM. Inoltre la RM intrinseca è attenuata da un fattore $(1 + z_s)^2$ per una sorgente che si trova a redshift z_s .

Per convenzione, RM è positivo (negativo) per un campo magnetico verso (dall'altra parte rispetto) l'osservatore.

Ψ_{Obs} è una quantità osservabile e pertanto dall'equazione 27 si può ricavare RM. E' necessario misurare Ψ_{Obs} almeno a tre diverse lunghezze d'onda al fine di determinare correttamente RM e rimuovere l'incertezza dovuta a $\Psi_{Obs} = \Psi_{Obs} \pm n\pi$

Nel caso per una linea di vista sia disponibile sia la misura di dispersione che la misura di rotazione, si può ricavare il valore medio della componente del campo magnetico parallelo alla linea di vista, pesato sulla densità elettronica n_e

$$\langle H_{\parallel} \rangle \propto \frac{R.M.}{D.M.} \propto \frac{\int n_e H_{\parallel} dl}{\int n_e dl} \quad (29)$$

1.7 Effetto Zeeman

L'effetto Zeeman è uno dei pochi strumenti che si ha attualmente a disposizione per misurare la forza e l'orientamento del campo magnetico in situ.

Grazie al congelamento del flusso, il '*flux freezing*' (approfondito nel capitolo 2), la forza del campo magnetico nelle zone più dense dell'interstellar matter (ISM), in particolare modo nelle nuvole molecolari, è sufficientemente grande da permettere l'osservazione

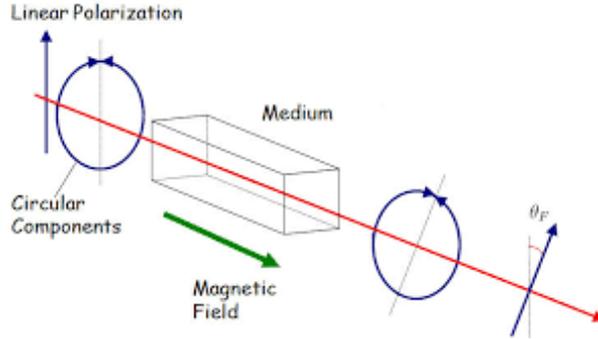


Figura 3: Rappresentazione grafica dell'effetto della rotazione di Faraday

di questo fenomeno. La materia interagendo con il campo magnetico ha come conseguenza la separazione delle righe spettrali. In questo scritto non si entrerà in dettaglio, tuttavia è sufficiente sapere che a seconda che ci si trovi in approssimazione di campo debole o forte la separazione è diversa, e il numero di righe costituenti il multipletto finale varia.

La forza del campo magnetico si può misurare dalla separazione delle linee di emissione completamente divise: la componente σ è separata dalla componente π di una frequenza di $\Delta\nu = \pm g\left(\frac{eB}{4\pi mc}\right)$, dove g è il fattore di Landé³. L'orientamento della componente trasversa del campo magnetico nel piano del cielo perpendicolare alla linea di vista, B_{\perp} , può essere determinata dall'angolo di polarizzazione della polarizzazione lineare della componente π , mentre la direzione della componente parallela, B_{\parallel} , si può ricavare tramite la seguente considerazione: B_{\parallel} punta verso l'osservatore quando la componente σ alla frequenza maggiore mostra una polarizzazione circolare destrorsa e la componente σ a minor frequenza mostra una polarizzazione circolare sinistrorsa; nel qual caso le polarizzazioni siano invertite B_{\parallel} punterà nella direzione opposta.

Nel caso si stia trattando invece le linee di assorbimento causate da una nuvola magnetizzata posta davanti ad una forte sorgente, è necessario ricordarsi che la polarizzazione circolare di ogni componente σ data dall'effetto Zeeman è opposta rispetto al caso di linee di emissione.

2 Flux Freezing

Il legame tra il campo magnetico e il gas ionizzato è importante per i processi fisici che avvengono sia all'interno che all'esterno di corpi astrofisici condensati. Infatti esso influenza l'evoluzione delle stelle e allo stesso tempo anche il mezzo interstellare e intergalattico.

³ $g = 1 + \frac{j(j+1)+s(s+1)-l(l+1)}{2j(j+1)}$, con j , s e l numeri quantici delle particelle in esame

Un campo magnetico in una nube molecolare deve venir generato da una densità di corrente \vec{j} , che è legato al campo magnetico \vec{B} dalla legge di Ampere:

$$\vec{\Delta} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \cdot \vec{j} \quad (30)$$

Il termine $\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ è stato trascurato in quanto si stanno trattando le basse frequenze.

Passando poi per un cambio di sistema di riferimento, per la legge di Ohm⁴ ed infine per la legge di Faraday⁵ si arriva all'equazione fondamentale della magneto-idrodinamica (MHD) per i campi magnetici:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\Delta} \times (\vec{v} \times \vec{B}) - \vec{\Delta} \times \left(\frac{c^2}{4\pi\sigma} \vec{\Delta} \times \vec{B} \right) \quad (31)$$

Il secondo termine del r.h.s. scompare nel caso di alta conduttività (σ).

L'evoluzione dei campi magnetici può esser calcolata una volta che si conoscono \vec{v} e η , la diffusività magnetica definita come $\eta = \frac{c^2}{4\pi\sigma}$. I plasmì trattati in astrofisica ricadono nel caso descritto precedentemente di alta conduttività. L'equazione idrodinamica si riduce così all'equazione

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\Delta} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (32)$$

che è la rappresentazione matematica del congelamento del flusso. Per vedere il perché ci si immagina un anello chiuso C di gas che si muove insieme, circondando una superficie S . Usiamo la derivata Lagrangiana

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\Delta} \quad (33)$$

che è il tasso di variazione comovente di una quantità in un particolare elemento di fluido che si trova momentaneamente nel punto \vec{r} . Questo operatore descrive il tasso di cambiamento in quel punto \vec{r} , più la derivata spaziale nella direzione della velocità del fluido moltiplicata per la magnitudine della velocità del fluido.

Con dei passaggi matematici (per questi si richiama all'appendice A) si arriva ad ottenere

$$\frac{D}{Dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad (34)$$

e si vede quindi che il flusso attraverso una superficie che si muove insieme al gas è costante nel tempo, ed è quindi *congelato* (Klein and Fletcher [2015]).

⁴ $\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}' = \vec{j}$
⁵ $\vec{\Delta} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$

3 Origini e amplificazione del campo magnetico nelle galassie

L'origine del campo magnetico nelle galassie e negli ammassi di galassie è ancora incerta e discussa. Qui ci occuperemo dell'origine nelle galassie.

I campi magnetici nelle galassie si pensa possano provenire dal campo magnetico delle prime stelle, eiettato poi nel mezzo interstellare da parte delle esplosioni di supernova o dai flussi uscenti proprio dalle stesse stelle. Un'altra origine ipotizzata è quella della compressione adiabatica di un campo primordiale durante il collasso della protogalassia.

La forza dei campi osservati tuttavia è di molto maggiore a quella stimata per i campi prodotti con questi metodi. Di conseguenza è inevitabile dover mettere in conto una qualche amplificazione. Questa può essere il risultato di un effetto dynamo. Una dynamo magnetica è un processo fisico che si verifica quando della materia in grado di condurre si muove in un campo magnetico in un modo tale che la corrente indotta mantenga e amplifichi il campo originale. Una caratteristica essenziale di questo effetto dynamo sono i moti turbolenti nel mezzo interstellare, guidati dai venti stellari, dalle esplosioni di supernova e dalle instabilità idromagnetiche.

In maniera semplificata, l'amplificazione del campo magnetico dovuta alla turbolenza è la conseguenza dell'allungamento e piegamento delle linee (figura 4 sinistra) di campo già esistenti causati dal campo di velocità casuale della turbolenza. Tutto ciò amplifica il campo localmente (figura 4 destra) a causa della conservazione del flusso (riferimento a questo nel capitolo 2).

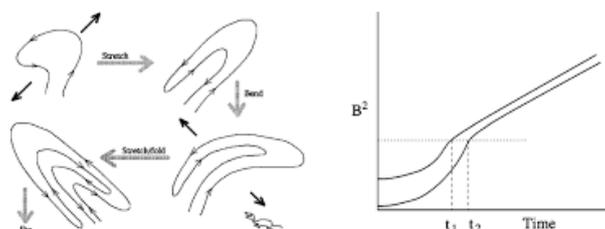


Figura 4: Sinistra: un'illustrazione dell'allungamento e piegamento delle linee di campo magnetico su piccola scala da Schekochihin et al. (2002). Destra: illustrazione della crescita della forza di campo magnetico in simulazioni con turbolenza partendo con campi molto deboli da Cho et al. (2009)

4 Il campo magnetico della Via Lattea

La forza del campo magnetico nella nostra galassia è stato ricavato tramite effetto Zeeman ed emissione di sincrotrone nel radio, e il risultato è che il campo magnetico ha una forza di circa $6 \mu G$ nelle vicinanze del Sole, fino ad arrivare a qualche mG nelle nubi più dense. (Beck [2009]).

Si riportano anche dei risultati ottenuti dalle osservazioni della radiazione di sincrotrone nel radio per le galassie vicine, utili per un confronto con la Via Lattea.

L'emissione di sincrotrone non polarizzata è usata per tracciare campi magnetici turbolenti, che come riportato da Beck [2015] risultano più forti nei bracci ($20\text{-}30 \mu\text{G}$) o nelle regioni starburst centrali ($50\text{-}100 \mu\text{G}$). L'emissione polarizzata è invece utile al fine di tracciare la componente più ordinata del campo magnetico, la quale domina nelle regioni tra i bracci della galassia.

L'emissione polarizzata dalle regioni più remote del disco galattico possono giungere a noi solamente alle frequenze più alte, dato che a frequenza più basse esse sono maggiormente affette dalla depolarizzazione dovuta alla somma incoerente di emissione originata a diverse distanze nella linea di vista e all'effetto della rotazione di Faraday causata a sua volta dai campi magnetici e dalle particelle tra la sorgente e l'osservatore. A frequenze come 20 GHz o maggiori questi effetti sono trascurabili e si può ottenere una buona rappresentazione delle polarizzazioni dell'emissione di sincrotrone, e quindi una mappa del campo magnetico galattico.

La posizione nella quale il sistema solare si trova all'interno della Via Lattea è ottimale per lo studio del campo magnetico anche dell'halo in quanto è possibile rilevare radiazione proveniente da diverse sorgenti extragalattiche e dalle pulsar interne alla galassia.

Tramite le misure di RM ottenute osservando sorgenti verso la regione interna della galassia si è potuto modellizzare il campo magnetico galattico: dalle mappe ottenute con questo metodo è evidente una antisimmetria (figura 5).

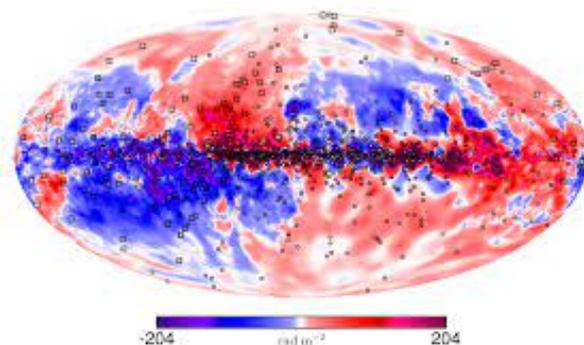


Figura 5: Mappa del cielo riportando la distribuzione della RM in coordinate galattiche. Si sono utilizzate delle radiosorgenti extragalattiche per fare ciò. I punti rappresentano le 1133 RM ottenute tramite un catalogo di pulsar. I quadrati sono invece 137 RM ottenute tramite LOFAR. E' evidente una antisimmetria nei quadranti della galassia interna. Da Sobey et al. [2019]

Si ricorda che tramite la RM si può risalire alla direzione del campo magnetico proiettato lungo la linea di vista, ossia se esso sia rivolto verso l'osservatore o nella direzione opposta. Questa antisimmetria è stata interpretata come un'indicazione della presenza di un campo magnetico di forma toroidale nell'halo con direzioni opposte al di sopra e al di sotto del piano galattico (figura 6).

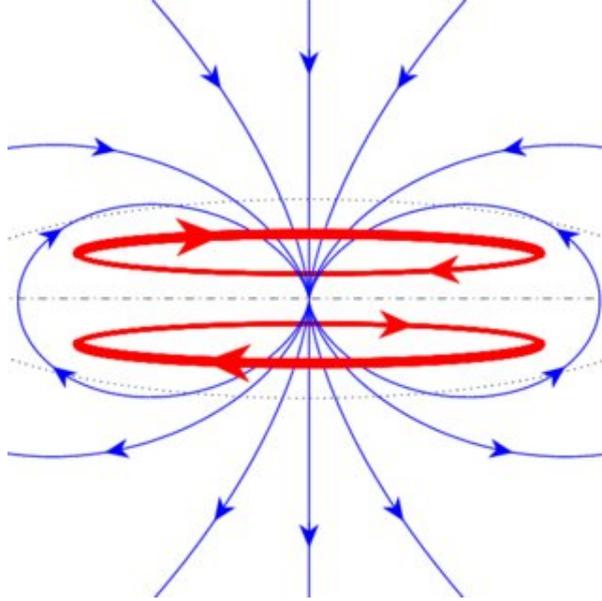


Figura 6: Rappresentazione del campo magnetico galattico a larga scala. Come si vede, si ipotizza che esso abbia una forma toroidale nell'halo, con direzioni opposte tra sopra e sotto il piano galattico

Passando adesso ad esaminare il disco galattico, molto utili sono le almeno dieci mila osservazioni di starlight polarization nella banda ottica e almeno cinquecento mila nella banda infrarossa. Trascurando qualche deviazione, il risultato è stato ottenere la conferma che il campo magnetico corre parallelo al piano galattico. Stesso risultato si ottiene se si analizza l'emissione termica polarizzata dei grani di polvere delle nubi molecolari. Tuttavia, nonostante le osservazioni con i due metodi conducano allo stesso risultato, queste non possono evidenziare alcuna inversione dell'orientamento del campo, e per ciò non permettono di ricavare una struttura su larga scala.

A questo scopo è utile invece analizzare l'effetto della rotazione di Faraday, in particolare per la radiazione polarizzata proveniente dalle pulsar, presenti in gran numero all'interno della Via Lattea. Infatti come evidenziato nel capitolo 1.5, questi oggetti sono un caso ideale per ottenere anche il valore della misura di dispersione DM. Se si ha a disposizione sia la RM che la DM per due pulsar con linee di vista simili a distanze diverse, d_0 e d_1 , allora si può stimare la componente parallela del campo magnetico tra le due pulsar nella seguente maniera

$$\langle B_{\parallel} \rangle_{(d_0-d_1)} = 1.232 \frac{\Delta RM}{\Delta DM} \mu G \quad (35)$$

Con l'assunzione ottenuta dalle osservazioni delle galassie a spirale vicine che il campo magnetico segua i bracci, si può derivare una struttura a larga scala per il campo magnetico per quelle zone del disco galattico dove le osservazioni sono state effettuate. Han et al. [2006] analizzando le pulsar nelle regioni tangenziali ai bracci della spirale ha mostrato

che i campi magnetici nei bracci hanno un'orientamento in senso antiorario, mentre nelle regioni tra i bracci in senso orario (figura 7). Queste inversioni sono poi state confermate anche da osservazioni di RM di pulsar confrontate con sorgenti extragalattiche. Tuttavia non è ancora certo dove queste inversioni effettivamente avvengano.

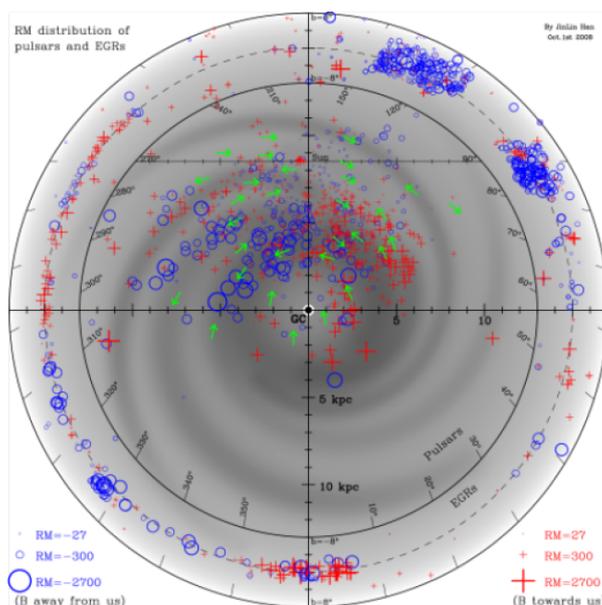


Figura 7: Distribuzione delle RM di pulsar e radiosorgenti di background in coordinate galattiche. I cerchi blu indicano RM negativi mentre le croci rosse RM positivi, e la grandezza del simbolo è proporzionale alla radice quadrata del valore della RM. In Background è riportata la struttura a spirale della nostra galassia. La struttura a larga scala del campo magnetico riportata dalle frecchette è stata derivata utilizzando la RM delle pulsar, e dal confronto di queste con le RM delle sorgenti di background. Da Han [2009]

Lo splitting dovuto all'effetto Zeeman delle linee provenienti da un maser può essere utilizzato sia per misurare la forza del campo, sia per ricavare l'orientamento di questo nelle nubi attorno alle regioni di formazione stellare. Dopo diverse osservazioni, si è arrivati a concludere che il campo magnetico venga preservato dal mezzo con scarsa densità ($\sim 1 \text{ cm}^{-3}$), fino alle dense regioni che danno origine al fenomeno del maser ($\sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$), con una compressione di diversi ordini di magnitudine. La turbolenza nelle nubi molecolari e nei processi di formazione stellare non sembra modificare la direzione del campo magnetico, nonostante questo venga amplificato da pochi μG fino a qualche mG (Han [2017]).

Il campo magnetico nella parte più lontana del disco, quella dalla parte opposta della galassia rispetto a noi, è probabilmente simile a quello che permea le regioni vicine, ossia con una struttura che vede delle inversioni di campo tra i bracci e le regioni tra questi.

Si passa adesso ad analizzare il campo magnetico nelle zone centrali della Via Lattea. E' necessario come prima cosa dire che misurare il campo magnetico nelle zone centrali

della galassia è molto complicato in quanto è necessario sottrarre a qualsiasi rilevazione di radiazione, quella proveniente dalla zona tra il centro galattico ed il Sole.

Nonostante queste difficoltà, sono stati osservati dei filamenti radio altamente polarizzati vicino al centro della galassia. Questi sono per la maggiorparte perpendicolari al piano della galassia, e sono stati interpretati come evidenza di un campo magnetico poloidale, messo in risalto da particelle relativistiche (Barkov and Lyutikov [2019]), che si estende per qualche centinaia di pc dal centro della Via Lattea.

Il campo magnetico poloidale è congelato nell'ISM parzialmente ionizzato, il quale ruota attorno al centro. Nel disco interno, il campo magnetico è probabilmente legato alle nubi molecolari (Han [2017]) e allungato dal loro movimento, il che porta il campo a diventare toroidale e parallelo al piano della galassia. Questa struttura del campo è stata ulteriormente avvalorata da osservazioni fatte nel vicino infrarosso della starlight polarization di molte stelle nell'area attorno al centro (come si vede in figura 8). In conclusione il campo appare toroidale nei dintorni del piano, ma transita poi ad una conformazione poloidale a latitudini galattiche maggiori.

Tramite le RM e DM di alcune pulsar attorno al centro della galassia si è potuta stimare la forza del campo magnetico, e ha restituito come risultato una forza di circa $B_{\parallel} = -160 \mu G$ diretto dalla parte opposta rispetto al sistema solare. A causa della casualità del possibile angolo tra la linea di vista e la reale direzione del campo magnetico tra queste pulsar, la forza potrebbe essere $B \sim B_{\parallel} \times \sqrt{3} = 270 \mu G$.

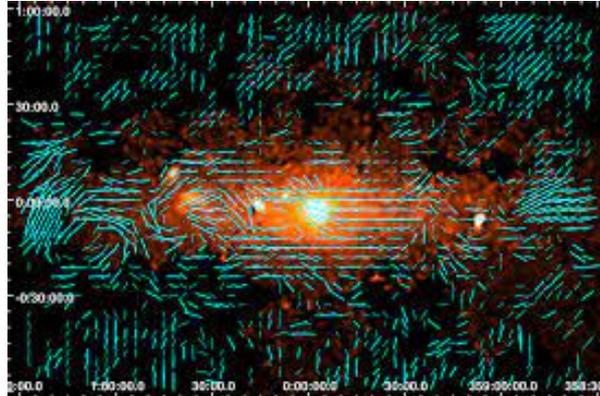


Figura 8: Orientamento dei campi magnetici nelle zone centrali della Via Lattea ricavato tramite osservazioni nel vicino infrarosso della starlight polarization di stelle nell'area del centro galattico. Si vede un campo di forma toroidale parallelo al piano galattico nelle zone centrali, mentre un campo poloidale si può osservare fuori dal piano. I segmenti blu rappresentano l'orientamento del campo, mentre la lunghezza rappresenta il grado di polarizzazione. Da Nishiyama et al. [2013]

A Calcoli per il Flux Freezing

Il flusso è

$$\Phi = \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (36)$$

e la sua velocità di cambiamento è

$$\frac{D\Phi}{Dt} = \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} + \oint_C (\vec{v} \times d\vec{l}) \cdot \vec{B} \quad (37)$$

Ci sono due contributi al cambiamento di \vec{B} come funzione del tempo:

- c'è un cambiamento nella densità di flusso magnetico, causato da cause esterne, il cambiamento è quindi

$$\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}|_{ext} \quad (38)$$

- il movimento dell'anello induce un campo elettrico

$$\vec{E} = \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \quad (39)$$

poi perché

$$\vec{\Delta} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \cdot \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (40)$$

ci sarà un contributo

$$\int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S}|_{move} = - \int_S \vec{\Delta} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{S} \quad (41)$$

Sommando questi due contributi

$$\frac{D}{Dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot d\vec{S} - \int_S \vec{\Delta} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \cdot d\vec{S} = \int_S \left[\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \vec{\Delta} \times (\vec{v} \times \vec{B}) \right] \cdot d\vec{S} \doteq 0 \quad (42)$$

Avendo utilizzato il teorema di Stokes, vediamo che il flusso attraverso la superficie comovente è costante nel tempo.

Riferimenti bibliografici

- Maxim V. Barkov and Maxim Lyutikov. On the nature of radio filaments near the Galactic Centre. , 489(1):L28–L31, October 2019. doi: 10.1093/mnras/slz124.
- R. Beck. Galactic and extragalactic magnetic fields - a concise review. *Astrophysics and Space Sciences Transactions*, 5(1):43–47, October 2009. doi: 10.5194/astra-5-43-2009.
- Rainer Beck. Magnetic fields in spiral galaxies. , 24:4, December 2015. doi: 10.1007/s00159-015-0084-4.
- Federica Govoni and Luigina Feretti. Magnetic Fields in Clusters of Galaxies. *International Journal of Modern Physics D*, 13(8):1549–1594, January 2004. doi: 10.1142/S0218271804005080.
- J. L. Han, R. N. Manchester, A. G. Lyne, G. J. Qiao, and W. van Straten. Pulsar Rotation Measures and the Large-Scale Structure of the Galactic Magnetic Field. , 642(2):868–881, May 2006. doi: 10.1086/501444.
- JinLin Han. The magnetic structure of our Galaxy: a review of observations. In Klaus G. Strassmeier, Alexander G. Kosovichev, and John E. Beckman, editors, *Cosmic Magnetic Fields: From Planets, to Stars and Galaxies*, volume 259, pages 455–466, April 2009. doi: 10.1017/S1743921309031123.
- J.L. Han. Observing interstellar and intergalactic magnetic fields. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 55(1):111–157, 2017.
- U. Klein and A. Fletcher. *Galactic and Intergalactic Magnetic Fields*. 2015.
- Shogo Nishiyama, Kazuki Yasui, Tetsuya Nagata, Tatsuhito Yoshikawa, Hideki Uchiyama, Rainer Schödel, Hirofumi Hatano, Shuji Sato, Koji Sugitani, Takuya Suenaga, Jungmi Kwon, and Motohide Tamura. Magnetically Confined Interstellar Hot Plasma in the Nuclear Bulge of Our Galaxy. , 769(2):L28, June 2013. doi: 10.1088/2041-8205/769/2/L28.
- C. Sobey, A. V. Bilous, J. M. Grießmeier, J. W. T. Hessels, A. Karastergiou, E. F. Keane, V. I. Kondratiev, M. Kramer, D. Michilli, A. Noutsos, M. Pilia, E. J. Polzin, B. W. Stappers, C. M. Tan, J. van Leeuwen, J. P. W. Verbiest, P. Weltevrede, G. Heald, M. I. R. Alves, E. Carretti, T. Enßlin, M. Haverkorn, M. Iacobelli, W. Reich, and C. Van Eck. Low-frequency Faraday rotation measures towards pulsars using LOFAR: probing the 3D Galactic halo magnetic field. , 484(3):3646–3664, April 2019. doi: 10.1093/mnras/stz214.