

ALMA MATER STUDIORUM · UNIVERSITÀ DI BOLOGNA

Scuola di Scienze
Dipartimento di Fisica e Astronomia
Corso di Laurea in Fisica

**UNO STUDIO SULLA MASSIMA
DEFLESSIONE DEGLI
ULTRA-HIGH-ENERGY COSMIC
RAYS DA PARTE DEI CAMPI
MAGNETICI PRIMORDIALI**

Relatore:
Prof. Franco Vazza

Presentata da:
Edoardo Anastasi

Anno Accademico 2021/2022

Abstract

Gli Ultra-High-Energy Cosmic Rays sono dei raggi cosmici-dotati di energia estremamente elevata-che raggiungono la Terra con un bassissimo rateo e dei quali abbiamo pochi dati a riguardo; le incertezze riguardano la loro composizione, la loro sorgente, i metodi di accelerazione e le caratteristiche dei campi magnetici che li deviano durante il loro cammino. L'obiettivo di questo studio è determinare quali modelli di campo magnetico possano descrivere correttamente la propagazione degli UHECRs, andando a fare un confronto con i dati sperimentali a disposizione; infatti, quello che osserviamo è una distribuzione isotropa nel cielo e, di conseguenza, i modelli teorici di propagazione, per poter essere accettati, devono rispecchiare tale comportamento. Sono stati testati nove modelli di campo magnetico tratti da simulazioni cosmologiche, andando a considerare due diverse composizione per i CRs (simil-ferro e simil-protone) e il risultato ha dato delle risposte positive solo per tre di essi. Tali modelli, per cui troviamo accordo, sono caratterizzati da una scala di inomegeneità più ampia rispetto a quella dei modelli scartati, infatti, analizzando il loro spettro di potenza, il maggior contributo è dato da fluttuazioni di campo magnetico su scale di 10 Mpc. Ciò naturalmente, viste anche le poche informazioni riguardo ai campi magnetici intergalattici, ci porta a pensare che campi di questo tipo siano favoriti. Inoltre, per tali modelli, gli esiti sono risultati particolarmente in accordo con i dati sperimentali, considerando CRs con composizione simile al ferro: ciò fa pensare che tale composizione possa essere quella effettiva.

Indice

1	Introduzione	5
1.1	Cosa sono gli UHECRs	5
1.2	Composizione degli UHECRs	5
1.3	Sorgenti degli UHECRs	6
1.3.1	Gamma Ray Burst	9
1.3.2	Nuclei Galattici Attivi	9
1.4	Perdita di energia degli UHECRs	10
1.5	Anisotropia degli UHECRs	12
1.6	Propagazione degli UHECRs	13
1.6.1	Campo magnetico uniforme	15
1.6.2	Campo magnetico non uniforme	16
1.7	Angolo di deflessione	17
2	Risultati	19
2.1	Risultati con \vec{B} uniforme	19
2.2	Risultati con \vec{B} non uniforme	21
3	Conclusioni e prospettive future	29
A	Codice per angolo di deflessione con \vec{B} uniforme	33
B	Codice per angolo di deflessione con \vec{B} non uniforme	35

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Cosa sono gli UHECRs

Definiamo "Ultra High Energy Cosmic Rays" i raggi cosmici dotati di un'energia pari o superiore a $5 \cdot 10^{17}$ eV [Kachelriess, 2022]. La statistica degli UHECRs è veramente molto povera: infatti, si ha un rateo di arrivo di circa $1/(km^2 yr)$ e solo poche migliaia di eventi tra quelli rilevati hanno un'energia pari o superiore a 10^{20} eV. Tale valore viene etichettato come "the ankle", poiché presenta un drastico calo della quantità di UHECRs che arrivano sui nostri rivelatori, come visibile in Fig 1.1 [Spurio, 2018]. Il flusso che li caratterizza è estremamente isotropo, infatti, le fluttuazioni rispetto al valor medio sono veramente piccole ($\leq 5\%$), ma l'incertezza associata è molto alta, come conseguenza del piccolo numero di eventi rivelati. Nel 2017, in seguito all'esperimento tenuto al Pierre Auger Observatory, è stato rilevato un piccolo dipolo di anisotropia, relativo ai CRs con energia $\geq 8 \cdot 10^{18} eV$ [Tsunesada et al., 2021].

1.2 Composizione degli UHECRs

La determinazione di carica e massa risulta tutt'ora un problema, in quanto limitata da una statistica molto povera, nonché da una grande incertezza sulle sezioni d'urto non essendo direttamente studiabili in laboratorio viste le alte energie. Diverse osservazioni hanno riportato trend leggermente differenti, come visibile in Fig. 1.2 [Spurio, 2018]: qui è possibile vedere l'andamento di quella che è definita come grammatura, X_{max} , in funzione dell'energia dei CRs; si nota che per valori più piccoli di energia la grammatura tende ad essere più bassa, mentre col crescere dell'energia tende ad essere più alta. In generale si ha che la composizione oscilla tra quella simil-protone e quella simil-ferro.

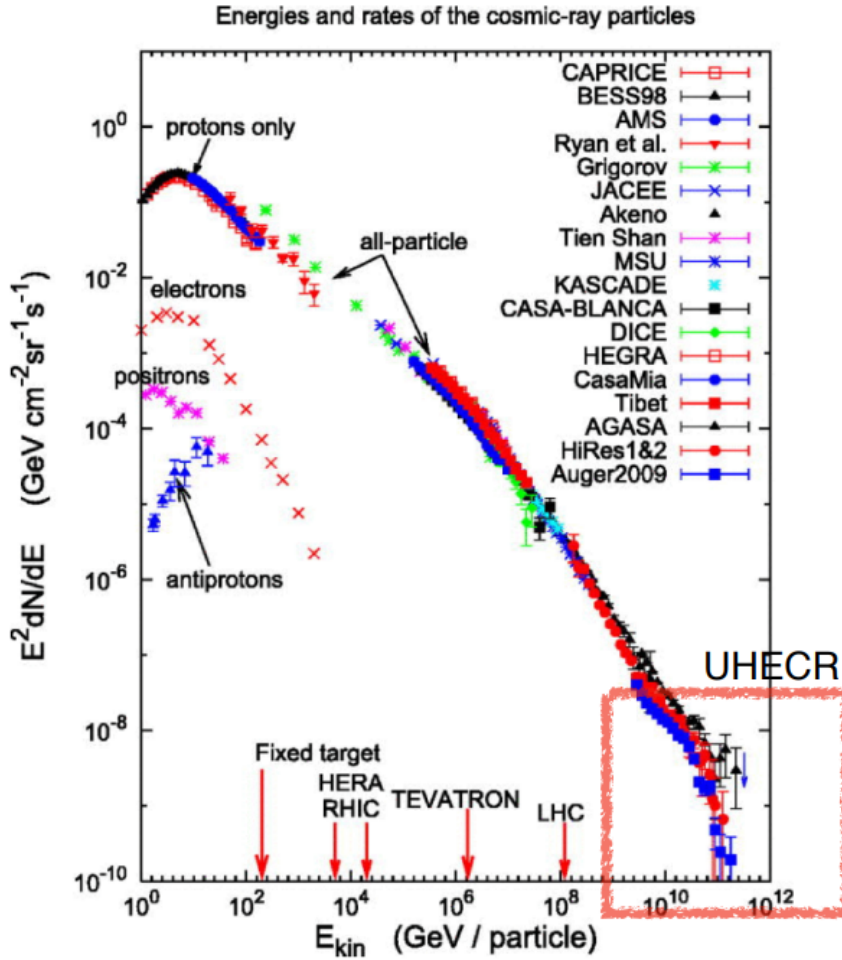


Figura 1.1: In ascissa abbiamo il valore dell'energia dei CRs mentre in ordinata il rateo di arrivo per intervalli di energia. Il rettangolo rosso indica approssimativamente l'intervallo di energia associato agli UHECRs.

1.3 Sorgenti degli UHECRs

Un qualsiasi oggetto astrofisico, per essere una potenziale sorgente degli UHECRs, deve contenere i CRs di energia più alta almeno per una girazione; ciò implica la necessità che il loro raggio debba essere maggiore del raggio di Larmor della particella:

$$R \geq r_l = \frac{v}{\omega_l} = \frac{\gamma m v}{qB} = \frac{pc}{qBc} \cong \frac{E}{ZeBc} \quad (1.3.1)$$

dove identifichiamo con $R = \frac{E}{Ze}$ la rigidità, essa descrive la dinamica di una particella nel campo magnetico, e si ha che particelle diverse a parità di R hanno la medesima dinamica in \vec{B} .

Per $E \approx 10^{20}$ eV solo pochi eventi sono stati rilevati e si ha, per tale valore, una relazione che ci da il valor massimo di energia che un CR può acquisire in funzione

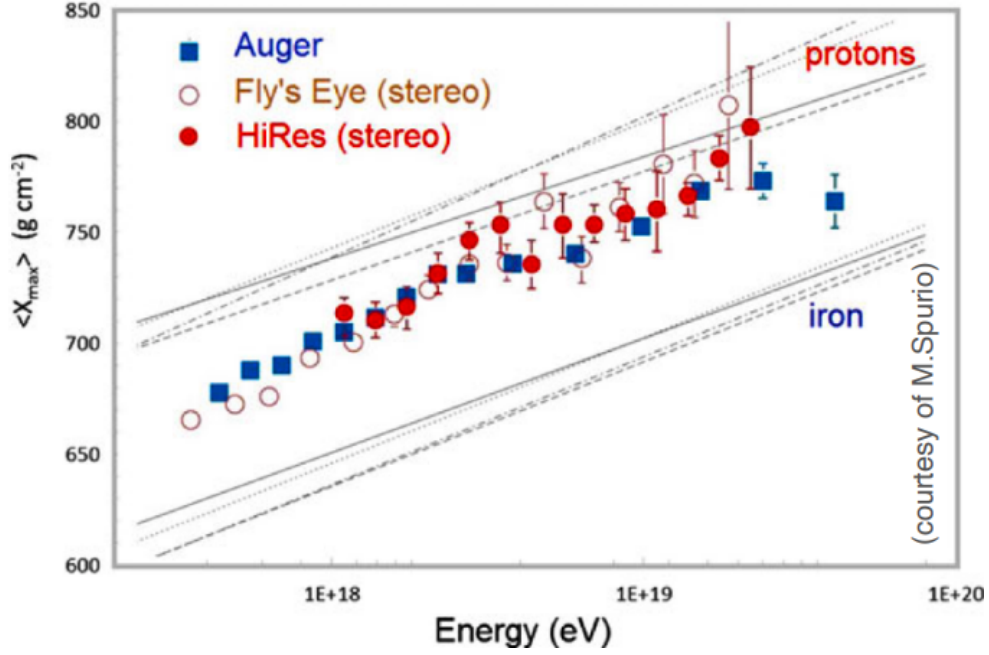


Figura 1.2: In ascissa abbiamo il valore dell'energia dei CRs mentre in ordinata la loro grammatura.

del raggio R del corpo celeste e del campo magnetico tipico B della sorgente. Esso è chiamato "the Hillas criterion", ed è il seguente:

$$E_{max} = 10^{20} eV Z v \left(\frac{R}{100 kpc} \right) \left(\frac{B}{\mu G} \right) \quad (1.3.2)$$

dove $v = \beta c$ e Z è la carica dell' UHECR. Graficando campo magnetico e raggio della sorgente si ottiene il risultato visibile in Fig 1.3 [Spurio, 2018], dove solo le sorgenti al di sopra delle due rette sono possibili sorgenti di UHECRs.

Storicamente sono stati a lungo discussi due scenari principali per le possibili sorgenti:

- Bottom-up: gli UHECRs sono accelerati da oggetti estesi o eventi catastrofici come stelle di neutroni rotanti, AGNs e radio galassie.
- Top-down: gli UHECRs provengono da decadimenti di particelle supersimmetriche, di neutrini fortemente interagenti e di particelle massive con lungo tempo di vita.

I due modelli portano naturalmente a conseguenze differenti: in primo luogo, il primo modello prevede una significativa anisotropia nelle direzioni di arrivo, mentre il secondo una distribuzione isotropa di queste ultime. Il secondo scenario prevede

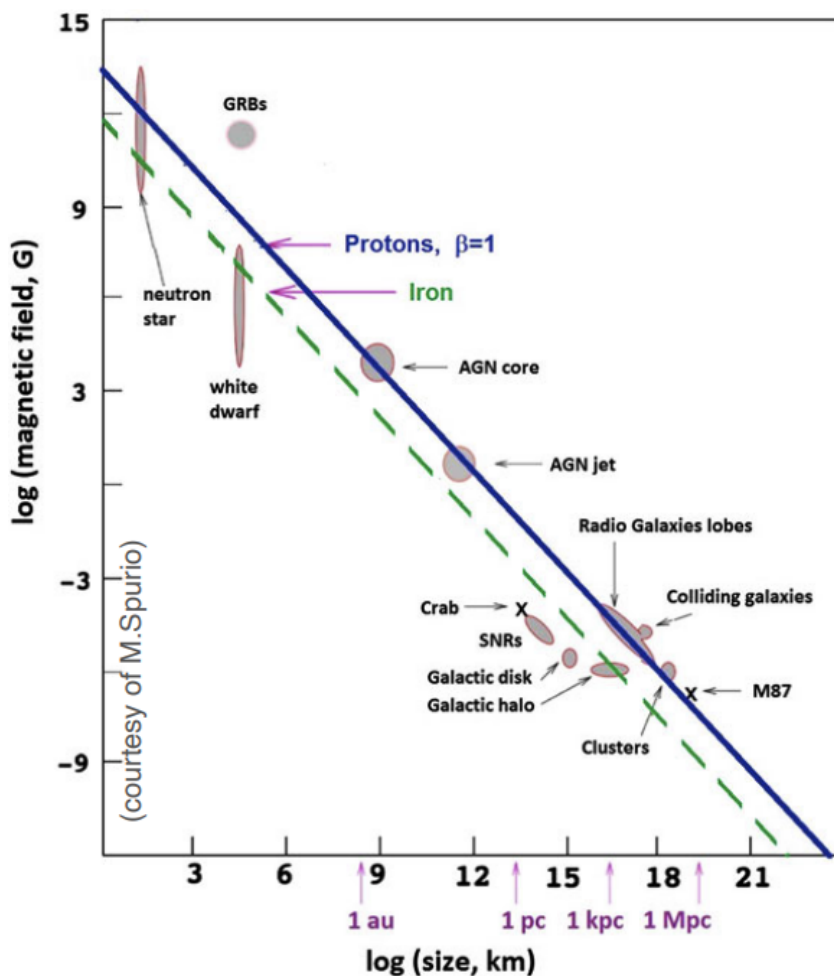


Figura 1.3: In ascissa abbiamo il raggio del corpo celeste mentre in ordinata il campo magnetico generato, sono presenti inoltre due rette che identificano la zona per il quale il corpo celeste può essere una sorgente.

nonché un abbondante flusso di fotoni-cosa non effettivamente rilevata dal Pierre-Auger Observatory-e come logica conseguenza di ciò, questo tipo di modello è ad oggi sfavorito.

Sulla base di questo, quelli che vengono considerati i probabili acceleratori degli UHECRs sono principalmente due: Nuclei Galattici Attivi e Gamma Ray Burst, considerati come tali vista la grande quantità di energia di accrescimento in gioco per entrambi gli oggetti; non è però ancora chiaro come venga utilizzata tale energia per accelerarli. Andiamo ora ad analizzare da vicino le due sorgenti più probabili.

1.3.1 Gamma Ray Burst

I Gamma Ray Burst sono delle brevi emissioni di fotoni alla lunghezza d'onda γ che durano pochi secondi. Essi vengono generati da rilasci catastrofici di energia, come la morte di una stella, e la radiazione che vediamo si crede sia quella emessa per sincrotrone dagli elettroni accelerati nello shock: infatti, quello che abbiamo sono delle emissioni a cono, otticamente spesse, in cui si formano dei fronti d'onda che, scontrandosi vicendevolmente, danno vita a degli shock che causano l'accelerazione delle particelle nei GRB. Sembra appunto che anche i protoni possano essere accelerati all'interno di questi getti.

Si ha una condizione sul fattore di Lorentz del GRB affinché possa essere considerata una sorgente di UHECRs, ed è la seguente:

$$\Gamma \geq 130 \left(\frac{E}{10^{20} eV} \right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{0.01 s}{\Delta t} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (1.3.3)$$

con le condizioni che l'accelerazione del protone avvenga in un tempo minore della durata del burst (Δt) e che il tempo di sincrotrone del protone sia più lungo dell'accelerazione.

1.3.2 Nuclei Galattici Attivi

I Nuclei Galattici Attivi sono dei buchi neri supermassivi ($M_{BH} \geq 10^8 M_{\odot}$) in accrescimento su sorgenti compatte, presenti al centro delle galassie. Anche se tutte le galassie hanno un buco nero al centro, solo il 10% di esse ha un AGN. L'emissione che hanno è molto varia: va dai raggi γ al radio, e per questa ultima caratteristica classificati in Radio Loud (90%) e Radio Quiet, in base alla presenza o meno del getto. Quest'ultimo potrebbe essere quindi il principale artefice della loro accelerazione. Si trova che l'energia del getto per unità di tempo, per essere sorgente di UHECRs, deve essere:

$$L_{jet} \geq 8 \cdot 10^{44} \left(\frac{E/Z}{10^{20} eV} \right)^2 \text{ erg/s} \quad (1.3.4)$$

Tale condizione è probabilmente raggiunta dagli AGN, almeno per una frazione della loro evoluzione.

1.4 Perdita di energia degli UHECRs

Una volta accelerati gli UHECRs sono soggetti a vari processi di perdita di energia durante la loro propagazione.

Nel caso di composizione simil-protone i processi sono i seguenti, visibili in Fig 1.5 [Spurio, 2018]:

- **Perdita di energia adiabatica** dovuta all'espansione dell' Universo, si ha che la scala di lunghezza per cui i CRs perdono energia per tale processo è:

$$-\frac{dE}{dt} \frac{1}{E} = H_0 \rightarrow l^{-1} = \frac{dE}{dx} \frac{1}{E} = \frac{H_0}{c} \rightarrow l = c/H_0 \approx 4Gpc \quad (1.4.1)$$

con H_0 costante di Hubble.

- **Perdita di energia per produzione di pioni** dovuta alle collisioni tra protoni (UHECRs) e la radiazione cosmica di fondo (γ_{CMB}):

$$\gamma_{CMB} + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+ \quad (1.4.2)$$

$$\gamma_{CMB} + p \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 \rightarrow p + \gamma + \gamma \quad (1.4.3)$$

Tale fenomeno è causa di quello che chiamiamo "GZK cutoff" (dal nome degli scienziati che lo hanno per primi descritto): infatti, per $E_{GZK} \geq 5 \cdot 10^{19}$ eV, i raggi cosmici, a causa di tale fenomeno, vanno incontro a una perdita di energia che dopo i 30 Mpc li priva di tutta quella che avevano inizialmente. Ciò limita, di conseguenza, l'orizzonte massimo in cui vanno cercate le sorgenti di UHECRs con energia pari o superiore a quella di cutoff.

Tale effetto si ha naturalmente anche se gli UHECRs hanno una composizione simil-ferro, ma in questo caso con una scala di lunghezza maggiore: infatti, per far sì che avvenga la produzione di pioni, il fattore di Lorentz deve soddisfare la seguente condizione: $\gamma \geq 1.7 \cdot 10^{11}$. Considerando allora che per il ferro si ha che $\gamma = E/Am_p c^2$ con A numero di massa (= 56), avremo che, a energia fissata per il ferro, si avrà un fattore di Lorentz inferiore, implicando di conseguenza che l'energia di cutoff debba aumentare, così come l'orizzonte. Più precisamente si dovrebbe osservare che E_{GZK} sia shiftata in alto di un fattore A ma, poiché i nuclei pesanti vanno incontro a perdite di energia ulteriori rispetto ai protoni, allora alla fine l'energia di cutoff risulta più grande di un fattore pari circa a 2.6, $E_{GZK} \approx 1.3 \cdot 10^{20}$ eV, trovando quindi anche l'orizzonte spostato ad 80 Mpc dalla Terra. Ma allora, quello che ci si aspetta in corrispondenza

di tali valori di energia in base alla composizione degli UHECRs, è un drastico calo nel rateo di arrivo; quello che osserviamo, visibile in Fig 1.4 [Spurio, 2018], è che si ha effettivamente un leggero calo di energia nello spettro rilevato per $E \geq 5 \cdot 10^{19}$ eV, consistente col l'effetto GZK; trattandosi però di un calo ancora troppo lieve non è possibile affermare con certezza che si tratti di ciò. Se effettivamente il calo fosse dovuto all'effetto GZK, essendo in corrispondenza di un energia pari all' E_{GZK} dei protoni, dimostrerebbe che gli UHECRs sono composti da questi ultimi.

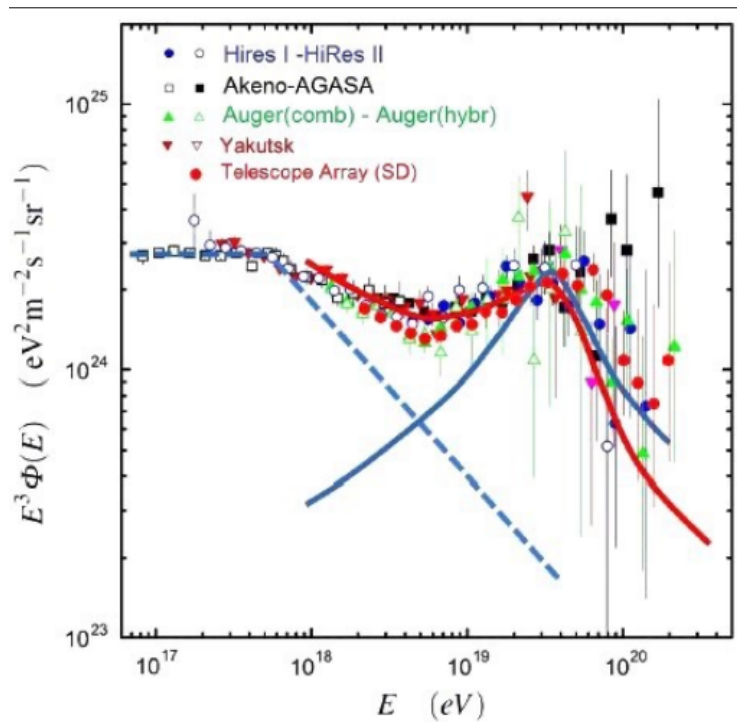


Figura 1.4: In ascissa troviamo il valore dell'energia dei CRs e in ordinata il numero di eventi per intervallo di energia moltiplicato per un fattore E^3 . Tratto da [Spurio, 2018].

- **Perdita di energia per produzione di coppie elettrone-positrone** dove, di conseguenza alla collisione tra UHECRs (protoni) e radiazione cosmica di fondo, si ha:

$$p + \gamma_{CMB} \rightarrow p + e^- + e^+ \quad (1.4.4)$$

Tale fenomeno è importante per CRs con $E \approx 10^{18}$ eV, quindi nel nostro caso irrilevante.

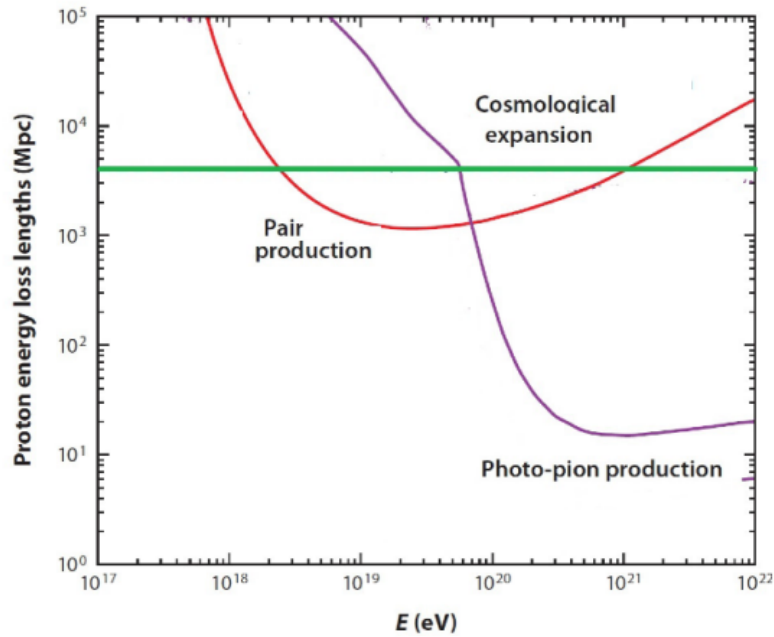


Figura 1.5: In ascissa troviamo l'energia dei CRs e in ordinata la scala di lunghezza per cui essi perdono la loro energia. Tratto da [Spurio, 2018].

1.5 Anisotropia degli UHECRs

Analizzando meglio gli eventi in specifici range di energia si possono notare alcuni eccessi di quest'ultimi, che possono indicare correlazione con delle sorgenti locali. Questi sono i dati rilevati da diverse osservazioni:

- Il PAO ha riportato un eccesso di 4σ di UHECRs in una regione di 18° attorno all'AGN di Centaurus A, a circa 4 Mpc da noi. Sarebbero attesi 3 eventi per una distribuzione isotropa, ma ne sono stati rilevati 13 [Aab et al., 2015].
- Nel 2012 si è tentato di trovare correlazione tra UHECRs e AGN vicini ma senza arrivare ad alcun risultato [Murase et al., 2012].
- Nel 2018 il Telescope Array ha identificato un "hot spot" a $5 \cdot 10^{19}$ eV a RA = 146.7° e DEC = 43.2° , in corrispondenza con alcuni filamenti dell'Ammasso di galassie della Vergine [Murase et al., 2012]. Ciò ha portato a pensare che sia dove gli UHECRs vengono accelerati, per poi venire diffusi dai filamenti magnetizzati connessi all'ammasso.
- Nel 2017, il PAO ha rilevato un piccolo dipolo di anisotropia pari a 5.2σ per gli eventi con $E \geq 8 \cdot 10^{18}$ eV. Circa il 6% in più di eventi, come visibile in Fig 1.6, provenivano da una metà del cielo [Aab et al., 2018]. Una così

grande scala di anisotropia richiede però o una distribuzione uniforme delle sorgenti (impossibile, essendo l'orizzonte molto limitato), o un grande volume occupato da campo magnetico che sia in grado di disperdere gli UHECRs anche se provenienti da poche sorgenti.

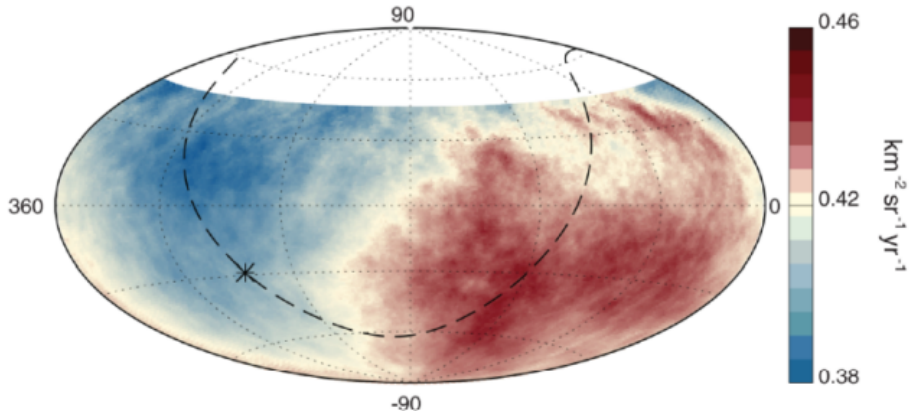


Figura 1.6: Mappa del cielo in coordinate equatoriali, che mostra il flusso degli UHECRs con energia superiore a 8 EeV. Il centro della galassia è indicato con un asterisco e la linea tratteggiata identifica il piano galattico. Tratto da [Aab et al., 2018].

1.6 Propagazione degli UHECRs

Come accennato precedentemente, il campo magnetico \vec{B} svolge un ruolo cruciale nella propagazione degli UHECRs. La prima questione aperta sul campo magnetico extragalattico riguarda la sua origine: infatti, è tutt'ora dibattuto se esso sia stato generato in epoche primordiali dell'Universo, con la prima nucleosintesi degli elementi, oppure sia il prodotto dei getti e delle nubi magnetizzate generate da oggetti compatti come AGN e sturburst [Vazza et al., 2021a].

La seconda questione aperta riguardo \vec{B} tratta la sua ampiezza al di fuori degli ammassi di galassie; gli unici dati che abbiamo a riguardo sono relativi al limite superiore e al limite inferiore di tali valori e sono tratti da [Vazza et al., 2021a] (riguarda il 99.99% circa del volume cosmico occupato):

- $B_{up} \leq 4nG$, deriva dalla non rilevazione di fluttuazioni indotte dal campo magnetico nella radiazione cosmica di fondo.
- $B_{low} \geq 10^{-7}nG$, deriva dalla non rilevazione di emissione con energia dell'ordine del GeV dagli elettroni secondari intorno ai blazar, che suggerisce la pre-

senza di un campo magnetico tale da defocalizzare il getto originario, diretto verso l'osservatore.

Recentemente, Globus et al. sono stati in grado di riprodurre il dipolo rilevato da PAO andando a considerare un campo magnetico extragalattico di circa 0.5 nG, una "sorgente continua" di UHECRs, una composizione simil-ferro dei raggi cosmici e la deflessione aggiuntiva causata dal campo magnetico della nostra galassia.

Riguardo la dinamica del raggio cosmico si può dire che, essendo una particella carica e considerando che in un plasma o gas molto conduttivo \vec{E} è circa 0, l'equazione del moto dell' UHECR è la seguente:

$$\frac{d(\gamma m \vec{B})}{dt} = q (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.6.1)$$

A causa di ciò possiamo identificare due tipi di comportamento definiti dal valore di $|\frac{\Delta B}{B}|$:

- se $|\frac{\Delta B}{B}| \leq 1$ allora la particella è deflessa in un campo magnetico quasi-statico e la sua orbita è caratterizzata da invarianti adiabatici. La traiettoria sarà quasi ballistica, con delle leggere deflessioni.
- se $|\frac{\Delta B}{B}| \gg 1$ la particella è soggetta a una sequenza di eventi di scattering in campo turbolento e la traiettoria finale è caratterizzata da una sequenza caotica di girazioni che rendono la dinamica diffusiva.

In secondo luogo, essendo il campo magnetico caratterizzato da delle fluttuazioni, avrà delle scale caratteristiche su cui tali variazioni avvengono. Per capire allora quale sia la scala da associare ad un determinato valore di \vec{B} è necessario analizzare lo spettro di potenza: infatti, ad ogni fluttuazione possiamo associare un determinato valore di energia, ed andando a studiare la distribuzione di quest'ultima in funzione di queste scale di inomogeneità, possiamo vedere da quale scala sia contribuita la maggiore energia. Gli spettri che si ottengono vengono classificati in "blu" e "rossi", rispettivamente se il maggior contributo sia dato da onde corte o lunghe. Per questa analisi sono stati presi 9 modelli diversi di campo magnetico: tre descrivono un campo magnetico omogeneo (non molto realistico), cinque modelli descrivono un campo magnetico primordiale con varie scale di inomogeneità, e un modello è di tipo astrofisico, quindi con \vec{B} generato da AGN e formazione stellare. In Fig 1.7 è visibile lo spettro di potenza relativo ai valori di campo magnetico utilizzato [Vazza et al., 2021b]; come visibile da quest'ultimo grafico, ognuno dei modelli non omogenei può essere descritto univocamente da un coefficiente α : la

pendenza logaritmica dello spettro di potenza 1D delle fluttuazioni del campo \vec{B} , $P_B(k) \propto k^{-\alpha}$, che varia in base al diverso peso che hanno i contributi, se il maggior contributo è dato da onde lunghe si ha α negativo e viceversa per onde corte si ha α positivo. Mentre questi sono gli spettri di potenza iniziali, utilizzati per simulare diversi possibili modelli di magnetismo primordiale, in questa tesi ho utilizzato le informazioni degli spettri di campi magnetici evoluti fino a $Z=0$, per mezzo di simulazioni cosmologiche descritte in [Vazza et al., 2021b] (per i modelli primordiali) e in [Hackstein et al., 2016] (per il modello astrofisico). La combinazione della crescita delle strutture cosmiche nel modello Λ CDM, unita ai diversi modelli di magnetismo, produce la varietà di scale e normalizzazioni descritte in Tabella 2.1, che fornisce quindi i valori tipici, ottenuti mediando entro volumi di $\sim 100^3 Mpc^3$ a $Z=0$.

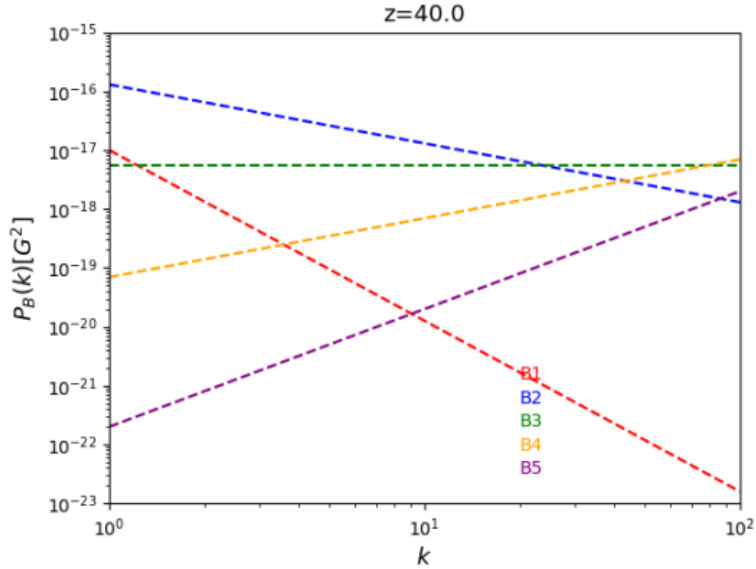


Figura 1.7: Spettro di potenza dei campi magnetici utilizzati per $z= 40.0$.

1.6.1 Campo magnetico uniforme

Considerando \vec{B} uniforme si ha che la particella, essendo una carica in movimento in un campo magnetico, è soggetta alla forza di Lorentz che ha questa forma:

$$\vec{F} = \frac{d(\gamma m \vec{v})}{dt} = q(\vec{v} \times \vec{B}). \quad (1.6.2)$$

Il moto di conseguenza sarà scomponibile in due componenti: una di moto circolare uniforme attorno alle linee di campo magnetico, e una di moto rettilineo uniforme parallela al campo magnetico. L'unione dei due porta la particella a compiere un

moto elicoidale attorno a \vec{B} e si può dimostrare che, poiché $\Delta B = 0$, la componente della velocità parallela a \vec{B} rimane costante nel moto (con $\gamma = 1/\sqrt{1 - v^2/c^2}$):

$$m \frac{d\gamma \vec{v}}{dt} = m\gamma \frac{d\vec{v}}{dt} + m\gamma^3 \vec{v} \cdot \vec{a} \frac{\vec{v}}{c^2} \quad (1.6.3)$$

Ma poiché \vec{a} e \vec{v} sono perpendicolari, allora il secondo termine è nullo (\vec{a} è centripeta), e si ha:

$$\frac{dm\gamma \vec{v}}{dt} = m\gamma \frac{d\vec{v}}{dt} = Ze(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (1.6.4)$$

In tali condizioni il raggio di Larmor (o di girazione), attorno a \vec{B} risulta essere quello della formula 1.3.1.

1.6.2 Campo magnetico non uniforme

In un campo magnetico il moto della particella, in direzione perpendicolare rispetto a \vec{B} , risulta equivalente ad un loop di corrente ed è quindi dotato di momento magnetico (considerando $\gamma = 1$):

$$\mu = iA = \frac{Zev \sin \theta}{2\pi r_L} \pi r_L^2 = \frac{Zev_{\perp} r_L}{2} = \frac{mv_{\perp}^2}{B} \quad (1.6.5)$$

Vista la non uniformità del campo esso cambierà durante la propagazione. Andando a considerare piccole variazioni $|\Delta B/B| \leq 1$ durante l'orbita compiuta dalla particella con periodo $\Delta T = 2\pi r_L/v_{\perp}$, esso induce una forza elettromotrice la cui espressione, secondo la legge di Faraday, è la seguente:

$$\mathcal{W} = \pi r_L^2 \frac{\Delta B}{\Delta T} \quad (1.6.6)$$

Essa indurrà a sua volta una variazione nell'energia cinetica della particella, che risulta essere:

$$\Delta (mv_{\perp}^2) = Ze\mathcal{W} = \frac{mv_{\perp}^2}{2B} \Delta B \quad (1.6.7)$$

Dunque avremo che la corrispondente variazione del momento magnetico è:

$$\Delta \mu = \Delta \left(\frac{mv_{\perp}^2/2}{B} \right) = \frac{\Delta (mv_{\perp}^2/2)}{B} - (mv_{\perp}^2/2) \frac{\Delta B}{B^2} = 0 \quad (1.6.8)$$

Ma tutto ciò comporta allora che :

- $\frac{mv_{\perp}^2}{2B} = \text{costante.}$
- $\frac{p_{\perp}^2}{B} = \text{costante.}$

che chiamiamo invarianti adiabatici.

Inoltre sapendo che $r_L = mv_{\perp}/ZeB$ e che $p_{\perp}^2 = (Zer_L B)^2$, la condizione $\Delta (p_{\perp}^2/B) = 0$ implica che $\Delta (Br_L^2) = 0$ ottenendo così il terzo invariante adiabatico. Quest'ultimo ci dice che il campo magnetico deve aumentare con r_L^{-2} e viceversa.

1.7 Angolo di deflessione

Il parametro più importante per le finalità della tesi, è l'angolo di deflessione θ definito come l'angolo tra la direzione di arrivo osservata di un CR, e la sua reale direzione di propagazione iniziale. Esso è strettamente legato al campo magnetico, poiché proprio quest'ultimo ne è la causa: infatti, come visto nella sezione precedente, durante la propagazione i CRs sono soggetti a campi magnetici che indubbiamente li deviano dalla direzione in cui inizialmente erano stati emessi. Vista la diversa tipologia degli \vec{B} utilizzati, avremo che l'angolo di deflessione totale è descritto da formule analitiche diverse tra loro; per campi magnetici uniformi, l'espressione teorica di questo angolo è molto semplice ed è la seguente:

$$\theta \approx \frac{D}{r_l} = 0.52^\circ \left(\frac{E}{10^{20}} \right)^{-1} \frac{D}{1Mpc} \frac{B}{1nG} \quad (1.7.1)$$

dove D è la distanza massima a cui si può trovare la sorgente ed E l'energia della particella, e per l'applicazione di tale formula al caso del ferro va moltiplicata per 26 (numero atomico). Il valore di θ che si ottiene con questo tipo di calcolo però, ha raramente applicazioni reali, essendo poco realistica l'ipotesi che l'universo sia permeato da un campo magnetico uniforme.

Per \vec{B} non uniforme entra in gioco un nuovo parametro, la lunghezza di correlazione l_b , che descrive la lunghezza dopo la quale il campo magnetico cambia direzione vista la non uniformità. Si deriva in questo caso che l'angolo di deflessione è ricavabile attraverso la seguente formula [Harari et al., 2002]:

$$\theta \approx \frac{(2Dl_b/9)^{1/2}}{r_l} = \left(\frac{E}{10^{20}eV} \right)^{-1} \left(\frac{D}{10Mpc} \right)^{1/2} \left(\frac{l_b}{1Mpc} \right)^{1/2} \frac{B}{1nG} \quad (1.7.2)$$

i valori di E e di D utilizzati sono gli stessi del modello precedente, invece i valori di B e di l_b che non sono tra loro indipendenti, sono visibili nella Tabella 2.1; anche qui, per l'applicazione al caso del ferro, va tutto moltiplicato per 26.

Dall'angolo di deflessione è allora possibile ricavare informazioni determinanti riguardo i diversi modelli. Come precedentemente descritto, infatti, abbiamo una distribuzione pressoché isotropa degli UHECRs, ma un numero non molto esteso di sorgenti entro l'orizzonte: l'angolo di deflessione non può di conseguenza essere "troppo piccolo", altrimenti avremmo necessariamente delle direzioni di arrivo estremamente privilegiate (cosa non osservata), e semplicemente guardando nella direzione da cui provengono gli UHECRs, sarebbe possibile risalire alla loro sorgente. Definiamo "angolo critico" il parametro che ci dà il limite al di sotto del quale θ descriverebbe una situazione di non isotropia, e tutti i modelli che ci danno un valore

più piccolo di esso sono difficili da riconciliare con le osservazioni. Scopo di questa tesi è stato calcolare questo angolo per diverse assunzioni riguardo alle plausibili distanze e composizione degli UHECRs per diversi modelli di magnetismo cosmico suggeriti da recenti simulazioni cosmologiche, confrontando i diversi valori di angolo con i valori osservati.

Capitolo 2

Risultati

Per θ sono stati effettuati due tipi di calcoli, uno considerando campo magnetico uniforme ($\Delta B = 0$) e uno considerando campo magnetico non uniforme ($\Delta B \neq 0$). Entrambi i modelli sono stati applicati considerando UHECRs con una composizione simil-ferro e successivamente con una simil-protone.

2.1 Risultati con \vec{B} uniforme

Come già osservato, modelli con \vec{B} uniforme sono da considerarsi una eccessiva idealizzazione e sono stati studiati essenzialmente per acquisire familiarità con le variabili fisiche in gioco. Con questo modello sono stati analizzati tre valori diversi di energia per gli UHECRs: 10^{19} eV (E_1), 10^{20} eV (E_2) e 10^{21} eV (E_3). I valori di D (l'orizzonte massimo in cui possiamo trovare le sorgenti) sono invece stati ricavati dal grafico in Fig. 2.1, dove in ascissa troviamo l'energia dei CRs ed in ordinata il tempo in cui essi perdono tutta la sua energia. Esso è stato ricavato dal Grafico 1.5 dove, per ogni valore di energia, è stato preso il valore di tempo associato al fenomeno che più rapidamente fa perdere energia al CR, in quanto sarà il fenomeno preponderante. Moltiplicando allora il tempo per la velocità della luce c , ricaviamo la distanza massima da cui i CRs, con una determinata energia, provengono. I valori ottenuti, considerando i tre valori di energia precedentemente elencati, sono per i protoni:

- 1944 Mpc (relativo ad E_1);
- 97 Mpc (relativo ad E_2);
- 10 Mpc (relativo ad E_3);

e per il ferro:

- 29163 Mpc (relativo ad E_1);
- 1944 Mpc (relativo ad E_2);
- 2 Mpc (relativo ad E_3);

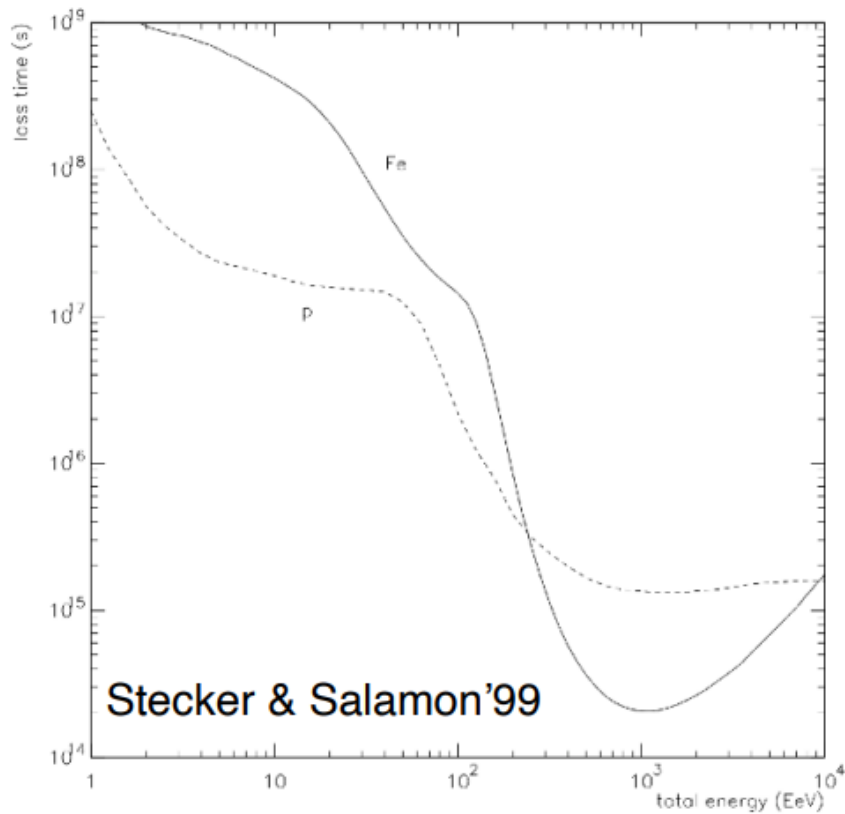


Figura 2.1: In ascissa troviamo il valore dell'energia del CR e in ordinata il tempo in cui perde tutta la sua energia. Il tempo è quello relativo al fenomeno, dei tre visti precedentemente, che più rapidamente toglie energia al CR.

I valori utilizzati per \vec{B} in questo tipo di modello sono invece stati: 10^{-7} nG, 10^{-6} nG, 10^{-5} nG, 10^{-4} nG, 10^{-3} nG, 10^{-2} nG, 0.1 nG e 1 nG, la formula utilizzata è la 1.7.1. I risultati sono stati graficati come segue.

Nel Grafico 2.2 vediamo l'andamento di θ in funzione di B per un'energia pari a 10^{19} eV. In scala log-log vediamo che i due andamenti sono delle rette dove, a parità di energia e \vec{B} , per il ferro la deflessione risulta maggiore; ciò è del tutto in accordo con quanto previsto dalla legge teorica per il raggio di Larmor: il ferro, avendo una rigidità minore rispetto al protone (in quanto $A=56$), avrà un r_l minore e la deflessione conseguente sarà quindi maggiore.

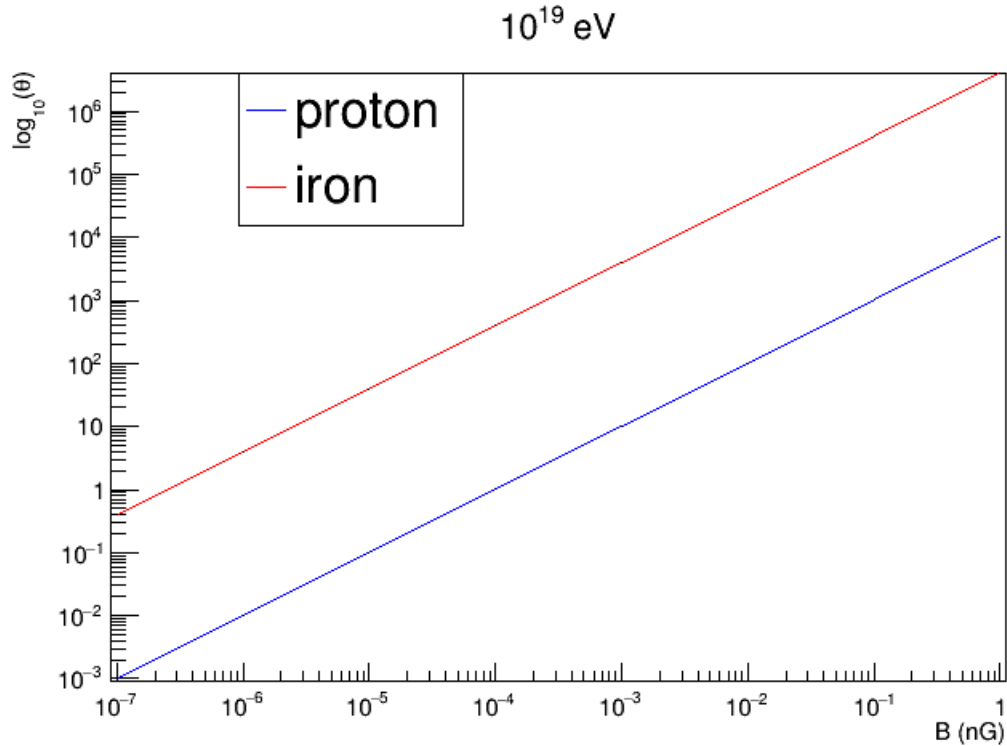


Figura 2.2: In ascissa troviamo il valore del campo magnetico e in ordinata il valore dell'angolo di deflessione per energia pari a 10^{19} eV con D costante vista precedentemente.

Nel Grafico 2.3 vediamo l'andamento di θ in funzione di B per un'energia pari a 10^{20} eV e, anche in questo caso, osserviamo un andamento esattamente analogo al caso precedente, naturalmente con valori di θ diversi.

Infine nel Grafico 2.4, vediamo l'andamento di θ in funzione di B per un'energia pari a 10^{21} eV, il risultato rispecchia esattamente le situazioni precedenti.

Riguardo tali modelli ci limitiamo a fare un'analisi del solo angolo di deflessione senza metterlo in relazione con quello critico, in quanto, come già spiegato la rilevanza di questi modelli è molto limitata.

2.2 Risultati con \vec{B} non uniforme

Molto più realistico è il caso di UHECRs che si propagano in campi magnetici con distribuzioni spaziali complesse. In totale i modelli da testare in questa nuova trattazione sono nove, di cui per i primi tre si è utilizzata però la formula 1.7.1 (del caso precedente), in quanto uniformi, e per i restanti la 1.7.2 (i modelli sono stati numerati dall'1 al 9 prendendo come riferimento la Tabella 2.2, partendo dall'alto

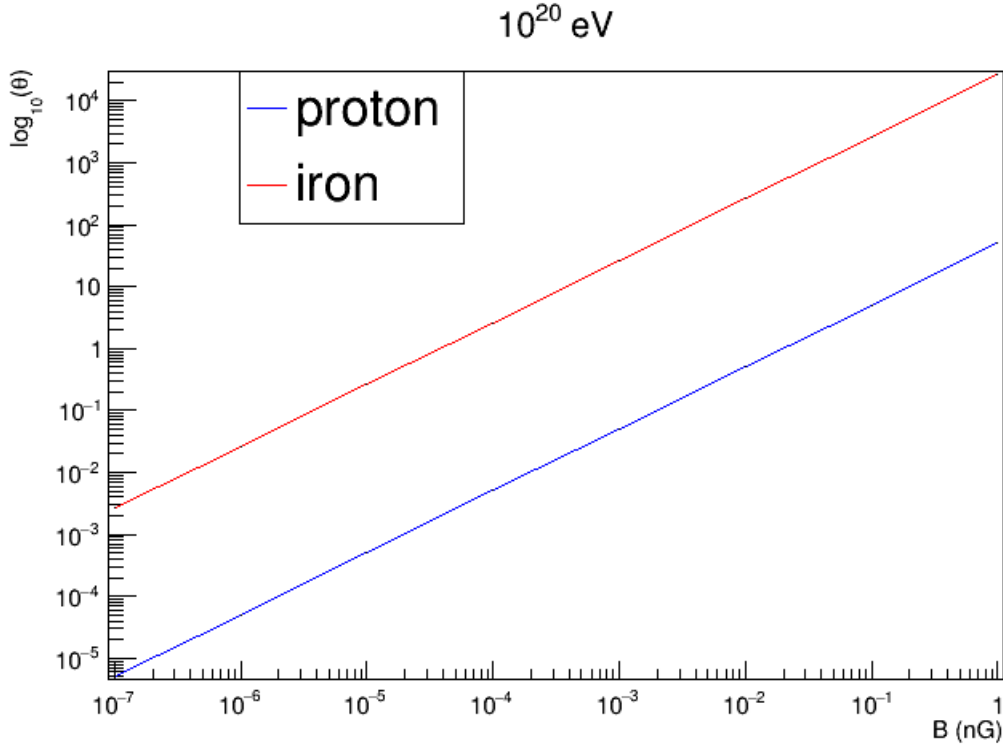


Figura 2.3: In ascissa troviamo il valore del campo magnetico e in ordinata il valore dell'angolo di deflessione per energia pari a 10^{20} eV con D costante vista precedentemente.

verso il basso). I valori utilizzati per i vari modelli sono visibili in Tabella 2.2, insieme alle lunghezze di correlazione (quando definite).

Infine sono stati calcolati i valori dell'angolo critico: per sorgenti con una distanza massima D superiore a 100 Mpc è stato usato $\theta_{cr} = 2^\circ$ [Chen and Schwarz, 2016], mentre per sorgenti con distanza D minore è stata utilizzata la seguente formula:

$$\theta_{cr} = \frac{\sqrt{41253/N_s}}{2} \quad (2.2.1)$$

dove 41253 sono i gradi quadrati che coprono la sfera celeste e N_s il numero di sorgenti contenute in una sfera centrata nella Terra e di raggio pari a D, estratte dal Grafico 2.5 [Hackstein et al., 2016]; infatti, così facendo, si ottiene l'angolo limite oltre il quale la distribuzione degli UHECRs osservati non sarebbe più isotropa.

Di conseguenza, per ogni valore di energia-e quindi di D-si avrà un certo angolo critico; i risultati per θ_{cr} sono visibili nella Tabella 2.2.

Anche in questo caso tutti i risultati sono stati graficati. Pur essendo i risultati dei modelli 1, 2 e 3 in accordo con quanto osservato, non è stato dato loro molto peso per quanto detto prima. Il Grafico 2.6 mostra i valori ottenuti dell'angolo di

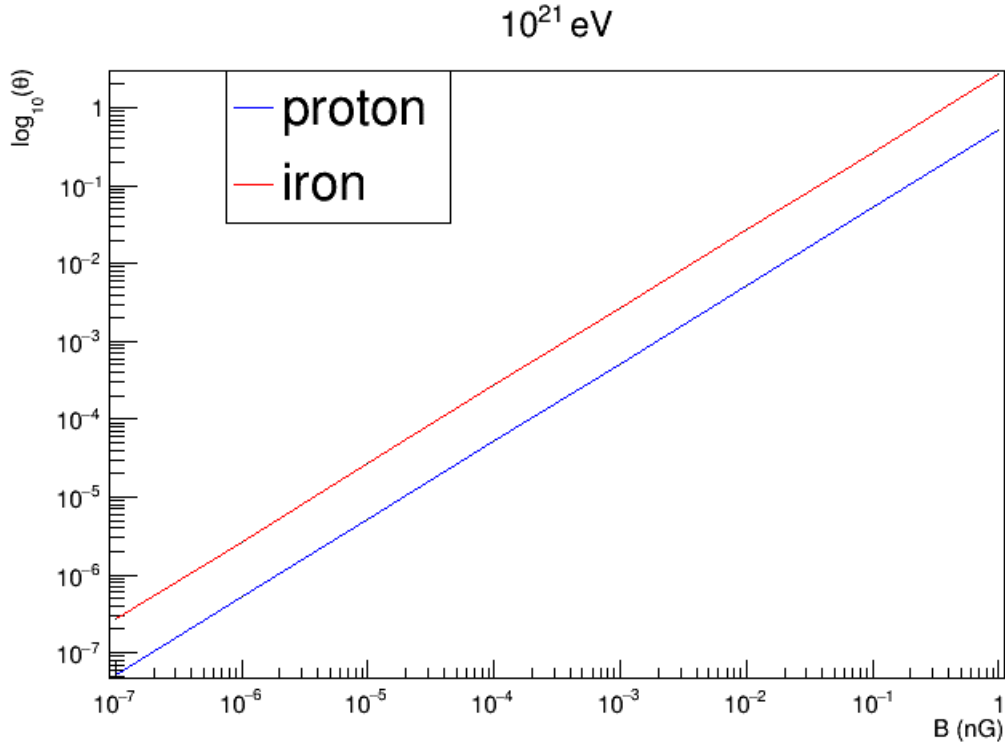


Figura 2.4: In ascissa troviamo il valore del campo magnetico e in ordinata il valore dell'angolo di deflessione per energia pari a 10^{21} eV con D costante vista precedentemente.

deflessione sia per il ferro che per i protoni, con energia pari a 10^{19} eV, per ognuno dei 9 modelli utilizzati, riportando con una retta anche il valore di θ_{cr} . Poiché in questo caso l'orizzonte supera i 100 Mpc per entrambi le composizioni, la retta è unica ed è in corrispondenza di 2° . Quello che si evince dal grafico è che i modelli dall'1 al 6 ci danno valori di deflessione accettabili sia per composizione simil-ferro che simil-protone, il modello 7 descriverebbe correttamente solo UHECRs con composizione simil-ferro, e gli ultimi due modelli darebbero un valore di θ troppo piccolo per quelle che sono le reali osservazioni.

Nel Grafico 2.7 troviamo invece θ in funzione dei nove modelli ma considerando un'energia di 10^{20} eV: in questo caso, gli angoli critici per le due composizioni sono diversi e quindi il modello ci dà risultati in accordo con le osservazioni sperimentali nel caso in cui l'angolo di deflessione delle due composizioni sia al disopra della rispettiva retta di angolo critico. I risultati ottenuti ci dicono che i modelli 7, 8 e 9 sono in disaccordo con le osservazioni sperimentali, mentre gli altri modelli sono in totale accordo (1 e 2) o in parziale accordo (3, 4, 5 e 6) con le osservazioni sperimentali.

Tabella 2.1: Valori dei parametri nei vari modelli con l_b lunghezza di correlazione e D massima distanza da cui può provenire il CR a causa delle perdite di energia.

B-model	$l_b[Mpc]$	$\langle B \rangle [nG]$
uniforme	distanza massima D	2 1
uniforme	distanza massima D	0.1
uniforme	distanza massima D	0.01
$\alpha = - 2.9$	100	2
$\alpha = - 1.0$	10	1.87
$\alpha = 0.0$	5	0.35
$\alpha = 1.0$	3	0.042
$\alpha = 2.0$	1	0.003
astrofisico	1.5	0.0001

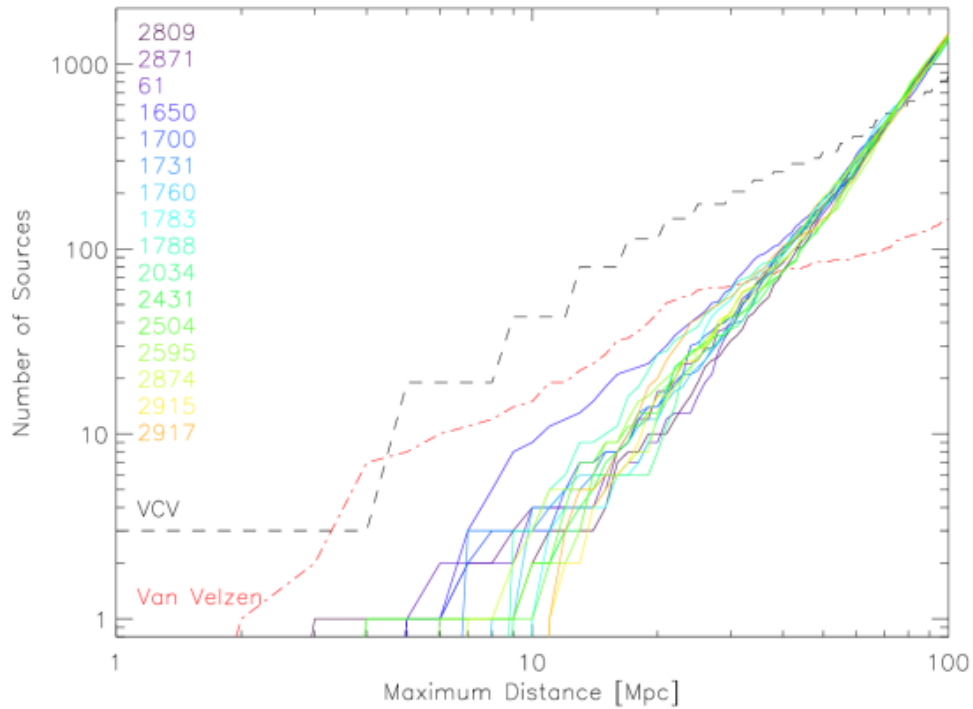
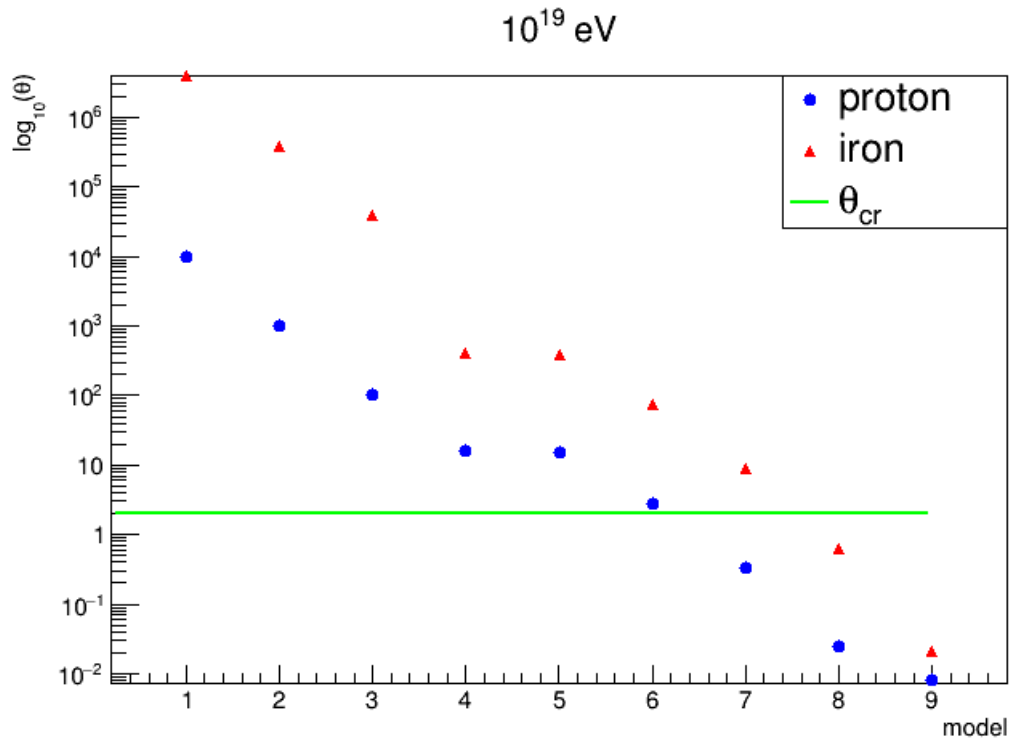


Figura 2.5: In ascissa troviamo D e in ordinata il numero di sorgenti all'interno di una sfera con raggio D e centrata nella Terra. Tratto da [Hackstein et al., 2016].

Infine, nel Grafico 2.8, troviamo θ in funzione dei modelli, andando però a considerare un'energia pari a 10^{21} eV. In questo ultimo caso si evince che nessuno dei modelli sembra descrivere bene il comportamento osservato, anche se i modelli 4, 5 e 6 sono quelli (tra i modelli realistici) ad avvicinarsi di più al valore dell'angolo

Tabella 2.2: Angoli critici per protoni e ferro in relazione all'energia.

θ critico	10^{19} eV	10^{20} eV	10^{21} eV
Protoni	2°	3.6°	16°
Ferro	2°	2°	58.6°

Figura 2.6: In ascissa troviamo i modelli e in ordinata l'angolo di deflessione, inoltre sono stati graficati gli angoli critici per $E=10^{19}$ eV.

critico.

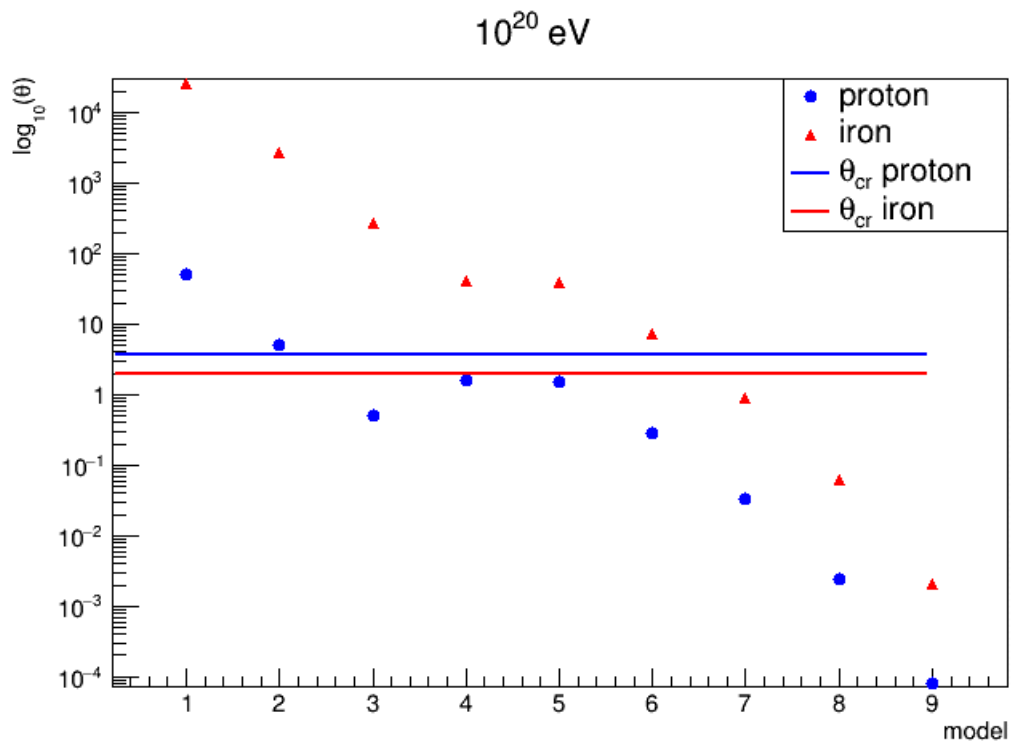


Figura 2.7: In ascissa troviamo i modelli e in ordinata l'angolo di deflessione, inoltre sono stati graficati gli angoli critici per $E=10^{20}$ eV.

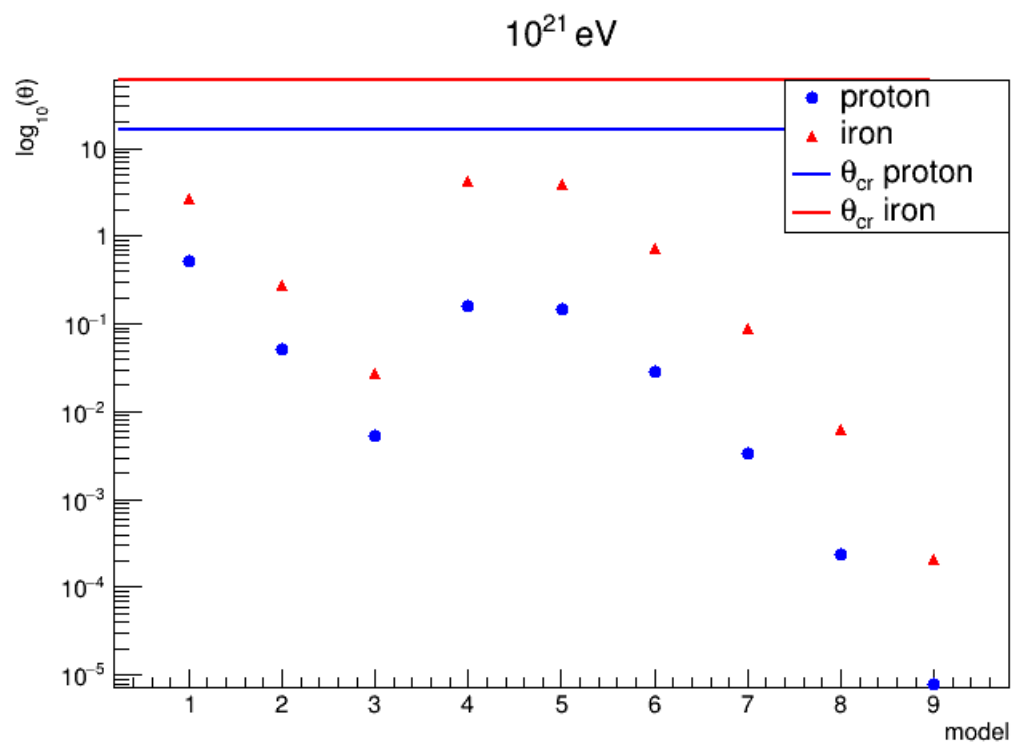


Figura 2.8: In ascissa troviamo i modelli e in ordinata l'angolo di deflessione, inoltre sono stati graficati gli angoli critici per $E=10^{21}$ eV.

Capitolo 3

Conclusioni e prospettive future

In questa tesi ho analizzato nove modelli diversi di campo magnetico di cui: tre con \vec{B} uniforme e i restanti sei con \vec{B} non uniforme; tali modelli sono stati applicati a due diversi tipi di composizione, una simil-ferro e una simil-protone. La trattazione che prendiamo come riferimento per le conclusioni è però quella con campo magnetico non uniforme, poiché affermare che nello spazio intergalattico sia presente campo magnetico uniforme non è per nulla conforme alla realtà.

I modelli 7 ($\alpha = 1.0$), 8 ($\alpha = 2.0$) e 9 (modello astrofisico) sono quelli che per i tre diversi valori di energia degli UHECRs analizzati ci danno il maggior numero di risultati in disaccordo, con quelle che sono le osservazioni sperimentali riguardo al livello di isotropia degli UHECRs. Quindi sia che gli UHECRs siano costituiti da ferro, sia che siano costituiti da protoni, tali modelli non ci danno una descrizione corretta dei fenomeni, pertanto possono essere scartati. I modelli più interessanti sono invece: il 4 ($\alpha = -2.9$), il 5 ($\alpha = -1.0$) e il 6 ($\alpha = 0.0$). Infatti per essi si ha che, al variare dell'energia, i risultati sono sempre abbastanza in accordo con le osservazioni sperimentali. E' chiaro allora come campi magnetici che variano su scale di lunghezza più ampie, in quanto α è negativo per il 4 e il 5 e pari a zero per il 6, riescano a riprodurre complessivamente meglio i comportamenti osservati. Analizzandoli più da vicino, per un'energia pari a 10^{19} eV i modelli descriverebbero correttamente UHECRs sia simil-protone che simil-ferro, per energia pari a 10^{20} eV descriverebbero bene solo una composizione simil-ferro e infine per un'energia pari a 10^{21} eV non descriverebbero bene alcuna composizione, anche se l'angolo di deflessione per la composizione simil-ferro non è comunque molto lontano dall'angolo critico corrispondente. A proposito di questo ultimo caso, che renderebbe tutti i modelli scartabili, è però necessario andare a riconsiderare un'approssimazione fatta in precedenza che senza dubbio ha delle conseguenze per tutti i valori di energia,

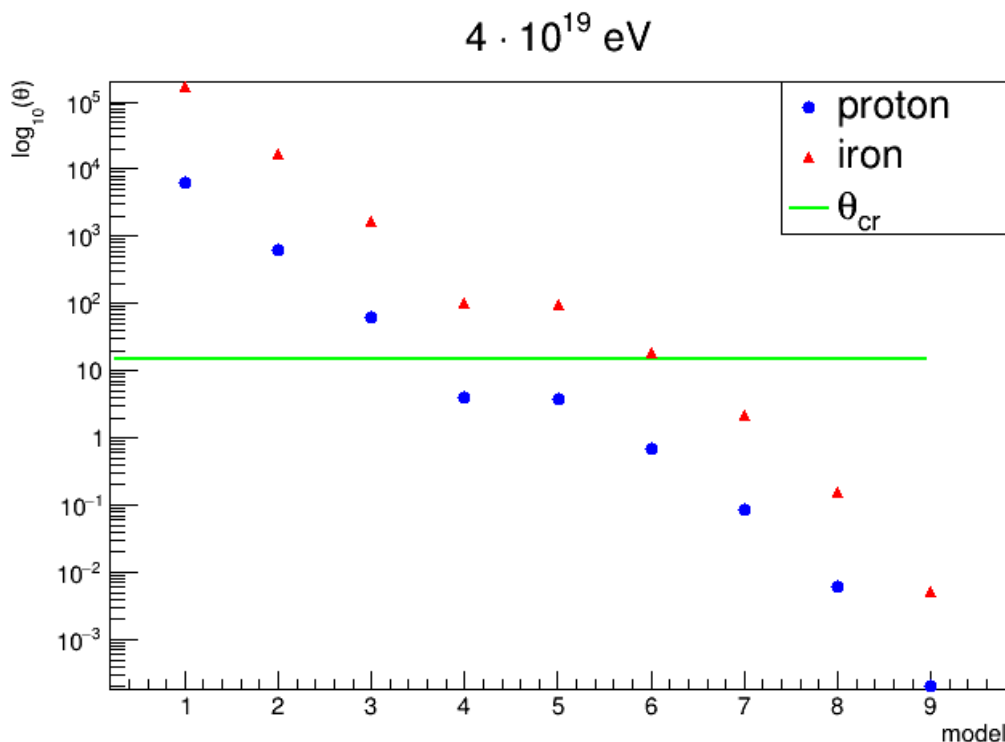


Figura 3.1: In ascissa troviamo i modelli e in ordinata l'angolo di deflessione. Inoltre con una retta è indicato l'angolo di anisotropia di 15° . Il tutto riguarda UHECRs con energia pari a $4 \cdot 10^{19}$ eV. Tale grafico è riferito alle ultime osservazioni di PAO 2022.

oltre che per quest'ultimo (in cui però è particolarmente visibile l'effetto): infatti, andando ad inserire il valore di D (orizzonte massimo) nella formula 1.7.2, abbiamo assunto che le sorgenti da una parte sono confinate in questo range ma dall'altra sono vincolate a stare sulla superficie di questa sfera centrata sulla Terra e di raggio pari a D . Tuttavia, nel caso reale esse non necessariamente si troveranno tutte in quella posizione in quanto potrebbero occupare posizioni intermedie. Tenendo quindi in considerazione ciò, possiamo dire che, anche se i modelli 4, 5 e 6 non danno dei risultati in accordo con le osservazioni per $E = 10^{21}$ eV, sono tuttavia quelli che ci danno un valore di θ che è di poco inferiore a θ_{cr} , e quindi sono quelli che hanno maggiore probabilità di essere corretti. In conclusione, visti tali risultati, per i campi magnetici si può dire che sono favoriti quei modelli di campo magnetico intergalattico con lunghezza di correlazione più ampia. Riguardo la composizione senza dubbio la più probabile è quella simil-ferro: infatti, andando a questo punto a considerare i tre modelli più probabili, l'angolo di deflessione risulta essere al di sopra della rispettiva retta di angolo critico un maggior numero di volte rispetto a quello che si verifica per i protoni, portando di conseguenza a pensare che sia la

composizione più probabile.

Durante la fase di conclusione della mia tesi è stato pubblicato un articolo che tramite dei raffinamenti dei dati di PAO, ha stimato una lieve anisotropia su una scala di 15° per raggi cosmici con un'energia $\geq 4 \cdot 10^{19}$ eV [The Pierre Auger Collaboration et al., 2022]. Sulla base di ciò ho ricalcolato i vari angoli di deflessione che si otterrebbero prendendo tale valore di energia, i nove modelli prima descritti e le due diverse composizioni. Ho considerato come angolo critico l'angolo di anisotropia di 15° , in quanto all'ordine zero possono essere considerati uguali, e i risultati ottenuti sono visibili nel Grafico 3.1.

Come ennesima riconferma di ciò che è stato osservato durante l'esperienza di tesi (non considerando come sempre i primi tre casi), i modelli 7, 8 e 9 si sono mostrati anche in questo caso da scartare, infatti sia per composizione simil-ferro che simil-protone siamo molto al di sotto dei 15° , mentre il 4, 5 e 6 hanno mostrato parziale accordo con le osservazioni sperimentali. Infatti, per la composizione simil-ferro, l'angolo di deflessione risulta essere al di sopra di quello di anisotropia e per quella simil-protone leggermente al di sotto; anche in questa situazione è quindi riconfermata la maggiore probabilità di composizione simil-ferro.

In conclusione, da questo lavoro di tesi è emerso che:

- i modelli di campo magnetico primordiale con pendenza spettrale α pari a -2.9, -1.0 e 0.0 sono quelli che riescono a riprodurre in maniera più fedele, rispetto agli altri, i dati sperimentali che si hanno sull'isotropia degli UHECRs. Di conseguenza, nel volume intergalattico è favorita la presenza di campi magnetici con variazioni su ampie scale.
- la composizione che riesce a riprodurre nella maggior parte dei casi le distribuzioni di UHECRs osservate è quella simil-ferro, diventando di conseguenza la composizione favorita.

Appendice A

Codice per angolo di deflessione con \vec{B} uniforme

Il codice che segue è scritto in C++ ed è stato utilizzato per il calcolo dell'angolo di deflessione nel caso di \vec{B} uniforme. I dati sono stati messi nei rispettivi array e tramite due cicli for, ho applicato la formula 1.7.1. Quella riportata è stata utilizzata per la composizione simil-protone; infatti, per quella simil-ferro, il risultato finale va moltiplicato per $Z=26$ (numero atomico del ferro).

```
1  √ #include <iostream>
2  #include <cmath>
3  using namespace std;
4  √ int main() {
5
6  double theta;
7
8  //energies
9  double const E = pow(10, 20);
10 double const E1 = pow (10, 19);
11 double const E2 = pow (10, 20);
12 double const E3 = pow (10,21);
13 double const energies[3] = {E1, E2, E3};
14 double const E4 = 4 * pow(10, 19);
15
16 //proton distance
17 int const D1 = 1944;
18 int const D2 = 97;
19 int const D3 = 10;
20 int const DISTANCES[3] = {D1, D2, D3};
21 int const D4 = 1167;
22
23 //iron distance
24 int const d1 = 29163;
25 int const d2 = 1944;
26 int const d3 = 2;
27 int const distances[3] = {d1, d2, d3};
28 int const d4 = 4861;
```

```
29
30 //magnetic fields
31 double Bmax = 4;
32 double Bmin = pow(10, -7);
33 double mfields[8];
34 for (int i = 0; i < 8; i++){
35     mfields[i] = Bmin;
36     Bmin = Bmin * 10;
37 }
38
39
40 //final
41
42 double result[8];
43 for (int i=0; i<3 ; i++){
44     double a = 0.52 * (E/energies[i]) * DISTANCES[i];
45     for (int j = 0; j < 8; j++) {
46         result[j] = a * mfields[j];
47     }
48     for (int k = 0; k < 8; k++) {
49         cout << result[k] << " " << mfields[k] << endl;
50     }
51 }
52 cout << "-----" << endl;
53 }
```

Appendice B

Codice per angolo di deflessione con \vec{B} non uniforme

Anche il codice che segue è stato scritto in C++ ed è stato utilizzato per il calcolo dell'angolo di deflessione nel caso di \vec{B} non uniforme. I dati sono stati messi anche qui nei rispettivi array e, tramite due cicli for, è stata applicata la formula 1.7.2. Quella riportata è stata utilizzata per la composizione simil-protone e, come nel caso precedente, per il caso simil-ferro va moltiplicato il risultato finale per $Z=26$. Il dato aggiuntivo che si ha qui è la lunghezza di correlazione l_b , i campi magnetici sono diversi da quelli visti nel caso omogeneo mentre le energie e le distanze massime D sono le stesse del caso precedente. La stessa formula, ma moltiplicata per $Z=26$, è stata utilizzata anche per i calcoli effettuati nelle conclusioni della tesi.

```
1  #include <iostream>
2  #include <cmath>
3  using namespace std;
4  int main() {
5
6  double theta;
7
8  //energies
9  double const E = pow(10, 20);
10 double const E1 = pow (10, 19);
11 double const E2 = pow (10, 20);
12 double const E3 = pow (10,21);
13 double const energies[3] = {E1, E2, E3};
14 double const E4 = 4 * pow(10, 19);
15
16 //proton distance
17 int D = 1;
18 int const D1 = 1944;
19 int const D2 = 97;
20 int const D3 = 10;
21 int const DISTANCES[3] = {D1, D2, D3};
22 int const D4 = 1167;
23
24 //iron distance
25 int const d1 = 29163;
26 int const d2 = 1944;
27 int const d3 = 2;
28 int const distances[3] = {d1, d2, d3};
29 int const d4 = 4861;
30
31 //correlation lenght
32 double l4 = 100;
33 double l5 = 10;
34 double l6 = 5;
35 double l7 = 3;
36 double l8 = 1;
37 double l9 = 1.5;
```

```
38 double lenght[6] = {14, 15, 16, 17, 18, 19};
39
40
41 //magnetic field
42 double B4 = 2;
43 double B5 = 1.87;
44 double B6 = 0.35;
45 double B7 = 0.042;
46 double B8 = 0.003;
47 double B9 = 0.0001;
48 double B[6] = {B4, B5, B6, B7, B8, B9};
49
50 //final
51 double result[6];
52 for (int i = 0; i < 3; i++) {
53     double a = 0.8 * (E/energies[i]) * pow((DISTANCES[i]/10), 1/2);
54     for (int k = 0; k < 6; k++) {
55         result[k] = a * pow(lenght[k],1/2) * B[k];
56     }
57     for (int s = 0; s < 6; s++) {
58         cout << result[s] << endl;
59     }
60 }
```


Bibliografia

[Aab et al., 2015] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Ahn, E. J., Samarai, I. A., Albuquerque, I. F. M., Allekotte, I., Allen, J., Allison, P., Almela, A., Alvarez Castillo, J., Alvarez-Muñiz, J., Alves Batista, R., Ambrosio, M., Aminaei, A., Anchordoqui, L., Andringa, S., Aramo, C., Aranda, V. M., Arqueros, F., Asorey, H., Assis, P., Aublin, J., Ave, M., Avenier, M., Avila, G., Awal, N., Badescu, A. M., Barber, K. B., Bäuml, J., Baus, C., Beatty, J. J., Becker, K. H., Bellido, J. A., Berat, C., Bertaina, M. E., Bertou, X., Biermann, P. L., Billoir, P., Blaess, S. G., Blanco, M., Bleve, C., Blümer, H., Boháčová, M., Boncioli, D., Bonifazi, C., Bonino, R., Borodai, N., Brack, J., Brancus, I., Bridgeman, A., Brogueira, P., Brown, W. C., Buchholz, P., Bueno, A., Buitink, S., Buscemi, M., Caballero-Mora, K. S., Caccianiga, B., Caccianiga, L., Candusso, M., Caramete, L., Caruso, R., Castellina, A., Cataldi, G., Cazon, L., Cester, R., Chavez, A. G., Chiavassa, A., Chinellato, J. A., Chudoba, J., Cilmo, M., Clay, R. W., Cocciolo, G., Colalillo, R., Coleman, A., Collica, L., Coluccia, M. R., Conceição, R., Contreras, F., Cooper, M. J., Cordier, A., Coutu, S., Covault, C. E., Cronin, J., Curutiu, A., Dallier, R., Daniel, B., Dasso, S., Daumiller, K., Dawson, B. R., de Almeida, R. M., De Domenico, M., de Jong, S. J., de Mello Neto, J. R. T., De Mitri, I., de Oliveira, J., de Souza, V., del Peral, L., Deligny, O., Dembinski, H., Dhital, N., Di Giulio, C., Di Matteo, A., Diaz, J. C., Díaz Castro, M. L., Diogo, F., Dobrigkeit, C., Docters, W., D’Olivo, J. C., Dorofeev, A., Dorosti Hasankiadeh, Q., Dova, M. T., Ebr, J., Engel, R., Erdmann, M., Erfani, M., Escobar, C. O., Espadanal, J., Etchegoyen, A., Facal San Luis, P., Falcke, H., Fang, K., Farrar, G., Fauth, A. C., Fazzini, N., Ferguson, A. P., Fernandes, M., Fick, B., Figueira, J. M., Filevich, A., Filipčič, A., Fox, B. D., Fratu, O., Freire, M. M., Fröhlich, U., Fuchs, B., Fujii, T., Gaior, R., García, B., Garcia-Gamez, D., Garcia-Pinto, D., Garilli, G., Gascon Bravo, A., Gate, F., Gemmeke, H., Ghia, P. L., Giaccari, U., Giammarchi, M., Giller, M., Glaser, C., Glass, H., Gómez Berisso, M., Gómez Vitale, P. F., Gonçalves, P., Gonzalez, J. G., González, N., Gookin, B., Gordon,

J., Gorgi, A., Gorham, P., Gouffon, P., Grebe, S., Griffith, N., Grillo, A. F., Grubb, T. D., Guarino, F., Guedes, G. P., Hampel, M. R., Hansen, P., Harari, D., Harrison, T. A., Hartmann, S., Harton, J. L., Haungs, A., Hebbeker, T., Heck, D., Heimann, P., Herve, A. E., Hill, G. C., Hojvat, C., Hollon, N., Holt, E., Homola, P., Hörandel, J. R., Horvath, P., Hrabovský, M., Huber, D., Huege, T., Insolia, A., Isar, P. G., Jandt, I., Jansen, S., Jarne, C., Josebachuili, M., Kääpä, A., Kambeitz, O., Kampert, K. H., Kasper, P., Katkov, I., Kégl, B., Keilhauer, B., Keivani, A., Kemp, E., Kieckhafer, R. M., Klages, H. O., Kleifges, M., Kleinfeller, J., Krause, R., Krohm, N., Krömer, O., Kruppke-Hansen, D., Kuempel, D., Kunka, N., LaHurd, D., Latronico, L., Lauer, R., Lauscher, M., Lautridou, P., Le Coz, S., Leão, M. S. A. B., Lebrun, D., Lebrun, P., Leigui de Oliveira, M. A., Letessier-Selvon, A., Lhenry-Yvon, I., Link, K., López, R., Louedec, K., Lozano Bahilo, J., Lu, L., Lucero, A., Ludwig, M., Malacari, M., Maldera, S., Mallamaci, M., Maller, J., Mandat, D., Mantsch, P., Mariazzi, A. G., Marin, V., Mariş, I. C., Marsella, G., Martello, D., Martin, L., Martinez, H., Martínez Bravo, O., Martraire, D., Masías Meza, J. J., Mathes, H. J., Mathys, S., Matthews, J., Matthews, J. A. J., Matthiae, G., Maurel, D., Maurizio, D., Mayotte, E., Mazur, P. O., Medina, C., Medina-Tanco, G., Meissner, R., Melissas, M., Melo, D., Menshikov, A., Messina, S., Meyhandan, R., Mićanović, S., Micheletti, M. I., Middendorf, L., Minaya, I. A., Miramonti, L., Mitrica, B., Molina-Bueno, L., Mollerach, S., Monasor, M., Monnier Ragainne, D., Montanet, F., Morello, C., Mostafá, M., Moura, C. A., Muller, M. A., Müller, G., Müller, S., Münchmeyer, M., Mussa, R., Navarra, G., Navas, S., Necesal, P., Nellen, L., Nelles, A., Neuser, J., Nguyen, P. H., Niechciol, M., Niemietz, L., Niggemann, T., Nitz, D., Nosek, D., Novotny, V., Nožka, L., Ochilo, L., Oikonomou, F., Olinto, A., Oliveira, M., Pacheco, N., Pakk Selmi-Dei, D., Palatka, M., Pallotta, J., Palmieri, N., Papenbreer, P., Parente, G., Parra, A., Paul, T., Pech, M., Pękala, J., Pelayo, R., Pepe, I. M., Perrone, L., Petermann, E., Peters, C., Petrera, S., Petrov, Y., Phuntsok, J., Piegai, R., Pierog, T., Pieroni, P., Pimenta, M., Pirronello, V., Platino, M., Plum, M., Porcelli, A., Porowski, C., Prado, R. R., Privitera, P., Prouza, M., Purrello, V., Quel, E. J., Querchfeld, S., Quinn, S., Rautenberg, J., Ravel, O., Ravignani, D., Revenu, B., Ridky, J., Riggi, S., Risse, M., Ristori, P., Rizi, V., Rodrigues de Carvalho, W., Rodriguez Fernandez, G., Rodriguez Rojo, J., Rodríguez-Frías, M. D., Rogozin, D., Ros, G., Rosado, J., Rossler, T., Roth, M., Roulet, E., Rovero, A. C., Saffi, S. J., Saftoiu, A., Salamida, F., Salazar, H., Saleh, A., Salesa Greus, F., Salina, G., Sánchez, F., Sanchez-Lucas, P., Santo, C. E., Santos, E., Santos, E. M., Sarazin, F., Sarkar, B.,

Sarmiento, R., Sato, R., Scharf, N., Scherini, V., Schieler, H., Schiffer, P., Schmidt, D., Scholten, O., Schoorlemmer, H., Schovánek, P., Schröder, F. G., Schulz, A., Schulz, J., Schumacher, J., Sciutto, S. J., Segreto, A., Settimo, M., Shadkam, A., Shellard, R. C., Sidelnik, I., Sigl, G., Sima, O., Śmiałkowski, A., Šmída, R., Snow, G. R., Sommers, P., Sorokin, J., Squartini, R., Srivastava, Y. N., Stanič, S., Stapleton, J., Stasielak, J., Stephan, M., Stutz, A., Suarez, F., Suomijärvi, T., Supanitsky, A. D., Sutherland, M. S., Swain, J., Szadkowski, Z., Szuba, M., Taborda, O. A., Tapia, A., Tepe, A., Theodoro, V. M., Timmermans, C., Toderó Peixoto, C. J., Toma, G., Tomankova, L., Tomé, B., Tonachini, A., Torralba Elipse, G., Torres Machado, D., Travnicek, P., Trovato, E., Ulrich, R., Unger, M., Urban, M., Valdés Galicia, J. F., Valiño, I., Valore, L., van Aar, G., van Bodegom, P., van den Berg, A. M., van Velzen, S., van Vliet, A., Varela, E., Vargas Cárdenas, B., Varner, G., Vázquez, J. R., Vázquez, R. A., Veberič, D., Verzi, V., Vicha, J., Videla, M., Villaseñor, L., Vlcek, B., Vorobiov, S., Wahlberg, H., Wainberg, O., Walz, D., Watson, A. A., Weber, M., Weidenhaupt, K., Weindl, A., Werner, F., Widom, A., Wiencke, L., Wilczyńska, B., Wilczyński, H., Williams, C., Winchen, T., Wittkowski, D., Wundheiler, B., Wykes, S., Yamamoto, T., Yapici, T., Yuan, G., Yushkov, A., Zamorano, B., Zas, E., Zavrtnik, D., Zavrtnik, M., Zepeda, A., Zhou, J., Zhu, Y., Zimbres Silva, M., Ziolkowski, M., Zuccarello, F., and Pierre Auger Collaboration (2015). Searches for Anisotropies in the Arrival Directions of the Highest Energy Cosmic Rays Detected by the Pierre Auger Observatory. , 804(1):15.

[Aab et al., 2018] Aab, A., Abreu, P., Aglietta, M., Albuquerque, I. F. M., Albury, J. M., Allekotte, I., Almela, A., Alvarez Castillo, J., Alvarez-Muñiz, J., Anastasi, G. A., Anchordoqui, L., Andrada, B., Andringa, S., Aramo, C., Asorey, H., Assis, P., Avila, G., Badescu, A. M., Balaceanu, A., Barbato, F., Barreira Luz, R. J., Baur, S., Becker, K. H., Bellido, J. A., Berat, C., Bertaina, M. E., Bertou, X., Biermann, P. L., Biteau, J., Blaess, S. G., Blanco, A., Blazek, J., Bleve, C., Boháčová, M., Bonifazi, C., Borodai, N., Botti, A. M., Brack, J., Bretz, T., Bridgeman, A., Briechle, F. L., Buchholz, P., Bueno, A., Buitink, S., Buscemi, M., Caballero-Mora, K. S., Caccianiga, L., Calcagni, L., Cancio, A., Canfora, F., Carceller, J. M., Caruso, R., Castellina, A., Catalani, F., Cataldi, G., Cazon, L., Chinellato, J. A., Chudoba, J., Chytka, L., Clay, R. W., Cobos Cerutti, A. C., Colalillo, R., Coleman, A., Coluccia, M. R., Conceição, R., Consolati, G., Contreras, F., Cooper, M. J., Coutu, S., Covault, C. E., Daniel, B., Dasso, S., Daumiller, K., Dawson, B. R., Day, J. A., de Almeida, R. M., de Jong, S. J., De

Mauro, G., de Mello Neto, J. R. T., De Mitri, I., de Oliveira, J., de Souza, V., Debatin, J., Deligny, O., Dhital, N., Díaz Castro, M. L., Diogo, F., Dobrigkeit, C., D'Olivo, J. C., Dorosti, Q., dos Anjos, R. C., Dova, M. T., Dundovic, A., Ebr, J., Engel, R., Erdmann, M., Escobar, C. O., Etchegoyen, A., Falcke, H., Farmer, J., Farrar, G., Fauth, A. C., Fazzini, N., Feldbusch, F., Fenu, F., Ferreyro, L. P., Figueira, J. M., Filipčič, A., Freire, M. M., Fujii, T., Fuster, A., García, B., Gemmeke, H., Gherghel-Lascu, A., Ghia, P. L., Giaccari, U., Giammarchi, M., Giller, M., Głás, D., Glombitza, J., Golup, G., Gómez Berisso, M., Gómez Vitale, P. F., González, N., Goos, I., Góra, D., Gorgi, A., Gottowik, M., Grubb, T. D., Guarino, F., Guedes, G. P., Guido, E., Halliday, R., Hampel, M. R., Hansen, P., Harari, D., Harrison, T. A., Harvey, V. M., Haungs, A., Hebbeker, T., Heck, D., Heimann, P., Hill, G. C., Hojvat, C., Holt, E. M., Homola, P., Hörandel, J. R., Horvath, P., Hrabovský, M., Huege, T., Hulsman, J., Insolita, A., Isar, P. G., Jandt, I., Johnsen, J. A., Josebachuili, M., Jurysek, J., Kääpä, A., Kampert, K. H., Keilhauer, B., Kemmerich, N., Kemp, J., Klages, H. O., Kleifges, M., Kleinfeller, J., Krause, R., Kuempel, D., Kukec Mezek, G., Kuotb Awad, A., Lago, B. L., LaHurd, D., Lang, R. G., Legumina, R., Leigui de Oliveira, M. A., Lenok, V., Letessier-Selvon, A., Lhenry-Yvon, I., Lo Presti, D., Lopes, L., López, R., López Casado, A., Lorek, R., Luce, Q., Lucero, A., Malacari, M., Mallamaci, M., Mancarella, G., Mandat, D., Mantsch, P., Mariazzi, A. G., Mariş, I. C., Marsella, G., Martello, D., Martinez, H., Martínez Bravo, O., Mathes, H. J., Mathys, S., Matthews, J., Matthiae, G., Mayotte, E., Mazur, P. O., Medina-Tanco, G., Melo, D., Menshikov, A., Merenda, K. D., Michal, S., Micheletti, M. I., Middendorf, L., Miramonti, L., Mitrice, B., Mockler, D., Mollerach, S., Montanet, F., Morello, C., Morlino, G., Mostafá, M., Müller, A. L., Muller, M. A., Müller, S., Mussa, R., Nellen, L., Nguyen, P. H., Niculescu-Oglinzanu, M., Niechciol, M., Nitz, D., Nosek, D., Novotny, V., Nožka, L., Nucita, A., Núñez, L. A., Olinto, A., Palatka, M., Pallotta, J., Papenbreer, P., Parente, G., Parra, A., Pech, M., Pedreira, F., Pękala, J., Pelayo, R., Peña-Rodríguez, J., Pereira, L. A. S., Perlin, M., Perrone, L., Peters, C., Petretera, S., Phuntsok, J., Pierog, T., Pimenta, M., Pirronello, V., Platino, M., Poh, J., Pont, B., Porowski, C., Prado, R. R., Privitera, P., Prouza, M., Puylear, A., Querchfeld, S., Quinn, S., Ramos-Pollan, R., Rautenberg, J., Ravignani, D., Reininghaus, M., Ridky, J., Riehn, F., Risse, M., Ristori, P., Rizi, V., Rodrigues de Carvalho, W., Rodriguez Rojo, J., Roncoroni, M. J., Roth, M., Roulet, E., Rovero, A. C., Ruehl, P., Saffi, S. J., Saftoiu, A., Salamida, F., Salazar, H., Saleh, A., Salina, G., Sánchez, F., Santos, E. M., Santos, E.,

- Sarazin, F., Sarmiento, R., Sarmiento-Cano, C., Sato, R., Savina, P., Schauer, M., Scherini, V., Schieler, H., Schimassek, M., Schimp, M., Schmidt, D., Scholten, O., Schovánek, P., Schröder, F. G., Schröder, S., Schumacher, J., Sciutto, S. J., Shellard, R. C., Sigl, G., Silli, G., Sima, O., Šmída, R., Snow, G. R., Sommers, P., Soriano, J. F., Souchard, J., Squartini, R., Stanca, D., Stanič, S., Stasielak, J., Stassi, P., Stolpovskiy, M., Streich, A., Suarez, F., Suárez-Durán, M., Sudholz, T., Suomijärvi, T., Supanitsky, A. D., Šupík, J., Szadkowski, Z., Taboada, A., Taborda, O. A., Tapia, A., Timmermans, C., Toderó Peixoto, C. J., Tomé, B., Torralba Elipe, G., Travnicek, P., Trini, M., Tueros, M., Ulrich, R., Unger, M., Urban, M., Valdés Galicia, J. F., Valiño, I., Valore, L., van Bodegom, P., van den Berg, A. M., van Vliet, A., Varela, E., Vargas Cárdenas, B., Vázquez, R. A., Veberič, D., Ventura, C., Vergara Quispe, I. D., Verzi, V., Vicha, J., Villaseñor, L., Vorobiov, S., Wahlberg, H., Wainberg, O., Watson, A. A., Weber, M., Weindl, A., Wiedeński, M., Wiencke, L., Wilczyński, H., Wirtz, M., Wittkowski, D., Wundheiler, B., Yang, L., Yushkov, A., Zas, E., Zavrtnik, D., Zavrtnik, M., Zehrer, L., Zepeda, A., Zimmermann, B., Ziolkowski, M., Zong, Z., Zuccarello, F., and Pierre Auger Collaboration (2018). Large-scale Cosmic-Ray Anisotropies above 4 EeV Measured by the Pierre Auger Observatory. , 868(1):4.
- [Chen and Schwarz, 2016] Chen, S. and Schwarz, D. J. (2016). Angular two-point correlation of NVSS galaxies revisited. , 591:A135.
- [Hackstein et al., 2016] Hackstein, S., Vazza, F., Brüggén, M., Sigl, G., and Dundovic, A. (2016). Propagation of ultrahigh energy cosmic rays in extragalactic magnetic fields: a view from cosmological simulations. , 462(4):3660–3671.
- [Harari et al., 2002] Harari, D., Mollerach, S., Roulet, E., and Sánchez, F. (2002). Lensing of ultra-high energy cosmic rays in turbulent magnetic fields. *Journal of High Energy Physics*, 2002(3):045.
- [Kachelriess, 2022] Kachelriess, M. (2022). Extragalactic cosmic rays. In *37th International Cosmic Ray Conference. 12-23 July 2021. Berlin*, page 18.
- [Murase et al., 2012] Murase, K., Dermer, C. D., Takami, H., and Migliori, G. (2012). Blazars as Ultra-high-energy Cosmic-ray Sources: Implications for TeV Gamma-Ray Observations. , 749(1):63.
- [Spurio, 2018] Spurio, M. (2018). *Probes of Multimessenger Astrophysics*.

[The Pierre Auger Collaboration et al., 2022] The Pierre Auger Collaboration, Abreu, P., Aglietta, M., Albury, J. M., Allekotte, I., Almeida Cheminant, K., Almela, A., Alvarez-Muñiz, J., Alves Batista, R., Ammerman Yebra, J., Anastasi, G. A., Anchordoqui, L., Andrada, B., Andringa, S., Aramo, C., Araújo Ferreira, P. R., Arnone, E., Arteaga Velázquez, J. C., Asorey, H., Assis, P., Avila, G., Avocone, E., Badescu, A. M., Bakalova, A., Balaceanu, A., Barbato, F., Bellido, J. A., Berat, C., Bertaina, M. E., Bhatta, G., Biermann, P. L., Binet, V., Bismark, K., Bister, T., Biteau, J., Blazek, J., Bleve, C., Blümer, J., Boháčová, M., Boncioli, D., Bonifazi, C., Bonneau Arbeletche, L., Borodai, N., Botti, A. M., Brack, J., Bretz, T., Bricchetto Orcherá, P. G., Briechle, F. L., Buchholz, P., Bueno, A., Buitink, S., Buscemi, M., Büsken, M., Caballero-Mora, K. S., Caccianiga, L., Canfora, F., Caracas, I., Caruso, R., Castellina, A., Catalani, F., Cataldi, G., Cazon, L., Cerda, M., Chinellato, J. A., Chudoba, J., Chytka, L., Clay, R. W., Cobos Cerutti, A. C., Colalillo, R., Coleman, A., Coluccia, M. R., Conceição, R., Condorelli, A., Consolati, G., Contreras, F., Convenga, F., Correia dos Santos, D., Covault, C. E., Dasso, S., Daumiller, K., Dawson, B. R., Day, J. A., de Almeida, R. M., de Jesús, J., de Jong, S. J., de Mello Neto, J. R. T., De Mitri, I., de Oliveira, J., de Oliveira Franco, D., de Palma, F., de Souza, V., De Vito, E., Del Popolo, A., del Río, M., Deligny, O., Deval, L., di Matteo, A., Dobre, M., Dobrigkeit, C., D’Olivo, J. C., Domingues Mendes, L. M., dos Anjos, R. C., Dova, M. T., Ebr, J., Engel, R., Epicoco, I., Erdmann, M., Escobar, C. O., Etchegoyen, A., Falcke, H., Farmer, J., Farrar, G., Fauth, A. C., Fazzini, N., Feldbusch, F., Fenu, F., Fick, B., Figueira, J. M., Filipčič, A., Fitoussi, T., Fodran, T., Fujii, T., Fuster, A., Galea, C., Galelli, C., García, B., Gemmeke, H., Gesualdi, F., Gherghel-Lascu, A., Ghia, P. L., Giaccari, U., Giammarchi, M., Glombitza, J., Gobbi, F., Gollan, F., Golup, G., Gómez Berisso, M., Gómez Vitale, P. F., Gongora, J. P., González, J. M., González, N., Goos, I., Góra, D., Gorgi, A., Gottowik, M., Grubb, T. D., Guarino, F., Guedes, G. P., Guido, E., Hahn, S., Hamal, P., Hampel, M. R., Hansen, P., Harari, D., Harvey, V. M., Haungs, A., Hebbeker, T., Heck, D., Hill, G. C., Hojvat, C., Hörandel, J. R., Horvath, P., Hrabovský, M., Huege, T., Insolia, A., Isar, P. G., Janecek, P., Johnsen, J. A., Jurysek, J., Kääpä, A., Kampert, K. H., Keilhauer, B., Khakurdikar, A., Kizakke Covilakam, V. V., Klages, H. O., Kleifges, M., Kleinfeller, J., Knapp, F., Kunka, N., Lago, B. L., Langner, N., Leigui de Oliveira, M. A., Lenok, V., Letessier-Selvon, A., Lhenry-Yvon, I., Lo Presti, D., Lopes, L., López, R., Lu, L., Luce, Q., Lundquist, J. P., Machado Payeras, A., Mancarella, G., Mandat, D., Manning, B. C., Man-

shanden, J., Mantsch, P., Marafico, S., Mariani, F. M., Mariazzi, A. G., Mariş, I. C., Marsella, G., Martello, D., Martinelli, S., Martínez Bravo, O., Mastrodicasa, M., Mathes, H. J., Matthews, J., Matthiae, G., Mayotte, E., Mayotte, S., Mazur, P. O., Medina-Tanco, G., Melo, D., Menshikov, A., Michal, S., Micheletti, M. I., Miramonti, L., Mollerach, S., Montanet, F., Morejon, L., Morello, C., Mostafá, M., Müller, A. L., Muller, M. A., Mulrey, K., Mussa, R., Muzio, M., Namasaka, W. M., Nasr-Esfahani, A., Nellen, L., Nicora, G., Niculescu-Oglinzanu, M., Niechciol, M., Nitz, D., Norwood, I., Nosek, D., Novotny, V., Nožka, L., Nucita, A., Núñez, L. A., Oliveira, C., Palatka, M., Pallotta, J., Papenbreer, P., Parente, G., Parra, A., Pawlowsky, J., Pech, M., Pekala, J., Pelayo, R., Peña-Rodriguez, J., Pereira Martins, E. E., Perez Armand, J., Pérez Bertolli, C., Perrone, L., Petretera, S., Petrucci, C., Pierog, T., Pimenta, M., Pirronello, V., Platino, M., Pont, B., Pothast, M., Privitera, P., Prouza, M., Puyleart, A., Querchfeld, S., Rautenberg, J., Ravignani, D., Reininghaus, M., Ridky, J., Riehn, F., Risse, M., Rizi, V., Rodrigues de Carvalho, W., Rodriguez Rojo, J., Roncoroni, M. J., Rossoni, S., Roth, M., Roulet, E., Rovero, A. C., Ruehl, P., Saftoiu, A., Saharan, M., Salamida, F., Salazar, H., Salina, G., Sanabria Gomez, J. D., Sánchez, F., Santos, E. M., Santos, E., Sarazin, F., Sarmiento, R., Sato, R., Savina, P., Schäfer, C. M., Scherini, V., Schieler, H., Schimassek, M., Schimp, M., Schlüter, F., Schmidt, D., Scholten, O., Schoorlemmer, H., Schovánek, P., Schröder, F. G., Schulte, J., Schulz, T., Sciutto, S. J., Scornavacche, M., Segreto, A., Sehgal, S., Shellard, R. C., Sigl, G., Silli, G., Sima, O., Smau, R., Šmída, R., Sommers, P., Soriano, J. F., Squartini, R., Stadelmaier, M., Stanca, D., Stanič, S., Stasielak, J., Stassi, P., Straub, M., Streich, A., Suárez-Durán, M., Sudholz, T., Suomijärvi, T., Supanitsky, A. D., Szadkowski, Z., Tapia, A., Taricco, C., Timmermans, C., Tkachenko, O., Tobiska, P., Todero Peixoto, C. J., Tomé, B., Torrès, Z., Travaini, A., Travnicek, P., Trimarelli, C., Tueros, M., Ulrich, R., Unger, M., Vaclavek, L., Vacula, M., Valdés Galicia, J. F., Valore, L., Varela, E., Vásquez-Ramírez, A., Veberič, D., Ventura, C., Vergara Quispe, I. D., Verzi, V., Vicha, J., Vink, J., Vorobiov, S., Wahlberg, H., Watanabe, C., Watson, A. A., Weindl, A., Wiencke, L., Wilczyński, H., Wittkowski, D., Wundheiler, B., Yushkov, A., Zapparrata, O., Zas, E., Zavrtanik, D., Zavrtanik, M., and Zehrer, L. (2022). Arrival Directions of Cosmic Rays above 32 EeV from Phase One of the Pierre Auger Observatory. *arXiv e-prints*, page arXiv:2206.13492.

[Tsunesada et al., 2021] Tsunesada, Y., Abbasi, R., Abu-Zayyad, T., Allen, M., Arai, Y., Arimura, R., Barcikowski, E., Belz, J., Bergman, D., Blake, S., Cady,

R., Cheon, B., Chiba, J., Chikawa, M., Fujii, T., Fujisue, K., Fujita, K., Fujiwara, R., Fukushima, M., Fukushima, R., Furlich, G., Gonzalez, R., Hanlon, W., Hayashi, M., Hayashida, N., Hibino, K., Higuchi, R., Honda, K., Ikeda, D., Inadomi, T., Inoue, N., Ishii, T., Ito, H., Ivanov, D., Iwakura, H., Iwasaki, A., Jeong, H., Jeong, S., Jui, C., Kadota, K., Kakimoto, F., Kalashev, O., Kasahara, K., Kasami, S., Kawai, H., Kawakami, S., Kawana, S., Kawata, K., Kharuk, I., Kido, E., Kim, H., Kim, J., Kim, J., Kim, M. H., Kim, S. W., Kimura, Y., Kishigami, S., Kubota, Y., Kurisu, S., Kuzmin, V., Kuznetsov, M., Kwon, Y., Lee, K., Lubsandorzhiev, B. P., Lundquist, J. P., Machida, K., Matsumiya, H., Matsuyama, T., Matthews, J., Mayta, R., Minamino, M., Mukai, K., Myers, I., Nagataki, S., Nakai, K., Nakamura, R., Nakamura, T., Nakamura, T., Nakamura, Y., Nakazawa, A., Nishio, E., Nonaka, T., Oda, H., Ogio, S., Ohnishi, M., Ohoka, H., Oku, Y., Okuda, T., Omura, Y., Ono, M., Onogi, R., Oshima, A., OZAWA, S., Park, I. H., Potts, M., Pshirkov, M., Remington, J., Rodriguez, D., Rubtsov, G., Ryu, D., Sagawa, H., Sahara, R., Saito, Y., Sakaki, N., Sako, T., Sakurai, N., Sano, K., Sato, K., Seki, T., Sekino, K., Shah, P., Shibasaki, Y., Shibata, F., Shibata, N., Shibata, T., Shimodaira, H., Shin, B., Shin, H., Shinto, D., Smith, J., Sokolsky, P., Sone, N., Stokes, B., Stroman, T., Takagi, Y., Takahashi, Y., Takamura, M., Takeda, M., Takeishi, R., Taketa, A., Takita, M., Tameda, Y., Tanaka, H., Tanaka, K., Tanaka, M., Tanoue, Y., Thomas, S., Thomson, G., Tinyakov, P., Tkachev, I., Tokuno, H., Tomida, T., Troitsky, S., Tsuda, R., Uchihori, Y., Udo, S., Uehama, T., Urban, F., Wong, T., Yada, K., Yamamoto, M., Yamazaki, K., Yang, J., Yashiro, K., Yoshida, F., Yoshioka, T., Zhezher, Y., and Zundel, Z. (2021). Joint analysis of the energy spectrum of ultra-high-energy cosmic rays as measured at the Pierre Auger Observatory and the Telescope Array. *PoS, ICRC2021:337*.

[Vazza et al., 2021a] Vazza, F., Locatelli, N., Rajpurohit, K., Banfi, S., Domínguez-Fernández, P., Wittor, D., Angelinelli, M., Inchingolo, G., Brienza, M., Hackstein, S., Dallacasa, D., Gheller, C., Brüggén, M., Brunetti, G., Bonafede, A., Etori, S., Stuardi, C., Paoletti, D., and Finelli, F. (2021a). Magnetogenesis and the Cosmic Web: A Joint Challenge for Radio Observations and Numerical Simulations. *Galaxies*, 9(4):109.

[Vazza et al., 2021b] Vazza, F., Paoletti, D., Banfi, S., Finelli, F., Gheller, C., O’Sullivan, S. P., and Brüggén, M. (2021b). Simulations and observational tests of

primordial magnetic fields from Cosmic Microwave Background constraintsok. ,
500(4):5350–5368.