

Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών
Τομέας Φυσικής
Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο



ΚΟΣΜΙΚΕΣ ΑΚΤΙΝΕΣ ΥΨΗΛΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ ΩΣ
ΜΕΣΟ ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗΣ ΤΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ ΤΩΝ
ΠΑΛΣΑΡ

Διπλωματική εργασία
Κρομμύδας Ιάσων

Επιβλέπων
Αλέξανδρος Κεχαγιάς
Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα 5/10/2021

Ευχαριστίες

Στο τέλος των προπτυχιακών μου σπουδών το οποίο επέρχεται με την ολοκλήρωση της διπλωματικής μου εργασίας, θέλω να απευθύνω αρχικά τις πιο θερμές ευχαριστίες μου στον επίκουρο καθηγητή του πανεπιστημίου του Oakland, Ηλία Χόλη για τη συνεργασία μας πάνω στο ερευνητικό κομμάτι της παρούσας διπλωματικής εργασίας καθώς και για την πολύτιμη επίβλεψη του. Παρόλο που δεν μπορεί να είναι μέλος της εξεταστικής επιτροπής, μου έδειξε ένα πολύ ενδιαφέρον πεδίο της φυσικής και με έκανε να θέλω να το ακολουθήσω και στη μελλοντική μου καριέρα. Θα ήθελα επιπλέον να ευχαριστήσω τον καθηγητή του Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου, και επιβλέπων της παρούσας διπλωματικής εργασίας, Αλέξανδρο Κεχαγιά. Είμαι ευγνώμων για την ευκαιρία που μου δόθηκε να εργαστώ σε ένα τόσο ενδιαφέρον θέμα που με ωρίμασε ακαδημαϊκά σε όλα τα μέτωπα και που θα με συνοδεύει στα επόμενα χρόνια, καθώς και για όλη τη βοήθεια που μου παρείχε καθ' όλη τη διάρκεια των σπουδών μου. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω καθηγητή του Εθνικού Μετσοβίου Πολυτεχνείου, Γεώργιο Τσιπολίτη για την απίστευτη βοήθεια και τις αμέτρητες συμβουλές που μου έχει δώσει από όταν γνωριστήκαμε στο τέταρτο έτος των σπουδών μου. Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω από καρδιάς τους γονείς μου για όλη τη στήριξη που μου προσέφεραν, υλική και ψυχολογική, κατά το πέρασμα των πέντε τελευταίων χρόνων.

Κρομμύδας Ι.

© (2021) Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο. All rights Reserved. Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς το συγγραφέα. Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σ' αυτό το έγγραφο εκφράζουν το συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευτεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Περίληψη

Πρόσφατες μετρήσεις των φασμάτων των κοσμικών ακτίνων ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων σε ενέργειες από 1 GeV έως 5 TeV, σε συνδυασμό με παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα, στο υπέρυθρο, το ορατό, το υπεριώδες, τις ακτίνες X και ενός μεγάλου εύρους παρατηρήσεων στις ακτίνες γ των πάλσαρ και των pulsar wind nebulae που τα περιτριγυρίζουν, υποδεικνύουν ότι τα πάλσαρ είναι ισχυρές πηγές κοσμικών ακτίνων ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων. Στη παρούσα διπλωματική εργασία, περιγράφουμε αρχικά τη θεμελιώδη φυσική πίσω από τις κοσμικές ακτίνες και την εξέλιξη και δομή των pulsar wind nebulae. Επίσης, περιγράφουμε της ιδιότητες της υψηλής ενέργειας εκπομπής από πάλσαρ. Συνεχίζουμε με το να υπολογίσουμε τα τοπικά ενεργειακά φάσματα e^\pm κοσμικών ακτίνων από πάλσαρ λαμβάνοντας υπόψη μοντέλα για (α) τον ρυθμό γέννησης τους στο Γαλαξία μας και τις ιδιότητες του spin-down τους· (β) τα injection spectra των κοσμικών ακτίνων από αυτές τις πηγές· (γ) τη φυσική της διάδοσης των κοσμικών ακτίνων. Χρησιμοποιούμε τις δημοσιευμένες ροές των κοσμικών ακτίνων από τα *AMS-02*, *DAMPE* και *CALET* για να περιορίσουμε το χώρο αυτών των μοντέλων για τα πάλσαρ και τη διάδοση των κοσμικών ακτίνων. Βρίσκουμε ισχυρούς περιορισμούς για τις ιδιότητες της διάχυσης των κοσμικών ακτίνων και των απωλειών ενέργειας τους, την χρονική εξάρτηση του spin-down των πάλσαρ, και των ιδιοτήτων των φασμάτων των injected e^\pm . Πιο συγκεκριμένα, βρίσκουμε ότι οι χαμηλότερες εκτιμήσεις των απωλειών ενέργειας των κοσμικών ακτίνων αποκλείονται από τα δεδομένα. Επιβεβαιώνουμε επίσης με μεγάλη ακρίβεια ότι braking indices μικρότεροι του 3 για τα πάλσαρ είναι μη-προτιμητέοι. Επιπρόσθετα, βρίσκουμε ότι το positron fraction είναι η μέτρηση που θέτει τους ισχυρότερους περιορισμούς. Τέλος, βρίσκουμε ότι τα δεδομένα των κοσμικών ακτίνων είναι γενικά συμβατά με ένα μεγάλο εύρος υποθέσεων για τα injection spectra των e^\pm , ενώ ταυτόχρονα βρίσκουμε ότι ένας spectral index $n \in [1.3, 1.5]$ είναι εξαιρετικά αποκλειόμενος.

Abstract

Recent measurements of cosmic-ray electron and positron spectra at energies from a GeV to 5 TeV, as well as radio, infrared, visible, ultraviolet, X-ray and a wide range of gamma-ray observations of pulsars and their surrounding pulsar wind nebulae, indicate that pulsars are significant sources of high-energy cosmic-ray electrons and positrons. In the present diploma thesis, we firstly describe the fundamental physics behind cosmic-rays and the evolution and structure of pulsar wind nebulae. We also describe the high-energy emission properties from pulsars. We proceed to calculate the local cosmic-ray e^\pm energy spectra from pulsars taking into account models for (a) their birth rate in the Milky Way and their spin-down properties; (b) the cosmic-ray injection spectra from these sources; (c) the physics of cosmic-ray propagation. We use the published cosmic-ray fluxes from *AMS-02*, *DAMPE* and *CALET* to constrain the space of these pulsar and cosmic-ray propagation models. We find strong constraints for cosmic-ray diffusion properties and energy losses, the time-dependence of the pulsars' spin-down, and the properties of the injected e^\pm spectra. In particular, we find that the lower estimates for the cosmic-ray energy losses are excluded by the data. We also confirm with high precision that pulsar braking indices of less than 3 are strongly disfavored. Moreover, we find that the positron fraction measurement sets the strongest constraints. At last, we find that the cosmic-ray data are generally consistent with a wide range of assumptions for the e^\pm injection spectra, while also finding that a spectral index of $n \in [1.3, 1.5]$ is highly excluded.

Περιεχόμενα

| | |
|---|-----------|
| Ευχαριστίες | i |
| Περίληψη | iii |
| Abstract | iv |
| Περιεχόμενα | v |
| 1 Κοσμικές Ακτίνες | 1 |
| 1.1 Γενικά | 1 |
| 1.2 Το ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων | 1 |
| 1.3 Η σύσταση των κοσμικών ακτίνων | 4 |
| 1.4 Κυρίαρχα ερωτήματα στις κοσμικές ακτίνες | 4 |
| 1.5 Η συγκράτηση των κοσμικών ακτίνων | 5 |
| 1.6 Το μαγνητικό πεδίο του Γαλαξία | 6 |
| 1.7 Αλληλεπίδραση των κοσμικών ακτίνων με το ταραχώδες μαγνητικό πεδίο | 8 |
| 1.8 Περιορισμοί της Quasi-Linear Theory | 9 |
| 1.9 Διάδοση των κοσμικών ακτίνων | 9 |
| 1.10 Solar Modulation | 11 |
| 2 Η Δομή και Εξέλιξη των Pulsar Wind Nebulae | 16 |
| 2.1 Γενικά | 16 |
| 2.2 Εισαγωγή | 16 |
| 2.3 Βασικές ιδιότητες | 17 |
| 2.3.1 Πάλσαρ | 17 |
| 2.3.2 Pulsar Wind Nebulae | 20 |
| 2.3.3 Σχηματισμός Τόρων, Jets και Wisps | 22 |
| 2.3.4 Ακτινοβολία από PWNe | 25 |
| 2.4 Εξέλιξη των Pulsar Wind Nebulae | 27 |
| 2.4.1 Αρχική Διαστολή εντός των Unshocked Ejecta | 27 |
| 2.4.2 Αλληλεπίδραση του SNR με το Αντίστροφο Shock | 28 |
| 2.4.3 PWN μέσα σε Sedov SNR | 30 |
| 2.4.4 Bow Shocks γύρω από Πάλσαρ με Μεγάλη Ταχύτητα | 32 |
| 2.4.5 Το Πάλσαρ εντός του Διαστρικού Αερίου | 34 |
| 3 Εκπομπή Σωματιδίων Υψηλών Ενεργειών από Πάλσαρ | 36 |
| 3.1 Γενικά | 36 |
| 3.2 Βασικό Θεωρητικό Μοντέλο | 36 |
| 3.2.1 Το Μονοπολικό Πηνίο Επαγωγής - Ένας Αγωγός που Περιστρέφεται εντός ενός Μαγνητικού Πεδίου | 36 |
| 3.2.2 Μοντέλο Επιβράδυνσης των Πάλσαρ | 37 |
| 3.3 Καθιερωμένα Μοντέλα Εκπομπής | 38 |

| | | |
|----------|--|-----------|
| 3.4 | Επιτάχυνση Fermi | 40 |
| 4 | The Cosmic-Ray Positron Spectra and their Implications on the Properties of the Milky Way Pulsars | 44 |
| 4.1 | Introduction | 44 |
| 4.2 | Modeling | 45 |
| 4.2.1 | Neutron Star Distribution and Birth Rate | 46 |
| 4.2.2 | Neutron-Star Spin-Down | 46 |
| 4.2.3 | Injection Properties of Cosmic-Ray Electrons/Positrons | 47 |
| 4.2.4 | Propagation of Cosmic Rays in the ISM | 50 |
| 4.2.5 | Solar Modulation | 50 |
| 4.2.6 | Combining All the Options for the Pulsar Population | 51 |
| 4.3 | Data | 53 |
| 4.4 | Fitting | 53 |
| 4.5 | Results | 54 |
| 4.5.1 | Using Only <i>AMS-02</i> Data | 54 |
| 4.5.2 | Including Data from <i>DAMPE</i> and <i>CALET</i> | 63 |
| 4.6 | Conclusions | 65 |
| | Βιβλιογραφία | 67 |

Κεφάλαιο 1

Κοσμικές Ακτίνες

1.1 Γενικά

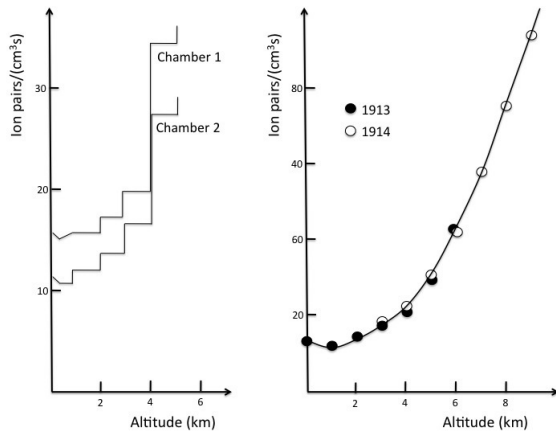
Πρωτόνια, πυρήνες, και ηλεκτρόνια κοσμικών ακτίνων σε συνδυασμό με νετρίνα και φωτόνια, είναι τα μόνα σωματίδια που έχουν ανιχνευτεί από πηγές εκτός του Ηλιακού μας συστήματος. Έχουμε μια συνεχή ροή σωματιδίων του καθιερωμένου προτύπου από το απώτερο διάστημα τα οποία έχουν πολύ μεγάλη ενέργεια. Αυτά τα σωματίδια τα αποκαλούμε κοσμικές ακτίνες. Οι πρώτες ενδείξεις για την ύπαρξη αυτών των κοσμικών ακτίνων έγιναν ορατές στις αρχές του 20ου αιώνα με την παρατήρηση, ή μείωσης του επιπέδου ιονισμού στο νερό καθώς αυξανόταν το βάθος, ή αύξησης του επιπέδου ιονισμού στην ατμόσφαιρα καθώς αυξάνεται το υψόμετρο. Το πρώτο έγινε από τον Domenico Pacini το 1910 ενώ το δεύτερο έγινε αρχικά από τον Theodor Wulf το 1910 στον πύργο του Eiffel.

Αυτός που θεωρείται όμως ότι ανακάλυψε τις κοσμικές ακτίνες ήταν ο Victor Hess το 1912 ο οποίος, ανεβαίνοντας ο ίδιος σε αερόστατο σε υψόμετρο έως και 5.3 χιλιόμετρα από το έδαφος παρατήρησε αύξηση στο επίπεδο ιονισμού της ατμόσφαιρας σε μεγαλύτερο υψόμετρο. Συγκεκριμένα παρατήρησε ότι τα επίπεδα ακτινοβολίας μειωνόταν μέχρι περίπου το 1 χιλιόμετρο, αλλά μετά από αυτό αυξανόταν δραματικά και στα 5 χιλιόμετρα περίπου ήταν διπλάσια από αυτά στο επίπεδο της θάλασσας. Το συμπέρασμα του ήταν ότι υπήρχε κάποιου είδους διεισδυτικής ακτινοβολίας που προερχόταν από το διάστημα. Στο σχήμα 1.1 συνοψίζονται τα ευρήματα του Hess ενώ στο σχήμα 1.2 απεικονίζεται ο ίδιος ο Hess στο αερόστατο του. Η ανακάλυψη του επιβεβαιώθηκε από τον Robert Andrews Millikan το 1925 και μάλιστα ο ίδιος αποκάλεσε αυτή την ακτινοβολία “κοσμικές ακτίνες”. Η ανακάλυψη του Hess οδήγησε στην ανακάλυψη του ποζιτρονίου και του μιονίου στις κοσμικές ακτίνες από τον Carl David Anderson και οι δυο τους μοιράστηκαν το βραβείο Νόμπελ το 1936. Σημειώνεται πως η θεωρία που αναπτύσσεται στις επόμενες ενότητες καλύπτεται αρκετά από το βιβλίο του Longair [1] και βρίσκεται αναλυτικά στο review των Tjus και Merten [2].

1.2 Το ενεργειακό φάσμα των κοσμικών ακτίνων

Ανάλογα με την ενέργεια των κοσμικών ακτίνων, γίνεται ένας διαχωρισμός σύμφωνα με τις διαφορετικές τεχνικές ανίχνευσης αυτών. Στις χαμηλότερες ενέργειες ($10^9 - 10^{15}$ eV) χρησιμοποιούνται ανιχνευτές σε αερόστατα ή στο διάστημα για απευθείας ανίχνευση, ενώ στις υψηλότερες ενέργειες ανιχνεύονται μέσω των καταιγισμών που προκαλούν στην ατμόσφαιρα (air-showers).

Στο σχήμα 1.3 φαίνεται το συνολικό φάσμα των κοσμικών ακτίνων μετρημένο από διάφορα πειράματα. Αυτό κρύβει μέσα του τις ιδιότητες των κοσμικών ακτίνων. Στο σχήμα αυτό βλέπουμε στον οριζόντιο άξονα την ενέργεια και στον κατακόρυφο άξονα την ροή ενέργειας. Στην πραγματικότητα αυτό που είναι ο κατακόρυφος άξονας είναι διαφορική ροή σωματιδίων που έχει πολλαπλασιαστεί με το τετράγωνο της ενέργειας, δηλαδή είναι $E^2 \frac{dN}{dE}$. Η διαφορική ροή ($\frac{dN}{dE}$) μετράει συχνότητα άφιξης



Σχήμα 1.1: Ο ιονισμός της ατμόσφαιρας ως συνάρτηση του υψομέτρου (<https://commons.wikimedia.org/wiki/File%3AHessKol.jpg>).



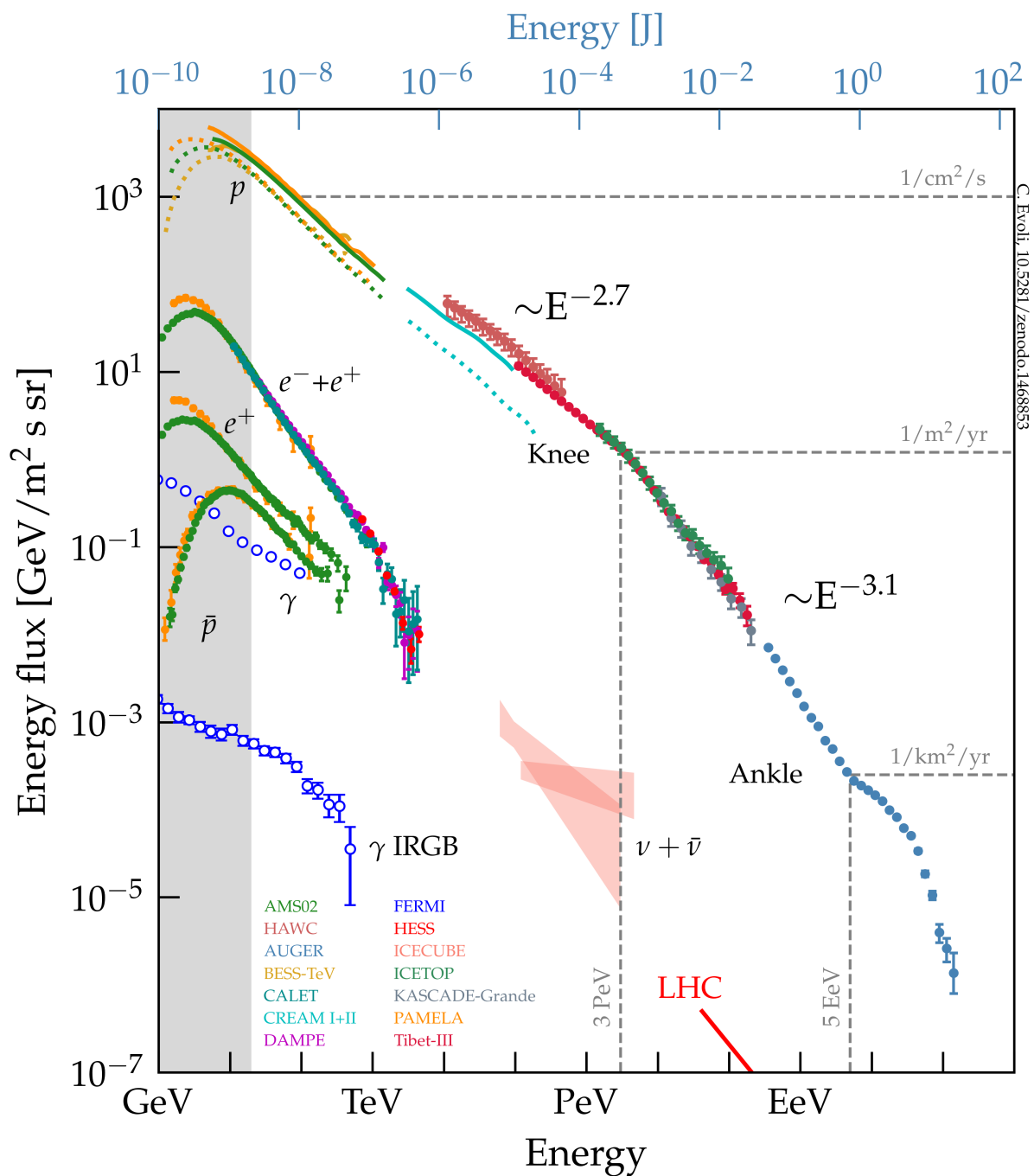
Σχήμα 1.2: Ο Hess στο αερόστατο του (https://en.wikipedia.org/wiki/Victor_Francis_Hess).

σωματιδίων στη μορφή σωματίδια ανά τετραγωνικό μέτρο ανά δευτερόλεπτο ανά μονάδα στερεάς γωνίας ανά μονάδα ενέργειας, πράγμα που σημαίνει ότι έχει μονάδες $\text{GeV}^{-1}\text{m}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$. Συνεπώς άμα αυτό πολλαπλασιαστεί με E^2 παίρνουμε ροή ενέργειας σε $\text{GeV}/\text{m}^2\text{s sr}$. Επίσης βλέπουμε και φάσματα μόνο συγκεκριμένων σωματιδίων που σημειώνονται πάνω στο σχήμα.

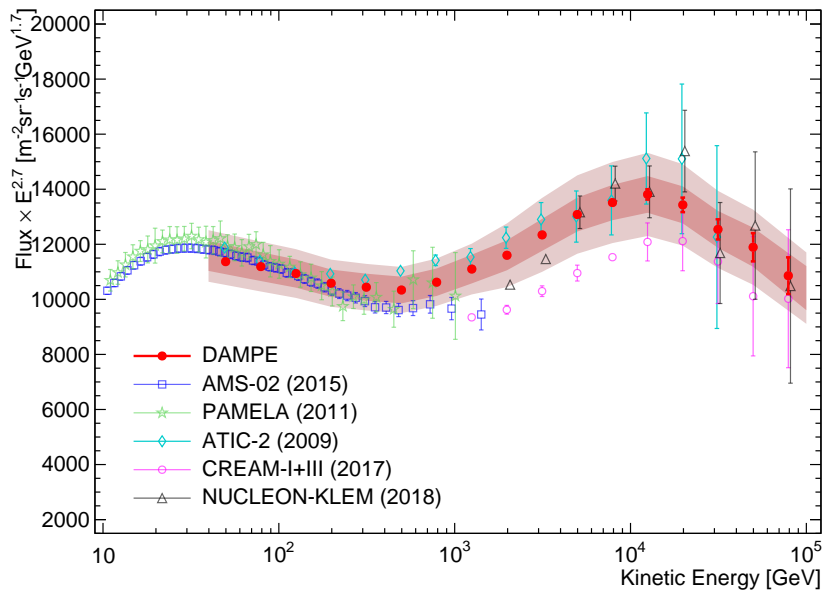
Αρχικά να σημειωθεί πως η ροή των κοσμικών ακτίνων παρατηρείται να είναι σχεδόν ισοτροπική. Δεν φαίνεται να υπάρχει κάποια αύξηση στην ροή των κοσμικών ακτίνων που έρχονται από κάποια συγκεκριμένη κατεύθυνση. Παρατηρείται ένα τεράστιο εύρος ενεργειών (11 τάξεις μεγέθους) που απλώνεται από το 1 GeV μέχρι τα 10^{20} eV. Να σημειωθεί πως αυτή η ενέργεια των 10^{20} eV είναι πολύ μεγαλύτερη από τις ενέργειες που μπορεί να φτάσει κανείς σε πειράματα επιταχυντών. Η υψηλότερη ενέργεια αντιστοιχεί σε περίπου 50 J και σε έναν παράγοντα Lorentz $\gamma \sim 10^{11}$, δηλαδή στην ενέργεια μιας μπάλας του baseball που ταξιδεύει με 100 km/h. Είναι εντυπωσιακό πως έχουμε τόσο μεγάλη ενέργεια συγκεντρωμένη σε ένα μόνο σωματίδιο.

Το συνολικό φάσμα γενικά μπορεί να περιγραφεί από power-laws, δηλαδή να είναι ανάλογο της ενέργειας (ή ορμής ή rigidity = momentum/charge) σε κάποια δύναμη ($\sim E^d$). Η δύναμη μπορεί να αλλάζει σε διαφορετικά εύρη ενεργειών. Στο μεγαλύτερο του κομμάτι το φάσμα όλων των σωματιδίων συνάδει χοντρικά με έναν power-law κλίσης -2.7, δηλαδή να είναι $\sim E^{-2.7}$. Αυτός ο power-law περιγράφει καλά το φάσμα σε ενέργειες από 1 GeV μέχρι και μερικά PeV. Σε αυτό το σημείο να σημειώσω ότι με πιο ακριβείς μετρήσεις, μπορεί κανείς να δει χαρακτηριστικά (features) να εμφανίζονται σε αυτό το φάσμα. Πράγματι, από το σχήμα 1.4 βλέπει κανείς ότι έχει παρατηρηθεί ένα hardening του φάσματος στις υψηλότερες ενέργειες αλλά και μικρά bumps σε διάφορα σημεία. Πάρα πολύ φυσική γίνεται στη πραγματικότητα με αυτά τα χαρακτηριστικά καθώς μπορεί να αποτελούν ενδείξεις για κοντινές πηγές κοσμικών ακτίνων και για αυτό τα χαρακτηριστικά αυτά έχουν πολύ μεγάλη σημασία και τα πειράματα προσπαθούν να παρατηρήσουν όλο και περισσότερα.

Δύο πολύ σημαντικά χαρακτηριστικά του φάσματος είναι το “γόνατο” (‘knee’) στα 3PeV και ο “αστράγαλος” (‘ankle’) στα 5 EeV. Το γόνατο είναι το σημείο αύξησης της κλίσης του φάσματος και αντιστοιχεί σε μια αλλαγή στη σύσταση του φάσματος. Πριν το γόνατο, το συνολικό φάσμα κυριαρχείται σε μεγάλο βαθμό από πρωτόνια ενώ μετά το γόνατο αρχίζει να γίνεται σημαντική η παρουσία βαρύτερων στοιχείων. Μια ερμηνεία αυτού του χαρακτηριστικού είναι συνεπώς η πτώση στην απόδοση της επιτάχυνσης σωματιδίων κοσμικών ακτίνων από τις πηγές. Ο αστράγαλος είναι ένα hardening στο φάσμα το οποίο πιστεύουμε ότι είναι αποτέλεσμα της εμφάνισης κοσμικών ακτίνων από πηγές εκτός του Γαλαξία μας και κυριαρχία αυτών των πηγών. Να σημειωθεί πως



Σχήμα 1.3: Το συνολικό φάσμα των κοσμικών ακτίνων από διάφορα πειράματα και για διάφορα είδη σωματιδίων. Υποδεικνύονται τα χαρακτηριστικά ‘knee’ στα 3 PeV και ‘ankle’ στα 5 EeV. Υποδεικνύονται επίσης οι συχνότητες άφιξης σωματιδίων σε διάφορες ενέργειες, τα διαφορετικά power-laws πριν και μετά το ‘knee’ και η ενέργεια του LHC για σύγκριση. (https://github.com/carmeloevoli/The_CR_Spectrum).



Σχήμα 1.4: Η ροή των κοσμικών ακτίνων πολλαπλασιασμένη με $E^{2.7}$ ώστε να γίνουν εμφανή τα χαρακτηριστικά ([3]).

αυτή η μετάβαση από πηγές εντός του Γαλαξία μας σε πηγές εκτός του Γαλαξία μας, ανάμεσα στο γόνατο και τον αστράγαλο δεν είναι εμφανής και είναι ένα ανοιχτό πεδίο έρευνας στην αστροφυσική κοσμικών ακτίνων.

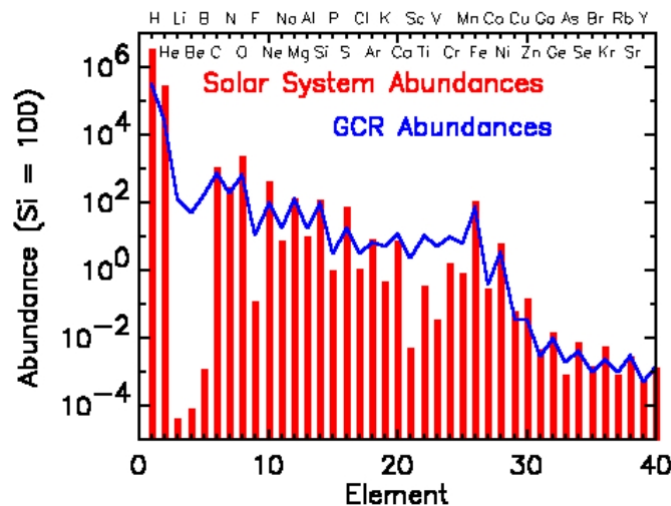
1.3 Η σύσταση των κοσμικών ακτίνων

Στις κοσμικές ακτίνες είναι παρόντες σχεδόν όλοι οι πυρήνες. Το 98% των κοσμικών είναι πρωτόνια και πυρήνες. Από αυτές περίπου το 89% είναι πρωτόνια, περίπου το 10% πυρήνες ηλίου, ενώ όλο το υπόλοιπο ποσοστό είναι βαρύτεροι πυρήνες. Το υπόλοιπο 2% των κοσμικών ακτίνων είναι λεπτόνια και αντισωματίδια. Στο σχήμα 1.5 φαίνεται η αφθονία των στοιχείων των κοσμικών ακτίνων σε σχέση με την αφθονία αυτών των στοιχείων στο Ηλιακό μας σύστημα. Γενικά η αφθονία των στοιχείων στις κοσμικές ακτίνες συμφωνεί με αυτήν στη Ηλιακό μας σύστημα αλλά παρατηρείται πολύ μεγαλύτερη αφθονία (5-7 τάξεις μεγέθους) στις κοσμικές ακτίνες στο λίθιο, το βηρύλλιο και το βόριο καθώς και σε ραδιενεργά ισότοπα τους. Αυτό πιστεύουμε πως οφείλεται κυρίως σε φαινόμενα spallation.

Όπως αναφέραμε και προηγουμένως, τα πρωτόνια κυριαρχούν στο φάσμα των κοσμικών ακτίνων και ένα πολύ μικρό κλάσμα είναι αντισωματίδια, συγκεκριμένα ποζιτρόνια και αντιπρωτόνια. Ο μηχανισμός παραγωγής αυτών των κοσμικών ακτίνων είναι συγκρούσεις βαρύτερων πυρήνων με κάποιο στόχο (π.χ. διαστρικό αέριο), συγκεκριμένα spallation. Να σημειωθεί πως υπάρχει ενεργή έρευνα για να την αναζήτηση αντιδευτερίου και αντιηλίου στις κοσμικές ακτίνες, κάτι που θα ήταν πάρα πολύ σημαντικό για έμμεσες αναζητήσεις σκοτεινής ύλης.

1.4 Κυρίαρχα ερωτήματα στις κοσμικές ακτίνες

Στις κοσμικές ακτίνες υπάρχουν δύο κυρίαρχα ερωτήματα τα οποία είναι ακόμα υπό συζήτηση περισσότερο από 100 χρόνια μετά από την ανακάλυψή τους. Τα κυρίαρχα ερωτήματα είναι τα εξής:



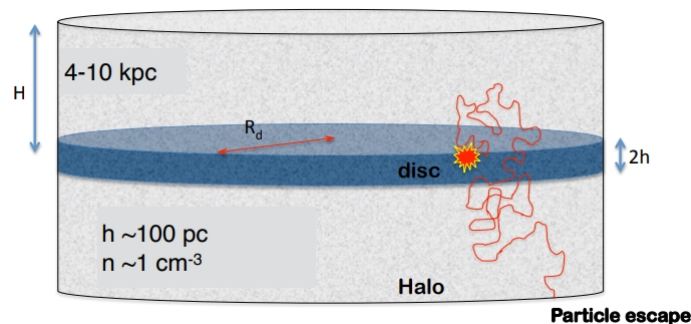
Σχήμα 1.5: Η αφθονία των στοιχείων στις κοσμικές ακτίνες σε σύγκριση με την αφθονία των στοιχείων αυτών στο Ηλιακό μας σύστημα (http://www01.nmdb.eu/public_outreach/en/01_gcr/).

- Από που προέρχονται και πως καταφέρνουν να φτάσουν αυτές τις τεράστιες ενέργειες;
- Πως διαδίδονται στο διαστρικό πεδίο πριν φτάσουν τη Γη;

Θα ασχοληθούμε πρώτα με το δεύτερο ερώτημα και στα επόμενα κεφάλαια, αφού μιλήσουμε για τις εξέλιξη των απομεινάρων supernova και πιο συγκεκριμένα των νεφελωμάτων ανέμου πάλσαρ (pulsar wind nebulae) και τις ιδιότητες των πάλσαρ που εμπεριέχονται σε αυτά, θα ασχοληθούμε και με το πρώτο.

1.5 Η συγκράτηση των κοσμικών ακτίνων

Ας δούμε λίγο σε αυτό το σημείο τη συγκράτηση των κοσμικών ακτίνων στον Γαλαξία μας. Υπάρχουν 3 κύριες ενδείξεις για το ότι οι κοσμικές ακτίνες συγκρατούνται στο Galactic Halo του Γαλαξία μας μέσω διάχυσης. Η πρώτη ένδειξη είναι η ισοτροπική ροή των κοσμικών ακτίνων που αναφέραμε προηγουμένως. Γνωρίζουμε πως υπάρχουν κοντινές πηγές κοσμικών ακτίνων αλλά παρόλα αυτά η ροή των κοσμικών ακτίνων είναι ίδια προς όλες τις κατευθύνσεις. Συνεπώς κάτι πρέπει να συμβαίνει στις κοσμικές ακτίνες από την επιτάχυνση τους στις πηγές μέχρι να μας φτάσουν στην Γη. Αν δεν συνέβαινε τίποτα, θα βλέπαμε σημεία στον ουρανό προς τις κατευθύνσεις των κοντινών πηγών από όπου θα είχαμε μεγαλύτερη ροή κοσμικών ακτίνων. Η διάχυση των κοσμικών ακτίνων στο galactic halo θα εξηγούσε την ισοτροπική ροή. Η δεύτερη ένδειξη είναι η φωτεινή διάχυτη εκπομπή σε ακτίνες-γ στον ενεργειακό εύρος των GeV – TeV στο galactic halo πράγμα που αποτελεί ένδειξη ότι υπάρχει μια διάχυτη θάλασσα από κοσμικές ακτίνες στον Γαλαξία μας. Η τρίτη ένδειξη είναι η μεγαλύτερη αφθονία σε λίθιο, βηρύλλιο και βόριο στις κοσμικές ακτίνες που αναφέραμε προηγουμένως. Γνωρίζουμε πως αυτά τα στοιχεία παράχθηκαν σε αμελητέες ποσότητες κατά την πυρηνοσύνθεση της Μεγάλης Έκρηξης και για αυτό η αφθονία τους είναι πολύ μικρή. Στις κοσμικές ακτίνες όμως η αφθονία τους είναι πάρα πολύ μεγάλη. Αυτό είναι συμβατό με ένα σενάριο όπου οι πρωτεύουσες κοσμικές ακτίνες επιταχύνονται από τις πηγές τους και μετά ταξιδεύουν μέσα στο γαλαξία μας για πολύ μεγάλο χρονικό διάστημα (> 10 Myr). Κατά αυτή τη διαδικασία αλληλεπιδρούν με το διαστρικό αέριο και οι βαρύτερες από αυτές παράγουν δευτερεύουσες κοσμικές ακτίνες από λίθιο, βηρύλλιο και βόριο μέσω spallation. Συνεπώς αυτή η αυξημένη αφθονία είναι εξηγείται εάν οι κοσμικές ακτίνες παραμένουν παγιδευμένες στον γαλαξία για πολύ μεγάλα χρονικά διαστήματα.



Σχήμα 1.6: Η γεωμετρία της συγκράτησης των κοσμικών ακτίνων στο galactic halo ([4]).

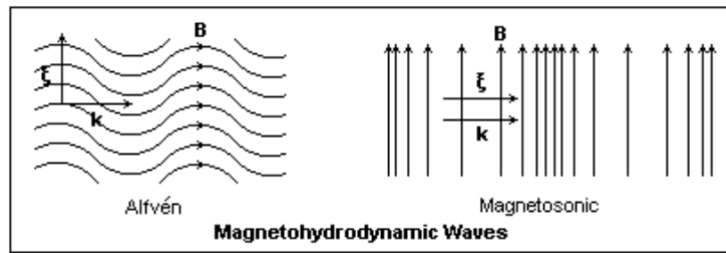
Στο σχήμα 1.6 αναπαριστάται σχηματικά η γεωμετρία αυτής της ιδέας. Σκεφτόμαστε τον Γαλαξία μας σαν έναν κύλινδρο με half-height 4–10 kpc και μέσα σε αυτό το κύλινδρο υπάρχει ένας λεπτός δίσκος με half-height ~ 100 pc που είναι το επίπεδο του γαλαξία. Μέσα σε αυτό το δίσκο βρίσκεται το μεγαλύτερο κομμάτι της μάζας του γαλαξία και προφανώς εκεί συμβαίνει το μεγαλύτερο κομμάτι του σχηματισμού αστεριών, των εκρήξεων supernova και η επιτάχυνση των κοσμικών ακτίνων. Γενικότερα σε αυτό το δίσκο λαμβάνει χώρα το μεγαλύτερο κομμάτι των αστροφυσικών διεργασιών του Γαλαξία μας και εκεί ζούμε και εμείς. Γύρω από αυτό το δίσκο υπάρχει ένας κύλινδρος μεγαλύτερου ύψους που είναι το μαγνητισμένο galactic halo. Το εύρος που αναφέραμε προηγουμένως για το ύψος του galactic halo είναι μια εκτίμηση και ο προσδιορισμός της έκτασης αυτού του galactic halo αποτελεί ανοιχτό πρόβλημα στην έρευνα. Οι κοσμικές ακτίνες παράγονται στον δίσκο και μετά διαχέονται μέσα σε αυτό το halo, δηλαδή σε αυτό το μεγάλο κύλινδρο όπως φαίνεται στο σχήμα. Στη πραγματικότητα κάνουν έναν τυχαίο περίπατο και είναι σχεδόν παγιδευμένες στο κύλινδρο και αυτές που τυχαίνει να φτάσουν στη Γη είναι αυτές που ανιχνεύονται. Να σημειωθεί πως δεν είναι υποχρεωτικό να μείνουν για πάντα μέσα στο κύλινδρο. Αν κάποια κοσμική ακτίνα τύχει να φτάσει στο όριο του halo, τότε μπορεί να διαφύγει από το Γαλαξία μας, πράγμα που απεικονίζεται και στο σχήμα.

1.6 Το μαγνητικό πεδίο του Γαλαξία

Για να κατανοήσουμε αυτή τη διαδικασία της διάχυσης, πρέπει να γνωρίζουμε μερικά πράγματα για το μαγνητικό πεδίο του Γαλαξία μας. Στο Γαλαξία μας υπάρχει παντού ένα μαγνητικό πεδίο. Το large-scale ή regular μαγνητικό πεδίο του Γαλαξία έχει δύο συνιστώσες. Μια συνιστώσα του βρίσκεται πάνω στο επίπεδο του Γαλαξία και οι δυναμικές του γραμμές ακολουθούν τους σπειροειδείς βραχίονες του. Υπάρχει επίσης και άλλη μια κατακόρυφη συνιστώσα που εκτείνεται πάνω και κάτω από το δίσκο του γαλαξία, η οποία έχει αρκετά περίεργη τοπολογία. Θα μπορούσε να περιγραφεί πολύ απλοϊκά να έχει ένα σχήμα σαν X. Η τοπολογία του μαγνητικού πεδίου μπορεί να είναι περίπλοκη αλλά έχει μελετηθεί και χαρτογραφηθεί εκτενώς από πάρα πολλές δημοσιεύσεις κυρίως κοιτώντας την περιστροφή του επιπέδου πόλωσης από διάφορες πηγές. Πέρα από το κανονικό μαγνητικό πεδίο, υπάρχει επίσης και το ταραχώδες (turbulent) μαγνητικό πεδίο, το οποίο είναι πιο σημαντικό για τις κοσμικές ακτίνες.

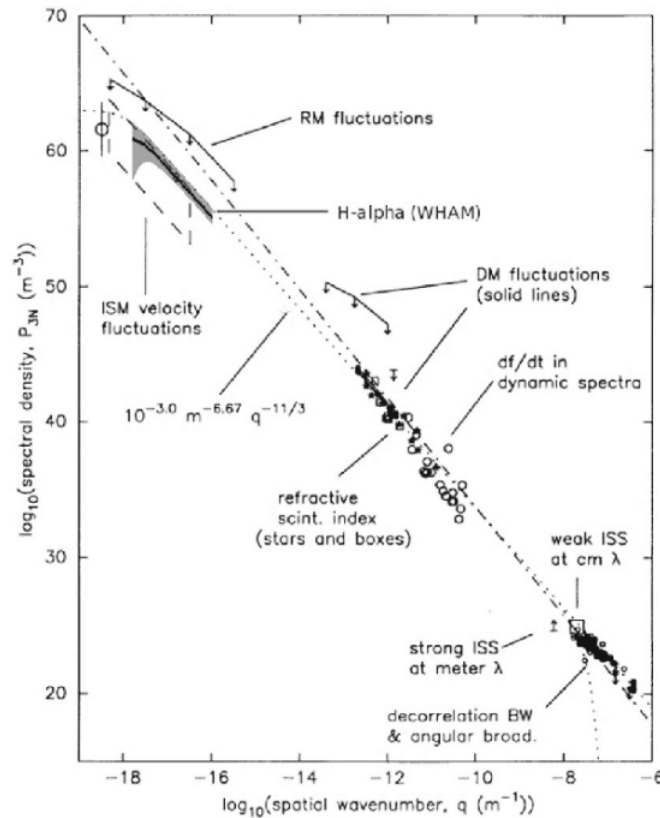
Ο Γαλαξίας μας είναι γεμάτος και από ένα ταραχώδες μαγνητικό πεδίο που περιγράφεται αρκετά καλά από μια υπέρθεση μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων. Σε αυτό το σημείο θα ήθελα να αναφέρω απλά τους δύο τύπους μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων που υπάρχουν. Αυτοί οι δύο τύποι απεικονίζονται στο σχήμα 1.7.

Ο πρώτος τύπος είναι τα κύματα Alfvén. Αυτά είναι εγκάρσια κύματα, παρόμοια με τα κυματοπακέτα



Σχήμα 1.7: Οι δύο τύποι μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων (<https://doi.org/10.1063/1.5091222>).

σε μία χορδή, αλλά αυτά ταξιδεύουν πάνω στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου και η δύναμη επαναφοράς δεν είναι κάποια τάση χορδής αλλά η μαγνητική τάση. Ο δεύτερος τύπος είναι τα μαγνητοηχητικά κύματα. Αυτά είναι διαμήκη κύματα, παρόμοια με ηχητικά κύματα που σχηματίζονται από μεταβολές στη πίεση στον αέρα, και αποτελούνται από διαδοχικά πυκνώματα και αραιώματα μαγνητικών δυναμικών γραμμών. Αυτά τα μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα έχουν ένα φάσμα ισχύος που ακολουθεί κάποιον power-law καθώς τα κύματα με μεγαλύτερο μήκος κύματος μεταφέρουν ενέργεια σε αυτά με μικρότερο μήκος κύματος και τελικά το φάσμα ισχύος καταλήγει να είναι ένας power-law. Αυτό σημαίνει πως άμα μετρήσει κανείς την ενέργεια που είναι αποθηκευμένη σε αυτά τα μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα στο Γαλαξία μας σε διαφορετικές κλίμακες (από μερικά AU ή και λιγότερο έως και δεκάδες parsecs) θα πάρει έναν power-law. Αυτός απεικονίζεται στο σχήμα 1.8.



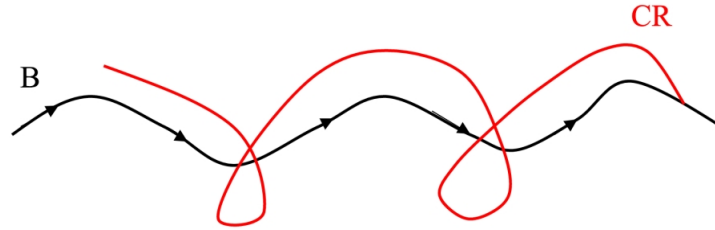
Σχήμα 1.8: Το φάσμα των μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων ([4]).

1.7 Αλληλεπίδραση των κοσμικών ακτίνων με το ταραχώδες μαγνητικό πεδίο

Τώρα πάμε να δούμε πως οι κοσμικές ακτίνες αλληλεπιδρούν με αυτό το ταραχώδες μαγνητικό πεδίο που περιγράψαμε πολύ συνοπτικά. Μια παλιά θεωρία που αναπτύχθηκε στη δεκαετία του 60 είναι η Quasi-Linear Theory (QLT) της σκέδασης γωνίας κλίσης (pitch-angle scattering). Η θεωρία αυτή περιγράφεται αναλυτικά στο ιστορικό βιβλίο των Ginzburg και Syrovatskii [5] και στο βιβλίο των Berezhinskii et al. [6]. Ένα πιο πρόσφατο review που την περιγράφει πολύ αναλυτικά είναι το review του Pasquale Blasi [7]. Εμείς θα καλύψουμε τις υποθέσεις της θεωρίας και τα κύρια αποτελέσματα.

Η θεωρία έχει δύο υποθέσεις. Η πρώτη υπόθεση είναι ότι οι κοσμικές ακτίνες σκεδιάζονται από μαγνητικές ανομοιογένειες, οι ανομοιογένειες αυτές είναι κύματα Alfvén ενώ τα κύματα αυτά είναι ιστροπικά και η πυκνότητα ενέργειας τους χαρακτηρίζεται από ένα φάσμα power-law ως συνάρτηση του κυματαριθμού k . Η δεύτερη υπόθεση ότι στη κλίμακα ενδιαφέροντος μας, οι ανομοιογένειες είναι μικρές σε σχέση με το regular μαγνητικό πεδίο B_0 .

Τα κύρια αποτελέσματα είναι ότι κοσμικές ακτίνες διαχέονται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του regular μαγνητικού πεδίου. Δηλαδή το σωματίδιο καθώς κινείται γύρω από το regular μαγνητικό πεδίο και κατά μήκος του σύμφωνα με τον ηλεκτρομαγνητισμό, σκεδιάζεται από κύματα Alfvén, και κινείται τυχαία γύρω από το μαγνητικό πεδίο αλλάζοντας συνεχώς τη γωνία κλίσης του. Για αυτό και η σκέδαση αυτή ονομάζεται pitch-angle scattering. Η κίνηση αυτή αναπαρίσταται στο σχήμα 1.9.



Σχήμα 1.9: Κίνηση κοσμικής ακτίνας γύρω από το κανονικό μαγνητικό πεδίο ([4]).

Ένα αποτέλεσμα του ότι αυτή η κίνηση είναι διάχυση και συνεπώς τυχαία, είναι ότι η μέση μετατόπιση Δx σε χρόνο Δt είναι ανάλογη της ρίζας του Δt επί τον συντελεστή διάχυσης D . Δηλαδή ισχύει η σχέση $\langle \Delta x \rangle \sim \sqrt{D \Delta t}$. Ένα ακόμη αποτέλεσμα της θεωρίας αυτής είναι ότι είναι μια διαδικασία που σχετίζεται με συντονισμούς καθώς τα κύματα Alfvén που συνεισφέρουν στη διαδικασία αυτή πρέπει να έχουν μήκος κύματος συγκρίσιμο με τη γυροακτίνα του σωματιδίου. Για παράδειγμα ένα σωματίδιο με ενέργεια στην τάξη μεγέθους των GeV σε ένα μαγνητικό πεδίο μερικών μG θα αλληλεπιδράσει κυρίως με κύματα Alfvén με μήκος κύματος μερικών AU.

Ο συντελεστής διάχυσης σε αυτή τη θεωρία μπορεί να γραφτεί ως συνάρτηση της ταραχώδους ισχύος στη κλίμακα του συντονισμού ως [4]

$$D(p) = \frac{v^2}{3\Omega_g} \frac{B_0^2/(8\pi)}{k_{res} P(k_{res})} \quad (1.1)$$

Με την ισχύ στη κλίμακα του συντονισμού να είναι το $P(k_{res})$ που εμφανίζεται στον παρονομαστή. Είναι βολικό να γράψουμε αυτή τη σχέση ως [4]

$$D(p) = \frac{1}{3} \frac{r_{Lv}}{\mathcal{F}(k_{res})} \quad \text{με} \quad \mathcal{F}(k_{res}) \equiv \frac{kP(k)}{B_0^2/(8\pi)} \quad (1.2)$$

Αυτή η σχέση μας λέει ότι ο συντελεστής διάχυσης είναι ανάλογος της ακτίνας Larmor επί την ταχύτητα δια έναν παράγοντα \mathcal{F} που περιγράφει την ταραχώδη ισχύ στη κλίμακα που βρισκόμαστε. Αυτό σημαίνει πως για μια δεδομένη κλίμακα, αν έχουμε μεγάλη ισχύ σε ανομοιογένειες, δηλαδή μεγάλο $P(k_{res})$ που σημαίνει πολλά κυματοπακέτα Alfvén με μεγάλο πλάτος, τότε αυτό μας δίνει έναν πολύ μικρό συντελεστή διάχυσης και συνεπώς ένα ένα υψηλό επίπεδο συγκράτησης των κοσμικών ακτίνων μέσα στο galactic halo καθώς ένας χαμηλός συντελεστής διάχυσης σημαίνει πως τα σωματίδια σκεδάζονται πολύ συχνά και έντονα έτσι ώστε να είναι πρακτικά συγκρατημένα. Αυτό είναι και το κύριο αποτέλεσμα αυτής της θεωρίας.

1.8 Περιορισμοί της Quasi-Linear Theory

Σε αυτό το σημείο πρέπει να τονίσουμε πως η θεωρία αυτή είναι μια πολύ απλή θεωρία και υπάρχουν αρκετοί λόγοι για να ξεφύγουμε από αυτή τη θεωρία. Κυρίως υπάρχουν ενδείξεις για την πιθανή σημαντική συνεισφορά μη-γραμμικών φαινομένων στις χαμηλές ενέργειες στη συγκράτηση. Αυτά τα μη-γραμμικά φαινόμενα πιστεύεται ότι είναι η αυτοσυγκράτηση των κοσμικών ακτίνων μέσω κυμάτων Alfvén που δημιουργούνται από τις ίδιες τις κοσμικές ακτίνες. Επίσης υπάρχει αρκετή συζήτηση για το αν πράγματι τα κυματοπακέτα Alfvén είναι όντως υπεύθυνα για την συγκράτηση των κοσμικών ακτίνων καθώς αυτό δεν μπορεί να ισχύει σε ενέργειες μεγαλύτερες των μερικών TeV επειδή εκεί τα κύματα Alfvén είναι πάρα πολύ ανισοτροπικά. Για αυτούς τους λόγους, χρειαζόμαστε ένα καλύτερο μοντέλο που να περιγράφει την διάδοση των κοσμικών ακτίνων.

1.9 Διάδοση των κοσμικών ακτίνων

Φτάσαμε στο σημείο όπου θα περιγράψουμε τις βασικές ιδέες της διάδοσης των κοσμικών ακτίνων. Η ιδέα που θα αναφέρουμε βρίσκονται στα papers από τους Moskalenko και Strong [8, 9]. Η γνώση μας για τη διάδοση των κοσμικών ακτίνων προέρχεται κυρίως από δευτερεύουσες κοσμικές ακτίνες σε συνδυασμό με πληροφορία από ακτίνες-γ και ακτινοβολία συγχρότρου. Ο λόγος είναι επειδή μετράμε τα φάσματα των πρωτεύοντων κοσμικών ακτίνων, μπορούμε να υπολογίσουμε την παραγωγή δευτερευουσών κοσμικών ακτίνων συνδυάζοντας τα πρωτεύοντα φάσματα με γνώση των ενεργών διατομών των αντιδράσεων και της πυκνότητας του διαστρικού αερίου. Έπειτα μπορούμε να συγκρίνουμε τα φάσματα των δευτερευουσών κοσμικών ακτίνων που υπολογίσαμε θεωρητικά με παρατηρήσεις και να κατανοήσουμε ποια μοντέλα περιγράφουν καλά τη διάδοση των κοσμικών ακτίνων. Σήμερα πιστεύουμε ότι ένα μοντέλο διάχυσης που πιθανώς να περιέχει και συναγωγή (convection) παρέχει την πιο ικανοποιητική περιγραφή για τη διάδοση των κοσμικών ακτίνων. Το μοντέλο μας θα πρέπει προφανώς να περιέχει διάχυση λόγω διαταραχών στο μαγνητικό πεδίο που περιγράφονται με τυχαία μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα και ασυνέχειες. Επίσης εφόσον το διαστρικό πεδίο πολλών γαλαξιών περιέχει ισχυρούς ανέμους, τα φαινόμενα μεταφοράς των κοσμικών ακτίνων μέσω συναγωγής πάνω μπορεί να είναι σημαντικά. Η συναγωγή όχι μόνο μεταφέρει τις κοσμικές ακτίνες, αλλά δημιουργεί και αδιαβατικές απώλειες ενέργειας. Επιπροσθέτως, πέρα από χωρική διάχυση λόγω των τυχαίων μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων, η σκέδαση από αυτά τα μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα προκαλεί και στοχαστική επανεπιτάχυνση η οποία θα περιγράφεται από διάχυση στο χώρο των ορμών. Το μοντέλο προφανώς και είναι ένα φαινομενολογικό μοντέλο. Ας το περιγράψουμε λοιπόν.

Το κάθε είδος κοσμικών ακτίνων υπακούει μια εξίσωση διάχυσης. Η εξίσωση διάχυσης για ένα συγκεκριμένο είδος μπορεί να γραφτεί στη γενική μορφή [8]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi(\vec{r}, p, t)}{\partial t} &= q(\vec{r}, p, t) + \vec{\nabla} \cdot (D_{xx} \vec{\nabla} \psi - \vec{V} \psi) \\ &+ \frac{\partial}{\partial p} \left[p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{p^2} \psi \right) \right] - \frac{\partial}{\partial p} \left[\dot{p} \psi - \frac{p}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \psi \right] - \frac{1}{\tau_f} \psi - \frac{1}{\tau_r} \psi \end{aligned} \quad (1.3)$$

όπου το $\psi(\vec{r}, p, t)$ είναι η πυκνότητα των κοσμικών ακτίνων ανά μονάδα συνολικής ορμής του σωματιδίου στη θέση \vec{r} , $\psi(p)dp = 4\pi p^2 f(\vec{p})dp$ ως συνάρτηση της πυκνότητας του χώρου των φάσεων $f(\vec{p})$, $q(\vec{r}, p, t)$ είναι ο όρος που περιγράφει τις πηγές των κοσμικών ακτίνων και περιέχει τη συνεισφορά από πρωτεύουσες πηγές, spallation και decays, D_{xx} είναι ο συντελεστής χωρικής διάχυσης, \vec{V} είναι η ταχύτητα συναγωγής, η diffusive reacceleration περιγράφεται ως διάχυση στο χώρο των ορμών και καθορίζεται από τον συντελεστή D_{pp} , $\dot{p} \equiv dp/dt$ είναι ο ρυθμός κέρδους ή απωλειών ορμής, τ_f είναι η χρονική κλίμακα για απώλειες μέσω θρυμματισμών (fragmentation), και τ_r είναι η χρονική κλίμακα για ραδιενεργή διάσπαση.

Οι πηγές των κοσμικών ακτίνων συνήθως υποτίθεται ότι βρίσκονται πάνω στον Γαλαξιακό δίσκο και έχουν μια ακτινική κατανομή. Ένα φάσμα έγχυσης από τις πηγές και η ισοτροπική του σύσταση είναι υποχρεωτικά. Το κομμάτι του $q(\vec{r}, p, t)$ που περιγράφει την spallation εξαρτάται από όλα τα προγονικά είδη και τις ενεργειακά εξαρτημένες τους ενεργές διατομές, και τη πυκνότητα του αερίου $n(\vec{r})$. Συχνά γίνεται η υπόθεση ότι τα προϊόντα από spallation έχουν την ίδια κινητική ενέργεια ανά νουκλεόνιο με το προγονικό πυρήνα. Η σύλληψη και η απελευθέρωση ηλεκτρονίων μπορούν να εμπεριέχονται μέσω του τ_f και του q . Ο όρος D_{xx} είναι γενικά συνάρτηση των $(\vec{r}, \beta, p/Z)$ όπου $\beta = v/c$ και Z είναι το φορτίο. Η ποσότητα p/Z ονομάζεται rigidity και καθορίζει την γυροακτίνα σε δεδομένο μαγνητικό πεδίο. Ο συντελεστής D_{xx} μπορεί να είναι ισοτροπικός ή ακόμα πιο ρεαλιστικά ανισοτροπικός και μπορεί να επηρεάζεται και από τις ίδιες τις κοσμικές ακτίνες. Ο D_{pp} σχετίζεται με τον D_{xx} μέσω μιας σχέσης της μορφής $D_{pp}D_{xx} \propto p^2$, με τη σταθερά αναλογίας να εξαρτάται από τη θεωρία της στοχαστικής επανεπιτάχυνσης. Συχνά ο συντελεστής διάχυσης στην περίπτωση όπου υποθέσουμε ομογενή και ισότροπική διάχυση και η επανεπιτάχυνση είναι σχετικά αδύναμη δίνεται ως συνάρτηση της rigidity από τη σχέση [8]

$$D_{xx}(R) = \beta D_0 \left(\frac{R}{R_0} \right)^\delta \quad (1.4)$$

Το D_0 πλέον ονομάζεται συντελεστής διάχυσης και το δ είναι ο δείκτης διάχυσης. Το R είναι η rigidity και το R_0 μια rigidity αναφοράς. Σε αυτή την εικόνα, σύμφωνα με τους Seo και Ptuskin [10] και τους Berezhinskii et al. [6], ο συντελεστής διάχυσης στον χώρο των ορμών D_{pp} σχετίζεται τώρα με τον D_{xx} μέσω της σχέσης

$$D_{pp}D_{xx} = \frac{4p^2 v_A^2}{3\delta(4 - \delta^2)(4 - \delta)w} \quad (1.5)$$

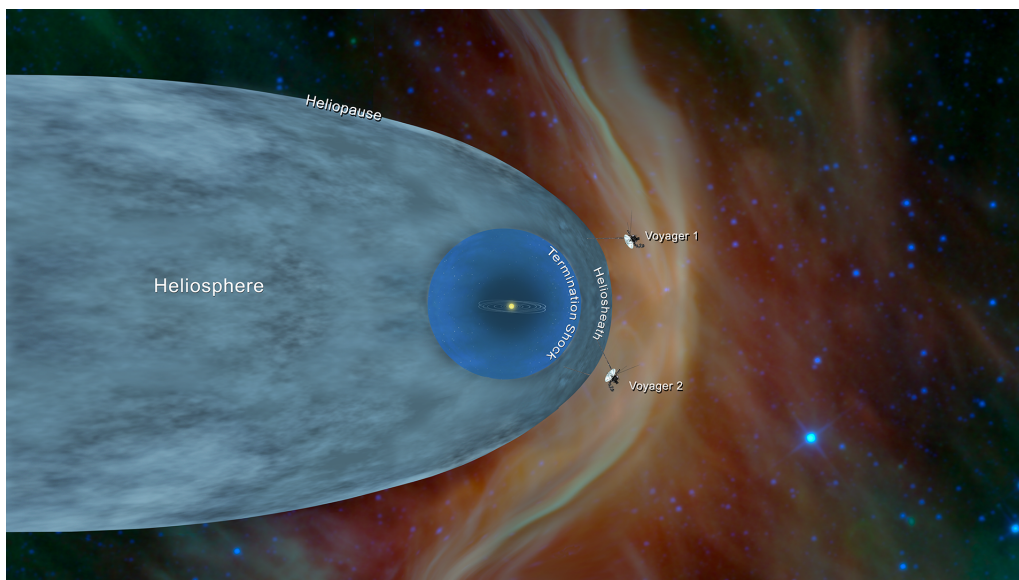
όπου v_A είναι η ταχύτητα Alfvén και το w χαρακτηρίζει το μέγεθος των αναταράξεων στο μαγνητικό πεδίο και είναι ίσο με τον λόγο της πυκνότητας ενέργειας των μαγνητοϋδροδυναμικών κυμάτων προς την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου. Οι Seo και Ptuskin παίρνουν $w = 1$ αλλά μόνο η ποσότητα v_A^2/w έχει σημασία. Το \vec{V} είναι συνάρτηση του \vec{r} και εξαρτάται από τη φύση του Γαλαξιακού ανέμου. Ο όρος $\vec{\nabla} \cdot \vec{V}$ περιγράφει τα κέρδη ή τις απώλειες ορμής αδιαβατικής φύσεως στην μη-ομογενή ροή αερίου με ένα παγωμένο μαγνητικό πεδίο του οποίου οι ανομοιογένειες σκεδάζουν τις κοσμικές ακτίνες. Το τ_f εξαρτάται από την ολική ενεργό διατομή για spallation και από το $n(\vec{r})$. Το $n(\vec{r})$ μπορεί να υπολογιστεί από μελέτες του ατομικού και μοριακού διαστρικού αερίου αλλά μπορεί να περιέχει και διακυμάνσεις μικρής κλίμακας όπως την περιοχή χαμηλής πυκνότητας αερίου που περιβάλλει τον Ήλιο. Η παρουσία διαστρικού ηλίου σε ποσοστό περίπου 10% του υδρογόνου πρέπει να συνυπολογιστεί. Τα βαρύτερα άτομα στο διαστρικό πεδίο δεν είναι σημαντικά ως προς τη παραγωγή κοσμικών ακτίνων μέσω spallation. Η εξίσωση αυτή περιέχει μόνο συνεχή απώλεια ορμής. Καταστροφικές απώλειες μπορούν να εισαχθούν μέσω των όρων τ_f και q . Οι συνοριακές συνθήκες εξαρτώνται από το μοντέλο το οποίο δουλεύει κανείς. Συχνά υποθέτουμε ότι $\psi = 0$ στο σύνορο του galactic halo όπου τα σωματίδια δραπετεύουν στο διαγαλαξιακό πεδίο αλλά αυτό είναι απλά μια υπόθεση εφόσον η διαγαλαξιακή ροή κοσμικών ακτίνων δεν είναι μηδέν. Η υπόθεση αυτή μπορεί να αφαιρεθεί σε μοντέλα με μια πιο φυσική αντιμετώπιση του συνόρου.

Η εξίσωση 1.3 είναι μια χρονοεξαρτώμενη εξίσωση. Συχνά ψάχνουμε την λύση σταθερής κατάστασης. Παίρνουμε την εξίσωση που περιγράφει αυτή τη κατάσταση ή θέτοντας $d\psi/dt = 0$ ή ακολουθώντας την χρονική εξάρτηση μέχρι να φτάσουμε σε σταθερή κατάσταση. Μάλιστα η δεύτερη διαδικασία είναι πολύ πιο εύκολο να υλοποιηθεί αριθμητικά. Η χρονική εξάρτηση του g παραμελείται παρά μόνο αν μελετάται η επίδραση κοντινών πηγών ή η στοχαστική φύση τους. Λύνοντας πρώτα την εξίσωση για τις βαρύτερες πρωτεύουσες κοσμικές ακτίνες και χρησιμοποιώντας τη λύση για να υπολογιστούν οι πηγές spallation για τις θυγατρικές κοσμικές ακτίνες που παράγουν, μπορεί να λυθεί πλήρως όλο το σύστημα το οποίο μπορεί να περιέχει δευτερεύουσες, τριτεύουσες κ.ο.κ. κοσμικές ακτίνες. Έπειτα, το φάσμα των κοσμικών ακτίνων στο σημείο του Ήλιου μπορεί να συγκριθεί με τα φάσματα από παρατηρήσεις, περιέχοντας και την επίδραση του Ήλιου πάνω του που ονομάζεται solar modulation και θα εξηγηθεί στην επόμενη ενότητα.

Η εξίσωση αυτή μπορεί να λυθεί αριθμητικά, πράγμα το οποίο υλοποιούν κώδικες όπως ο GALPROP [11], ο DRAGON2 [12–14] και ο PICARD [15], ή ήμι-αναλυτικά, πράγμα το οποίο υλοποιεί ο κώδικας USINE [16, 17].

1.10 Solar Modulation

Σε αυτή την ενότητα θα ήθελα να περιγράψω συνοπτικά τους κύριους παράγοντες που επηρεάζουν τη διάδοση των κοσμικών ακτίνων εντός του Ηλιακού μας Συστήματος. Θα ακολουθήσουμε τη περιγραφή που δίνεται από τη δεύτερη ενότητα της [18]. Ο ηλιακός άνεμος αποτελείται από ηλεκτρόνια, πρωτόνια και πυρήνες ηλίου ενέργειας $\sim 1 - 10$ keV τα οποία εκπέμπονται από τα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας του Ήλιου. Η ένταση και και το φάσμα αυτών των σωματιδίων είναι χρονικά και χωρικά μεταβαλλόμενα πάνω στην ηλιακή επιφάνεια. Καθώς ο ηλιακός άνεμος ρέει μακριά από τον Ήλιο, γεμίζει μια περιοχή του χώρου η οποία ονομάζεται ηλιόσφαιρα (heliosphere). Το σύνορο αυτού του όγκου ονομάζεται ηλιόπαιση (heliopause) όπου εκεί η πίεση του ηλιακού ανέμου εξισορροπείται από τους ανέμους του διαστρικού πεδίου. Η γεωμετρία της ηλιόσφαιρας πιστεύεται πως είναι αρκετά ασυμμετρική και μοιάζει σαν μια φούσκα με μακρύτερη ουρά στη μία πλευρά. Η γεωμετρία της ηλιόσφαιρας φαίνεται στο σχήμα 1.10.

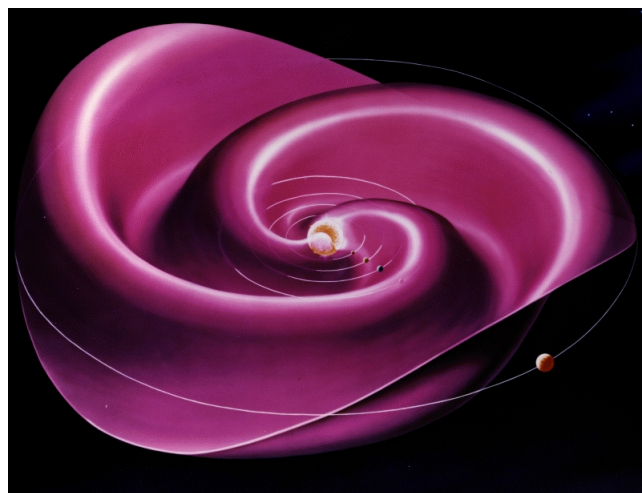


Σχήμα 1.10: Η γεωμετρία της ηλιόσφαιρας (<https://photojournal.jpl.nasa.gov/catalog/PIA22835>).

Η απόσταση μέχρι την ηλιόπαιση είναι χρονικά μεταβαλλόμενη αλλά συνήθως είναι της τάξης των ~ 100 AU. Η πρώτη άμεση παρατήρηση της ηλιόπαισης έγινε στις 25 Αυγούστου, 2012, όταν

το *Voyager 1* μέτρησε μια απότομη αύξηση στη πυκνότητα του τοπικού πλάσματος κατά έναν παράγοντα του ~ 40 [18]. Εντός της ηλιόσφαιρας υπάρχει ένα ακόμα σχεδόν σφαιρικό σύνορο που ονομάζεται termination shock. Το κέντρο αυτού του σφαιρικού συνόρου είναι ο Ήλιος και η ακτίνα της σφαίρας είναι περίπου $80 - 100$ AU. Το termination shock είναι το σύνορο όπου η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου γίνεται υποηχητική σε σχέση με τη ταχύτητα του ήχου στο διαστρικό πεδίο που είναι περίπου 100 km/s.

Παράλληλα με άλλα φαινόμενα, ο ηλιακός άνεμος είναι υπεύθυνος για το ηλιοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο. Αυτό το μαγνητικό πεδίο έχει μια σπειροειδή δομή σε μεγάλες κλίμακες, με μέτρο που είναι κατά μέσο όρο αντιστρόφως ανάλογο της απόστασης από τον Ήλιο και στη Γη η μέση τιμή του είναι περίπου $4 - 8$ nT σε χρονικό διάστημα πολλών μηνών. Μετρήσεις του ηλιοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου δείχνουν σημαντικές χρονικές μεταβολές και στη Γη αλλά και στην επιφάνεια του Ήλιου. Το πιο εμφανές χαρακτηριστικό του, είναι ο κύκλος που κάνει κάθε περίπου 22 χρόνια που περιέχει και μια ανατροπή στη πολικότητα του κάθε περίπου 11 χρόνια. Η πολικότητα συμβολίζεται με το γράμμα A . Να σημειωθεί σε αυτό το σημείο ότι θετική πολικότητα σημαίνει ότι οι δυναμικές γραμμές αυτού του μαγνητικού πεδίου δείχνουν προς τα έξω από τον βόρειο πόλο του Ήλιου ενώ αρνητική πολικότητα ότι δείχνουν προς τα μέσα. Παρατηρήσεις από τα *Voyager* έχουν δείξει πως η χρονική μεταβολή του ηλιοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου είναι ένα παγκόσμιο φαινόμενο καθώς παρατήρησαν ανατροπές στη πολικότητα στο εξωτερικό που συσχετίζονται με ανατροπές κοντά στη Γη και στον Ήλιο. Το ηλιοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο απεικονίζεται στην επόμενη εικόνα.



Σχήμα 1.11: Σχηματική αναπαράσταση του ηλιοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου (https://en.wikipedia.org/wiki/Heliospheric_current_sheet).

Η διάδοση των κοσμικών ακτίνων μέσα στο ηλιοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο μπορεί να περιγραφτεί από την εξίσωση [18]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -(\vec{V} + \langle \vec{v}_D \rangle) \nabla f + \nabla \cdot (\hat{D} \nabla f) + \frac{1}{3} (\nabla \vec{V}) \frac{\partial f}{\partial \ln p} + J_{source} \quad (1.6)$$

όπου f είναι η πυκνότητα των κοσμικών ακτίνων στο χώρο των φάσεων, \vec{V} είναι η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου, $\langle \vec{v}_D \rangle$ είναι η μέση ταχύτητα drift των κοσμικών ακτίνων, \hat{D} είναι ο ταχυστής διάχυσης, και J_{source} είναι ο όρος πηγής που περιγράφει τις κοσμικές ακτίνες που παράγονται εντός της ηλιόσφαιρας, π.χ. Jovian electrons και pick-up ions [19]. Η εξίσωση 1.6 συμπεριλαμβάνει 5 φυσικά φαινόμενα στο δεξί μέλος της. Αρχικά συμπεριλαμβάνει convection και drift που περιγράφονται από το πρώτο όρο. Επίσης συμπεριλαμβάνει διάχυση που περιγράφεται από το δεύτερο όρο, αδιαβατικές απώλειες ενέργειας από το τρίτο όρο και πηγές κοσμικών ακτίνων από το τέταρτο. Για κοσμικές ακτίνες με rigidity μεγαλύτερη των 0.5 GV ο τελευταίος όρος μπορεί να αγνοηθεί. Η επανεπιτάχυν-

ση των κοσμικών ακτίνων κοντά στο σύνορο της ηλιόσφαιρας μπορεί να είναι σημαντική. Παρόλα αυτά για rigidities μικρότερες των 0.2GV οι αδιαβατικές απώλειες ενέργειας κυριαρχούν.

Καμπυλότητες και αλλαγές στη κλίση του ηλιοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου προκαλούν ένα drift στις κοσμικές ακτίνες με μέση ταχύτητα που δίνεται από τη σχέση [19, 20]

$$\langle \vec{v}_D \rangle = \frac{qv}{3} \nabla \times (\lambda_d \hat{e}_B) \quad (1.7)$$

όπου q και v είναι το φορτίο και η ταχύτητα της κοσμικής ακτίνας, \hat{e}_B είναι το μοναδιαίο διάνυσμα στην κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, και λ_d είναι η κλίμακα του drift και δίνεται από

$$\lambda_d = r_{Larmor} \frac{(R/R_0)^2}{1 + (R/R_0)^2} \quad (1.8)$$

όπου r_{Larmor} είναι η ακτίνα Larmor του σωματιδίου που δίνεται από τη σχέση $r_{Larmor} = p/|q|B$. Το p είναι προφανώς η ορμή και το R_0 είναι μια rigidity αναφοράς την οποία θα δούμε σε λίγο.

Όλη αυτή η αλληλεπίδραση των κοσμικών ακτίνων με τον ηλιακό άνεμο και το ηλιοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο, αλλάζει το φάσμα τους συγκριτικά με αυτό που έχουν στο διαστρικό πεδίο πριν εισέλθουν στην ηλιόσφαιρα. Το φαινόμενο αυτό λόγω της αλληλεπίδρασης με την ηλιόσφαιρα ονομάζεται solar modulation. Το πως μοντελοποιείται το solar modulation είναι ένα άλλο ζήτημα και υπάρχουν μερικοί τρόποι. Εμείς στη παρούσα εργασία θα χρησιμοποιήσουμε μια τεχνική που ονομάζεται force field approximation και οφείλεται στους Gleeson και Axford [21]. Περιλαμβάνει ένα δυναμικό που είναι υπεύθυνο για το modulation των κοσμικών ακτίνων και την αλλαγή του φάσματος τους. Το δυναμικό αυτό ονομάζεται modulation potential. Η τεχνική αυτή θα αναλυθεί στο κεφάλαιο που περιέχεται η μελέτη που έγινε στη παρούσα εργασία.

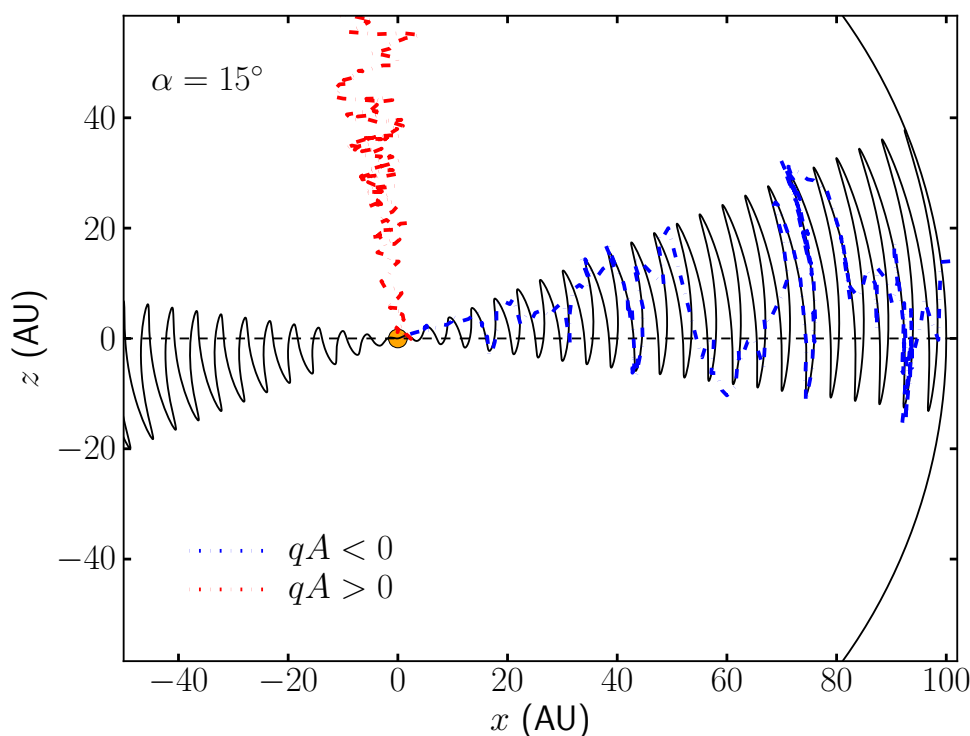
Σε χαμηλές rigidities η ακτίνα Larmor είναι πολύ μικρότερη από τη καμπυλότητα του ηλιοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου και οι τροχιές των σωματιδίων ακολουθούν την τοπική δομή του μαγνητικού πεδίου, καταστέλλοντας φαινόμενα drift και κάθετης διάχυσης στις δυναμικές γραμμές. Αντιθέτως, στις υψηλές rigidities οι κοσμικές ακτίνες δεν επηρεάζονται από τη δομή των δυναμικών γραμμών σε μικρές κλίμακες, αλλά ακολουθούν τη μέση δομή και ένταση του μαγνητικού πεδίου και έχουμε $\lambda_d \sim r_{Larmor}$ [20]. Στην προηγούμενη εξίσωση το R_0 αντιστοιχεί ακριβώς στην rigidity όπου υπάρχει εναλλαγή ανάμεσα σε αυτές τις δύο περιοχές που αναφέραμε μόλις τώρα. Σημειώνεται πως το R_0 είναι ελεύθερη παράμετρος της τάξης του 1 GV.

Συνδυάζοντας τις εξισώσεις 1.7 και 1.8 παίρνουμε έναν χαρακτηριστικό χρόνο για το drift των κοσμικών ακτίνων να είναι ανάλογος του [18]

$$\tau_D \propto \frac{1}{|\langle \vec{v}_d \rangle|} \propto B(t) \frac{1 + (R/R_0)^2}{\beta (R/R_0)^3} \quad (1.9)$$

όπου το $B(t)$ είναι το χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο και $\beta = v/c$. Αυτό σημαίνει πως ο χαρακτηριστικός χρόνος του drift που μόλις βρήκαμε αναμένεται να έχει την ίδια χρονική εξάρτηση με το μαγνητικό πεδίο. Αυτό μας επιτρέπει να διαφοροποιήσουμε το φαινόμενο του solar modulation με αυτό της διάδοσης των κοσμικών ακτίνων στο διαστρικό πεδίο.

Σε περιόδους θετικής πολικότητας ($A > 0$), ένα πρωτόνιο που έρχεται από τις πολικές περιοχές της ηλιόπαυσης μπορεί σχετικά εύκολα και αποτελεσματικά να ταξιδέψει στη τοποθεσία της Γης, χάνοντας μόνο μικρά ποσά ενέργειας. Αντιθέτως, σε περιόδους αρνητικής πολικότητας ($A < 0$), ένα πρωτόνιο ταξιδεύει μέχρι τη Γη ακολουθώντας μια διαδρομή που είναι σχετικά κοντά με το επίπεδο του Ηλιακού μας Συστήματος και η κίνηση του κυριαρχείται από drifts. Τα drifts αυτά γίνονται κατά μήκος μιας επιφάνειας σαν σεντόνι που αποκαλείται ηλιοσφαιρικό σεντόνι ρεύματος



Σχήμα 1.12: Σχηματική αναπαράσταση διάδοσης κοσμικών στην ηλιόσφαιρα ([18]).

(heliospheric current sheet) και μπορεί να το δει κανείς στο σχήμα 1.11.

Το heliospheric current sheet είναι μια επιφάνεια κατά μήκος της οποίας η πολικότητα του μαγνητικού πεδίου αλλάζει. Η επιφάνεια αυτή είναι κυματιστή λόγω της περιστροφής του Ήλιου και του σπειροειδούς του μαγνητικού πεδίου και κυματίζει πάνω και κάτω από το επίπεδο που είναι κάθετο στη περιστροφή του Ήλιου. Ένα ρεύμα ρέει πάνω σε αυτό το current sheet το οποίο είναι της τάξης των 10^{-10} A/m² [18]. Η κλίση του heliospheric current sheet σε σχέση με το ηλιακό επίπεδο είναι μια χρονικά μεταβαλλόμενη ποσότητα και περιγράφεται από τη γωνία κλίσης που συμβολίζεται με $\alpha(t)$. Κάθε σωματίδιο που ταξιδεύει από την ηλιόπαυση στην Γη κατά μήκος του heliospheric current sheet πρέπει να ταξιδέψει μια υπερβολικά μεγάλη απόσταση, ειδικά σε περιόδους μεγάλου α .

Στην περίπτωση που έχουμε διάδοση από τους πόλους της ηλιόσφαιρας, δηλαδή $qA > 0$, η διάδοση των κοσμικών ακτίνων αναμένεται να είναι σχεδόν ανεξάρτητη του α . Στην περίπτωση που έχουμε διάδοση κατά μήκος του heliospheric current sheet, δηλαδή $qA < 0$, οι απώλειες ενέργειας αναμένεται να αυξάνονται με αυξανόμενο α . Στην πράξη, είναι δύσκολο να προβλέψουμε την συναρτησιακή εξάρτηση ανάμεσα στο modulation potential και το α αλλά μπορούμε να περιορίσουμε τη συνάρτηση αυτή με παρατηρήσεις. Να τονίσω πως η διάδοση των κοσμικών ακτίνων θα έπρεπε να είναι ανεξάρτητη του α στο όριο των υψηλών rigidities όπου η διάχυση κυριαρχεί.

Στο σχήμα 1.12 βλέπουμε μια σχηματική αναπαράσταση διάδοσης κοσμικών στην ηλιόσφαιρα. Βλέπουμε πως οι κοσμικές ακτίνες που φτάνουν στην Γη ακολουθούν διαφορετικές τροχιές ανάλογα με την πολικότητα του ηλιοςφαιρικού μαγνητικού πεδίου. Στη κατάσταση αρνητικής πολικότητας ($A < 0$) οι θετικά φορτισμένες κοσμικές ακτίνες κάνουν drift κατά μήκος του heliospheric current sheet, πράγμα που απεικονίζεται από τη περιοδική συνεχή γραμμή στη περίπτωση που η γωνία κλίσης είναι $\alpha = 15^\circ$. Αντιθέτως, οι θετικά φορτισμένες κοσμικές ακτίνες διαχέονται πιο εύκολα και άμεσα σε περιόδους θετικής πολικότητας ($A > 0$) [18]. Ως αποτέλεσμα αυτών, οι χρόνοι διάδοσης

των κοσμικών ακτίνων μέσα στην ηλιόσφαιρα μπορούν να μεταβάλλονται δραματικά ανάλογα με την κατάσταση του Ηλίου σε συνδυασμό με το φορτίο τους. Η καμπύλη γραμμή που είναι τμήμα κύκλου αντιπροσωπεύει την περιοχή κοντά στην ηλιόπαυση ή το termination shock.

Η κόκκινη γραμμή αντιστοιχεί σε μια τροχιά ενός θετικά φορτισμένου σωματιδίου σε περίοδο θετικής πολικότητας (ή αρνητικά φορτισμένου σωματιδίου σε περίοδο αρνητικής πολικότητας). Σε αυτή τη περίπτωση οι κοσμικές ακτίνες φτάνουν εύκολα στη Γη με ελάχιστες απώλειες ενέργειας. Η μπλε γραμμή αντιστοιχεί σε μια τροχιά ενός αρνητικά φορτισμένου σωματιδίου σε περίοδο θετικής πολικότητας (ή θετικά φορτισμένου σωματιδίου σε περίοδο αρνητικής πολικότητας). Τότε οι κοσμικές ακτίνες ταξιδεύουν κατά μήκος του heliospheric current sheet και χάνουν σημαντικά ποσά ενέργειας καθ' όλη τη διάρκεια της μεγάλης τροχιάς τους.

Και στις δύο περιπτώσεις πάντως οι απώλειες ενέργειας είναι αδιαβατικές και αναμένεται να είναι ανάλογες του χρόνου μεταφοράς του σωματιδίου από την ηλιόπαυση στη Γη. Για μικρές γωνίες κλίσης η διάδοση γίνεται πιο ευθεία και οι τροχιές μοιάζουν σαν τη κόκκινη ενώ για πολύ μεγάλες γωνίες κλίσης η τροχιά γίνεται υπερβολικά μακριά και η κάθετη διάχυση κυριαρχεί.

Κεφάλαιο 2

Η Δομή και Εξέλιξη των Pulsar Wind Nebulae

2.1 Γενικά

Τα πάλσαρ χάνουν με συνεχή τρόπο την περιστροφική ενέργεια τους μέσω σχετικιστικών ανέμων. Το confinement αυτών των ανέμων γεννάει φωτεινά νεφελώματα γνωστά ως pulsar wind nebulae, τα οποία μπορούν να παρατηρηθούν σε όλο το φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Η ακτινοβολία που παρατηρείται είναι ακτινοβολία synchrotron και inverse Compton αλλά και ακτινοβολία στο οπτικό φάσμα η οποία οφείλεται σε αλληλεπιδράσεις κοσμικών ακτίνων των νεφελωμάτων με το μέσο μέσα στο οποίο διαστέλλονται [22].

Οι παρατηρήσεις σε όλο το φάσμα της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας των εκτεταμένων αυτών νεφελωμάτων που σχηματίζονται καθώς άνεμοι από πάλσαρ διαστέλλονται στην περιβάλλουσα περιοχή μας παρέχουν πληροφορίες για την σύσταση των ανέμων, το ιστορικό του injection σωματιδίων από το πάλσαρ το οποίο βρίσκεται μέσα στο νεφέλωμα και γενικότερα για τις ιδιότητες του και τη σύσταση του περιβάλλοντα χώρου μέσα στον οποίο το νεφέλωμα διαστέλλεται. Επίσης μας δίνουν περιορισμούς για την εξέλιξη του ίδιου του νεφελώματος, τη πυκνότητα και τη σύσταση των ejecta που έχουν πεταχτεί από το νεφέλωμα και τη μοίρα των σωματιδίων υψηλής ενέργειας που παράγονται σε αυτά τα συστήματα. Οι παρατηρήσεις αυτές αποκαλύπτουν την παρουσία jets και termination shocks του ανέμου, συμπαγών και χρονικά μεταβαλλόμενων δομών εκπομπής, shocked ejecta και καινούρια διαστρική ύλη [23].

Σε αυτή την ενότητα θα κάνουμε μια γενική επισκόπηση της δομής και της εξέλιξης αυτών των pulsar wind nebulae και θα δούμε πως οι παρατηρήσεις μας επιτρέπουν να μοντελοποιήσουμε με μεγαλύτερη ακρίβεια την χρονική εξέλιξη του ρυθμού με τον οποίο τα πάλσαρ χάνουν την περιστροφική τους ενέργεια. Οι πληροφορίες που θα παρουσιαστούν βρίσκονται κυρίως στο review των Gaensler και Slane [23].

2.2 Εισαγωγή

Η έκρηξη ενός σουπερνόβα η οποία πυροδοτείται από την κατάρρευση ενός μεγάλου αστεριού, παράγει ejecta τα οποία έχουν μάζα ίση με αρκετές ηλιακές μάζες. Τα ejecta αυτά διαστέλλονται εντός του περιβάλλοντος διαστρικού πεδίου με ταχύτητα περίπου 10^4 km/s. Το επακόλουθο μπροστινό shock συμπιέζει και θερμαίνει το περιβάλλον αέριο. Καθώς το shock αυτό σαρώνει διαστρικό υλικό, η επιβράδυνση του γεννάει ένα αντίστροφο shock που κατευθύνεται πίσω προς τα κρύα ejecta και θερμαίνει το πλούσια σε μέταλλα αέριο σε θερμοκρασίες τις οποίες μπορεί να εκπέμψει ακτίνες X [22]. Σε πολλές περιπτώσεις, αυτό που απομένει από το πυρήνα του αστεριού που έχει καταρρεύσει

είναι ένας πολύ μαγνητικός αστέρας νετρονίων που περιστρέφεται πάρα πολύ γρήγορα και παράγει έναν πολύ ενεργητικό άνεμο από σωματίδια και ένα μαγνητικό πεδίο τα οποία περιορίζονται από τα περιβάλλοντα ejecta. Το πόσο συχνά συμβαίνει αυτό, να παίρνουμε δηλαδή έναν αστέρα νετρονίων και όχι π.χ. μια μαύρη τρύπα, είναι ένα ανοιχτό ερώτημα. Όλα τα στοιχεία που έχουμε δείχνουν ότι αυτοί οι άνεμοι συνίστανται σχεδόν μόνο από ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια. Συνεπώς όταν αναφερόμαστε σε αυτό το κεφάλαιο σε ‘σωματίδια’ αυτών των ανέμων, αναφερόμαστε σε ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια. Η εξέλιξη ενός pulsar wind nebula (PWN) εξαρτάται από τις ιδιότητες του κεντρικού πάλσαρ, από το απομεινάρι σουπερνόβα (supernova remnant (SNR)) [24] που το φιλοξενεί και από τη δομή του περιβάλλοντος διαστρικού μέσου.

Σε αυτή τη παράγραφο θα ήθελα να σημειώσω δύο σημαντικά στοιχεία τα οποία πρέπει να γίνουν γνωστά για την ανάλυση που θα ακολουθήσει. Πρώτον, συχνά στο παρελθόν τα PWNe έχουν αναφερθεί ως SNRs, αλλά δεν είναι SNRs. Τα PWNe δημιουργούνται εξ’ ολοκλήρου από έναν συγκεντρωμένο μαγνητικό άνεμο που παράγεται από ένα ενεργητικό πάλσαρ. Στην αρχή, το υλικό που συγκεντρώνει το μαγνητικό άνεμο είναι ejecta από το σουπερνόβα αλλά αργότερα μπορεί να είναι απλά υλικό του διαστρικού μέσου. Παρόλο που είναι αποτέλεσμα μιας έκρηξης σουπερνόβα, τον όρο SNR τον χρησιμοποιούμε για να περιγράψουμε τη δομή που παράγεται από τα ejecta σουπερνόβα που διαστέλλονται και την αλληλεπίδραση τους με το διαστρικό μέσο. Όντως, ένας ολόκληρος πληθυσμός SNRs δεν σχετίζεται με PWNe. Δεύτερον, όταν περιγράψουμε την εξέλιξη ενός PWN, δεν είναι η πραγματική του ηλικία που έχει σημασία και περιγράφει τη δομή του αλλά η δυναμική του ηλικία. Η δυναμική ηλικία λαμβάνει υπόψη ότι πανομοιότυπα πάλσαρ τα οποία όμως διαστέλλονται σε μέσα σε διαφορετικές κατανομές πυκνότητας διαστρικού μέσου, θα εξελιχθούν και διαφορετικά. Ας δούμε λοιπόν τώρα μερικές βασικές ιδιότητες των πάλσαρ. Για πιο αναλυτικές πληροφορίες για τα ζητήματα αυτού του κεφαλαίου μπορεί κανείς να κοιτάξει τα reviews των Gaensler & Slane [23], Bucciantini et al. [25] και Kargaltsev et al. [26].

2.3 Βασικές ιδιότητες

2.3.1 Πάλσαρ

Η ανακάλυψη των πάλσαρ έγινε πρώτα από την παλλόμενη ακτινοβολία τους στα ραδιοκύματα και γρήγορα έγινε η υπόθεση ότι αυτά τα αντικείμενα πρέπει να είναι ισχυρά μαγνητικοί αστέρες νετρονίων που περιστρέφονται πάρα πολύ γρήγορα. Εφόσον η περιστροφική κινητική ενέργεια E του πάλσαρ είναι η πηγή για το μεγαλύτερο κομμάτι της εκπομπής που βλέπουμε από ένα PWN, θα ασχοληθούμε πρώτα με την εξέλιξη της περιστροφής τους.

Παρατηρήσεις δείχνουν ότι η περίοδος περιστροφής P ενός πάλσαρ αυξάνεται ως συνάρτηση του χρόνου, πράγμα το οποίο σημαίνει ότι υπάρχει μια σταδιακή μείωση στη κινητική του ενέργεια. Η επιβράδυνση της περιστροφής ενός πάλσαρ ονομάζεται spin down. Η spin down luminosity ορίζεται ως ο ρυθμός που το πάλσαρ χάνει την περιστροφική του κινητική του ενέργεια, δηλαδή $\dot{E} = -dE/dt$. Εάν η παράγωγος της περιόδου είναι $\dot{P} \equiv dP/dt$ και $\Omega = 2\pi/P$, τότε η κινητική ενέργεια που χάνεται δίνεται ως [23]

$$\dot{E} = \frac{d\left(\frac{1}{2}I\Omega^2\right)}{dt} = I\Omega\dot{\Omega} = -4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3} \quad (2.1)$$

όπου I είναι η ροπή αδράνειας του αστέρα νετρονίων. Θεωρητικά $I = \frac{2}{5}MR^2$ με M και R να είναι οι μάζα και η ακτίνα του αστέρα. Για $M = 1.4M_{\odot}$ και $R = 10\text{km}$ παίρνουμε μια συνηθισμένη τυπική τιμή για τη ροπή αδράνειας $I \approx 10^{45}\text{g cm}^2$. Τιμές για το \dot{E} για τον πληθυσμό των πάλσαρ που έχει παρατηρηθεί κυμαίνονται από $5 \times 10^{38}\text{ ergs s}^{-1}$ έως $3 \times 10^{28}\text{ ergs s}^{-1}$. Τυπικά, μόνο πάλσαρ με $\dot{E} \gtrsim 4 \times 10^{36}\text{ ergs s}^{-1}$ παράγουν εμφανή PWNe [27]. Θα ήθελα να σημειώσω πως αυτές οι

τιμές αναφέρονται στο αρχικό \dot{E} που έχει το πάλσαρ μετά τη γέννηση του και στην πραγματικότητα προέρχονται κάνοντας extrapolation προς τα πίσω στο χρόνο μετρώντας το τωρινό \dot{E} .

Η ηλικία και το μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια ενός αστέρα νετρονίων μπορούν να βρεθούν από τα P και \dot{P} εάν κάνουμε κάποιες υποθέσεις. Εάν το πάλσαρ κάνει spin down από μια αρχική τιμή της περιόδου P_0 με τέτοιο τρόπο ώστε $\dot{\Omega} = -k\Omega^n$ με το n να ονομάζεται braking index, τότε το n δίνεται παραγωγίζοντας αυτή τη σχέση ως προς το χρόνο, διαιρώντας την κατά μέλη με την αρχική σχέση και λύνοντας ως προς n ως

$$n = \frac{\ddot{\Omega}\Omega}{\dot{\Omega}^2} = 2 - \frac{P\ddot{P}}{\dot{P}^2} \quad (2.2)$$

με $\ddot{\Omega}$ και \ddot{P} να είναι η δεύτερη παράγωγος της γωνιακής ταχύτητας και της περιόδου αντίστοιχα. Η ηλικία του συστήματος είναι [28]

$$\tau = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \left[1 - \left(\frac{P_0}{P} \right)^{n-1} \right] \quad (2.3)$$

όπου έχουμε υποθέσει ότι το k είναι σταθερό και ότι το $n \neq 1$. Ο braking index, n , έχει μετρηθεί με ακρίβεια μόνο για πολύ λίγα πάλσαρ και πάντα είναι εντός του εύρους $2 < n < 3$.

Εάν για τον υπόλοιπο πληθυσμό των πάλσαρ υποθέσουμε ότι $n = 3$, πράγμα το οποίο αντιστοιχεί σε spin down μέσω ακτινοβολίας μαγνητικού διπόλου, και ότι $P_0 \ll P$, τότε η εξίσωση 2.3 μετατρέπεται σε μια έκφραση για τη χαρακτηριστική ηλικία ενός πάλσαρ

$$\tau_c \equiv \frac{P}{2\dot{P}} \quad (2.4)$$

Η εξίσωση 2.4 πολύ συχνά υπερεκτιμάει τη πραγματική ηλικία πράγμα που σημαίνει ότι στη πραγματικότητα το P_0 δεν είναι πολύ μικρότερο του P .

Ένα πάλσαρ ξεκινάει τη ζωή του με αρχική spin down luminosity \dot{E}_0 . Εάν το n είναι σταθερό, τότε η spin down luminosity εξελίσσεται συναρτήσει του χρόνου ως [29]

$$\dot{E} = \dot{E}_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0} \right)^{-\frac{(n+1)}{(n-1)}} \quad (2.5)$$

όπου

$$\tau_0 \equiv \frac{P_0}{(n-1)\dot{P}_0} = \frac{2\tau_c}{n-1} - t \quad (2.6)$$

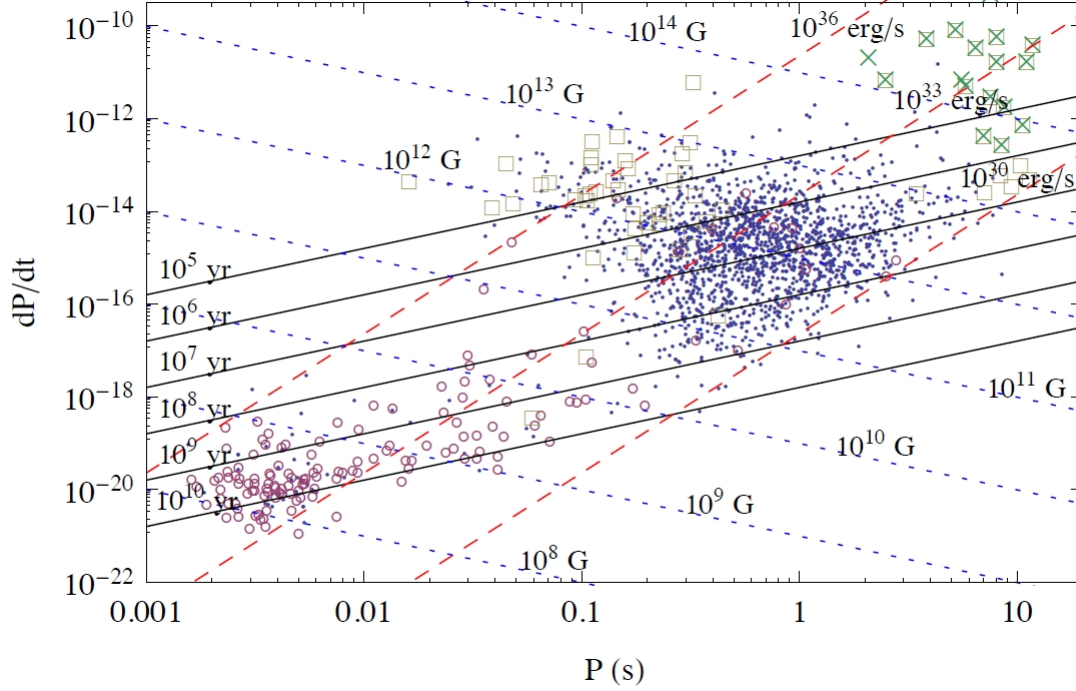
είναι το αρχικό spin down time scale του πάλσαρ. Το πάλσαρ έχει συνεπώς χοντρικά σταθερή παραγωγή ενέργειας μέχρι τη χρονική στιγμή τ_0 , και μετά από αυτή τη χρονική στιγμή έχει $\dot{E} \propto t^{-(n+1)/(n-1)}$. Η περίοδος περιστροφής εξελίσσεται παρόμοια

$$P = P_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0} \right)^{\frac{1}{n-1}} \quad (2.7)$$

έτσι ώστε να ισχύει $P \approx P_0$ για $t \ll \tau_0$, αλλά αργότερα $P \propto t^{1/(n-1)}$.

Η απώλεια ενέργειας spin down είναι κατανοητή να είναι αποτέλεσμα ενός μαγνητισμένου ανέμου σωματιδίων που παράγεται από τον περιστρεφόμενο μαγνητικό αστέρα. Αντιμετωπίζοντας την σαν ακτινοβολία περιστρεφόμενου μαγνητικού διπόλου, το ρυθμός απώλειας ενέργειας είναι [22]

$$\dot{E} = -\frac{B_p R^6 \Omega^4}{6c^3} \sin^2 \chi \quad (2.8)$$



Σχήμα 2.1: Η περίοδος P και ο ρυθμός μεταβολής της \dot{P} για πάλσαρ από το κατάλογο ATNF (<https://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat/>). Οι κενοί κύκλοι είναι δυαδικά πάλσαρ, τα περισσότερα των οποίων είναι millisecond πάλσαρ, ενώ τα τετράγωνα και τα X είναι ράδιο πάλσαρ και anomalous X-ray and/or soft gamma-ray emitters αντίστοιχα. Όλα τα υπόλοιπα πάλσαρ απεικονίζονται ως τελείες. Επίσης οι γραμμές είναι γραμμές σταθερού spin down (κόκκινες διακεκομμένες), μαγνητικού πεδίου (μπλε τελείες) και χαρακτηριστικής ηλικίας (μαύρες συνεχόμενες) ([32]).

όπου B_p είναι το μαγνητικό πεδίο του διπόλου στον πόλο και χ είναι η γωνία μεταξύ του μαγνητικού πεδίου και του άξονα περιστροφής του πάλσαρ. Στη περίπτωση του μαγνητικού πεδίου διπόλου, βρίσκουμε $k = 2M_{\perp}^2/3Ic^3$, όπου M_{\perp} είναι η συνιστώσα της μαγνητικής διπολικής ροπής που είναι κάθετη στον άξονα περιστροφής. Μπορούμε λοιπόν να υπολογίσουμε το μαγνητικό πεδίο ως [23]

$$B_p \equiv 3.2 \times 10^{19} (P\dot{P})^{1/2} \text{ G} \quad (2.9)$$

Ένα τυπικό εύρος για τις τιμές του P είναι $\sim 0.03 - 3$ s, και για το \dot{P} , $10^{-17} - 10^{-13}$ παρόλο που έχουν παρατηρηθεί τιμές εκτός αυτών των ευρών, κυρίως σε magnetars και millisecond pulsars [30]. Αυτό μας δίνει τιμές του μαγνητικού πεδίου της τάξης των $10^{11} - 10^{13}$ G για τα περισσότερα PWNe. Τα millisecond pulsars έχουν μαγνητικά πεδία της τάξης των 10^8 G ενώ στα magnetars μπορούν να φτάσουν μέχρι και μεγαλύτερα των 10^{15} G. Υποθέτοντας πως το μαγνητικό πεδίο δεν μειώνεται εντός μερικών Myr για νεαρά πάλσαρ, και για μια σταθερή γωνία κλίσης χ βρίσκεται ότι [31]

$$\dot{P}P^{n-2} = K \quad (2.10)$$

όπου K σταθερά. Ολοκλήρωση αυτής της εξίσωσης δίνει

$$P^{n-1} = P_0^{n-1}(n-1)K \quad (2.11)$$

με P_0 να είναι η περίοδος μετά τη γέννηση του πάλσαρ. Μετρώντας τις τιμές του P και του \dot{P} για διάφορα πάλσαρ, μπορούμε να κατασκευάσουμε διαγράμματα όπως αυτό του σχήματος 2.1 για να τα κατηγοριοποιούμε.

Καθώς το πάλσαρ περιστρέφεται, δημιουργείται μια μαγνητόσφαιρα γεμάτη με φορτίο, όπου γίνεται επιτάχυνση σωματιδίων σε κενά διαχωρισμένα από φορτίο κοντά στους πόλους ή στην εξωτερική μαγνητόσφαιρα, η οποία επεκτείνει τον λεγόμενο κύλινδρο φωτός όπου $R_{LC} = c/\Omega$. Υποθέτοντας πως το μαγνητικό πεδίο είναι διπολικό, μπορεί κανείς να υιοθετήσει μια εξάρτηση του τύπου r^{-3} και να υπολογίσει το πολοειδές μαγνητικό πεδίο στο κύλινδρο

$$B_{LC} = B_p \left(\frac{R}{R_{LC}} \right)^3 \propto P^{-5/2} \dot{P}^{1/2} \quad (2.12)$$

Εκτός του κυλίνδρου, το τοροειδές μαγνητικό πεδίο κυριαρχεί και έχει εξάρτηση του τύπου r^{-1} . Το μέγιστο δυναμικό που δημιουργείται από ένα περιστρεφόμενο πάλσαρ υπό την υπόθεση ότι ο μαγνητικός άξονας και ο άξονας περιστροφής είναι ευθυγραμμισμένοι είναι [33]

$$\Phi = \left(\frac{\dot{E}}{c} \right) \approx 6 \times 10^{13} \left(\frac{\dot{E}}{10^{38} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/2} V \quad (2.13)$$

Το ελάχιστο ρεύμα σωματιδίων που χρειάζεται για τη διατήρηση της πυκνότητας φορτίου στη μαγνητόσφαιρα είναι

$$N_{GJ} = \frac{c\Phi}{e} \approx 4 \times 10^{33} \left(\frac{\dot{E}}{10^{38} \text{ erg s}^{-1}} \right)^{1/2} s^{-1} \quad (2.14)$$

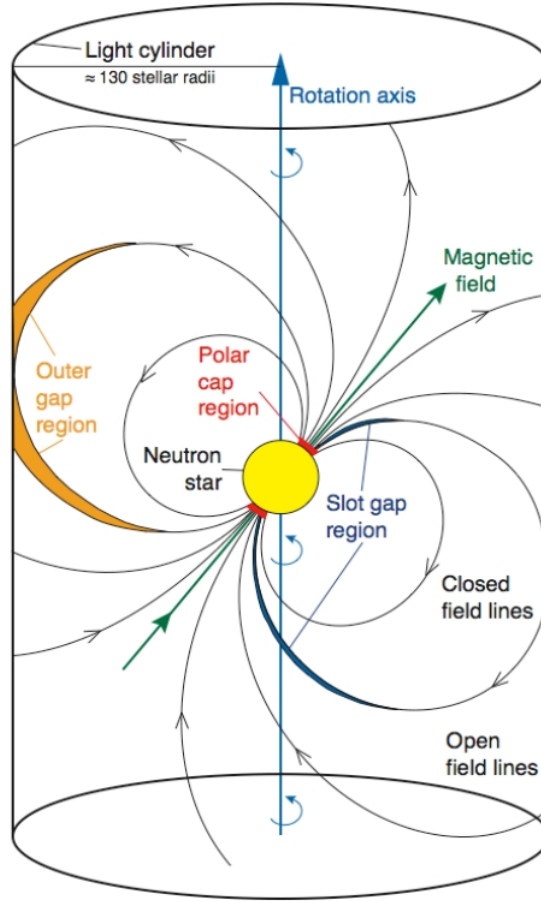
όπου e είναι το φορτίο του ηλεκτρονίου. Καθώς τα σωματίδια που συγκροτούν αυτό το ρεύμα επιταχύνονται, παράγουν curvature radiation που ξεκινάει έναν καταγισμό ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων. Σύμφωνα με παρατηρήσεις PWNe, για να εξηγήσουμε την ακτινοβολία synchrotron στα ραδιοκύματα που παρατηρείται, χρειαζόμαστε τιμές του N πλησιάζουν τα $10^{40} s^{-1}$. Ο αριθμός των ζευγών ηλεκτρονίου-ποζιτρονίου ανά πρωτεύον σωματίδιο που υπολογίζεται να είναι $\approx 10^5 - 10^7$ φαίνεται να είναι δύσκολος να επιτευχθεί μόνο από pair production στις περιοχές επιτάχυνσης εντός της μαγνητόσφαιρας [34]. Αυτό υπονοεί ότι χρειάζεται να υπάρχει ένας πληθυσμός ηλεκτρονίων χαμηλής ενέργειας που θα πρέπει να παράγεται μέσω κάποιου άλλου μηχανισμού κατά τον σχηματισμό του PWN [35]. Στο σχήμα 2.2 μπορεί κανείς να δει ένα σχηματικό της μαγνητόσφαιρας ενός πάλσαρ όπου φαίνονται οι διάφορες περιοχές της μαγνητόσφαιρας μαζί με τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές και τον άξονα περιστροφής. Φαίνεται επίσης και ο κύλινδρος φωτός.

2.3.2 Pulsar Wind Nebulae

Σε πάλσαρ όπου ο μαγνητικός άξονας βρίσκεται υπό κλίση σε σχέση με τον άξονα περιστροφής, η ροή σωματιδίων που περιγράφτηκε προηγουμένως οδηγεί σε έναν striped άνεμο με μια συνιστώσα εναλλασσόμενου πολοειδούς μαγνητικού πεδίου που διαχωρίζεται από ένα current sheet [37]. Η γεωμετρία αυτή του ανέμου μπορεί να γίνει κατανοητή κοιτώντας το σχήμα 2.3. Ως μαγνήτιση του ανέμου, σ , ορίζεται ο λόγος της ροής Poynting ως προς τη ροή ενέργειας σωματιδίων

$$\sigma = \frac{B^2}{4\pi n n \gamma_0 c^2} \quad (2.15)$$

όπου B , n , και γ_0 είναι το μαγνητικό πεδίο, η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων μάζας m , και ο παράγοντας Lorentz του ανέμου. Η ροή Poynting κυριαρχεί καθώς ο άνεμος αφήνει πίσω του τη μαγνητόσφαιρα και το σ έχει τιμές της τάξης του $\sigma \sim 10^4$. Καθώς ο άνεμος ρέει προς τα έξω, τελικά συγκρατείται από το περιβάλλον υλικό, δηλαδή από ejecta του σουπερνόβα αρχικά, και τελικά από το διαστρικό μέσο όταν το πάλσαρ διαφύγει από το SNR. Η συγκράτηση αυτή οδηγεί στο σχηματισμό μιας μαγνητικής φούσκας από σωματίδια η οποία διαστέλλεται και αυτό είναι το PWN. Καθώς ο γρήγορος άνεμος εισέρχεται στο νεφέλωμα, επιβραδύνεται απότομα για να συμφωνεί με την επιβαλλόμενη συνοριακή συνθήκη της πολύ πιο αργής διαστολής του PWN και έτσι σχηματίζεται ένα termination shock (TS) του ανέμου σε ακτίνα R_{TS} όπου σε αυτό το σημείο η πίεση από τον

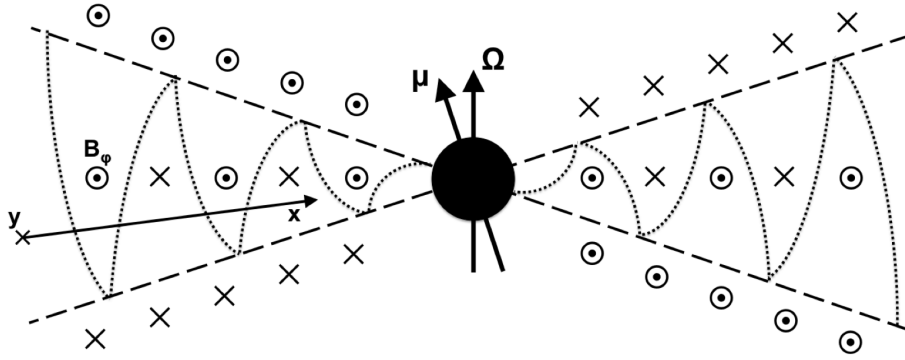


Σχήμα 2.2: Ένα σχηματικό της μαγνητόσφαιρας του πάλσαρ του Καρκίνου. Τα ηλεκτρόνια είναι παγιδευμένα και επιταχύνονται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου ενώ ταυτόχρονα εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Στο σχήμα αναγράφονται ονομαστικά οι διάφορες περιοχές της μαγνητόσφαιρας (polar cap, slot gap, κ.λ.π.) ([36]).

άνεμο που θέλει να σπρώξει προς τα έξω εξισορροπείται από την πίεση εντός του νεφελώματος που σπρώχνει τον άνεμο προς τα μέσα. Η ακτίνα αυτή δίνεται ως [22]

$$R_{TS} = \sqrt{\dot{E}/(4\pi\omega c P_{PWN})} \quad (2.16)$$

όπου ω είναι ο ισοδύναμος filling factor για ισοτροπικό άνεμο και P_{PWN} είναι η συνολική πίεση εντός του νεφελώματος. Τελικά, λόγω της γεωμετρίας του συστήματος καταλήγουμε σε έναν αξονοσυμμετρικό άνεμο που σχηματίζει μια δομή τόρου στο επίπεδο του ισημερινού, σε συνδυασμό με jets κατά μήκος του άξονα περιστροφής [39]. Σε μικρά γεωγραφικά πλάτη η μαγνήτιση είναι μεγαλύτερη και αυτό περιορίζει σε αυτά τα πλάτη τη διαστολή σε μεγαλύτερο βαθμό. Το αποτέλεσμα ένα πεπλατυσμένο σχήμα κατά μήκος του άξονα περιστροφής για το νεφέλωμα [40, 41]. Η δομή αυτή γίνεται εμφανής στο σχήμα 2.4. Στο σχήμα αυτό βλέπουμε παρατηρήσεις του νεφελώματος του Καρκίνου σε ακτίνες X και στο οπτικό φάσμα οι οποίες αποκαλύπτουν έναν τόρο γύρω από τον ισημερινό και jets να περιβάλλονται από το πεπλατυσμένο σχήμα του νεφελώματος το οποίο περιβάλλεται από δομές σαν λεπτά νήματα από παρασυρμένα ejecta. Ο εσωτερικός δακτύλιος αντιστοιχεί στο termination shock και η ακτίνα του περιγράφεται πολύ καλά από την εξίσωση 2.16. Μαγνητοϋδροδυναμικές προσομοιώσεις της δομής του ανέμου αναπαράγουν και επιβεβαιώνουν πολλές από τις λεπτομέρειες που παρατηρούνται σε αυτά τα συστήματα [25].



Σχήμα 2.3: Η πολοειδής δομή του striped ανέμου ενός πάλσαρ. Τα δύο βέλη συμβολίζουν τον άξονα περιστροφής και τον μαγνητικό άξονα. Εντός της περιοχής που έχει ως σύνορο της διακεκομμένες γραμμές, ο άνεμος περιέχει τοροειδής ρίγες όπου αλλάζει η πολικότητα. Αυτό φαίνεται από τις εναλλαγές στο B_ϕ . Οι ρίγες αυτές διαχωρίζονται μεταξύ τους από current sheets που συμβολίζονται από τις γραμμές από κουκκίδες. Εκτός της περιοχής αυτής, το μαγνητικό πεδίο δεν κάνει εναλλαγές ([38]).

Τα σχετικιστικά σωματίδια του ανέμου στο PWN παράγουν ακτινοβολία Synchrotron. Το φάσμα αυτής της ακτινοβολίας εκτείνεται από τα ραδιοκύματα μέχρι και τις ακτίνες X. Επίσης, τα σχετικιστικά αυτά σωματίδια σκεδάζουν και περιβάλλοντα φωτόνια χαμηλής ενέργειας τα οποία προέρχονται από την κοσμική ακτινοβολία υποβάθρου, το stellar radiation field και από εκπομπή από τη περιβάλλουσα σκόνη. Αυτό οδηγεί σε ακτινοβολία σε ακτίνες γ από σκέδαση inverse Compton. Ένα περίεργο αποτέλεσμα είναι ότι μοντέλα για τη δυναμική δομή και τις ιδιότητες της εκπομπής ακτινοβολίας για το νεφέλωμα του Καρκίνου δίνουν $\sigma \sim 10^{-3}$ αμέσως μετά το termination shock [42]. Αυτό κάνει κατανοητό ότι κάπου ενδιάμεσα από τη μαγνητόσφαιρα και το termination shock, ο άνεμος πρέπει να σταματάει να κυριαρχείται από ροή Poynting και να αρχίζει να κυριαρχείται από ροή σωματιδίων. Μια πρόταση είναι πως μαγνητική επανασύνδεση στο current sheet μπορεί να καταστρέφει το μαγνητικό πεδίο και να μεταφέρει την ενέργεια του στα σωματίδια [43]. Για το πως μπορεί να γίνει αυτή η επανασύνδεση όμως δεν υπάρχει ξεκάθαρη απάντηση. Πρόσφατες υπολογιστικές προσομοιώσεις σχετικιστικών shocks σε τέτοια συστήματα έχουν δείξει πως περιοχές αντίθετων μαγνητικών πεδίων μπορούν να ενωθούν λόγω συμπίεσης της ροής του ανέμου από το shock [44]. Η διαδικασία αυτή δίνει ένα φάσμα σωματιδίων που έχει μορφή power law $dN/dE \propto E^{-p}$ με $p \sim 1.5$. Γύρω από τον ισημερινό, σωματίδια υψηλής ενέργειας μπορούν να διαχυθούν στη μπροστινή μεριά του shock και να δημιουργηθούν διαταραχές οι οποίες μετά μπορούν να επιταχύνουν επακόλουθα σωματίδια σε υψηλές ενέργειες μέσω επιτάχυνσης Fermi. Θα αναφερθούμε σε αυτό το φαινόμενο λίγο παραπάνω στο επόμενο κεφάλαιο όπου θα μιλήσουμε για το πως τα πάλσαρ μπορούν να λειτουργήσουν ως πηγές και επιταχυντές σωματιδίων υψηλής ενέργειας. Αυτό μπορεί πιθανώς να δίνει μια πιο απότομη κλίση στο φάσμα στις υψηλές ενέργειες με $p \sim 2.5$. Οι ιδιότητες του ανέμου αλλάζουν συναρτήσει του γεωγραφικού πλάτους. Από τις ιδιότητες αυτές αξαρτώνται το εύρος ενεργειών στις οποίες εκτείνεται το φάσμα, καθώς και η μέγιστη του ενέργεια. Αυτό υπονοεί πως το injection spectrum των σωματιδίων μπορεί να είναι αρκετά περίπλοκο [45] λόγω αυτών των σύνθετων εξαρτήσεων.

2.3.3 Σχηματισμός Τόρων, Jets και Wisps

Όπως φαίνεται από τις παρατηρήσεις (σχ. 2.4), η γεωμετρία του νεφελώματος του Καρκίνου είναι ένας λοξός τόρος με jets από υλικό να ρέουν προς τις κατευθύνσεις που είναι κατά μήκος του άξονα του τόρου και να εκτείνονται περίπου 2.5 pc από το πάλσαρ. Η δομή αυτή είναι συνοδευόμενη από ένα αχνό countr-jet και η εκπομπή σε ακτίνες X είναι πιο ισχυρή στα άκρα του τόρου. Η εξήγηση αυτών των δύο φαινομένων δεν είναι ξεκάθαρη. Πιστεύεται πως και τα δύο αυτά φαινόμενα είναι κατά πάσα πιθανότητα το αποτέλεσμα Doppler beaming της ύλης που ρέει προς τα έξω.



Σχήμα 2.4: Το νεφέλωμα του Καρκίνου. Σύνθετη εικόνα με παρατηρήσεις σε ακτίνες X (μπλε) από το *Chandra*, στο οπτικό φάσμα (κόκκινο και χίτρινο) από το *HST*, και στο υπέρυθρο (μωβ) από το *Spitzer*. (Εικόνα από το *Chandra X-ray Observatory*, <https://chandra.harvard.edu/photo/2009/crab/>).

Θυμίζουμε πως Doppler beaming είναι η μεταβολή στην παρατηρούμενη φωτεινότητα ύλης που κινείται σε σχετικιστικές ταχύτητες λόγω σχετικιστικών φαινομένων. Η ένταση στις ακτίνες X, I , είναι συνάρτηση της γωνίας προβολής ως [46]

$$\frac{I}{I_0} = \left[\frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta \cos \phi} \right]^{\Gamma+1} \quad (2.17)$$

όπου το βc είναι η ροή downstream του termination shock, ϕ είναι η γωνία της ροής σε σχέση με την ευθεία παρατήρησης, και I_0 είναι η unbeamed ένταση. Παρατηρήσεις από το *Chandra* του G54.1+0.3 δείχνουν παρόμοιες γεωμετρικές δομές. Οι παρατηρήσεις δείχνουν μια κεντρική σημειακή πηγή περιτριγυρισμένη από ένα δακτυλίδι με κλίση περίπου 45° [47]. Η εκπομπή σε ακτίνες X φαίνεται να είναι φωτεινότερη στο δεξί άκρο του δακτυλίου. Αν αυτό ερμηνευτεί ως Doppler boosting, τότε συνεπάγεται πως η ταχύτητα ροής είναι της τάξης του $\sim 0.4c$. Αχνά jets συνοδεύουν τον δακτύλιο κατά μήκος του άξονα περιστροφής του πάλσαρ. Η φωτεινότητα των jets και αυτή του κεντρικού δακτυλίου είναι ίδιες. Αυτό έρχεται σε αντίθεση με το νεφέλωμα του Καρκίνου όπου ο τόρος είναι πολύ πιο φωτεινός από τα jets. Επιπρόσθετα, στο G54.1+0.3 το φωτεινότερο κομμάτι της ροής στο δακτυλίδι βρίσκεται από την εσωτερική μεριά, δηλαδή τη μεριά του πάλσαρ, πράγμα που έρχεται σε αντίθεση με το Doppler boosting. Παρόμοιες ασυμφωνίες παρατηρούνται και στο νεφέλωμα του Καρκίνου όπου η φωτεινότητα στο δακτύλιο είναι σχετικά ομοιόμορφη. Θα ήθελα να σημειώσω πως όταν αναφέρουμε παρατηρήσεις, ασχολούμαστε όπως φαίνεται πολύ συχνά με το νεφέλωμα του Καρκίνου και το πάλσαρ που περιέχεται μέσα σε αυτό. Αυτό γίνεται καθώς το νεφέλωμα του Καρκίνου είναι ένα νεαρό νεφέλωμα που βρίσκεται αρκετά κοντά μας του οποίου γνωρίζουμε πολύ καλά την ηλικία και έχουμε παρατηρήσεις του σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα. Συνεπώς είναι ένα νεφέλωμα για το οποίο γνωρίζουμε πάρα πολλά και συνεπώς είναι πολύ καλό σημείο αναφοράς για σύγκριση με άλλα νεφέλωμα.

Ο σχηματισμός των jets και τον τόρων μπορεί να κατανοηθεί ως εξής. Έξω από τη μαγνητόσφαιρα του πάλσαρ, η ροή σωματιδίων είναι ακτινική. Η περιστροφή του πάλσαρ δημιουργεί ένα τοροειδές μαγνητικό πεδίο του οποίου η ροή Royniting μεταβάλλεται ως $\sin^2 \psi$, όπου ψ είναι η γωνία από τον άξονα περιστροφής. Η απαίτηση για διατήρηση της ροής ενέργειας κατά μήκος των γραμμών ροής οδηγεί σε μια εξάρτηση του παράγοντα Lorentz από το γεωγραφικό πλάτος της μορφής $\gamma = \gamma_0 + \gamma_m \sin^2 \psi$ [48] όπου γ_0 είναι ο παράγοντας Lorentz του ανέμου εκτός του κυλίνδρου φωτός ($\gamma_0 \sim 10^2$) και γ_m είναι ο μέγιστος παράγοντας Lorentz των σωματιδίων πριν υποστούν το shock ($\gamma_m \sim 10^6$ κοντά στο termination shock). Από την εξίσωση 2.15 βλέπουμε πως αυτό σημαίνει ότι και η παράμετρος μαγνήτισης θα εξαρτάται από το γεωγραφικό πλάτος. Το σ θα είναι πολύ μεγαλύτερο στον ισημερινό από ότι στους πόλους. Αυτή η ανισοτροπία οδηγεί στη δομή του ανέμου να αποτελείται από τόρους και jets. Το μαγνητικό πεδίο μπορεί να εκτρέψει τη ροή σωματιδίων από τον τόρο και να την στείλει προς τον άξονα περιστροφής του πάλσαρ επιταχύνοντας την σε ταχύτητες $\sim 0.5c$. Με βάση τα φάσματα σε ακτινοβολία synchrotron, παρατηρείται ένα πολύ μεγάλο εύρος τιμών στο κλάσμα του \dot{E} που πηγαίνει σε jets [49, 50]. Οι τιμές του κλάσματος αυτού κυμαίνονται από $\sim 2.5 \times 10^{-5}$ στο 3C 58 μέχρι και 10^{-3} για το PSR B1509-58. Αυτό υποδεικνύει σημαντικές διαφορές στην απόδοση της έξτρα επιτάχυνσης που λαμβάνει χώρα κατά μήκος των jets

Ο τόρος που περιβάλλει το πάλσαρ του Καρκίνου χαρακτηρίζεται από τη παρουσία διαφόρων δομών σαν wisps. Η παρουσία και η φωτεινότητα των wisps αυτών μεταβάλλεται ως συνάρτηση του χρόνου στο ορατό, υπέρυθρο, και ακτίνων X φάσμα. Τα wisps αυτά παρατηρούνται να αναδύονται από το termination shock και κινούνται προς τα έξω από τον τόρο με ταχύτητες $\sim 0.5c$. Η φύση αυτών των δομών δεν είναι ακόμη κατανοητή. Οι [51] προτείνουν ότι παράγονται από synchrotron instabilities. Παρόλα αυτά οι [49] βρίσκουν πως αυτή η θεωρία δεν συμβαδίζει με τις δομές αυτές στο PSR B1509-58. Μια άλλη πρόταση είναι πως τα wisps αυτά είναι περιοχές συμπίεσης των ζευγαριών ηλεκτρονίων/ποζιτρονίων στο πλάσμα στις κλίμακες της κυκλοτρονικής ακτίνας των ιόντων. Αυτή η ιδέα μπορεί να εξηγήσει τα wisps στο PSR B1509-58 [52, 53].

2.3.4 Ακτινοβολία από PWNe

Αφού είδαμε στις προηγούμενες ενότητες τις βασικές ιδιότητες των πάλσαρ και των PWNe, πάμε να δούμε τις βασικές ιδιότητες της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από αυτά. Ο πρώτος λόγος που μας ενδιαφέρει αυτό είναι επειδή θέλουμε να μοντελοποιήσουμε την εκπομπή ακτινοβολίας τους ώστε να εξηγήσουμε τα φάσματα που παρατηρούνται αλλά και να μπορούμε να προβλέψουμε φάσματα για άλλα PWNe. Ένας δεύτερος λόγος που μας ενδιαφέρει αυτό είναι επειδή η εκπομπή σε φωτόνια σχετίζεται με τις υπόλοιπες ιδιότητες του πάλσαρ και επίσης και με εκπομπή σε ηλεκτρόνια/ποζιτρόνια που μας ενδιαφέρει πάρα πολύ στη συγκεκριμένη εργασία.

Η εκπομπή από τα PWNe μπορεί να χωριστεί σε δύο μεγάλες κατηγορίες, την εκπομπή από σχετικιστικά σωματίδια εντός του νεφελώματος και αυτήν που παράγεται από υλικό που παρασύρεται κατά τη διαστολή του νεφελώματος.

Η εκπομπή από τα σχετικιστικά σωματίδια είναι ένας συνδυασμός ακτινοβολίας synchrotron και inverse Compton που σχετίζεται με την σκέδαση φωτονίων που βρίσκονται στο περιβάλλον. Εάν χαρακτηρίσουμε το injected spectrum σαν power law [22]

$$Q(E_e, t) = Q_0(t)(E_e/E_0)^{-\gamma} \quad (2.18)$$

τότε η ολοκληρωμένη ενέργεια σωματιδίων είναι

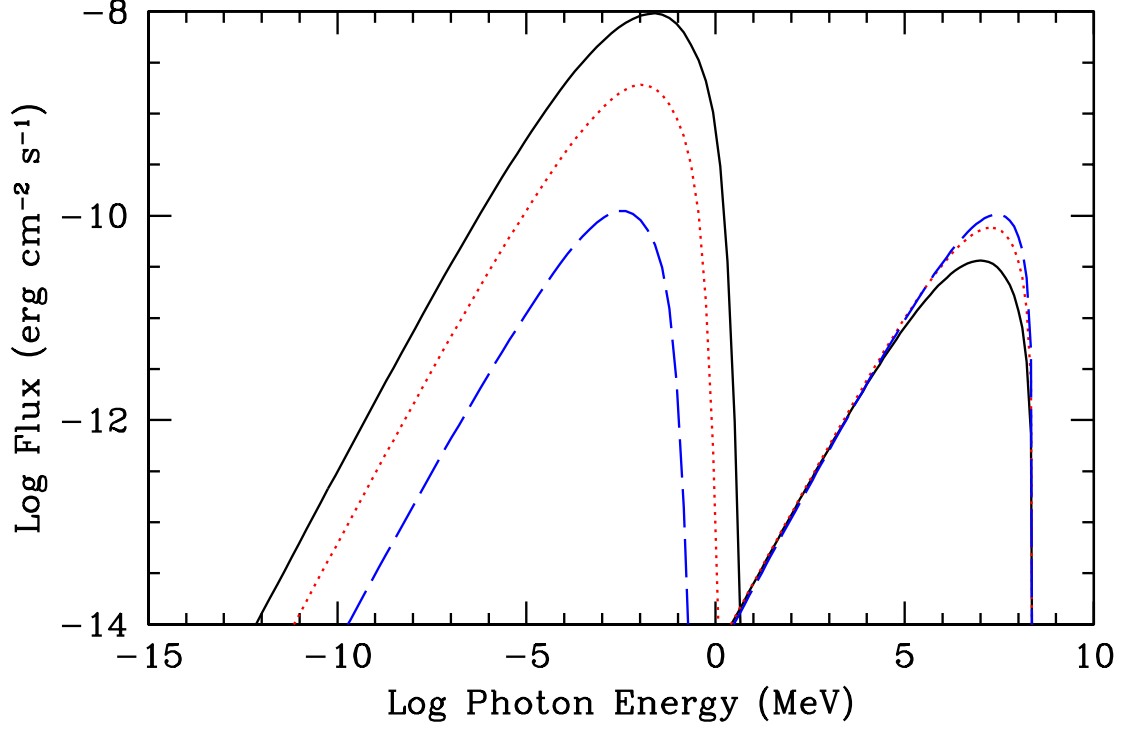
$$\int Q(E, t) E dE = (1 + \sigma) \dot{E}(t) \quad (2.19)$$

Για να βρει κανείς το συνολικό φάσμα εκπομπής θα πρέπει να ολοκληρώσει το φάσμα των ηλεκτρονίων πάνω στην emissivity function για ακτινοβολία synchrotron και inverse Compton αντίστοιχα, στο μαγνητικό πεδίο του νεφελώματος και τη φασματική πυκνότητα ισχύος του περιβάλλοντος πεδίου φωτονίων. Ένα σύννηθες φάσμα PWNe είναι σχετικά επίπεδο στα ραδιοκύματα, δηλαδή $\alpha \sim 0.0-0.3$ με $S_\nu \propto \nu^{-\alpha}$ να είναι η φασματική πυκνότητα ροής. Συχνά συνηθίζεται στις ακτίνες X να γράφεται το φάσμα των φωτονίων ως $dN_\gamma/dE \propto E^{-\gamma}$, με $\gamma = \alpha + 1$. Το φάσμα γενικά γίνεται πιο απότομο κοντά στο mm και στο οπτικό εύρος. Στα πολύ νεαρά PWNe που έχουν πολύ ισχυρά μαγνητικά πεδία, η σκέδαση των φωτονίων υψηλής ενέργειας που έχουν παραχθεί από ακτινοβολία synchrotron από τα ίδια τα σωματίδια υψηλής ενέργειας που ακτινοβολούν την ακτινοβολία synchrotron μπορεί να δώσει ακτίνες γ . Η διαδικασία αυτή ονομάζεται εκπομπή synchrotron self-Compton. Το φάσμα εξαρτάται από την ηλικία, το μαγνητικό πεδίο και την ισχύ του spin down του πάλσαρ [54].

Στο σχήμα 2.5 βλέπουμε πως η συσσώρευση σωματιδίων στο νεφέλωμα δίνει ένα φάσμα από inverse Compton το οποίο αυξάνεται συναρτήσει του χρόνου. Αυτό φαίνεται καθώς οι καμπύλες του φάσματος είναι η μια πιο πάνω από την προηγούμενη για μελλοντικές χρονικές στιγμές. Αντίθετα, η ροή φωτονίων synchrotron μειώνεται συναρτήσει του χρόνου λόγω του ότι το μαγνητικό πεδίο μειώνεται καθώς το PWN διαστέλλεται. Όταν όμως φτάσει πίσω το αντίστροφο shock που αναφέραμε προηγουμένως η συμπεριφορά αυτή αντιστρέφεται καθώς το νεφέλωμα συμπιέζεται και η ένταση του μαγνητικού πεδίου αυξάνεται δραματικά. Αυτό οδηγεί σε ένα ραγδαίο επεισόδιο απωλειών ενέργειας μέσω ακτινοβολίας synchrotron. Όταν ξαναξεκινήσει πάλι να διαστέλλεται, η εκπομπή inverse Compton ξαναξεκινάει και αυτή να αυξάνεται σε σχέση με την synchrotron. Όταν το PWN φτάσει στα τελευταία στάδια της εξέλιξης του, όπου το μαγνητικό πεδίο είναι πολύ μικρό, η εκπομπή inverse Compton μπορεί να δώσει ένα πολύ καλά ανιχνεύσιμο σήμα για το PWN. Αυτή η συμπεριφορά γίνεται ορατή σε έναν αριθμό από PWNe τα οποία έχουν ανιχνευθεί ακριβώς μέσω αυτού του φαινομένου.

Η τυπική ενέργεια φωτονίων ακτινοβολίας synchrotron, για ηλεκτρόνια με ενέργεια $E_{e,100}$, σε μονάδες των 100 TeV είναι [22]

$$E_\gamma^s \approx 2.2 E_{e,100}^2 B_{10} \text{ keV} \quad (2.20)$$



Σχήμα 2.5: Εκπομπή synchrotron (αριστερά) και inverse Compton (δεξιά) για σκέδαση από το CMB από ένα PWN σε ηλικία 1000 (solid), 2000 (dotted), and 5000 (dashed) χρόνων. Οι υποθέσεις είναι ότι $E_{51} = 1$, $M_{ej} = 8M_{\odot}$, και $n_0 = 0.1 \text{ cm}^{-3}$ για την εξέλιξη του SNR και $n = 3$, $\dot{E}_0 = 10^{40} \text{ ergs s}^{-1}$, και $\tau_0 = 500 \text{ yr}$ για το πάλσαρ. Για τον άνεμο η υπόθεση είναι ότι το 99.9% της ενέργειας του είναι στη μορφή ηλεκτρονίων/ποζιτρονίων με ένα φάσμα power law με $\gamma = 1.6$ ([22])

όπου B_{10} είναι η ένταση του μαγνητικού πεδίου σε μονάδες των $10 \mu\text{G}$. Ο σχετικός χρόνος ζωής για την ακτινοβολία synchrotron για το σωματίδιο είναι

$$\tau_{syn} \approx 820 E_{e,100}^{-1} B_{10}^{-2} \text{ yr} \quad (2.21)$$

που έχει ως αποτέλεσμα ένα break στο φάσμα των φωτονίων σε ενέργεια [55]

$$E_{\gamma,br} \approx 1.4 B_{10}^{-3} t_{\text{kyr}}^{-2} \text{ keV} \quad (2.22)$$

για ηλεκτρόνια που γίνονται inject σε χρόνο t_{kyr} . Πάνω από αυτή τη τιμή της ενέργειας, το φάσμα γίνεται πιο απότομο κατά $\delta\Gamma = 0.5$. Στα νεαρά πάλσαρ (μερικών χιλιάδων ετών) τα οποία έχουν πολύ ισχυρά μαγνητικά πεδία, το αποτέλεσμα είναι μια αύξηση στη κλίση του φάσματος των ακτίνων X ως συνάρτηση της ακτίνας λόγω synchrotron burn-off των σωματιδίων με τις υψηλότερες ενέργειες σε χρόνο μικρότερο από αυτόν που χρειάζεται για να ταξιδέψουν μέχρι τα εξωτερικά στρώματα του PWN.

Η τυπική ενέργεια για ακτίνες γ που παράγονται μέσω σκέδασης inverse Compton με το CMB είναι

$$E_{\gamma}^{IC} \approx 0.32 E_{e,10}^2 \text{ TeV} \quad (2.23)$$

με $E_{e,10}$, σε μονάδες των 10 TeV . Αξίζει να σημειωθεί πως παρόλο που η ενέργεια των φωτονίων για την ακτινοβολία synchrotron εξαρτάται και από την ενέργεια των ηλεκτρονίων αλλά και από την ένταση του μαγνητικού πεδίου, η ενέργεια για την inverse Compton εξαρτάται μόνο από την

ενέργεια των ηλεκτρονίων. Η μοντελοποίηση και τον δύο κατηγοριών εκπομπής για κάποιο συγκεκριμένο PWN επιτρέπει τον προσδιορισμό της έντασης του μαγνητικού πεδίου.

Λόγω του μικρού χρόνου ζωής της ακτινοβολίας synchrotron για τα σωματίδια που εκπέμπουν ακτίνες X, η φωτεινότητα σε ακτίνες X σχετίζεται με τη spin down ισχύ του πάλσαρ. Η εξίσωση που δίνει αυτή τη συσχέτιση δίνεται από πολλές μελέτες με μια σχέση της μορφής $L_X \sim 10^{-3} \dot{E}$ [56]. Παρόλο που για συγκεκριμένα πάλσαρ αυτή η σχέση μπορεί να διαφέρει κατά έναν παράγοντα του 10, ο προσδιορισμός της φωτεινότητας σε ακτίνες X μπορεί να δώσει λογικούς περιορισμούς για το \dot{E} .

Το συνολικό φάσμα ενός PWN, αν συνδυαστεί με πληροφορίες για τη δυναμική του που παρέχονται από μετρήσεις των ιδιοτήτων του spin down, και του μεγέθους του PWN και του SNR, θέτει πολύ ισχυρούς περιορισμούς στην εξέλιξη και το φάσμα των σωματιδίων που γίνονται inject από το πάλσαρ. Αν επίσης συνδυαστούν και προσεγγίσεις για την μάζα των ejecta που έχουν παρασρθεί, μπορούν να μελετηθούν οι ιδιότητες του προγεννήτορα αστέρα και να προβλεφθεί η μοίρα των ενεργητικών σωματιδίων εντός του νεφελώματος. Πρόσφατα, πολλές μελέτες που συνδυάζουν παρατηρήσεις PWNe σε πολλά μήκη κύματος και μοντελοποιήσεις της εξέλιξης τους και των φασμάτων τους, έχουν δώσει πολλές πληροφορίες για αυτά τα ζητήματα.

Μόλις είδαμε την εκπομπή από σχετικιστικά σωματίδια εντός του νεφελώματος. Θα προχωρήσουμε τώρα στο να δούμε και πολύ σύντομα την εκπομπή από shocked ejecta κατά τη διαστολή του νεφελώματος. Καθώς το PWN διαστέλλεται, θερμαίνει τα supernova ejecta που το περιτριγυρίζουν. Ακολουθεί συνεπώς μια εκπομπή που είναι ένας συνδυασμός από ακτινοβολία από shocked αέριο, και συνεχή εκπομπή από σκόνη που έχει συμπυκνωθεί από τα χυά ejecta κατά την αρχική αδιαβατική εκτόνωση του SNR. Η θερμική αυτή εκπομπή εξαρτάται από την ταχύτητα του shock του PWN που κατευθύνεται προς τα ejecta. Η ταχύτητα αυτή με τη σειρά της εξαρτάται από την ισχύ του spin down του κεντρικού πάλσαρ και το προφίλ πυκνότητας και ταχύτητας των ejecta. Για αργά shocks (όπως στο νεφέλωμα του καρκίνου, το G21.5-0.9 και το G54.1+0.3) η εκπομπή αυτή μπορεί να παρατηρηθεί στο υπέρυθρο και στο οπτικό φάσμα,. Για γρηγορότερα shocks (όπως στο 3C 58) η εκπομπή μπορεί να παρατηρηθεί σε ακτίνες X . Η μελέτη αυτού του είδους εκπομπής μπορεί να μας παρέχει με χρήσιμες πληροφορίες για τη σύσταση των ejecta και τη ταχύτητα επέκτασης τους.

Η εκπομπή από τη σκόνη αυτή που μόλις αναφέραμε έχει τη μορφή ακτινοβολίας μέλανος σώματος. Ως ακτινοβολία μέλανος σώματος, αυτό σημαίνει πως οι ιδιότητες της εξαρτώνται από τη θερμοκρασία, τη σύσταση και τη κατανομή της σκόνης. Μετρήσεις της εκπομπής από σκόνη πριν αυτή αλληλεπιδράσει με το αντίστροφο shock, έχουν αποδειχθεί να είναι μεγάλης σημασίας για τον προσδιορισμό του ρυθμού με τον οποίο σχηματίζεται σκόνη σε εκρήξεις σουπερνόβα [57].

2.4 Εξέλιξη των Pulsar Wind Nebulae

Στις επόμενες ενότητες αυτού του κεφαλαίου θα ασχοληθούμε με την εξέλιξη των PWNe. Μερικά από αυτά που θα συζητηθούν έχουν ήδη αναφερθεί στις προηγούμενες ενότητες με σκοπό να γίνει κατανοητή η εκπομπή από τα PWNe και οι βασικές ιδιότητες τους. Στις επόμενες ενότητες όμως θα συζητηθούν αρκετά πιο αναλυτικά, απλά θα πρέπει να ξανααναφερθούν για λόγους πληρότητας των εννοιών. Θα ασχοληθούμε με όλες τις φάσεις της εξέλιξης των PWNe οι οποίες κυριαρχούν τις ιδιότητες τους τις οποίες παρατηρούμε.

2.4.1 Αρχική Διαστολή εντός των Unshocked Ejecta

Από τη δημιουργία ενός πάλσαρ σε μια εκρήξη σουπερνόβα, το πάλσαρ και το PWN του, είναι αρχικά περιτριγυρισμένα από ένα SNR που διαστέλλεται. Το ωστικό κύμα του SNR κινείται προς

τα έξω ελεύθερα με ταχύτητα $> (5 - 10) \times 10^3 \text{ km s}^{-1}$. Ασυμμετρία κατά την έκρηξη επίσης δίνει μια τυχαία χωρική ταχύτητα στο πάλσαρ της τάξης των $400 - 500 \text{ km s}^{-1}$. Στις αρχικές χρονικές στιγμές το πάλσαρ βρίσκεται κοντά στο κέντρο του SNR.

Το πάλσαρ βρίσκεται εντός των unshocked ejecta της έκρηξης τα οποία κινούνται σχετικά αργά. Όπως έχουμε αναφέρει και προηγουμένως, επειδή $t \ll \tau_0$ το πάλσαρ έχει σχεδόν σταθερή παραγωγή ενέργειας $\dot{E} \approx \dot{E}_0$ (εξ. 2.5). Ο άνεμος από το πάλσαρ βρίσκεται υπό πολύ υψηλή πίεση σε σχέση με το περιβάλλον του και διαστέλλεται πολύ απότομα. Επειδή λόγω της πίεσης αυτής κινείται και υπερηχητικά, σχηματίζει ένα shock το οποίο κινείται προς τα ejecta. Στη σφαιρικά συμμετρική περίπτωση, η ακτίνα του PWN εξελίσσεται ως [58]

$$\begin{aligned} R_{PWN} &\approx 1.5 \dot{E}_0^{1/5} E_{SN}^{3/10} M_{ej}^{-1/2} t^{6/5} \\ &= 1.1 \text{ pc} \left(\frac{\dot{E}_0}{10^{38} \text{ ergs s}^{-1}} \right)^{1/5} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ ergs}} \right)^{3/10} \left(\frac{M_{ej}}{10 M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{t}{10^3 \text{ years}} \right)^{6/5} \end{aligned} \quad (2.24)$$

όπου R_{PWN} είναι η ακτίνα του μπροστινού shock του PWN τη χρονική στιγμή t , και E_{SN} και M_{ej} είναι η κινητική ενέργεια και η ejected μάζα αντίστοιχα που απελευθερώθηκαν κατά την έκρηξη σουπερνόβα. Επειδή η ταχύτητα διαστολής του PWN αυξάνεται συνεχώς, και η ταχύτητα του ήχου στο εσωτερικό του νεφελώματος είναι $c/\sqrt{3}$, το PWN παραμένει κεντραρισμένο γύρω από το πάλσαρ. Στις παρατηρήσεις μας, αναμένουμε λοιπόν σε αυτές τις αρχικές χρονικές στιγμές της εξέλιξης να βλέπουμε ένα SNR που διαστέλλεται πολύ γρήγορα με ένα σχετικά συμμετρικό PWN κοντά στο κέντρο του και ένα νεαρό πάλσαρ στο κέντρο του PWN. Ένα παράδειγμα τέτοιου συστήματος είναι το πάλσαρ J1833-1034 το οποίο βρίσκεται στο κέντρο του νεαρού SNR G21.5-0.9 και έχει ένα PWN που είναι ισχυρή πηγή ακτίνων X και ραδιοκυμάτων. Το σύστημα αυτό εκτιμάται να είναι περίπου 1000 ετών και φαίνεται στο σχήμα 2.6(a).

2.4.2 Αλληλεπίδραση του SNR με το Αντίστροφο Shock

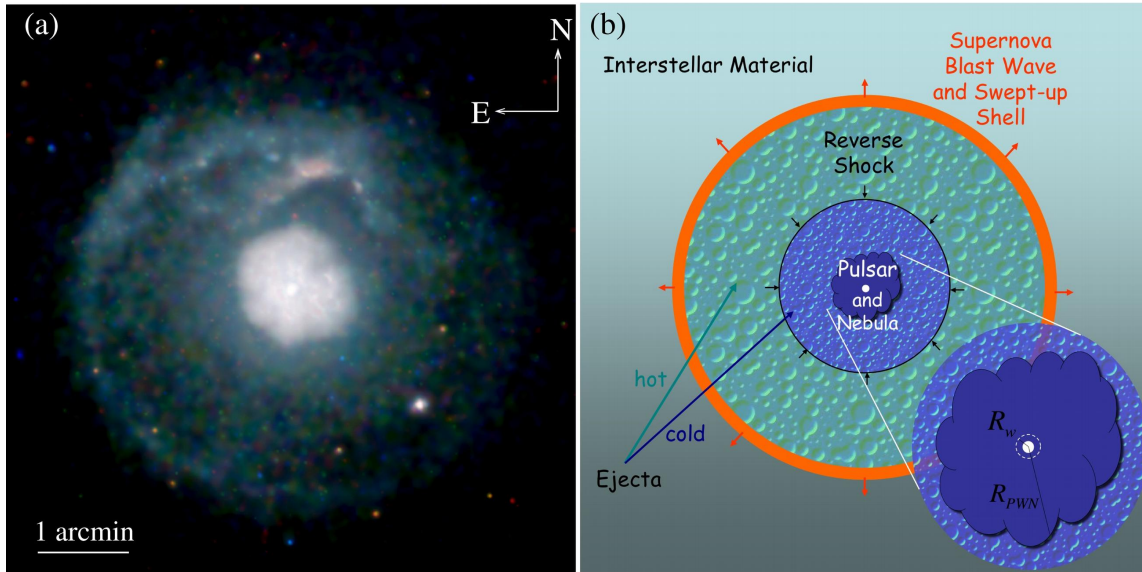
Καθώς το SNR διαστέλλεται, παρασέρνει ένα σημαντικό ποσό μάζας του διαστρικού αερίου και ξεκινάει να εξελίσσεται προς τη φάση που ονομάζεται φάση Sedov-Taylor. Σε αυτή τη φάση η συνολική ενέργεια διατηρείται ενώ παράλληλα, διαμοιράζεται και ισοδύναμα σε κινητικές και θερμικές συνεισφορές [62]. Η περιογή αλληλεπίδρασης μεταξύ του SNR και του περιβάλλοντός του αποκτάει μια πιο σύνθετη δομή που απαρτίζεται από ένα μπροστινό shock όπου το περιβάλλον αέριο συμπιέζεται και θερμαίνεται, και ένα αντίστροφο shock όπου τα ejecta επιβραδύνονται. Το αντίστροφο shock αρχικά κινείται προς τα έξω, πίσω από το μπροστινό shock αλλά έπειτα κινείται προς μέσα. Αν δεν υπάρχει κεντρικό πάλσαρ, ούτε PWN και υπό την υπόθεση ότι το SNR διαστέλλεται εντός ενός μέσου με σταθερή πυκνότητα, το αντίστροφο shock φτάνει το κέντρο του SNR σε χρόνο [63]

$$t_{Sedov} \approx 7 \left(\frac{M_{ej}}{10 M_\odot} \right)^{5/6} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ ergs}} \right)^{-1/2} \left(\frac{n_0}{1 \text{ ergs}^{-3}} \right)^{-1/3} \text{ kyr} \quad (2.25)$$

με n_0 να είναι η αριθμητική πυκνότητα του περιβάλλοντος αερίου. Στη φάση αυτή, το εσωτερικό του SNR είναι γεμάτο με ejecta τα οποία έχουν θερμανθεί από το shock. Ο Cox [64] έδειξε πως ολόκληρο το SNR μπορεί να περιγραφεί από απλές εξισώσεις τις οποίες και απέδειξε. Η ακτίνα του μπροστινού shock για παράδειγμα, εξελίσσεται ως $R_{SNR} \propto t^{2/5}$ σύμφωνα με την σχέση

$$R_{SNR} \approx 6.2 \times \left(\frac{E_{SN}}{n_0} \right)^{1/5} t^{2/5} \quad (2.26)$$

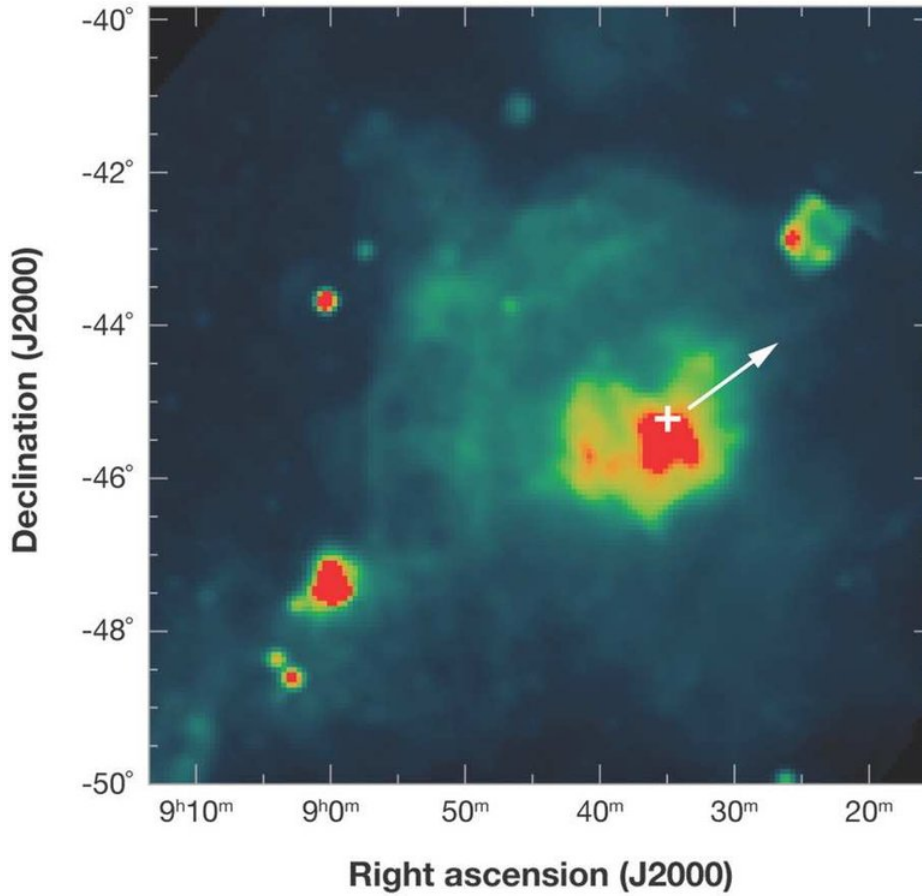
Εάν εντός του SNR βρίσκεται ένα νεαρό πάλσαρ που έχει σχηματίσει ένα PWN, το αντίστροφο shock του SNR που κινείται προς τα μέσα συγχροείται με το μπροστινό shock αυτού του PWN που κινείται προς τα έξω σε χρόνο $t_{coll} < t_{Sedov}$. Ο χρόνος αυτός είναι συνήθως μερικές χιλιάδες



Σχήμα 2.6: (a) Μια εικόνα σε ακτίνες X του SNR G21.5-0.9 από το *Chandra* [59]. Ένα κυκλικό SNR διαμέτρου $\approx 5'$ περιτριγυρίζει ένα συμμετρικό PWN διαμέτρου $\approx 1.5'$ με το νεαρό πάλσαρ J1833-1034 στο κέντρο του [60, 61]. Η κεντρική τοποθεσία του πάλσαρ και του PWN καθώς και το ότι και το PWN αλλά και το SNR είναι συμμετρικά σημαίνουν πως το σύστημα είναι αρκετά νεαρό και βρίσκεται στη φάση όπου το PWN διαστέλλεται ελεύθερα και συμμετρικά στο unshocked εσωτερικό του SNR (b) Ένα διάγραμμα ενός SNR όπου φαίνεται το παρασυρμένο διαστρικό κέλυφος με τα χρύα και τα ζεστά ejecta να διαχωρίζονται από το αντίστροφο shock. Φαίνονται επίσης το κεντρικό πάλσαρ και το νεφέλωμα του. Το ζουμαρισμένο κομμάτι δείχνει το termination shock του ανέμου ([23]).

χρόνια [65, 66]. Παρόλο που έχουμε παρουσιάσει μερικές απλές εξισώσεις μέχρι στιγμής, από εδώ και πέρα η εξέλιξη είναι αρκετά περίπλοκη. Ακόμα και στη περίπτωση ενός ακίνητου πάλσαρ με ισοτροπικό άνεμο και σφαιρικό SNR, είναι πολύ δύσκολο να περιγραφεί μαθηματικά η εξέλιξη από αυτό το σημείο και μετά. Το αντίστροφο shock συμπιέζει το PWN κατά έναν πολύ σημαντικό παράγοντα. Αυτό οδηγεί σε μια αύξηση στη πίεση του και μια απότομη διαστολή. Αυτό γίνεται πολλές φορές και έχουμε μια ταλάντωση του νεφελώματος που διαρκεί μερικές χιλιάδες χρόνια που συνοδεύεται από μια απότομη αύξηση στο μαγνητικό πεδίο του νεφελώματος η οποία προκαλεί ένα burn off των ηλεκτρονίων με τις υψηλότερες ενέργειες [63, 65, 67]. Η συμπίεση αυτή του PWN παράγει αστάθειες Rayleigh–Taylor η οποίες μπορούν να παράξουν χαοτικές δομές στο PWN που μοιάζουν με νήματα [66, 68]. Τέτοιες δομές μπορούν να παρατηρηθούν στο σχήμα 2.4 στα μωβ χρώματα.

Αυτή η αλληλεπίδραση του αντίστροφου shock του SNR με το μπροστινό shock του PWN, όπως τη περιγράψαμε μόλις τώρα, είναι μια εξιδανικευμένη αλληλεπίδραση που μπορεί να συμβεί πολύ σπάνια. Στη πιο ρεαλιστική περίπτωση, το πάλσαρ συνήθως έχει μετακινηθεί μακριά από το κέντρο του SNR μέχρι το αντίστροφο shock να συγκρουστεί με το PWN. Επίσης, εάν το SNR έχει επεκταθεί μη-συμμετρικά, πράγμα που είναι πολύ πιθανό, το αντίστροφο shock κινείται πιο γρήγορα προς τα μέσα σε μερικές πλευρές σε σχέση με άλλες. Αυτό οδηγεί σε μια τρισδιάστατη και περίπλοκη αλληλεπίδραση που έχει μεγάλη χρονική διάρκεια. Μετά από αυτή την αλληλεπίδραση αλλά και κατά τη διάρκεια της, το PWN μπορεί να αποκτήσει μια πολύ παραμορφωμένη μορφολογία και να έχει μετακινηθεί και από τη κεντρική του θέση εντός του SNR [68, 69]. Ένα γνωστό παράδειγμα τέτοιου συστήματος είναι το Vela SNR που φαίνεται το σχήμα 2.7.

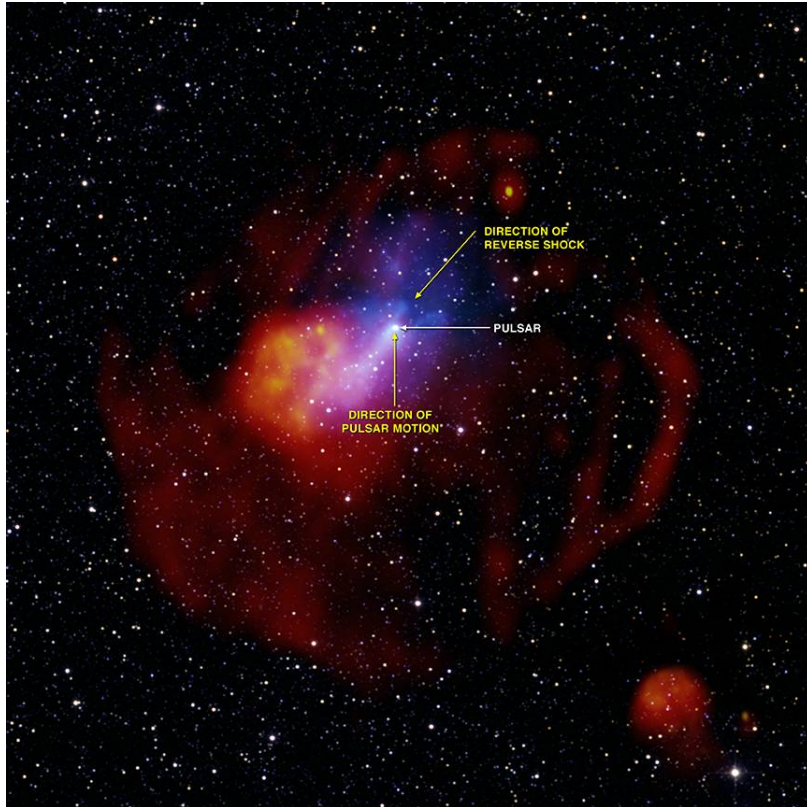


Σχήμα 2.7: Μια εικόνα στα 2.4 GHz του Vela SNR (G263.9-3.3) [70] από το *Parkes*. Φαίνονται ένα κέλυφος που έχει διάφορα φωτεινά άκρα και στο κέντρο το PWN. Ο σταυρός συμβολίζει τη θέση του πάλσαρ B0833-45 και το βέλος την κατεύθυνση κίνησης του [71]. Το γεγονός ότι το πάλσαρ δεν είναι ούτε στο κέντρο του PWN αλλά ούτε κινείται και μακριά από αυτό σημαίνει πως η αλληλεπίδραση των δύο shocks έχει συμβεί ([23]).

2.4.3 PWN μέσα σε Sedov SNR

Μόλις περάσουμε αυτή τη φάση που μόλις περιγράψαμε και οι ταλαντώσεις ανάμεσα στο PWN και το αντίστροφο shock του SNR έχουν εξασθενήσει, το πάλσαρ μπορεί και πάλι να τροφοδοτήσει ένα νεφέλωμα που διαστέλλεται συνεχώς. Τώρα όμως το PWN διαστέλλεται εντός θερμών και shocked ejecta σε υποηχητικές ταχύτητες. Για την εξέλιξη της ακτίνας αυτού του PWN υπάρχουν δύο λύσεις. Οι δύο λύσεις αυτές είναι βέβαια μόνο για την ιδανική περίπτωση ενός σφαιρικά συμμετρικού PWN. Ανάλογα με το αν το t είναι μεγαλύτερο ή μικρότερο του t_0 (εξ. 2.6), έχουμε δύο περιπτώσεις. Στη πρώτη περίπτωση, το \dot{E} είναι κατά προσέγγιση σταθερό και η ακτίνα του PWN εξελίσσεται ως $R_{PWN} \propto t^{11/15}$ [65]. Στη δεύτερη περίπτωση το \dot{E} μειώνεται και αναμένουμε για $n = 3$ η ακτίνα να εξελίσσεται ως $R_{PWN} \propto t^{3/10}$ [63].

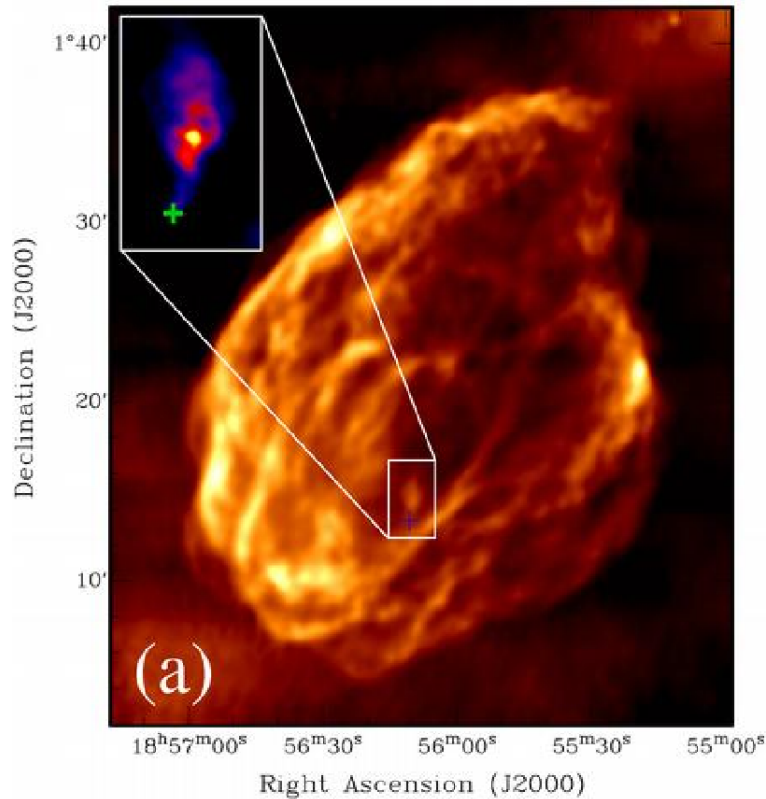
Σε αυτό το σημείο η απόσταση που έχει ταξιδέψει το πάλσαρ από το σημείο της έκρηξης είναι αρκετά μεγάλη. Η απόσταση αυτή μπορεί να γίνει και συγκρίσιμη ή ακόμα και μεγαλύτερη από την ακτίνα που θα είχε το PWN άμα το πάλσαρ ήταν ακίνητο. Συνεπώς το πάλσαρ τελικά δραπετεύει από την αρχική φούσκα ανέμου που είχε σχηματίσει, αφήνοντας πίσω ένα relic PWN και δημιουργώντας ένα καινούριο πιο μικρό PWN γύρω από τη τωρινή του θέση [69]. Στις παρατηρήσεις μας αυτό φαίνεται



Σχήμα 2.8: Μία σύνθετη εικόνα του SNR G327.1-1.1. Με κόκκινα χρώματα φαίνονται τα ραδιοκύματα ενώ με μπλε οι ακτίνες X. Η μορφολογία των ραδιοκυμάτων συνίσταται από ένα αχνό κέλυφος το οποίο περικλείει ένα κεντρικό PWN . Η έντονη εκπομπή σε ακτίνες X δίνει τη θέση του πάλσαρ. Η απόσταση ανάμεσα στο νεφέλωμα που εκπέμπει σε ραδιοκύματα και αυτό που εκπέμπει σε ακτίνες X σημαίνει πως το νεφέλωμα που εκπέμπει σε ραδιοκύματα είναι ένα relic PWN. Το πάλσαρ κατά πάσα πιθανότητα κινείται υποηχητικά εντός του SNR και δημιουργεί ένα καινούριο PWN καθώς απομακρύνεται από το σημείο της γέννησης του. Στην εικόνα σημειώνονται με βελόκια η θέση του πάλσαρ, η κατεύθυνση κίνησης του, και η κατεύθυνση κίνησης του αντίστροφου shock. (Εικόνα από το *Chandra X-ray Observatory*, <https://chandra.harvard.edu/photo/2010/g327/>, Credit: X-ray: NASA/CXC/SAO/[72] and ESA/XMM-Newton Radio: SIFA/MOST and CSIRO/ATNF/ATCA; Infrared: UMass/IPAC-Caltech/NASA/NSF/2MASS).

σαν ένα κεντρικό και πιθανώς παραμορφωμένο PWN που εκπέμπει στα ραδιοκύματα και ίσως και λίγο στις ακτίνες X. Το πάλσαρ βρίσκεται στη μια πλευρά αυτής της περιοχής και φαίνεται να συνδέεται με το relic PWN με μια γέφυρα που εκπέμπει σε ραδιοκύματα και ακτίνες X. Ένα ξεκάθαρο παράδειγμα τέτοιου συστήματος είναι το PWN του SNR G327.1-1.1 που φαίνεται το σχήμα 2.8.

Η ταχύτητα του ήχου μειώνεται ως συνάρτηση της ακτίνας από το κέντρο του SNR στα shocked ejecta και συνεπώς μειώνεται καθώς το πάλσαρ κινείται από το κέντρο προς το άκρο του SNR. Συνεπώς, η ταχύτητα του πάλσαρ γίνεται τελικά υπερηχητική και τώρα δημιουργεί ένα bow shock εντός του SNR [68, 73]. Ως αποτέλεσμα της κίνησης του πάλσαρ, δημιουργείται μια πίεση που πιέζει το καινούριο PWN προς τα μέσα και το περιορίζει. Το αποτέλεσμα είναι ή έκταση του καινούριου νεφελώματος να είναι συνήθως μικρή, δηλαδή $\lesssim 1$ pc. Επιπρόσθετα, ο άνεμος του πάλσαρ βρίσκεται σε ισορροπία με το περιβάλλον του και συνεπώς το PWN δεν διαστέλλεται πια συναρτήσει του χρόνου. Για ένα SNR στη φάση Sedov-Taylor, η δημιουργία αυτού του bow shock ξεκινάει περίπου όταν το πάλσαρ έχει μετακινηθεί το 68% της απόστασης από το κέντρο έως το μπροστινό shock του SNR [41, 73]. Το πάλσαρ τώρα, επειδή κινείται υπερηχητικά, είναι και περιτριγυρισμένο από έναν κώνο Mach, και το PWN έχει μια εμφάνιση που μοιάζει με κομήτη. Η εικόνα αυτή γίνεται εμφανής



Σχήμα 2.9: Το SNR W44 (G34.7-0.4). Το κυρίως πάνελ δείχνει μια εικόνα του SNR στα 1.4 GHz από το *VLA* ενώ το μικρό πάνελ είναι μια εικόνα του νεαρού πάλσαρ B1853+01 στα 8.4 GHz από το *VLA*. Η θέση του πάλσαρ συμβολίζεται με έναν σταυρό. Το πάλσαρ είναι κοντά στο στο άκρο του SNR και δημιουργεί ένα bow shock λόγω της υπερηχητικής του κίνησης. Βλέπουμε επίσης την ομοιότητα του με κομήτη ([23]).

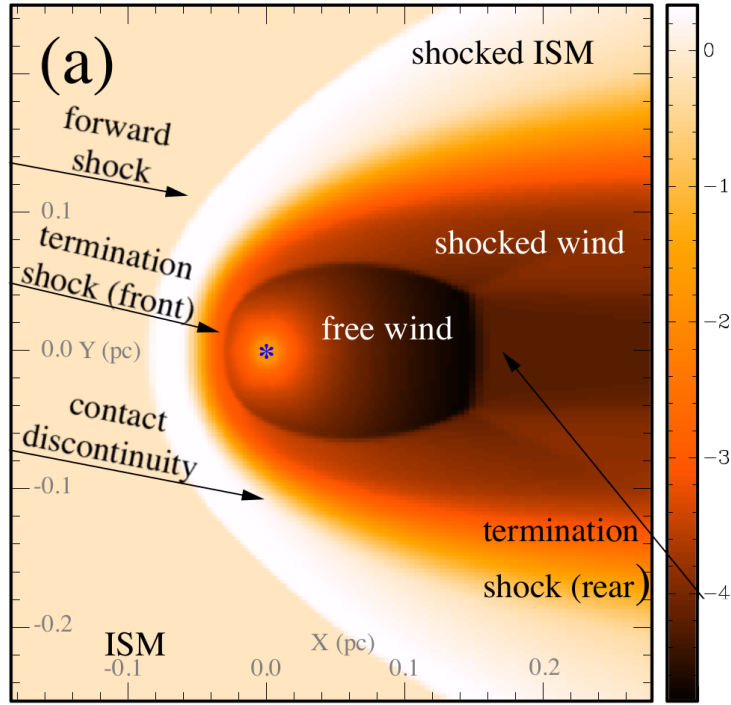
στις ακτίνες X και τα ραδιοκύματα. Ένα παράδειγμα τέτοιου συστήματος είναι το PSR B1853+01 στο SNR W44. Το σύστημα φαίνεται το σχήμα 2.9.

Το πάλσαρ τυπικά θα διαπεράσει το κέλυφος του SNR μετά από ~ 40000 χρόνια (εξ. 2.27). Καθώς το πάλσαρ διαπερνάει το κέλυφος του SNR, μπορεί να μεταφέρει ενέργεια σε αυτό και να το κάνει να φαίνεται φωτεινότερο [74, 75].

2.4.4 Bow Shocks γύρω από Πάλσαρ με Μεγάλη Ταχύτητα

Ας συζητήσουμε λίγο πιο αναλυτικά τη κίνηση του πάλσαρ εντός του SNR και τη διαφυγή του από αυτό, και τα bow shocks που δημιουργούνται που μόλις αναφέραμε. Τα πάλσαρ γενικά γεννιούνται με αρκετά μεγάλες χωρικές ταχύτητες. Τυπικά, $V_{PSR} = 400 - 500 \text{ km s}^{-1}$ αλλά μερικές φορές μπορούν να ξεπεράσουν και τα 1000 km s^{-1} . Αυτές οι ταχύτητες είναι το αποτέλεσμα της ώθησης που δίνεται στο αστέρι κατά τη διάρκεια ή αμέσως μετά τη κατάρρευση του πυρήνα [76]. Τα νεαρά πάλσαρ έχουν λοιπόν τις μεγαλύτερες ταχύτητες από οποιοδήποτε άλλο πληθυσμό αστεριών και πολλά έχουν ακόμα αρκετά μεγάλες ταχύτητες για να διαφύγουν και από το Γαλαξία.

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, αυτή η μεγάλη ταχύτητα ενός πάλσαρ, του επιτρέπει να διαφύγει από το αρχικό του PWN και να κινηθεί εντός των shocked ejecta του εσωτερικού του SNR με τη κίνηση του να είναι αρχικά υποηχητική εντός του θερμού αερίου. Μέχρι να φτάσει στο άκρο του SNR η κίνηση του γίνεται υπερηχητική λόγω πτώσης της ταχύτητας του ήχου στο μέσο. Επίσης αναφέραμε πως στην απλή περίπτωση όπου το SNR είναι σφαιρικό στη φάση Sedon



Σχήμα 2.10: Υδροδυναμική προσομοίωση ενός bow shock από πάλσαρ. Η θέση του πάλσαρ σημειώνεται με έναν αστερίσκο. Το πάλσαρ κινείται με από τα δεξιά προς τα αριστερά με αριθμό Mach $\mathcal{M} = 60$. Τα διαφορετικά χρώματα στην εικόνα σε συνδυασμό με τη μπάρα στο πλάι δείχνουν τη πυκνότητα σε μονάδες $\log_{10}(\rho_0/10^{-24} \text{ g cm}^{-3})$ ([23]).

και διαστέλλεται εντός ενός ομοιόμορφου μέσου, η μετάβαση αυτή από υποηχητική ταχύτητα σε υπερηχητική γίνεται όταν το πάλσαρ έχει ταξιδέψει το 68% της απόστασης από το κέντρο του SNR στο άκρο του. Ο χρόνος που χρειάζεται για να γίνει αυτό είναι περίπου το μισό του crossing time που δίνεται από την εξίσωση 2.27. Το 68% αυτό είναι ανεξάρτητο του V_{PSR} , του n_0 και του E_{SN} . Η υπερηχητική κίνηση του πάλσαρ παράγει τώρα ένα PWN που έχει τη μορφολογία ενός bow shock. Εφόσον το SNR επιβραδύνεται, το πάλσαρ τελικά θα διαπεράσει το κέλυφος και θα διαφύγει. Ένα πάλσαρ που κινείται με ταχύτητα $V_{PSR} \gtrsim 650 \text{ km s}^{-1}$ θα διαφύγει από το SNR που είναι ακόμα στη φάση Sedon σε χρόνο [77]

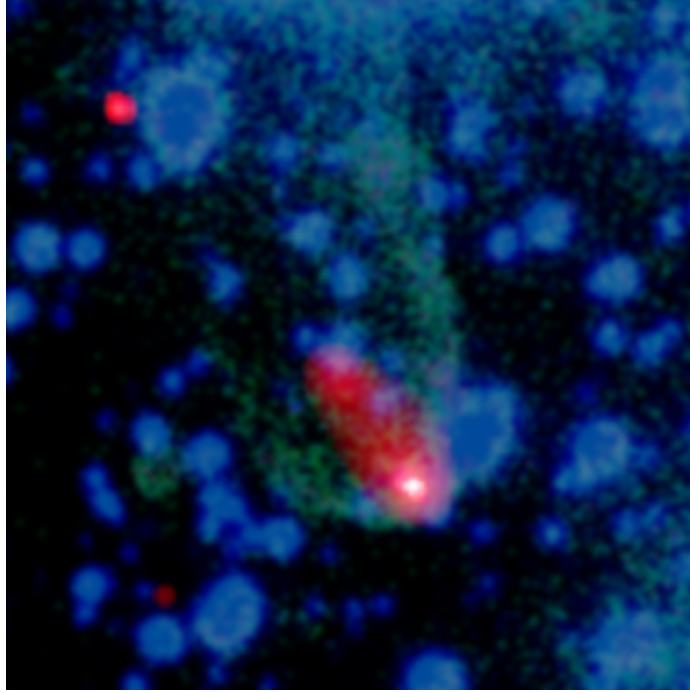
$$t_{cross} = 44 \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ ergs}} \right)^{1/3} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \left(\frac{V_{PSR}}{500 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-5/3} \text{ kyr} \quad (2.27)$$

Για τις χρονικές στιγμές $t > t_{cross}$ το πάλσαρ κινείται πλέον στο διαστρικό μέσο.

Ο άνεμος του πάλσαρ σε ένα bow shock επιβραδύνεται απότομα και δημιουργείται ένα termination shock παρόμοιο με αυτό που δημιουργείται και στα νεαρά PWNs εντός των SNR τους. Η διαφορά είναι πως η εξωτερική πηγή πίεσης που εξισορροπεί την πίεση του ανέμου είναι ram pressure από τη κίνηση του πάλσαρ και όχι εσωτερική πίεση από τον shocked άνεμο. Επιπρόσθετα, επειδή η ram pressure δεν είναι ισοτροπική, η ακτίνα του termination shock είναι συνάρτηση της γωνίας από τη κατεύθυνση κίνησης του πάλσαρ. Στην κατεύθυνση κίνησης του, η ακτίνα του termination shock ονομάζεται stand-off distance, R_{w0} και δίνεται από μια σχέση όμοια με την 2.16

$$R_{w0} = \sqrt{\dot{E}/4\pi\omega c\rho_0 V_{PSR}^2} \quad (2.28)$$

όπου ρ_0 είναι η πυκνότητα του περιβάλλοντος. Για ισοτροπικό άνεμο και $\omega = 1$, σε πολική γωνία θ σε σχέση με τον άξονα συμμετρίας του bow shock, υπάρχει αναλυτική λύση για την ακτίνα του



Σχήμα 2.11: Το millisecond πάλσαρ ‘Μαύρη Χήρα’ ή αλλιώς PSR B1957+20. Το πράσινο χρώμα είναι εκπομπή Ηα που παρατηρήθηκε με το *Anglo-Australian Observatory*. Το κόκκινο χρώμα είναι εκπομπή σε ακτίνες X από το *Chandra*. Επίσης φαίνεται στο background και εκπομπή σε ακτίνες X από αστέρια. (Εικόνα από το *Chandra X-ray Observatory*, <https://chandra.harvard.edu/photo/2003/b1957/>)

termination shock ως συνάρτηση αυτής της γωνίας. Η λύση αυτή παράγεται υποθέτοντας πως το shock είναι σαν ένα λεπτό στρώμα. Στη πραγματικότητα, στα bow shocks αναμένεται να υπάρχει ένα διπλό shock. Η λύση αυτή είναι [78]

$$R_w(\theta) = R_{w0} \frac{\sqrt{3(1 - \theta \cot \theta)}}{\sin \theta} \quad (2.29)$$

Πλήρης υδροδυναμικές και μαγνητοϋδροδυναμικές προσομοιώσεις δείχνουν ότι η εξίσωση 2.29 είναι καλή προσέγγιση σε περιοχές όπου $\theta \lesssim \frac{\pi}{2}$ αλλά δεν δίνει καλά αποτελέσματα για μεγαλύτερες γωνίες [77, 79].

Ένα αποτέλεσμα μιας τέτοιας προσομοίωσης φαίνεται το σχήμα 2.10. Φαίνεται ξεκάθαρα η διπλή δομή του shock που περιέχει ένα μπροστινό shock όπου το διαστρικό μέσο θερμαίνεται και ένα termination shock όπου ο άνεμος του πάλσαρ επιβραδύνεται. Όπως αναμένει, η ακτίνα του termination shock δεν είναι ομοιόμορφη γύρω από το πάλσαρ. Ειδικά και χαμηλούς αριθμούς Ma , $M \sim 1 - 3$, ο λόγος των ακτίνων των termination shocks σε γωνίες $\theta = \pi$ και $\theta = 0$ είναι κατά προσέγγιση M [77, 79]. Για $M \gg 1$ ο λόγος αυτός πλησιάζει τη τιμή $\sim 5 - 6$ [80, 81].

2.4.5 Το Πάλσαρ εντός του Διαστρικού Αερίου

Όπως αναφέραμε νωρίτερα, το πάλσαρ τελικά διαφεύγει από το SNR και κινείται εντός του διαστρικού αερίου. Η ταχύτητα του ήχου στο διαστρικό αέριο είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας και τυπικές τιμές είναι 1, 10 και 100 km s⁻¹ για τα κρύα, θερμά και ζεστά τμήματα του διαστρικού μέσου αντίστοιχα. Αναμένουμε συνεπώς, πως εάν το πάλσαρ δεν είναι εξαιρετικά αργό, ότι μόλις διαφύγει από το SNR, τότε η κίνηση του είναι πολύ συχνά υψηλά υπερηχητική εντός του διαστρικού αερίου. Ως αποτέλεσμα της υπερηχητικής κίνησης, παράγεται προφανώς και ένα bow-shock PWN.

Ο αριθμός Ma του πάλσαρ μπορεί να είναι πολύ μεγάλος $M \gg 1$. Στις περιπτώσεις όπου το πάλσαρ κινείται εντός ουδέτερου αερίου, το μπροστινό shock του PWN είναι ορατό υπό τη μορφή εκπομπής Ηα που παράγεται από διέγερση του shock. Ο shocked άνεμος παράγει επίσης και ακτινοβολία synchrotron που οδηγεί σε ένα σχήμα που έχει μια κεφαλή και μία ουρά σαν κομήτη. Και τα δύο αυτά είναι ορατά στα ραδιοκύματα και στις ακτίνες Χ. Ένα τέτοιο παράδειγμα bow shock είναι η δομή που φαίνεται γύρω από το PSR B1957+20 στο σχήμα 2.11.

Καθώς το πάλσαρ κινείται πλέον εντός του Γαλαξία, απομακρύνεται από το πυκνό αέριο του Γαλαξιακού επιπέδου όπου γεννιούνται οι περισσότεροι αστέρες νετρονίων, ενώ παράλληλα το \dot{E} μειώνεται. Τελικά τα περισσότερα πάλσαρ καταλήγουν να έχουν μικρές spin down luminosities σε περιοχές χαμηλής πυκνότητας όπου πλέον μπορεί να μην κινούνται υπερηχητικά. Η ενέργεια τους δεν είναι πλέον αρκετή για να τροφοδοτήσει παρατηρήσιμα νεφελώματα. Σε αυτό το τελικό στάδιο, υποθέτουμε πως το πάλσαρ περιτριγυρίζεται από μια κοιλότητα σχετικιστικού υλικού με ακτίνα $\gg 1$ pc που συγκρατείται από τη θερμική πίεση του διαστρικού μέσου [82, 83]. Να σημειωθεί πως τέτοια 'νεφελώματα φαντάσματα' δεν έχουν παρατηρηθεί μέχρι στιγμής.

Ένα εναλλακτικό μονοπάτι που μπορεί να ακολουθήσει ένα πάλσαρ και το ακολουθούν κυρίως πάλσαρ μεγάλης ηλικίας σε δυαδικά συστήματα, είναι να αυξηθεί η ταχύτητα περιστροφής τους μέσω accretion από τον σύντροφο τους. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, την παραγωγή ενός millisecond πάλσαρ με μικρή τιμή \dot{P} αλλά με πολύ σύντομη περίοδο περιστροφής, $P \sim 1 - 10$ ms.

Κεφάλαιο 3

Εκπομπή Σωματιδίων Υψηλών Ενεργειών από Πάλσαρ

3.1 Γενικά

Πάλσαρ παρατηρούνται σε όλο το εύρος της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας ενώ το φάσμα του κάθε πάλσαρ εκτείνεται σε ένα πολύ μεγάλο εύρος ενεργειών. Πριν το *Fermi Large Area Telescope* (LAT) είχαν ανακαλυφθεί μόνο 7 πάλσαρ στις ακτίνες γ με μεγάλη στατιστική βεβαιότητα [84]. Μετά από 10 χρόνια όμως το *Fermi* (LAT), σκανάροντας ολόκληρο τον ουρανό στο εύρος των Υψηλών Ενεργειών από ~ 20 MeV έως 1 TeV, έχει ανιχνεύσει πάνω από 200 πάλσαρ στις ακτίνες γ [85]. Αυτή η μεγάλη αύξηση στον αριθμό των πάλσαρ μας επιτρέπει να κάνουμε μελέτες του πληθυσμού τους καθώς και να μελετάμε και τις φασματικές ιδιότητες αυτών των αντικειμένων με αυξημένη ακρίβεια. Σε αυτό το κεφάλαιο θα αναφερθούμε συνοπτικά στις ιδιότητες της εκπομπής σωματιδίων υψηλών ενεργειών από τα πάλσαρ, πράγμα που μας επιτρέπει να κάνουμε την μελέτη του πληθυσμού τους της παρούσας εργασίας. Για περισσότερες πληροφορίες μπορεί κανείς να συμβουλευτεί το review [86] το οποίο και ακολουθούμε.

3.2 Βασικό Θεωρητικό Μοντέλο

3.2.1 Το Μονοπολικό Πηνίο Επαγωγής - Ένας Αγωγός που Περιστρέφεται εντός ενός Μαγνητικού Πεδίου

Σε αυτή την ενότητα θα αναλύσουμε το θεωρητικό μοντέλο με το οποίο μοντελοποιούμε την εκπομπή αυτή από τα πάλσαρ. Πολλοί συγγραφείς έχουν τονίσει την ομοιότητα της φυσικής ανάμεσα σε ένα μονοπολικό πηνίο επαγωγής και ένα πάλσαρ που περιστρέφεται έχοντας τον μαγνητικό του άξονα ευθυγραμμισμένο με τον άξονα περιστροφής του. Εάν θεωρήσουμε ένα αγωγίμο περιστρεφόμενο δίσκο μέσα σε στατικό μαγνητικό πεδίο B , τα ηλεκτρόνια στο δίσκο γίνονται με ταχύτητα $\vec{v} = \vec{\Omega} \times \vec{r}$ και δέχονται μια δύναμη Lorentz $\vec{F} = -e\vec{v} \times \vec{B}/c$. Τα ηλεκτρόνια κινούνται προς τον άξονα περιστροφής, πράγμα που οδηγεί σε μια σταθερή διάταξη όπου η συνολική δύναμη Lorentz στα ηλεκτρόνια εξαφανίζεται. Όμοια, στη περίπτωση του πάλσαρ με τους ευθυγραμμισμένους άξονες, στο force-free όριο, δηλαδή για μια μαγνητόσφαιρα γεμάτη με πλάσμα που περιστρέφεται μαζί με το πάλσαρ, και αγνοώντας την αδράνεια των σωματιδίων, βρίσκει κανείς [33]

$$\vec{E} + \frac{\vec{\Omega} \times \vec{r} \times \vec{B}}{c} = 0 \quad (3.1)$$

που σημαίνει ότι $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$. Αυτό δημιουργεί μια διαφορά δυναμικού ανάμεσα στον άξονα και στο άκρο του δίσκου, ή, στη περίπτωση του πάλσαρ, ανάμεσα στην επιφάνεια του αστέρα στο πόλο και στην άκρη του polar cap. Να σημειώσουμε πως το polar cap που αναφέραμε στο προηγούμενο κεφάλαιο

και φαίνεται στο σχήμα 2.2, ορίζει τη περιοχή όπου οι δυναμικές γραμμές της μαγνητόσφαιρας είναι ανοιχτές. Αυτή η διαφορά δυναμικού δίνεται ως

$$\Delta V = - \int_0^a \vec{E} \cdot d\vec{s} = \frac{\Omega \Phi_B}{2\pi} = - \frac{B_0 \Omega a^2}{2c} \quad (3.2)$$

όπου Φ_B είναι η μαγνητική ροή, B_0 το μαγνητικό πεδίο και a η ακτίνα του δίσκου. Υπάρχει μια συνιστώσα E_{\parallel} του ηλεκτρικού πεδίου που είναι παράλληλη στο τοπικό μαγνητικό πεδίο που σχετίζεται με αυτή τη πτώση του δυναμικού. Το ηλεκτρικό αυτό πεδίο τραβάει φορτία από τη επιφάνεια του αστέρα τα οποία τελικά γεμίζουν τη μαγνητόσφαιρα με πλάσμα. Το πλάσμα δημιουργείται επειδή αυτά τα φορτία παρουσιάζουν εκπομπή φωτονίων υψηλών ενεργειών (synchrotron, curvature) τα οποία έπειτα κάνουν e^+/e^- pair production. Χρησιμοποιώντας τον νόμο του Gauss και το ηλεκτρικό πεδίο που παράγεται εντός αυτής της μαγνητόσφαιρας, βρίσκουμε τη τη λεγόμενη Goldreich-Julian πυκνότητα φορτίου [33] που αναφέραμε στο προηγούμενο κεφάλαιο (εξ. 2.14)

$$\rho_{GJ} = \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{E}}{4\pi} \approx \frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c} \quad (3.3)$$

Η ακτίνα όπου η ταχύτητα περιστροφής του μαγνητικού πεδίου μαζί με το πάλσαρ γίνεται ίση με τη ταχύτητα του φωτός, δηλαδή $|\vec{v}_{rot}| = |\vec{\Omega} \times \vec{r}| = c$, είναι

$$R_{LC} = \frac{c}{\Omega} \propto P \quad (3.4)$$

που έχει αναφερθεί στο προηγούμενο κεφάλαιο. Η ακτίνα αυτή ορίζει το λεγόμενο κύλινδρο φωτός και θέτει και το τυπικό μέγεθος της μαγνητόσφαιρας. Αν R είναι η ακτίνα του αστέρα, τότε η τελευταία ανοιχτή γραμμή του μαγνητικού πεδίου, που εφάπτεται στο κύλινδρο φωτός, ορίζει το polar cap του οποίου η άκρη βρίσκεται σε πολική γωνία [86]

$$\Theta_{PC} = \left[\sin^{-1} \left(\frac{\Omega R}{c} \right) \right]^{1/2} \approx \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^{1/2} \quad (3.5)$$

3.2.2 Μοντέλο Επιβράδυνσης των Πάλσαρ

Όπως έχουμε αναφέρει πολλές φορές, τα πάλσαρ γεννιούνται ως απομεινάρια εκρήξεων σουπερνόβα που ακολουθούν μετά από μια βαρυτική κατάρρευση ενός αστεριού. Για έναν πυρήνα αστεριού που περιστρέφεται προσεγγιστικά σαν στερεό σώμα και υποθέτοντας ότι η στροφορμή διατηρείται κατά την κατάρρευση, η τελική γωνιακή ταχύτητα θα είναι [86]

$$\Omega_f \sim \Omega_i \left(\frac{R_i}{R_f} \right)^2 \quad (3.6)$$

όπου R είναι η ακτίνα και $\Omega = 2\pi/P$ η γωνιακή ταχύτητα. Οι δείκτες i και f υποδηλώνουν τις αρχικές και τελικές τιμές. Για τις τυπικές τιμές των $R_i = 10^{11}$ cm και $R_f = 10^6$ cm παίρνουμε μια αύξηση στην γωνιακή ταχύτητα κατά έναν παράγοντα του $\sim 10^{10}$ και τελική περίοδο περιστροφής μεταξύ millisecond και δευτερολέπτου. Εάν το εσωτερικό του αστεριού είναι πλήρως αγωγίμο, τότε και η μαγνητική ροή $\Phi_B = \oint \vec{B} \cdot d\vec{a} \sim B_i R_i^2$ θα διατηρηθεί κατά την κατάρρευση, πράγμα που θα δώσει

$$B_f = B_i \left(\frac{R_i}{R_f} \right)^2 \quad (3.7)$$

Η σχέση αυτή δίνει τυπικές τιμές για το επιφανειακό μαγνητικό πεδίο της τάξης του $B_0 \sim 10^{12}$ G.

Όπως αναφέραμε και στο προηγούμενο κεφάλαιο, η περιστροφική ενέργεια που έχουν τα πάλσαρ είναι η πηγή ενέργειας για την pulsed εκπομπή τους, τα πεδία τους, αλλά και για τον άνεμο σωματιδίων

τους. Επίσης αναφέραμε πως ένα πάλσαρ χάνει ενέργεια σύμφωνα με την εξίσωση 2.1 η οποία στη περίπτωση που θεωρήσουμε ακτινοβολία μαγνητικού διπόλου μετατρέπεται στην εξίσωση 2.8

$$L_{md} = -\frac{2}{3c^3}\mu^2 \sin^2 \chi \Omega^4 \quad (3.8)$$

με L_{md} να είναι οι απώλειες από ακτινοβολία μαγνητικού διπόλου και $\mu \equiv B_0 R^3/2$ η μαγνητική ροπή. Η τάση στο polar cap μπορεί να γραφτεί αντικαθιστώντας $a = R \sin \Theta_{PC}$ στην εξίσωση 3.2

$$-\Delta V_{PC} = \frac{B_0 \Omega^2 R^3}{2c^2} \sim |L_{md}|^{1/2} \quad (3.9)$$

Το ρεύμα Goldreich-Julian είναι λοιπόν

$$I_{GJ} \sim 2\rho_{GJ}cA \sim |L_{md}|^{1/2} \quad (3.10)$$

με $A = \pi R^2 \sin^2 \Theta_{PC}$ είναι οι επιφάνεια του polar cap. Η συνολική ηλεκτρομαγνητική ισχύς είναι συνεπώς

$$L = \Delta V_{PC} I_{GJ} \sim |L_{md}| \quad (3.11)$$

Εάν πάρουμε ένα σταθερό ΔV ως συνθήκη κατωφλίου για pair production σε νεαρά πάλσαρ, τότε υποθέτοντας ότι $\dot{E}_{rot} \sim L_{md}$ (εξ. 2.1,2.8) αναμένουμε οι φωτεινότητα σε ακτίνες γ να είναι

$$L_\gamma \sim \Delta V_0 I_{GJ} \sim \dot{E}_{rot}^{1/2} \quad (3.12)$$

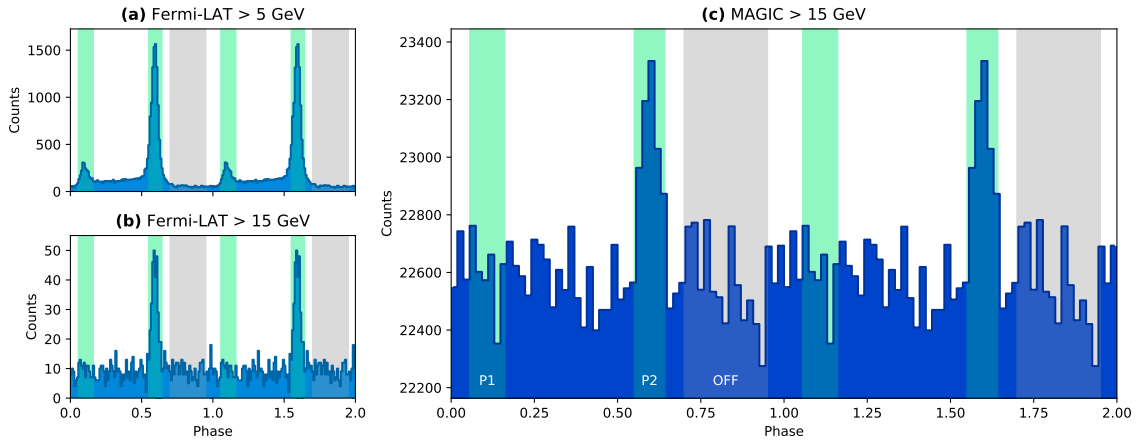
επειδή το $\Delta V = \Delta V_0 =$ σταθερό. Από την άλλη, εάν πάλσαρ μεγαλύτερης ηλικίας έχουν μαγνητόσφαιρες που τους λείπουν ζεύγη ηλεκτρονίων/ποζιτρονίων, η φωτεινότητα σε ακτίνες γ μπορεί να συμπεριφέρεται ως

$$L_\gamma \sim \Delta V_{PC} I_{GJ} \sim \dot{E}_{rot} \quad (3.13)$$

3.3 Καθιερωμένα Μοντέλα Εκπομπής

Το μοντέλο αυτό όπου το πάλσαρ περιστρέφεται έχοντας τον άξονα περιστροφής του και το μαγνητικό του άξονα από τους Goldreich και Julian παρέχει μία ‘απόδειξη’ για μια μαγνητόσφαιρα η οποία είναι γεμάτη με πλάσμα. Μέχρι στιγμής, στο προηγούμενο κεφάλαιο, απλά το θεωρούσαμε ως δεδομένο. Εδώ το εξηγήσαμε περαιτέρω. Το επαγόμενο ηλεκτρικό πεδίο λόγω του περιστρεφόμενου μαγνητικού πεδίου κυριαρχεί σε σχέση με τη βαρύτητα κοντά στην επιφάνεια του αστέρα. Είναι αρκετά ισχυρό ώστε να αφαιρεί ιόντα από την επιφάνεια του αστέρα και να τα επιταχύνει κατά μήκος των τοπικών δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Σε αυτό το κεφάλαιο θα αναφέρουμε σχετικά συχνά διάφορα ονόματα από μοντέλα, όπως μοντέλα polar cap, slot gap κ.λ.π. Συνήθως αυτά αναφέρονται σε κάποιο μοντέλο εκπομπής όπου η εκπομπή γίνεται κυρίως από συγκεκριμένες περιοχές της μαγνητόσφαιρας (polar cap, slot gap). Οι περιοχές αυτές φαίνονται στο σχήμα 2.2. Δεν θα αναλύσουμε κανένα από αυτά τα μοντέλα και απλά θα τα αναφέρουμε ονομαστικά καθώς θα ήθελα να κρατήσω αυτό το κεφάλαιο σύντομο. Εάν ο αναγνώστης θέλει να μάθει περισσότερα για αυτά τα μοντέλα και πιο αναλυτικά, μπορεί να συμβουλευτεί τα references δίπλα από τα ονόματα τους όταν γίνονται αναφορές σε αυτά.

Στα polar cap [87] και slot gap [88] μοντέλα, αυτά τα σωματίδια που έχουν αφαιρεθεί εκπέμπουν φωτόνια υψηλής ενέργειας μέσω synchrotron και curvature radiation. Τα φωτόνια αυτά κάνουν pair production, δηλαδή παράγουν ζεύγη ηλεκτρονίων/ποζιτρονίων παρουσία του ισχυρού μαγνητικού πεδίου, δημιουργώντας ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων που γεμίζουν τη μαγνητόσφαιρα και κάνουν screening στο ηλεκτρικό πεδίο $E_{||}$. Υπάρχουν όμως περιοχές όπου το πλάσμα δεν είναι αρκετά πυκνό για να έχουμε επαρκές screening και μπορούμε να έχουμε επιτάχυνση σωματιδίων. Οι περιοχές αυτές είναι ακριβώς πάνω από την επιφάνεια του αστέρα στα μοντέλα polar cap, πριν



Σχήμα 3.1: Light curves του πάλσαρ Geminga από το *Fermi*-LAT (πάνελ a και b), και από το MAGIC (πάνελ c). Φαίνονται καθαρά οι έντονες κορυφές και πάνω από κάθε πάνελ φαίνονται και οι ενέργειες που έγιναν οι μετρήσεις ([94]).

Ξεκινήσει να γίνεται pair production και σε υψόμετρο που είναι ένα κλάσμα της ακτίνας R , και κατά μήκος των τελευταίων κλειστών δυναμικών γραμμών στα μοντέλα slot gap όπου το E_{\parallel} εξαφανίζεται. Σε μοντέλα outer gap [89, 90], μια ροή σωματιδίων από την επιφάνεια null-charge, που είναι η επιφάνεια όπου $\vec{\Omega} \perp \vec{B}$ και $\rho_{GJ} = 0$, μπορεί να δημιουργήσει περιοχές όπου μπορούμε να έχουμε επιτάχυνση και pair production. Υπάρχουν και άλλα μοντέλα που έχουν μελετηθεί όπως τα pair-starved polar cap μοντέλα [91] και τα annular και core gap μοντέλα [92, 93] που έχουν να κάνουν με suppressed pair production, δηλαδή μοντέλα όπου η παραγωγή ζευγών ηλεκτρονίου/ποζιτρονίου καταστέλλεται, σε πάλσαρ μεγάλης ηλικίας και κενά ανάμεσα σε κρίσιμες δυναμικές γραμμές, αντίστοιχα. Σημειώνουμε πως κρίσιμες δυναμικές γραμμές είναι αυτές που τέμνουν την null-charge επιφάνεια και οι τελευταίες κλειστές δυναμικές γραμμές.

Κατά την περίοδο μέχρι να δημιουργηθούν πλήρως τα καθιερωμένα μοντέλα εκπομπής, χρησιμοποιούνταν γεωμετρικά two-pole caustic μοντέλα και outer gap μοντέλα για να περιορίσουν την εκπομπή και τη γεωμετρία των πάλσαρ. Τέτοια γεωμετρικά μοντέλα δεν συμπεριλαμβάνουν καμία γνώση της κατανομής του E_{\parallel} , αλλά υποθέτουν μια σταθερή emissivity ανά μονάδα μήκους κατά μήκος των δυναμικών γραμμών στο περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς του πάλσαρ με φωτόνια να εκπέμπονται εφαπτομενικά με τις τοπικές δυναμικές γραμμές στο περιστρεφόμενο σύστημα. Επιπρόσθετα, συμπεριλαμβάνουν παρεκκλίσεις και καθυστερήσεις στο χρόνο πτήσης των φωτονίων, πράγμα που οδηγεί σε φωτόνια να μαζεύονται στην ίδια φάση και να δημιουργούν τα λεγόμενα caustics φωτεινής εκπομπής. Αυτά τα caustics οδηγούν σε έντονες κορυφές στα light curves. Να σημειώσω πως light curve είναι μια καμπύλη που δείχνει την ένταση της ακτινοβολίας από κάποιο σώμα ως συνάρτηση του χρόνου. Τα light curves σε πάλσαρ συνηθίζεται να παρουσιάζονται ως συνάρτηση της φάσης και όχι του χρόνου χρησιμοποιώντας την περίοδο περιστροφής του πάλσαρ. Στο σχήμα 3.1 φαίνεται ένα παράδειγμα τέτοιων κορυφών στα light curves του πάλσαρ Geminga. Αυτά τα μοντέλα είχαν αρχικά αρκετά καλή επιτυχία στο να προβλέπουν τα παρατηρούμενα light curves αλλά επίσης έδειξαν και ότι μάλλον χρειάζεται κάποιο πιο γενικό μοντέλο του οποίου τα γεωμετρικά μοντέλα είναι απλά ειδικές υποπεριπτώσεις.

Επιπρόσθετα, έχει γίνει και κάποια δουλειά στα λεγόμενα μοντέλα striped wind. Σε αυτά, η εκπομπή λαμβάνει χώρα σε ένα current sheet που δημιουργείται κοντά στον ισημερινό εκτός του κυλίνδρου φωτός. Γενικά η ιδέα αυτού του current sheet εμφανίζεται στα force-free (γεμάτη με πλάσμα μαγνητόσφαιρα) μοντέλα. Σε αντίθεση με τη λύση του περιστρεφόμενου δίπολου, η force-free λύση υποθέτει πως η γεμάτη μαγνητόσφαιρα με πυκνό πλάσμα προκαλεί screening του E_{\parallel} σε όλη τη

μαγνητόσφαιρα για να προβλέψει light curves και οδηγεί σε μια εξίσωση. Η εξίσωση αυτή έχει λυθεί για τη περίπτωση που έχουμε τον άξονα περιστροφής του πάλσαρ να είναι παράλληλος με τον άξονα του μαγνητικού πεδίου όπως αναφέραμε στην αρχή του κεφαλαίου [95]. Επίσης το force-free μοντέλο λυθεί και για τη περίπτωση που οι άξονες είναι υπό γωνία [96] αλλά και χρησιμοποιώντας μαγνητοϋδροδυναμικές προσομοιώσεις [97, 98].

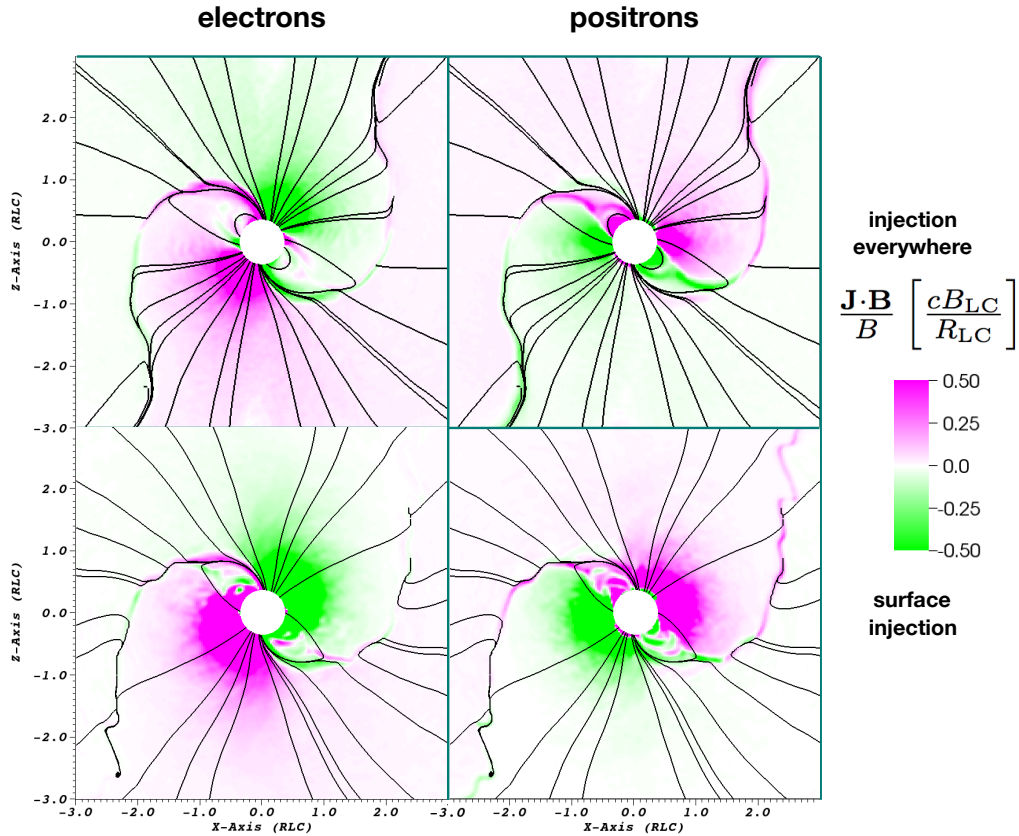
Παρόλα αυτά, όλα αυτά τα μοντέλα με κενές ή γεμάτες με πλάσμα μαγνητόσφαιρες είναι ακραίες προσεγγίσεις της πραγματικότητας. Τα πρώτα δεν έχουν ελεύθερα φορτία για να ακτινοβολήσουν το pulsed emission που παρατηρούμε από τα πάλσαρ, ενώ τα δεύτερα κάνουν πλήρως screening το E_{\parallel} πράγμα που δεν επιτρέπει σε φορτία να επιταχυνθούν σε υψηλές ενέργειες ώστε να ακτινοβολήσουν φωτόνια. Διάφορα μαγνητοϋδροδυναμικά μοντέλα [99–101] επιδιώκουν να δώσουν πιο ρεαλιστικές λύσεις εισάγοντας μια μακροσκοπική αγωγιμότητα σ στην μαγνητόσφαιρα ως ελεύθερη παράμετρο και συνεπώς επιτρέπουν σε φορτία, ρεύματα και επιταχύνσεις να λάβουν χώρα εντός της μαγνητόσφαιρας. Το ερώτημα του πως δημιουργείται αυτή η αγωγιμότητα συσχετίζεται με το πόσο διαφέρουν τα injection rates σωματιδίων και pair formation rates σε διαφορετικές περιοχές της μαγνητόσφαιρας. Τέτοια ερωτήματα καλούνται να μελετηθούν από particle-in-cell (PIC) κώδικες οι οποίοι όμως περιορίζονται από υπολογιστικά όρια και αρχικές υποθέσεις για τη διαμόρφωση της μαγνητόσφαιρας. Αναφορικά, οι particle-in-cell (PIC) κώδικες είναι μια κλάση τεχνικών που επιδιώκουν να λύσουν συστήματα μερικών διαφορικών εξισώσεων. Σε τέτοιους κώδικες, τα σωματίδια μοντελοποιούνται με έναν Λαγκρανζιανό φορμαλισμό σε έναν συνεχή χώρο φάσεων, ενώ ποσότητες όπως η πυκνότητα και τα ρεύματα υπολογίζονται ταυτόχρονα πάνω στα διακριτά σημεία ενός mesh grid.

Σε αυτή την ενότητα περιγράψαμε με αρκετά απλοϊκό τρόπο πως τα πάλσαρ αποτελούν πηγές ηλεκτρονίων και ποζιτρονίων και αναφέραμε τα μοντέλα που μοντελοποιούν τη μαγνητόσφαιρα τους με σκοπό να προβλέψουν σωστά την εκπομπή τους σε φωτόνια και τα light curves τους. Σε οποιοδήποτε από αυτά τα μοντέλα η βασική ιδέα είναι ίδια. Το επαγόμενο ηλεκτρικό πεδίο λόγω του περιστρεφόμενου μαγνητικού πεδίου ξεριζώνει φορτισμένα σωματίδια και τα επιταχύνει κατά μήκος των τοπικών δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Τα σωματίδια εκπέμπουν φωτόνια υψηλής ενέργειας μέσω synchrotron και curvature radiation και τα φωτόνια που εκπέμπονται κάνουν pair production δημιουργώντας ζεύγη ηλεκτρονίων-ποζιτρονίων που κάνουν screening στο E_{\parallel} . Στις περιοχές όπου το screening δεν είναι αρκετά ισχυρό, έχουμε επιτάχυνση σωματιδίων. Στο σχήμα 3.2 βλέπουμε τα αποτελέσματα από έναν κώδικα PIC που επιβεβαιώνουν τη βασική αυτή ιδέα.

3.4 Επιτάχυνση Fermi

Τα σωματίδια που αναφέραμε προηγουμένως τα οποία ξεριζώνονται από την επιφάνεια του αστέρα και τελικά διαφεύγουν κάνουν τα πάλσαρ να αποτελούν πηγές κοσμικών ακτίνων. Αναφέραμε πως τα σωματίδια αυτά μπορούν να επιταχυνθούν εντός της μαγνητόσφαιρας του πάλσαρ από το ηλεκτρικό πεδίο που δημιουργείται. Όμως υπάρχει και ένας επιπλέον μηχανισμός που μπορεί να επιταχύνει κοσμικές ακτίνες και ονομάζεται επιτάχυνση Fermi (πρώτης τάξης) ή αλλιώς Diffusive Shock Acceleration. Λόγω της διαδικασίας παραγωγής και επιτάχυνσης κοσμικών ακτίνων που αναφέραμε προηγουμένως, και αυτής της έξτρα επιτάχυνσης που μπορούν να δεχθούν κοσμικές ακτίνες σε αυτά τα συστήματα, τα πάλσαρ είναι πολύ ισχυρές πηγές κοσμικών ακτίνων. Το κλειδί για αυτήν την επιτάχυνση Fermi είναι το μπροστινό shock του SNR που μελετήσαμε στο προηγούμενο κεφάλαιο. Να τονίσουμε πως παρόλο που ονομάζεται επιτάχυνση Fermi, ο μηχανισμός αυτός δεν ανακαλύφθηκε από τον Fermi.

Ένας αρχικός μηχανισμός επιτάχυνσης κοσμικών ακτίνων είχε προταθεί από τον Fermi το 1949 και το 1954 [103, 104]. Στην αρχική αυτή εικόνα, φορτισμένες κοσμικές ακτίνες ανακλώνται από διαταραχές στο Γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο οι οποίες σχετίζονται με μοριακά νέφη. Αυτές οι δια-



Σχήμα 3.2: Η πυκνότητα φορτίου των ηλεκτρονίων και των ποζιτρονίων για σχεδόν force-free μαγνητόσφαιρα από ένα μοντέλο PIC από τους Brambilla et al. [102]. Φαίνονται ηλεκτρόνια και ποζιτρόνια τα οποία διαφεύγουν από τις polar cap περιοχές. Στις πάνω εικόνες έχουμε pair injection παντού στη μαγνητόσφαιρα ενώ στις κάτω μόνο στην επιφάνεια.

ταραχές ονομάζονται μαγνητικοί καθρέφτες και κινούνται με τυχαίο τρόπο. Εάν ένας μαγνητικός καθρέφτης κινείται προς το σωματίδιο τότε το σωματίδιο παίρνει ενέργεια κατά την ανάκλαση ενώ εάν απομακρύνεται από το σωματίδιο τότε αυτό χάνει ενέργεια. Αυτή η διαδικασία είναι τυχαία λόγω της τυχαίας κίνησης των καθρεφτών. Ο Fermi έδειξε πως η πιθανότητα για μια ανάκλαση όπου ο καθρέφτης κινείται προς το σωματίδιο είναι μεγαλύτερη από μια όπου ο καθρέφτης κινείται προς την αντίθετη κατεύθυνση και συνεπώς τα σωματίδια θα επιταχύνονται κατά μέσο όρο. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται επιτάχυνση Fermi δεύτερης τάξης καθώς η μέση ενέργεια που κερδίζει το σωματίδιο ανά ανάκλαση είναι ανάλογη του τετραγώνου της ταχύτητας του καθρέφτη.

Αργότερα οι Krymskii (1977) [105], Axford, Leer & Skadron (1977) [106], Bell (1978) [107], Blandford & Ostriker (1978) [108] και Blandford & Eichler (1987) [109] βρήκαν πως τα shock fronts είναι ένα άλλο σημείο όπου μπορεί να γίνει επιτάχυνση Fermi. Στο μοντέλο αυτό, φορτισμένα σωματίδια διαπερνούν το προστινό shock του SNR καθώς αυτό κινείται, αλληλεπιδρούν με μαγνητικές διαταραχές στην post shock περιοχή, ανακλώνονται, και σκεδάζονται πίσω, διαπερνώντας πάλι το shock, από κύματα Alfvén. Διαδοχικές ανακλάσεις επιταχύνουν συνεχώς τα σωματίδια και τα φάσματα τους καταλήγουν να είναι power laws. Το μοντέλο αυτό ονομάστηκε για αυτό το λόγο Diffusive Shock Acceleration η αλλιώς επιτάχυνση Fermi πρώτης τάξης καθώς η μέση ενέργεια που κερδίζει ένα σωματίδιο ανά διάσχιση του shock είναι ανάλογη της ταχύτητας του shock.

Ας δούμε λίγο τώρα πιο αναλυτικά πως δουλεύει αυτή η επιτάχυνση. Περιγράψαμε αρκετά αναλυτικά στο προηγούμενο κεφάλαιο την εξέλιξη των SNR και αναφέραμε ότι υπάρχει ένα μπροστινό shock του SNR που κινείται μια κάποια ταχύτητα. Εάν φανταστούμε ότι βρισκόμαστε στο σύστημα ηρεμίας του shock, τότε θα βλέπαμε έναν άνεμο από σωματίδια του διαστρικού μέσου να έρχεται κατά πάνω μας. Η περιοχή αυτή ονομάζεται upstream, ενώ η περιοχή που αφήνουμε πίσω μας καθώς το shock κινείται ονομάζεται downstream. Καθώς αυτό το διαστρικό αέριο που έρχεται κατά πάνω μας, διαπερνάει το shock, θερμαίνεται και συμπιέζεται από το shock. Συνεπώς η downstream περιοχή είναι πιο θερμή και πιο πυκνή από την upstream περιοχή, και επίσης είναι και turbulent και ισχυρά μαγνητισμένη. Αυτό το γεγονός θα δούμε πως είναι πολύ σημαντικό για την επιτάχυνση των κοσμικών ακτίνων. Σε αυτή την ενότητα θα δώσουμε απλά μια εικόνα για αυτή τη διαδικασία. Για τον πιο αναλυτικό υπολογισμό μπορεί κανείς να συμβουλευτεί το κεφάλαιο 17.4 από το βιβλίο του Longair [1].

Έχουμε λοιπόν σωματίδια που βρισκόταν αρχικά στην upstream περιοχή και διαπερνούν το shock. Όμως είπαμε πως η downstream περιοχή έχει turbulent μαγνητικό πεδίο και συνεπώς τα σωματίδια αυτά μπορούν να ανακλαστούν τυχαία προς οποιαδήποτε κατεύθυνση. Κατά την ανάκλαση αυτή το σωματίδιο θα διατηρήσει την ενέργεια του. Κάποια τυχερά σωματίδια από αυτά θα ανακλαστούν όμως προς τα πίσω από εκεί που ήρθαν, δηλαδή προς την κατεύθυνση που βρίσκεται το shock. Αυτά θα διαπεράσουν πάλι το shock. Αυτή είναι η διαδικασία κλειδί στην Diffusive Shock Acceleration. Όταν αυτά διαπεράσουν πάλι το shock, θα κερδίσουν κάποια ενέργεια καθώς έχουν ήδη κάποια ταχύτητα στην downstream περιοχή και κερδίζουν έξτρα ταχύτητα από το shock καθώς περνάνε πάλι στην upstream περιοχή. Ο πραγματικός υπολογισμός περιέχει δύο Lorentz boosts για κάθε πέρασμα από τη μια περιοχή στην άλλη λόγω αλλαγής συστήματος αναφοράς στη κάθε περιοχή. Αυτός ο κύκλος των δύο περασμάτων από το shock μπορεί να επαναληφθεί πολλές φορές. Σε κάθε πέρασμα από το shock, υπάρχει κάποια πιθανότητα το σωματίδιο να είναι τυχερό και να ανακλαστεί σε γωνία 180 μοιρών. Προφανώς και μπορεί το σωματίδιο να χαθεί downstream και να μην επιστρέψει ποτέ στο shock. Η μέση ενέργεια που κερδίζει ένα σωματίδιο σε κάθε τέτοιο κύκλο είναι ανάλογη της ταχύτητας του shock σύμφωνα με τη σχέση

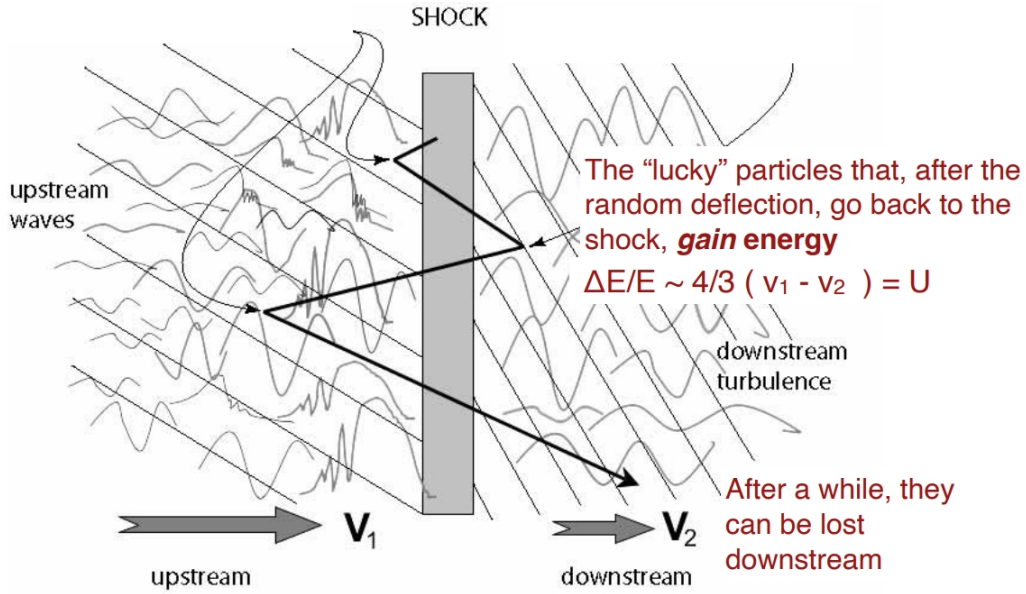
$$\left\langle \frac{\Delta E}{E} \right\rangle \sim \frac{4}{3} \frac{V_1 - V_2}{c} = \frac{4}{3} \frac{V}{c} \quad (3.14)$$

όπου V_1 και V_2 είναι η ταχύτητες της upstream και downstream ροής αντίστοιχα και V είναι η ταχύτητα του shock. Στο σχήμα 3.3 φαίνεται ένα σκιαγράφημα αυτής της διαδικασίας. Αν αυτός ο κύκλος επαναληφθεί πολλές φορές καταλήγουμε να έχουμε σωματίδια με πολύ υψηλές ενέργειες. Το γεγονός ότι όσο περισσότερες φορές θέλουμε να περάσει ένα σωματίδιο το shock, τόσο πιο απίθανο είναι, μας οδηγεί τελικά να έχουμε ένα φάσμα που έχει τη μορφή power law διότι όσο μεγαλύτερη είναι η ενέργεια, τόσο πιο απίθανο είναι να ανακλαστεί ένα σωματίδιο αρκετές φορές ώστε να την φτάσει.

Αυτή η διαδικασία δεν μπορεί να συμβαίνει για πάντα, αλλά υπάρχει μια μέγιστη ενέργεια στην οποία μπορεί να φτάσει ένα σωματίδιο μέσω Diffusive Shock Acceleration. Αυτό ονομάζεται κριτήριο του Hillas [110] και η μέγιστη ενέργεια είναι

$$E_{max} = \epsilon \left(\frac{R_s}{\text{pc}} \right) \left(\frac{v_s}{1000 \text{ km/s}} \right) \left(\frac{B_s}{\mu\text{G}} \right) \text{ TeV} \quad (3.15)$$

όπου R_s , v_s και B_s είναι η ακτίνα που βρίσκεται το shock, η ταχύτητα του, και το μαγνητικό πεδίο κοντά στο shock, αντίστοιχα. Την εξίσωση αυτή μπορεί να την κατανοήσει κανείς εύκολα. Η μέγιστη αυτή ενέργεια εξαρτάται γραμμικά από τα R_s , v_s και B_s καθώς όσο μεγαλύτερη είναι η ακτίνα του shock, η ταχύτητα του και το μαγνητικό πεδίο κοντά του, τόσο περισσότερο και πιο εύκολα μπορείς να επιταχύνεις περισσότερα σωματίδια σε υψηλότερες ενέργειες. Πρακτικά εξισώνουμε τη μέγιστη ακτίνα Larmor με το μέγεθος της περιοχής όπου λαμβάνει χώρα η επιτάχυνση.



Σχήμα 3.3: Σκιαγράφημα της επιτάχυνσης Fermi πρώτης τάξης ([4]).

Αν ορίσουμε την μέση ενέργεια ενός σωματιδίου μετά από μια ανάκλαση ως $E = \beta E_0$ με E_0 την ενέργεια πριν την ανάκλαση, και P την πιθανότητα να παραμείνει το σωματίδιο μετά από μια ανάκλαση στην περιοχή που συμβαίνει η επιτάχυνση, τότε μετά από n ανακλάσεις παίρνουμε $N = N_0 P^n$ σωματίδια με ενέργειες $E = E_0 \beta^n$. Έτσι το φάσμα είναι της μορφής

$$N(E)dE = const. \times E^{-1 + \frac{\ln P}{\ln \beta}} dE \quad (3.16)$$

Η πιθανότητα το σωματίδιο να διαφύγει από τη περιοχή επιτάχυνσης, δηλαδή το $1 - P$, είναι

$$P_{esc} = \frac{4V}{3c} \quad (3.17)$$

Χρησιμοποιώντας την εξίσωση αυτή αλλά και την εξίσωση 3.14, μπορεί κανείς να βρει το P και το β και να τα αντικαταστήσει στην εξίσωση 3.16 και να πάρει το φάσμα για την επιτάχυνση Fermi πρώτης τάξης που είναι

$$N(E)dE = const. \times E^{-2} dE \quad (3.18)$$

Η τιμή του εκθέτη δεν είναι το -2.7 που παρατηρείται στο φάσμα των κοσμικών ακτίνων (σχ. 1.3) αλλά ο μηχανισμός της επιτάχυνσης Fermi πρώτης τάξης είναι αρκετά υποσχόμενος καθώς και πολύ πιθανός να συμβαίνει και σε διάφορα άλλα shocks σε αστροφυσικά συστήματα εκτός από αυτά των SNR. Βέβαια η σύγκριση της τιμής αυτής του -2 με το -2.7 δεν είναι τόσο καλή καθώς το -2 είναι spectral index για το injection spectrum ενώ το -2.7 είναι για το φάσμα που παρατηρούμε στη Γη, μετά τη διάδοση των κοσμικών ακτίνων για να φτάσουν σε εμάς. Η διάδοση των κοσμικών ακτίνων μπορεί να κάνει το φάσμα πιο soft λόγω διάχυσης και για να έχει το φάσμα στη Γη εκθέτη -2.7, αυτό σημαίνει πως θα μπορούσε να έχει έναν εκθέτη περίπου -2.2 με -2.3 όταν έγινε το injection των κοσμικών ακτίνων στο διαστρικό μέσο. Αυτές οι τιμές είναι πολύ κοντά με το -2 που βγάλαμε για την επιτάχυνση Fermi πρώτης τάξης. Δείξαμε λοιπόν σε αυτό το κεφάλαιο τους δύο τρόπους με τους οποίους τα πάλσαρ μπορούν να επιταχύνουν κοσμικές ακτίνες σε πολύ υψηλές ενέργειες. Για αυτό το λόγο λοιπόν τα πάλσαρ θεωρούνται ισχυρές πηγές κοσμικών ακτίνων και οι κοσμικές ακτίνες υψηλών ενεργειών θα χρησιμοποιηθούν στη παρούσα εργασία ως μέσω διερεύνησης των ιδιοτήτων των πάλσαρ.

Chapter 4

The Cosmic-Ray Positron Spectra and their Implications on the Properties of the Milky Way Pulsars

4.1 Introduction

Pulsars represent a class of energetic sources whose properties have been probed over more than 50 years via observations in the electromagnetic spectrum. Emission from pulsars and their environments has been detected in the radio, [30, 111–117], infrared and visible [118–122], ultraviolet [123, 124], X-rays, [121, 125–129], gamma-rays [130–135] and most recently, a clear detection of powerful Milky Way pulsars at $O(10)$ TeV gamma-rays has been established [136–140]. Most of the observed photons from pulsars and their surrounding pulsar wind nebulae (PWNe) -where those are present- originate from cosmic-ray electrons and positrons and are emitted via curvature radiation [141, 142], synchrotron radiation [133, 143, 144] and at the highest energies inverse Compton emission [35, 133, 145, 146]. The fact that we have observed $O(10)$ TeV gamma-rays from certain pulsars that are still surrounded by their respective PWN clearly sets a lower limit on the electron and positron cosmic-ray energies in these environments. We expect that such pulsars will act as sources of cosmic-ray electrons and positrons that are released into the interstellar medium (ISM). In fact, we expect for electrons and positrons to be further accelerated as they propagate through the termination shock of the respective PWNe before entering the ISM [147, 148]. If Milky Way pulsars are prominent sources of high-energy cosmic-ray electrons and positrons then we could expect to see their contribution to the relevant cosmic-ray measurements and most notably in the cosmic-ray positron flux spectrum.

Cosmic-ray positrons are produced in inelastic collisions of high-energy cosmic-ray nuclei with the ISM gas and are typically referred to as secondary positrons. Within the same interactions matter cosmic-ray secondary electrons and nuclei as Boron are produced, which have been modeled in [9, 149–156] and are in agreement with the current observations [157–159]. A prominent exception is the spectrum of the positron fraction $e^+/(e^+ + e^-)$, measured by [160–162] to rise above 5 GeV, in disagreement with the expectation from same type of models. This suggests an additional source of high-energy cosmic-ray positrons. Such positrons can come from near-by Milky Way pulsars [148, 163–177]. One alternative to pulsars includes local and recent supernova remnants (SNRs) [178–188]. However, given that SNRs are the major source of all cosmic rays, in order to explain the rising positron fraction the metallicities of environments of recent and close-by SNRs have to be different from those of the Milky Way on average [184, 185, 189, 190]. Another possibility is that of particle dark matter [172, 191–210]. While such particle dark matter models have been constrained by cosmic-microwave background data [211–216] and γ -rays [217–219], the full parameter space has not been entirely excluded.

In this work we are going to use the cosmic-ray observations from the Alpha Magnetic Spectrometer (*AMS-02*), the Calorimetric Electron Telescope (*CALET*) onboard the International Space Station and the DArk Matter Particle Explorer (*DAMPE*) satellite. We are going to set constraints on the contribution of local Milky Way Pulsars to the electron and positron (e^\pm) fluxes and in turn probe their averaged properties. For cosmic-ray energies E above 10 GeV the propagation of e^\pm is mostly affected by their energy losses due to synchrotron radiation and inverse Compton scattering [220]. The relevant energy loss timescale for e^\pm of initial energy E_{init} to loose half it's energy,

$$\tau_{\text{loss}}(E_{\text{init}}) \simeq 20 \times \left(\frac{E_{\text{init}}}{10\text{GeV}} \right)^{-1} \text{ Myr.} \quad (4.1)$$

As pulsars loose their rotational kinetic energy rapidly, most of their rotational energy gets lost within $O(10)$ kyr. Roughly that is also equal to the time that magnetic fields in the surrounding PWNe and the further out supernova remnant SNR become weak enough to allow the relevant cosmic-ray e^\pm to effectively escape. The $O(10)$ kyr timescale is typically one to four orders of magnitude smaller by comparison to the timescale that it takes for cosmic-rays to reach us via diffusion from $O(100)$ pc - kpc distances that most pulsars are at. Thus pulsars can be treated as approximately injecting an appreciable fraction of their rotational energy to cosmic-ray electrons and positrons at the beginning of their existence [148, 168].

A result of Eq. 4.1, is that as the observed energy cosmic-ray increases the number of potential sources drops given that only most recent pulsars have an age that is similar to τ_{loss} . As pulsars are born in the Milky Way with a rate of $\simeq 1$ per century [221–225], only a small number of them can contribute, and only from an increasingly smaller distance. The relation connecting the maximum energy that e^\pm can have originating from a distance R was approximated in [226] to be $E_{\text{max}} \sim 100 \text{ GeV} (R/2 \text{ kpc})^{-2}$. For instance at 500 GeV we are probing only pulsars from within ~ 400 pc. As there is only a small number of such pulsars, the discreteness of those sources will result in subsequent features [148, 168, 226, 227] (see also [188] for a similar study on the impact of recent SNRs). With the recent refined observations by *AMS-02* and the observations by *CALET* and *DAMPE* that extend up to 5 TeV we will probe the properties of these pulsars. The lower energies of 5-500 GeV are also used and provide us with valuable information on the averaged properties of pulsars that are now "middle aged" and of up to $O(100)$ Myr and are located still within 4 kpc. Finally, we will show that we can also asses information on the properties of the ISM within that same volume.

4.2 Modeling

To study the pulsar population, we produce different *pulsar astrophysical realizations* which we will just call *simulations*. These realizations are then fit to CR data to see which realizations can explain the observed CR e^\pm flux. To produce these simulations we use the `galprop` code [11] to calculate the fluxes from background electrons and positrons in the ISM at the location of the Earth. To calculate the flux from individual pulsars, we use our own code. Combining these fluxes we end up having primary e^+ , secondary e^\pm and pulsar e^\pm fluxes, calculated at the location of the Earth in the ISM. Afterwards we also need to account for solar modulation. The details of producing these realizations shall now be explained in the following subsections. Our modeling is based on the modeling done for Ref. [228], but with big extensions to probe a much wider parameter space for the pulsar-population and take advantage of the new, and more precise *AMS-02* data to constrain the pulsars' properties.

4.2.1 Neutron Star Distribution and Birth Rate

The locally observed cosmic-ray e^\pm are the products of local sources within a radius R from the Earth. In this work, we model all our pulsar sources to be within a 4 kpc radius from us, as pulsars' that are further away will only contribute in the low energies. In our astrophysical realizations, this causes a break in the low energies in the pulsars' cosmic-ray flux where the power-law changes. At energies lower than the energy where the break occurs, only pulsars' that are further than 4 kpc contribute. For each realization, we also create a *low-energy extrapolated* counterpart where the break doesn't occur and the flux smoothly extends to the lower energies as the same power-law via extrapolation. Because we only consider pulsars within a finite volume from us, the observed cosmic-ray e^\pm flux is sensitive to their spatial distribution and birth rate within that volume. Although these properties have been studied by many papers [223, 224, 229, 230], great uncertainties still remain in them due to the lack of a complete pulsar survey of the sky. For more details on this, see subsection II.B of [228]. Because the pulsar birth rate is degenerate with the fraction of the spin-down power that goes into high energy e^\pm , we first choose a birth rate of 1 pulsar per century for simplicity. We also create realizations with birth rates of 2 and 0.6 pulsars per century.

The pulsars' spatial distribution in the Milky Way is expected to follow the stellar distribution in its spiral arms and thus, according to Refs. [229] and [224], the distribution of pulsars in our realizations follows a radial density profile

$$\rho(r; B, C) = A \left(\frac{r}{R_\odot} \right)^B \exp \left(-C \left[\frac{r - R_\odot}{R_\odot} \right] \right) \text{ kpc}^{-2}, \quad (4.2)$$

where r is the galactocentric distance, $B = 1.9$, $C = 5.0$, $R_\odot = 8.5$ kpc, and A is normalized to a pulsar birth rate of one per century. This leads to a probability distribution function for the radial distance r of a pulsar from the galactic center of the form,

$$PDF(r; B, C) = \frac{C^{B+2} \rho(r; B, C) r}{A e^C r^2 \Gamma(B+2)}, \quad (4.3)$$

where $\Gamma(x)$ is the Gamma function. The pulsars do not lie on the galactic disk but also have distance z away from the disk. In our realizations, according to Ref. [223], this distance follows a Laplace distribution with a scale height of 50 pc and mean of 0 pc. We choose to not model the spiral arms of our Galaxy and only assume a uniform distribution in Galactocentric angle.

4.2.2 Neutron-Star Spin-Down

Born in the violent collapse of massive stars, neutron stars are born with large three-dimensional kick velocities due to the asymmetric nature of supernova explosions. They also have large initial rotating energies at birth and extremely strong magnetic fields. A rapidly rotating neutron star, will gradually lose its rotational energy. This process is called spin-down and the rate at which a neutron star loses its rotational energy is called spin-down power or spin-down luminosity and is defined as,

$$\dot{E} = \frac{d \left(\frac{1}{2} I \Omega^2 \right)}{dt} = I \Omega \dot{\Omega} = -4\pi^2 I \frac{\dot{P}}{P^3}, \quad (4.4)$$

where $E = 1/2 I \Omega^2$ is the rotational kinetic energy of the neutron star. Ω is the angular velocity of the neutron star, P is its rotational period, I is its moment of inertia and the dots represent derivatives with respect to time. This spin-down power evolves with time as [29],

$$\dot{E}(t) = \dot{E}_0 \left(1 + \frac{t}{\tau_0} \right)^{-\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}, \quad (4.5)$$

where \dot{E}_0 is the initial spin-down power at birth and τ_0 is characteristic timescale, or age of a pulsar, and is defined as [28],

$$\tau_0 = \frac{\dot{\Omega}}{(\kappa - 1)\Omega} \left[1 - \left(\frac{\Omega}{\Omega_0} \right)^{\kappa-1} \right]. \quad (4.6)$$

κ is the braking index and it describes the evolution of the neutron star's angular velocity as $\dot{\Omega} = -\kappa\Omega^\kappa$ while differentiating this equation gives

$$\kappa = \frac{\ddot{\Omega}\Omega}{\dot{\Omega}^2} = 2 - \frac{P\ddot{P}}{\dot{P}^2}, \quad (4.7)$$

where P ($\Omega = 2\pi/P$) is the rotational period of the neutron star, which means that in order to measure κ , one must measure Ω , $\dot{\Omega}$ and $\ddot{\Omega}$ or equivalently P and it's derivatives. This makes the braking index hard to measure and it has been accurately measured for only a few pulsars. Refs. [231–239] give $\kappa \lesssim 3$, but also higher values have been measured [240]. The braking index may also evolve with time as suggested by Refs. [241–243]. $\kappa = 3$ describes spin-down due to magnetic-dipole radiation [241]. In our simulations we cover five different choices for the braking index, $\kappa = 2.5, 2.75, 3.0, 3.25, 3.5$. For each choice of κ , we also try different values for the characteristic spin-down timescale τ_0 . In the first two columns of Table 4.1, one can see the different sets of choices for κ and τ_0 . The pulsars in each realization, do not have the same initial spin-down power, but they start with an initial spin-down power \dot{E}_0 given by

$$\dot{E}_0 = 10^x \text{ erg/s} = 10^{x_{\text{cutoff}} - y} \text{ erg/s}, \quad (4.8)$$

with y sampled from a log-normal distribution

$$f(y) = \frac{\text{Exp} \left\{ -\frac{[-\mu_y + \ln(y)]^2}{2\sigma_y^2} \right\}}{\sqrt{2\pi y} \sigma_y}. \quad (4.9)$$

Radio observations of pulsar rotation periods and modeled surface magnetic fields of Myr old pulsars [223], give constraints to the values of x_{cutoff} and μ_y while a hard cut-off on observed spin-down power of pulsars larger than $10^{38.7}$ erg/s is given by observations of the Crab Pulsar [244, 245]. These observational constraints result in pulsars with τ_0 values as small as 0.6 kyr for $\kappa = 2.5$ and as large as 33 kyr for $\kappa = 3.5$. Therefore we take $\tau_0 = [0.6, 0.7, 0.8, 0.85, 1, 1.2, 1.3, 1.5, 1.6, 2, 2.4, 3.3, 4, 4.5, 6, 7, 9, 10, 15, 18, 20, 27, 30, 33]$. To probe a wide parameter space, in our simulations we also take $x_{\text{cutoff}} = [38.0, 38.2, 38.3, 38.5, 38.7, 38.8, 38.9, 39.0, 39.1, 39.3]$, $\mu_y = [0.0, 0.1, 0.18, 0.25, 0.3, 0.4, 0.5, 0.6]$ and $\sigma_y = [0.25, 0.36, 0.5, 0.75]$. We allow for such a wide range of assumptions regarding the pulsars' properties in order to use CR measurements to constrain these properties with high precision. In Table 4.1 we show all the different combinations of these parameters that we consider and our simulation number range related to each parameter set.

A neutron-star kick velocity of ~ 100 km/s at birth, would result in displacement of only a few pc in their first ~ 10 kyr ($\simeq \tau_0$). Therefore, we are not concerned with their displacement from their birth site and take the neutron-star spacial distribution to be their distribution at birth.

4.2.3 Injection Properties of Cosmic-Ray Electrons/Positrons

There is extensive evidence that pulsars are important sources of high-energy e^\pm . As a pulsar rotates rapidly, the highly rotating magnetic field creates strong electric fields that can rip charges from the pulsar's surface and accelerate them. These charges then emit high energy photons due to synchrotron radiation and inverse Compton scattering which then produce e^\pm pairs that

| Sim no. | τ_0 (kyr) | κ | x_{cutoff} | μ_y | σ_y |
|-----------|----------------|----------|---------------------|---------|------------|
| 100-1H7 | 6 | 3 | 38.8 | 0.25 | 0.5 |
| 200-2H7 | 3.3 | 3 | 38.8 | 0.25 | 0.5 |
| 300-3H7 | 10 | 3 | 38.8 | 0.25 | 0.5 |
| 400-471 | 3.3 | 3 | 39 | 0.1 | 0.5 |
| 500-571 | 1 | 2.5 | 38.8 | 0.25 | 0.5 |
| 600-671 | 20 | 3.5 | 39 | 0.1 | 0.5 |
| 700-771 | 0.7 | 2.5 | 38.8 | 0.25 | 0.5 |
| 800-871 | 20 | 3.5 | 39.1 | 0.0 | 0.25 |
| 900-971 | 0.6 | 2.5 | 39.0 | 0.1 | 0.25 |
| 1000-1071 | 6 | 3 | 39.0 | 0.1 | 0.25 |
| 1100-1071 | 6 | 3 | 38.7 | 0.5 | 0.75 |
| 1200-1271 | 30 | 3.5 | 38.8 | 0.25 | 0.5 |
| 1300-1371 | 0.85 | 2.5 | 38.5 | 0.6 | 0.75 |
| 1400-1471 | 18 | 3.5 | 39.0 | 0.0 | 0.75 |
| 1500-1571 | 10 | 3 | 38.7 | 0.5 | 0.75 |
| 1600-1671 | 4 | 3 | 39.0 | 0.0 | 0.36 |
| 1700-1771 | 1 | 2.5 | 38.7 | 0.5 | 0.75 |
| 1800-1871 | 9 | 3 | 38.2 | 0.4 | 0.36 |
| 1900-1971 | 0.8 | 2.5 | 38.2 | 0.4 | 0.36 |
| 2000-2071 | 0.6 | 2.5 | 38.2 | 0.4 | 0.36 |
| 2100-2171 | 30 | 3.5 | 38.2 | 0.4 | 0.36 |
| 2200-2271 | 7 | 3 | 39.0 | 0.1 | 0.75 |
| 2300-23H7 | 30 | 3.5 | 38.0 | 0.5 | 0.36 |
| 2400-24H7 | 30 | 3.5 | 38.7 | 0.5 | 0.75 |
| 2500-25H7 | 6 | 3 | 38.9 | 0.18 | 0.36 |
| 2600-26H7 | 4.5 | 3 | 39.3 | 0.0 | 0.25 |
| 2700-27H7 | 9 | 3 | 38.5 | 0.5 | 0.25 |
| 2800-28H7 | 27 | 3.5 | 38.5 | 0.3 | 0.25 |
| 2900-29H7 | 33 | 3.5 | 38.0 | 0.5 | 0.25 |
| 3000-3071 | 0.85 | 2.5 | 38.3 | 0.5 | 0.25 |
| 3100-3171 | 18 | 3.25 | 38.8 | 0.25 | 0.5 |
| 3200-3271 | 15 | 3.25 | 38.8 | 0.25 | 0.5 |
| 3300-3371 | 18 | 3.25 | 38.5 | 0.4 | 0.25 |
| 3400-3471 | 20 | 3.25 | 38.0 | 0.4 | 0.25 |
| 3500-3571 | 15 | 3.25 | 38.5 | 0.4 | 0.36 |
| 3600-3671 | 20 | 3.25 | 38.8 | 0.5 | 0.75 |
| 3700-3771 | 2 | 2.75 | 38.8 | 0.25 | 0.5 |
| 3800-3871 | 1.5 | 2.75 | 38.8 | 0.25 | 0.5 |
| 3900-3871 | 1.6 | 2.75 | 38.5 | 0.5 | 0.25 |
| 4000-4071 | 1.3 | 2.75 | 38.0 | 0.4 | 0.25 |
| 4100-4171 | 1.2 | 2.75 | 38.3 | 0.4 | 0.36 |
| 4200-4271 | 2.4 | 2.75 | 38.5 | 0.5 | 0.75 |

Table 4.1: The assumed pulsar-simulation spin-down power distributions and time evolution.

are then also accelerated inside the pulsar magnetosphere. This is known from microwave and radio observations and microwave observations of synchrotron radiation close to the poles of the NS and of inverse Compton scattering in gamma rays further away from the NS [246–260]. High-energy e^\pm may also be produced via the acceleration of particles at the PWN termination shock or at the SNR forward shock via Fermi-like processes [146, 259, 261–267]. Some of these highly energetic e^\pm cosmic-rays may escape these environments and be injected into the ISM.

In this work, we consider each pulsar to be a point source of e^\pm cosmic-rays, which is described by the source term [148],

$$Q(E, \vec{x}, t) = \frac{dN}{dE} \delta(\vec{x}) \left(1 + \frac{t}{\tau_0}\right)^{-\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}, \quad (4.10)$$

where $\delta(\vec{x})$ is the Dirac delta function localized at the pulsar position and dN/dE is the CR injection spectrum from a given pulsar given by

$$\frac{dN}{dE} = Q_0 \left(\frac{E}{1\text{GeV}}\right)^{-n} \text{Exp}\left\{-\frac{E}{E_{\text{cut}}}\right\}, \quad (4.11)$$

where E_{cut} is the injection spectrum's upper cutoff energy and n is its spectral index. Because the value of E_{cut} does not affect our results since e^\pm that propagate into the ISM cool down very rapidly, we take it to be fixed to a value of 10 TeV. Q_0 is given by

$$Q_0 = \frac{E_{\text{cut}}^{2-n}}{\Gamma(2-n)} \frac{2}{(\kappa-1)\tau_0}, \quad (4.12)$$

where $\Gamma(2-n)$ is the Euler gamma-function, $n < 2$, and $\kappa > 1$. This is derived by requiring Q_0 to normalize Q such that [148]

$$\int \int \int dE d\vec{x} dt Q(E, \vec{x}, t) = \eta W_0, \quad (4.13)$$

where η is the fraction of the rotational kinetic energy, W_0 , of the pulsar that has already gone into CR e^\pm . The total available rotational kinetic energy can be found from Eq. 4.5.

A wide number of suggestions have been proposed for the value of the spectral index n . Refs. [268–276] suggest values of $n \simeq 1.4 - 2.0$ while Refs. [270, 274] reveal a softer spectrum for the Crab pulsar. In our realizations, the parameter n for each pulsar is sampled from a uniform distribution $g(n)$. We use three options for the range of the uniform distribution given as

$$n \in \begin{cases} [1.4, 1.9], & \text{option "A"} \\ [1.6, 1.7], & \text{option "B"} \\ [1.3, 1.5], & \text{option "C"}. \end{cases} \quad (4.14)$$

We also sample the parameter η for each pulsar from a log-normal distribution [226],

$$h(\eta) = \frac{\text{Exp}\left\{-\frac{[-\mu + \ln(-1+\eta)]^2}{2\sigma^2}\right\}}{\sqrt{2\pi}(\eta-1)\sigma}. \quad (4.15)$$

We allow three choices for the parameters μ and σ of this distribution. To explain these three choices, we must first define the mean efficiency given by $\bar{\eta} = 1 + \text{Exp}\left\{\mu + \frac{\sigma^2}{2}\right\}$ and the parameter $\zeta = 10^{\sqrt{\sigma}}$. For each astrophysical realization, we choose one of the three options for these

two parameters, then solve these two defining equations for μ and σ , which enables us to sample from the distribution. The three options are:

$$(\bar{\eta}, \zeta) = \begin{cases} (4 \times 10^{-3}, 1.47), & \text{option "A"} \\ (1 \times 10^{-3}, 2.85), & \text{option "B"} \\ (2 \times 10^{-2}, 1.29), & \text{option "C"}. \end{cases} \quad (4.16)$$

We note that, when fitting our realizations to cosmic-ray data, ζ remains fixed, but $\bar{\eta}$ changes because we allow a normalization factor, c , in the flux from pulsars as a parameter to be fitted. The $\bar{\eta}$ after the fitting is really $\bar{\eta} c$, where c is the best fit value of the pulsar normalization factor. Because $\bar{\eta}$ is the fraction of the spin-down power that goes into cosmic-rays, and we know that there is an equipartition between the spin-down power that goes into the cosmic-rays and the electromagnetic field, we allow c , for each realization, to take only values such that $\bar{\eta} c \leq 0.5$ while fitting.

4.2.4 Propagation of Cosmic Rays in the ISM

The cosmic rays that are injected into the ISM from our pulsars, have to travel to the location of the Earth where they are detected *AMS-02*, *DAMPE*, and *CALET* detectors, whose data we fit our realizations to. They diffuse through the ISM due to the complicated structure of the galactic magnetic-field. They also lose energy via synchrotron radiation as well as ICS with the CMB and ambient infrared and optical photons. In the ISM, the propagation of cosmic-rays is generally described by the a diffusion-loss equation. Each cosmic-ray species obeys such an equation. The equation is given by [8],

$$\frac{\partial \psi(\vec{r}, p, t)}{\partial t} = q(\vec{r}, p, t) + \vec{\nabla} \cdot (D_{xx} \vec{\nabla} \psi - \vec{V} \psi) + \frac{\partial}{\partial p} \left[p^2 D_{pp} \frac{\partial}{\partial p} \left(\frac{1}{p^2} \psi \right) \right] - \frac{\partial}{\partial p} \left[\dot{p} \psi - \frac{p}{3} (\vec{\nabla} \cdot \vec{V}) \psi \right], \quad (4.17)$$

where $\psi(\vec{r}, p, t)$ is the density of cosmic-rays per unit of particle momentum at position \vec{r} . Diffusion is described by the spatial diffusion tensor D_{xx} . Diffusive reacceleration is modeled as diffusion in momentum space and described by the tensor D_{pp} , \dot{p} are the energy losses, while $q(\vec{r}, p, t)$ is the source term. Convection perpendicular to the Galactic Disk is described by the convection velocity \vec{V} . Here, we model diffusion to be homogeneous and isotropic within a thick disk of half-height z_L around the Milky Way stellar disc, and described by a simple term given by

$$D(E) = D_0 (E/1\text{GeV})^\delta, \quad (4.18)$$

where δ is the diffusion spectral index and D_0 is called the diffusion coefficient. Energy losses are described by

$$dE/dt = -b E^2, \quad (4.19)$$

where b is proportional to the sum of the energy densities of the local (within a few kpc) magnetic field U_B and the local radiation field U_{rad} . We adopt twelve different propagation models by defining twelve sets for the values of the parameters z_L , b , D_0 and δ . We ignore the effects of convection and diffusive reacceleration because they are not important for CR e^\pm . These models are described in Table 4.2.

4.2.5 Solar Modulation

After their ISM propagation, the cosmic-rays have to travel through the heliosphere to reach our detectors. Inside the heliosphere, they diffuse through the solar wind and the fast-evolving heliospheric magnetic-field. They also transfer via drift effects and lose energy through adiabatic energy losses. This process alters the CR spectra and is known as solar modulation. To calculate this change of the CR spectra, we use a force-field approximation model where the effect on the

| Model | z_L (kpc) | b ($\times 10^{-6} \text{GeV}^{-1} \text{kyrs}^{-1}$) | D_0 (pc^2/kyr) | δ |
|-------|-------------|---|------------------------------------|----------|
| A1 | 5.7 | 5.05 | 140.2 | 0.33 |
| A2 | 5.7 | 8.02 | 140.2 | 0.33 |
| A3 | 5.7 | 2.97 | 140.2 | 0.33 |
| C1 | 5.5 | 5.05 | 92.1 | 0.40 |
| C2 | 5.5 | 8.02 | 92.1 | 0.40 |
| C3 | 5.5 | 2.97 | 92.1 | 0.40 |
| E1 | 6.0 | 5.05 | 51.3 | 0.50 |
| E2 | 6.0 | 8.02 | 51.3 | 0.50 |
| E3 | 6.0 | 2.97 | 51.3 | 0.50 |
| F1 | 3.0 | 5.05 | 33.7 | 0.43 |
| F2 | 3.0 | 8.02 | 33.7 | 0.43 |
| F3 | 3.0 | 2.97 | 33.7 | 0.43 |

Table 4.2: The basic parameters that describe the propagations assumptions of cosmic rays in the Milky Way. Assuming isotropic and homogeneous diffusion, $D(R) = D_0(R/1\text{GV})^\delta$. The energy losses due to synchrotron radiation and inverse Compton scattering are described by $dE/dt = -bE^2$.

spectra is governed by the modulation potential Φ . Solar modulation causes a translation in the energy of the CR spectra described by [21]

$$\begin{aligned} \frac{dN^\oplus}{dE_{\text{kin}}}(E_{\text{kin}}) &= \frac{(E_{\text{kin}} + m)^2 - m^2}{(E_{\text{kin}} + m + |Z|e\Phi)^2 - m^2} \\ &\times \frac{dN^{\text{ISM}}}{dE_{\text{kin}}}(E_{\text{kin}} + |Z|e\Phi), \end{aligned} \quad (4.20)$$

where E_{kin} is the observed kinetic CR energy at Earth (\oplus), while $\frac{dN^{\oplus(\text{ISM})}}{dE_{\text{kin}}}$ are the differential CR flux at Earth and the local ISM respectively. The equivalent E_{kin} for the ISM spectrum is $E_{\text{kin}} + |Z|e\Phi$, where Φ is the modulation potential and $|Z|e$ is the absolute charge of the CR.

We adopt a time, charge and rigidity dependent modulation potential from Ref. [18] given as,

$$\begin{aligned} \Phi(R, q, t) &= \phi_0 \left(\frac{|B_{\text{tot}}(t)|}{4 \text{nT}} \right) + \phi_1 H(-qA(t)) \left(\frac{|B_{\text{tot}}(t)|}{4 \text{nT}} \right) \\ &\times \left(\frac{1 + (R/R_0)^2}{\beta(R/R_0)^3} \right) \left(\frac{\alpha(t)}{\pi/2} \right)^4, \end{aligned} \quad (4.21)$$

where R and q are the rigidity and charge of the CR, and $R_0 = 0.5\text{GV}$ is a reference rigidity. $|B_{\text{tot}}|$ and A are the strength and polarity of the heliospheric magnetic field (HMF), and α is the tilt angle of the heliospheric current sheet. H is the Heaviside step function and ϕ_0 and ϕ_1 are free parameters in our realizations to be fit to CR data. Ref. [277] set strong constraints on the ranges of these two parameters and following their work, we marginalize ϕ_0 and ϕ_1 within $[0.1, 0.6]$ GV and $[0, 2]$ GV respectively. Using measurements by the *ACE* satellite [278] and the models of the Wilcox Solar Observatory [279] for the values of $B_{\text{tot}}(t)$ and $\alpha(t)$ in each Bartels' Rotation (BR) number, we modulate our CR fluxes for each BR that the experiment we want to fit to was collecting data, and then take the average of these modulated fluxes.

4.2.6 Combining All the Options for the Pulsar Population

To create an astrophysical realization, we first generate a pulsar population in the Milky Way with an assumed spatial distribution and birth rate given by subsection 4.2.1. The pulsars

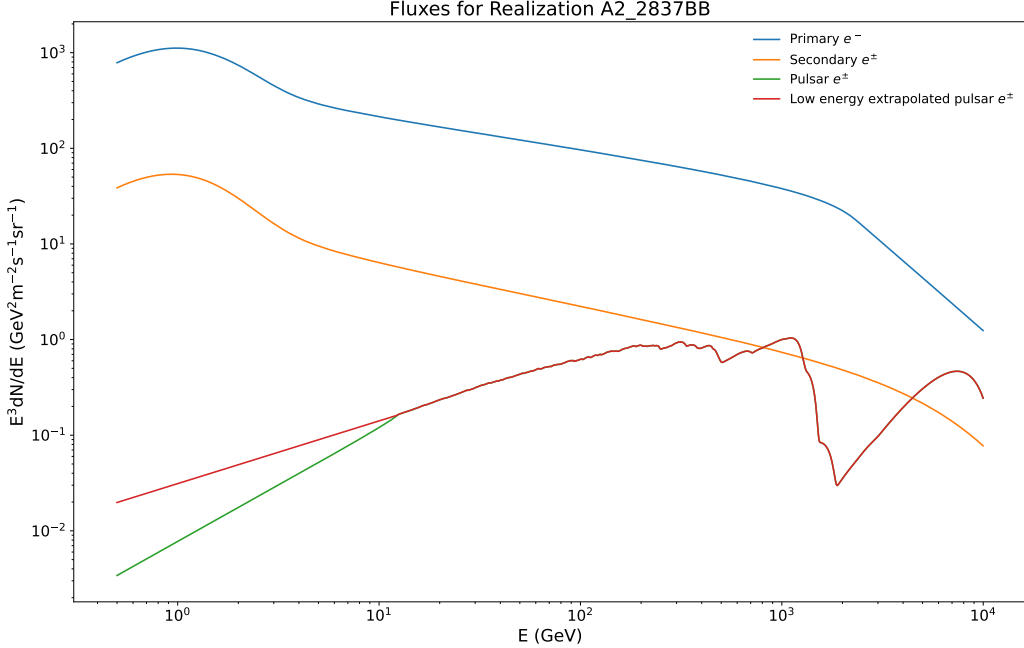


Figure 4.1: Primary e^- , secondary e^\pm and pulsar e^\pm fluxes in the ISM for realization A2_2837BB. Also, we show the low energy extrapolated version of the pulsar flux. Above the break, the red and green lines are exactly on top of each other, but in the low energy extrapolated version, the break doesn't occur and we extrapolate the pulsar flux in the low energies with the same power-law as above the break.

within this realization, must have a choice of the parameters τ_0 , κ , x_{cutoff} , μ_y and σ_y that describe their spin spin-down evolution according to subsection 4.2.2. There are 42 sets of choices for these parameters (see Table 4.1). These pulsars also follow the distributions $g(n)$ and $h(\eta)$ on the injection properties. There are three choices for $g(n)$ (Eq. 4.14) and three choices for $h(\eta)$ (Eq. 4.16) (see subsection 4.2.3), so nine combinations of these choices which are referred to as "AA", "AB", ..., "CC". We also have to choose one of the twelve propagation models given in Table 4.2 of subsection 4.2.4. Choosing a birth rate of 1 pulsar per century and with the combinations of all these choices, we end up with 3384 astrophysical realizations. We also create 3384 realizations with the same sets of parameters but with a birth rate of 0.6 pulsars per century. We also created 504 realizations with a birth rate of 2 pulsars per century using only the most dominant propagation models, which were the ones ending with 2 in their name (see Table 4.2). All these are 7272 astrophysical realizations in total. For each realization, we also create a low-energy extrapolated counterpart (see 4.2.1) which we call "LowE", so we end up with 14544 simulations to be fit to CR data in total. For instance, in our naming scheme, the realization C2_2540BB_06perCentury_LowE, has choice "C2" for the ISM propagation model, has the choices for τ_0 , κ , x_{cutoff} , μ_y , σ_y of a simulation with Sim no. 2500-25H7 (see Table 4.1), has choice "B" for $g(n)$ and choice "B" for $h(\eta)$, has a birth rate of 0.6 per century, and is also the low energy extrapolated version. An example of what the output of such a realization is, can be seen in Fig. 4.1. From each realization we get three fluxes as a function of energy. These are the primary e^- , secondary e^\pm and pulsar e^\pm fluxes in the ISM. In these fluxes, solar modulation hasn't been taken into account yet, since this happens while fitting.

After producing all our simulations, we are ready to fit each one of them to the CR data. We allow for seven fitting parameters while fitting. The two solar modulation parameters, ϕ_0 and ϕ_1 , three normalization factors a , b and c for the primary CR e^- flux, secondary CR e^\pm fluxes and total pulsar e^\pm fluxes, and two spectral indices d_1 and d_2 responsible for hardening

| Dataset | Acquisition Period | BR Numbers |
|---------------------------------|--------------------|-------------|
| <i>AMS-02</i> e^+ | 5/2011 - 11/2017 | 2426 - 2514 |
| <i>AMS-02</i> $e^+/(e^+ + e^-)$ | 5/2011 - 11/2017 | 2426 - 2514 |
| <i>AMS-02</i> $e^+ + e^-$ | 5/2011 - 11/2017 | 2426 - 2514 |
| <i>DAMPE</i> $e^+ + e^-$ | 12/2015 - 6/2017 | 2488 - 2508 |
| <i>CALET</i> $e^+ + e^-$ | 10/2015 - 11/2017 | 2486 - 2515 |

Table 4.3: The datasets that we use with their corresponding data acquisition periods and their BR numbers

or softening the primary e^- and secondary e^\pm spectra by multiplying them with $(E/1 \text{ GeV})^{d_1}$ and $(E/100 \text{ GeV})^{d_2}$ respectively. The parameters a and b are marginalized within $[0.6, 1.2]$ and $[0.8, 2]$ respectively. The parameter c is only given an upper bound such that $\bar{\eta} c \leq 0.5$ for each realization. The parameter d_1 is marginalized within $[-0.2, 0.5]$ while the parameter d_2 within $[-0.1, 0.1]$. For details on the fitting procedure that we follow, see section 4.4.

4.3 Data

We use the publicly available *AMS-02* e^+ flux, positron fraction and $e^+ + e^-$ flux [280–282]. We use the $e^+ + e^-$ flux from [280] instead of the one in [281] because the results are obtained through an analysis that does not use charge sign identification and therefore results in more data events due to its higher efficiency according to the *AMS-02* Collaboration. For the e^+ flux and the positron fraction, we ignore the measurements below 5 GeV since the spectra are strongly affected by solar modulation at these low energies and the pulsars’ contribution is negligible. We also perform fits ignoring the measurements below 15 GeV to avoid a bump in the positron fraction at ~ 12 GeV that our simulations find it difficult to fit to. Even though the data were acquired during the same time periods and by the same experiment, we do not fit to the *AMS-02* datasets simultaneously to avoid any undisclosed correlated uncertainties. We also ignore the measurements below 10 GeV for the *AMS-02* $e^+ + e^-$ flux.

Additionally, we use the $e^+ + e^-$ flux measurements from *DAMPE* [283] and *CALET* [284]. Because the $e^+ + e^-$ data from these three experiments are in statistical tension with each other, we avoid fitting to any combination of these three datasets. The used datasets with their respective data acquisition periods and the corresponding Bartels’ Rotation Numbers are presented in Table 4.3.

4.4 Fitting

We fit each produced simulation to each dataset via a χ^2 minimization. Our fitting strategy goes as follows: We first fit each simulation to the *AMS-02* e^+ flux. Then we fit the realizations that fall within 5σ in the e^+ flux, to the *AMS-02* positron fraction and $e^+ + e^-$ flux separately. By falling within 5σ we mean that they can fit to the data within 5σ from an expectation of χ^2 of 1 for each degree of freedom. Eventually we only keep simulations that fall within 5σ in all 3 *AMS-02* datasets and check which simulations are also within 3σ in all 3 *AMS-02* datasets. When we later add *DAMPE* and *CALET* fits, we fit those 5σ simulations to the *DAMPE* and *CALET* $e^+ + e^-$ fluxes and check which simulations are within 5 and 3 σ in all 5 datasets that we use. In each fit after the e^+ flux fit, we allow d_1 , ϕ_0 and ϕ_1 to be free within their allowed range while keeping the secondary spectral index parameter d_2 fixed at its best fit value from the e^+ fit. For the other parameters we only allow a 50% variation from their best fit values from the e^+ fit.

We chose to define the positron fraction in each bin using counts instead of differential fluxes because *AMS-02* uses binned data to avoid any errors caused by excessive features in the simulated fluxes. The positron fraction defined with fluxes to be fit to the experimental data in each energy bin would be

$$\frac{bE_{100}^{d_2}\Phi_{e^+}^{sec} + c\Phi_{e^+}^{pul}}{aE_1^{d_1}\Phi_{e^-}^{pri} + bE_{100}^{d_2}\Phi_{e^-}^{sec} + c\Phi_{e^-}^{pul} + bE_{100}^{d_2}\Phi_{e^+}^{sec} + c\Phi_{e^+}^{pul}}, \quad (4.22)$$

where the Φ s are the interpolated differential fluxes at earth after accounting for solar modulation at the center of each bin, E is the center energy of each bin measured in GeV, while E_1 and E_{100} mean $E/1$ GeV and $E/100$ GeV respectively, a, b, c, d_1, d_2 are free real parameters and the indices e^- and e^+ refer to the electrons and positrons respectively while the indices pri, sec, pul refer to the primary, secondary and pulsar fluxes.

We redefine the positron fraction with counts in each bin by integrating each differential flux over each bin as

$$N = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dN}{dE} dE, \quad (4.23)$$

where E_{min}, E_{max} are the bounds of the bin. We note that N is not the real event count in each bin because we don't know the exposure of the *AMS-02* detector but this is not an issue because the exposure cancels out from the numerator and the denominator of the positron fraction.

The positron fraction becomes

$$\frac{bN_{e^+}^{sec} + cN_{e^+}^{pul}}{aN_{e^-}^{pri} + bN_{e^-}^{sec} + cN_{e^-}^{pul} + bN_{e^+}^{sec} + cN_{e^+}^{pul}}, \quad (4.24)$$

We note that the factors $E_1^{d_1}$ and $E_{100}^{d_2}$ have been absorbed into their respective counts since these factors have the responsibility of hardening or softening the primary and secondary spectra and they do depend on energy. Therefore the correct way to integrate these fluxes would be to consider those factors as part of the differential flux and integrate $E^d\Phi$ over each bin. No such procedure is possible with the e^+ or the $e^+ + e^-$ fits because there is no fraction to cancel out the exposure and therefore we are forced to work with fluxes.

For the minimization we use SciPy's [285] `least_squares` routine from the `optimize` module to solve our non-linear least squares problem. We also used `iMinuit` [286] but found out that `least_squares` performs good minimization much faster and since we do not care about parameter uncertainties we mostly used that.

We also noticed that the starting value for the parameter d_1 can cause the minimization in the positron fraction to fall into local minima and therefore we minimize each simulation several times starting from different values for d_1 in it's allowed range. In each minimization all the other parameters' starting values are chosen randomly within their allowed ranges since we found out that they do not cause any issues.

4.5 Results

4.5.1 Using Only *AMS-02* Data

The new *AMS-02* [280] data allow us to further constrain combinations of the astrophysical uncertainties that were mentioned previously. When presenting results, for each realization we consider it's low energy extrapolated counterpart as the same realization. So, we treat the total

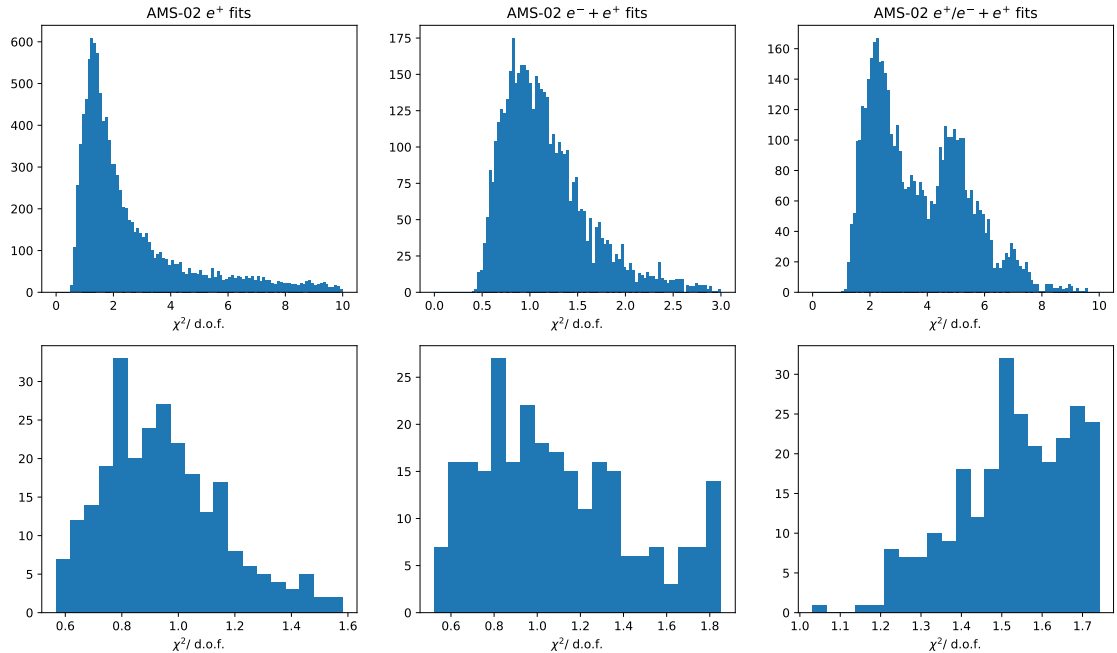


Figure 4.2: The $\chi^2/\text{d.o.f}$ distributions for each of our *AMS-02* datasets that we fit to, for all our realizations (top) and only those that are within 5σ in all three *AMS-02* datasets (bottom).

number of 14544 astrophysical realizations that we produced as being only 7272 realizations. That is because the low energy extrapolation only changes the assumptions of the pulsars that are outside of our 4 kpc range where we model our population, so our pulsar assumptions remain intact. Of the 7272 astrophysical realizations, 2831 can fit the *AMS-02* e^+ spectrum within 5σ from an expectation of χ^2 of 1 for each degree of freedom. Of these 2831 realizations, only 261(37) can also fit within $5\sigma(3\sigma)$ the *AMS-02* positron fraction spectrum and $e^+ + e^-$ spectrum.

The first thing we noticed is that the positron fraction sets the stronger constraints. The smaller error bars than the ones in the old *AMS-02* positron fraction data [287], have made the positron fraction much harder to fit to than the work done in [228]. Also, the small bump in the positron fraction at ~ 12 GeV is causing a lot more trouble now because of the smaller uncertainties in the data. Of the 2831 realizations that we fit to the positron fraction, only 325(50) can fit to it within $5\sigma(3\sigma)$. This difficulty to fit to the positron fraction, is why we ended up only 261(37) within $5\sigma(3\sigma)$ in all three *AMS-02* spectra. The e^+ and $e^+ + e^-$ spectra are a lot easier to fit to. Only one astrophysical realization named A2_2837BB (see Section 4.2 for the details of the naming scheme) gives a perfect fit to the *AMS-02* positron fraction with $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.03$. In our figures, we denote this specific realization as *Pulsar Model I*. These results become more apparent if we look at Fig. 4.2. We can see how the positron fraction fits, tend to have much higher $\chi^2/\text{d.o.f}$ as opposed to the fits for the other two *AMS-02* datasets. The distributions for e^+ and $e^+ + e^-$ fits have peaks around the value of $\chi^2/\text{d.o.f} = 1$ with many realizations around that value (top panels). However, the distribution for the positron fraction fits has two peaks around 2 and 5, with all $\chi^2/\text{d.o.f}$ values being greater than 1. In the bottom panels, we can see that for the realizations that are within our 5σ CL, many realizations have values of $\chi^2/\text{d.o.f} < 1$ for the e^+ and $e^+ + e^-$ fits, but for the positron fraction, the distribution is shifted greatly to the right of our 5σ CL with no values below 1. These histograms justify the fact that only 325(50) can fit to positron fraction within $5\sigma(3\sigma)$ and why the positron fraction measurement sets the greatest constraints.

In Fig. 4.3, we show the predicted e^+ spectrum of Pulsar Model I along with the *AMS-02* e^+

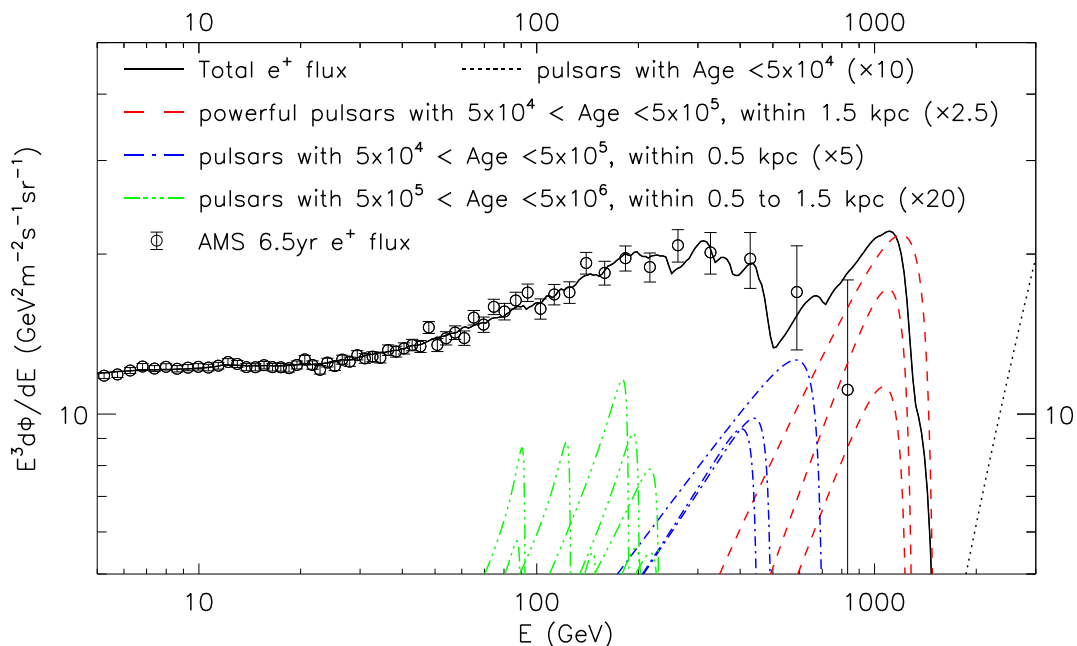


Figure 4.3: The predicted e^+ spectrum for Pulsar Model I along with the *AMS-02* data. Fluxes from individual pulsars are also visible. These pulsars can explain the features of our predicted e^+ spectrum in the high energies.

flux data. This realization can fit the e^+ flux with $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0.68$. Also, the fluxes from individual pulsars within this realization are shown. We note that the pulsar fluxes are multiplied by a significant factor, such as 5 or 10 (shown in the figures), in order to make the lines well visible within the figure. These fluxes are colored according to the pulsars' age and distance from Earth. It is noticeable that these individual pulsar fluxes can overall explain the features of the e^+ flux predicted by this realization. Clearly, the most powerful pulsars (denoted with red) can explain the features above 1 TeV, while the slightly less powerful pulsars (denoted with blue) can explain the features in the 400 GeV - 1 TeV range. The flux from a single young pulsar (Age $< 5 \times 10^4$) is also visible in the high energies. Because of the lack of data from *AMS-02* detector above 1 TeV, we cannot probe the properties of these highly energetic young pulsars.

In Fig. 4.4, five different positron fraction spectra from five different astrophysical realizations are depicted, named Pulsar Model I through V, along with their respective $\chi^2/\text{d.o.f.}$. Pulsar Model I is the best fit in the positron fraction but the others are not the rest of the five best models. The four other models were chosen randomly out of the 261 models that fit our data well. The *AMS-02* positron fraction data from [280] are also plotted and one can notice the bump at ~ 12 GeV that was mentioned previously. Most of the spectra that fit the positron fraction well, are spectra where the break occurs exactly at the energy of the bump. This can be seen more clearly in the zoomed part of the figure. It can also be seen that the predicted positron fraction spectrum, which increases from 7 to ~ 300 GeV can either keep rising at higher energies (model I), drop (model II,III,V) or flatten out (model IV). This was also shown in Ref. [228]. Finally we found out, and it can also be noticed in this figure, that the spectra that fit the positron fraction well, are usually spectra that are not smooth, and have a noticeable amount of features in them.

In Fig. 4.5, we depict the five $e^+ + e^-$ spectra for the same Pulsar Models I through V. Also,

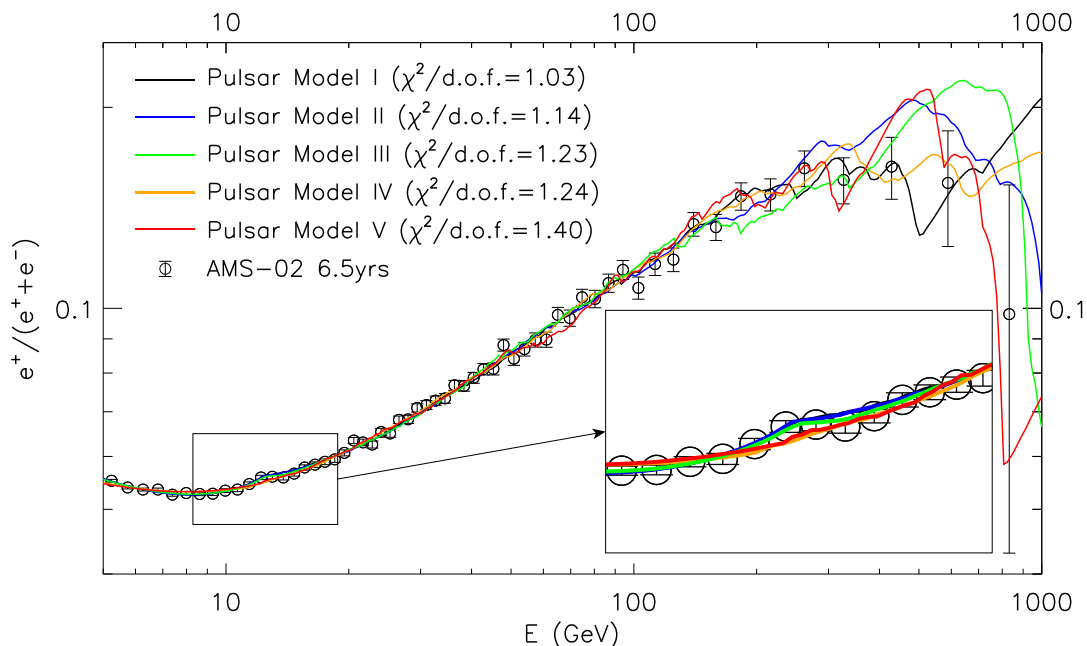


Figure 4.4: Predicted positron fraction spectra for five different pulsar realizations along with the *AMS-02* data. The $\chi^2/\text{d.o.f.}$ of these pulsar models are also shown. The zoomed part shows the area around the bump at ~ 12 GeV.

for model I we plot the e^- and e^+ fluxes separately and the fluxes from some individual pulsars. All five of these Pulsar Models can fit to both the *AMS-02* e^+ and $e^+ + e^-$ fluxes extremely well and have $\chi^2/\text{d.o.f.} < 1$, apart from Model V which has $\chi^2/\text{d.o.f.} = 1.51$ only in the $e^+ + e^-$ fit. Again, same as Fig. 4.3, it can be seen that individual pulsars can explain the features in the higher energies in both the e^- and e^+ fluxes separately, and obviously also explain the features in the combined $e^+ + e^-$ flux.

Our findings when it comes to the properties of the pulsars and also the ISM can be summarized in the tables 4.4, 4.5 and 4.6. These tables show the per cell percentage of the pulsar population realizations that are consistent within 3σ and 5σ limits (in parentheses) to the *AMS-02* positron fraction spectrum, the positron flux and electron plus positron flux. For instance, the top left cell of Table 4.4 is the percentage of the realizations that had $\kappa = 2.5$ and propagation model A1, that are consistent with the *AMS-02* data and so on. These tables allow us to see which pulsar and ISM properties are favorable and are preferred by the *AMS-02* data. In Fig. 4.6 and Fig. 4.7, the tables are presented as heatmaps for easier reading. We advise to also look at them when reading results.

In Table 4.4, we show our results for the combination of the five choices of the braking index and the twelve choices of ISM propagation conditions. The first result that we notice is a clear preference for the propagation models that end with the number 2 i.e. "A2", "C2", "E2" and "F2". Practically, almost 0% of all the astrophysical realizations that didn't have one of these propagation models survive within 3 and 5σ . These propagation models are characterized by the highest energy losses in our simulations $b = 8.02 \times 10^{-6} \text{GeV}^{-1} \text{kyrs}^{-1}$ (see Table 4.2). The underlying reason for this result, is that low energy losses cause the pulsar spectra to overshoot the data points at high energies where the energy losses have a dominant impact. The effect of the higher energy losses in our pulsar fluxes, is to move the individual pulsar spectra more

| | A1 | A2 | A3 | C1 | C2 | C3 | E1 | E2 | E3 | F1 | F2 | F3 |
|-----------------|-------|---------|-------|-------|---------|-------|-------|----------|-------|-------|---------|-------|
| | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) |
| $\kappa = 2.5$ | 0 (0) | 0.8 (4) | 0 (0) | 0 (0) | 0 (0.8) | 0 (0) | 0 (0) | 0.8 (2) | 0 (0) | 0 (0) | 0 (2) | 0 (0) |
| $\kappa = 2.75$ | 0 (0) | 0 (7) | 0 (0) | 0 (0) | 1 (3) | 0 (0) | 0 (1) | 0 (2) | 0 (0) | 0 (0) | 1 (6) | 0 (0) |
| $\kappa = 3.0$ | 0 (1) | 2 (15) | 0 (0) | 0 (0) | 2 (13) | 0 (0) | 0 (0) | 3 (11) | 0 (0) | 0 (0) | 0.4 (4) | 0 (0) |
| $\kappa = 3.25$ | 0 (1) | 1 (16) | 0 (0) | 0 (3) | 6 (18) | 0 (0) | 0 (1) | 1 (20) | 0 (0) | 0 (0) | 2 (10) | 0 (0) |
| $\kappa = 3.5$ | 0 (0) | 1 (11) | 0 (0) | 0 (0) | 3 (15) | 0 (0) | 0 (0) | 0.6 (11) | 0 (0) | 0 (0) | 0 (8) | 0 (0) |

Table 4.4: We show our results for the combination of the five choices of braking index $\kappa = 2.5, 2.75, 3.0, 3.25, 3.5$ and the twelve choices of ISM propagation conditions modeled by "A1" to "F3" (see Table 4.2). We give the fraction of pulsar population simulations that are consistent within 3σ and 5σ limits (in parentheses) to the *AMS-02* positron fraction spectrum, the positron flux and the electron+positron flux (see text for details). For the combination of $\kappa = 3$ and "C2" we produced 288 simulations to probe the remaining astrophysical parameters, of which 4 (30) i.e. $\simeq 1\%$ (10%) are allowed within 3σ (5σ).

| | A1 | A2 | A3 | C1 | C2 | C3 | E1 | E2 | E3 | F1 | F2 | F3 |
|----|--|-------|--------|-------|-------|--------|-------|-------|---------|-------|--------|-------|
| | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) | (%) |
| BC | $1.6 \leq n \leq 1.7, \eta = 2 \times 10^{-2}, \zeta = 1.29$ | 0 (0) | 3 (18) | 0 (0) | 0 (0) | 3 (19) | 0 (0) | 0 (0) | 0.8 (9) | 0 (0) | 2 (14) | 0 (0) |
| AC | $1.4 \leq n \leq 1.9, \eta = 2 \times 10^{-2}, \zeta = 1.29$ | 0 (2) | 0 (13) | 0 (0) | 0 (0) | 1 (8) | 0 (0) | 0 (0) | 1 (4) | 0 (0) | 0 (4) | 0 (0) |
| BA | $1.6 \leq n \leq 1.7, \eta = 4 \times 10^{-3}, \zeta = 1.47$ | 0 (0) | 2 (19) | 0 (0) | 0 (0) | 5 (15) | 0 (0) | 0 (0) | 2 (20) | 0 (0) | 2 (6) | 0 (0) |
| AA | $1.4 \leq n \leq 1.9, \eta = 4 \times 10^{-3}, \zeta = 1.47$ | 0 (1) | 0 (10) | 0 (0) | 0 (0) | 0 (8) | 0 (0) | 0 (0) | 0 (10) | 0 (0) | 0 (2) | 0 (0) |
| BB | $1.6 \leq n \leq 1.7, \eta = 1 \times 10^{-3}, \zeta = 2.85$ | 0 (0) | 2 (7) | 0 (0) | 0 (0) | 3 (13) | 0 (0) | 0 (2) | 2 (10) | 0 (0) | 0 (4) | 0 (0) |
| AB | $1.4 \leq n \leq 1.9, \eta = 1 \times 10^{-3}, \zeta = 2.85$ | 0 (0) | 0 (2) | 0 (0) | 0 (2) | 0 (0) | 0 (0) | 1 (7) | 0 (0) | 0 (0) | 0 (1) | 0 (0) |

Table 4.5: As in Table 4.4, we present, for the combination of the six choices ("BC", "AC", "BA", "AA", "BB" and "AB") of $g(\eta)$ and $h(\eta)$ and the twelve ISM models, the % fraction of pulsar simulations that are consistent within the 3σ and 5σ limits (in parentheses) to the *AMS-02* cosmic-ray data.

| | | $\kappa = 2.5$ (%) | $\kappa = 2.75$ (%) | $\kappa = 3.0$ (%) | $\kappa = 3.25$ (%) | $\kappa = 3.5$ (%) |
|----|--|-----------------------|------------------------|-----------------------|------------------------|-----------------------|
| BC | $1.6 \leq n \leq 1.7, \eta = 2 \times 10^{-2}, \zeta = 1.29$ | 0 (1) | 0.6 (3) | 1 (8) | 2 (10) | 1 (8) |
| AC | $1.4 \leq n \leq 1.9, \eta = 2 \times 10^{-2}, \zeta = 1.29$ | 0.5 (1) | 0 (1) | 0 (4) | 0 (2) | 0.5 (3) |
| BA | $1.6 \leq n \leq 1.7, \eta = 4 \times 10^{-3}, \zeta = 1.47$ | 0.4 (3) | 0.6 (4) | 2 (7) | 2 (12) | 0.4 (7) |
| AA | $1.4 \leq n \leq 1.9, \eta = 4 \times 10^{-3}, \zeta = 1.47$ | 0 (0) | 0 (0.7) | 0 (4) | 0 (8) | 0 (0.9) |
| BB | $1.6 \leq n \leq 1.7, \eta = 1 \times 10^{-3}, \zeta = 2.85$ | 0 (0) | 0 (2) | 1 (4) | 1 (4) | 1 (8) |
| AB | $1.4 \leq n \leq 1.9, \eta = 1 \times 10^{-3}, \zeta = 2.85$ | 0 (0) | 0 (0) | 0.3 (2) | 0 (2) | 0 (2) |

Table 4.6: Similar to the slices in parameter space given in Tables 4.4 and 4.5, we show for the combination of the six choices of $g(\eta)$ and $h(\eta)$ and the five choices for braking index $\kappa = 2.5, 2.75, 3.0, 3.25, 3.5$, the % fraction of pulsar population simulations that are consistent within 3σ and 5σ to the *AMS-02* cosmic-ray data.

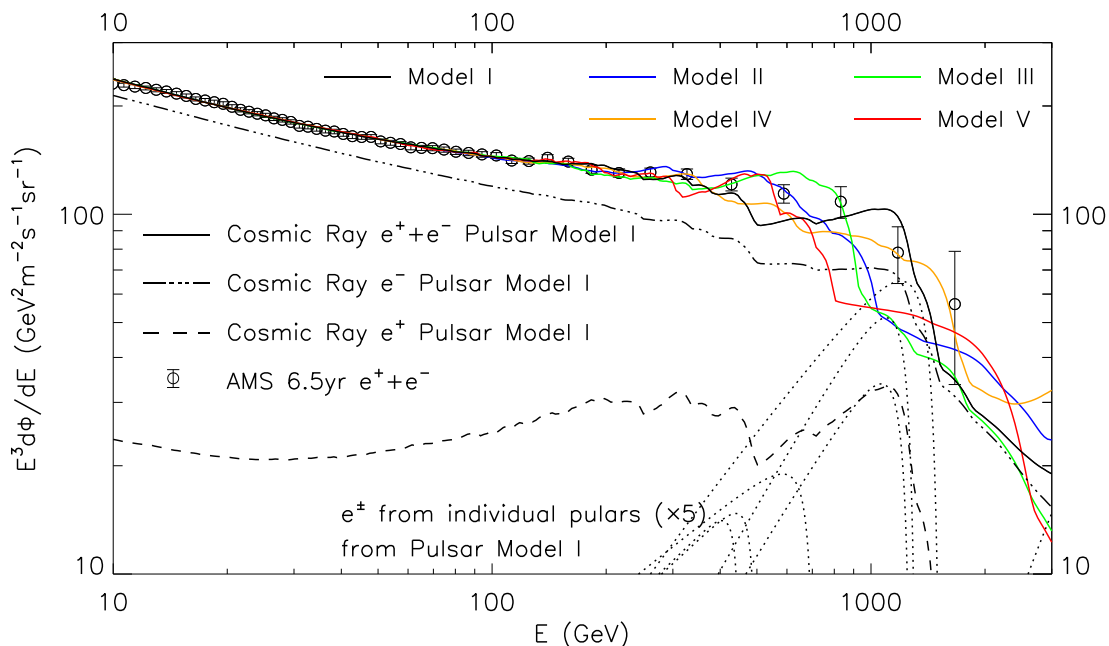


Figure 4.5: The predicted $e^+ + e^-$ spectrum for the same five pulsar realizations. For model I, we also show the individual e^- and e^+ spectra and also the flux from individual pulsars. Again, these pulsars can explain the features in the high energies.

towards lower energies and also make the spectra steeper. This first result is a major finding for the ISM properties and shows that the ISM conditions are such that greatest assumed energy losses actually occur. Our second finding from this table has to do with the choice of the braking index. We can see that the choices $\kappa = 2.5$ and $\kappa = 2.75$ are almost excluded. Very few realizations with these choices survive within 5σ and almost zero within 3σ . In Ref. [228], a first indication for such a tendency was found. We now confirm this tendency with a much larger set of simulations that account for even greater range of the relevant parameter space being modeled. At $\kappa = 3.0$ we see a big increase in the percentage of the realizations that survive, followed by an even higher percentage at $\kappa = 3.25$. At this value of the braking index, we have the peak percentage of realizations. The percentage drops again at $\kappa = 3.5$ while being roughly the same as $\kappa = 3.0$. A higher value for the braking index, means a slower spin-down (see Eq. 4.5). In subsection 4.2.2 we mentioned that most measurements of the braking index for pulsars give $\kappa \lesssim 3$. The fact that very few realizations with $\kappa < 3$ survive, shows that the pulsars may not lose their rotational energy as fast as we thought from observations, and may actually spin-down quite slower. A braking index $\kappa < 3$, produces pulsars that are very powerful sources at their younger stages when most of CR e^\pm are produced. Consequently, the realizations with such values for the braking index overshoot the data points in the high energies which probe those youngest pulsars.

In Table 4.5, we present the results for the combination of the six choices ("BC", "AC", "BA", "AA", "BB" and "AB") of $g(n)$ and $h(\eta)$ and the twelve ISM models. There are three choices ("CA", "CB" and "CC") missing but that is only to avoid redundant rows in the table as only one pulsar realizations with one of these choices is within our 5σ limit. The clear preference for the propagation models "A2", "C2", "E2" and "F2" is again noticeable. In this table, we also notice a preference for the choice "B" for the range of the distribution $g(n)$ (see Eq. 4.14). This preference can be seen even more clearly in the 3σ limit where almost every realization that survives within this limit has the choice "B" for $g(n)$. The second most preferable choice is "A",

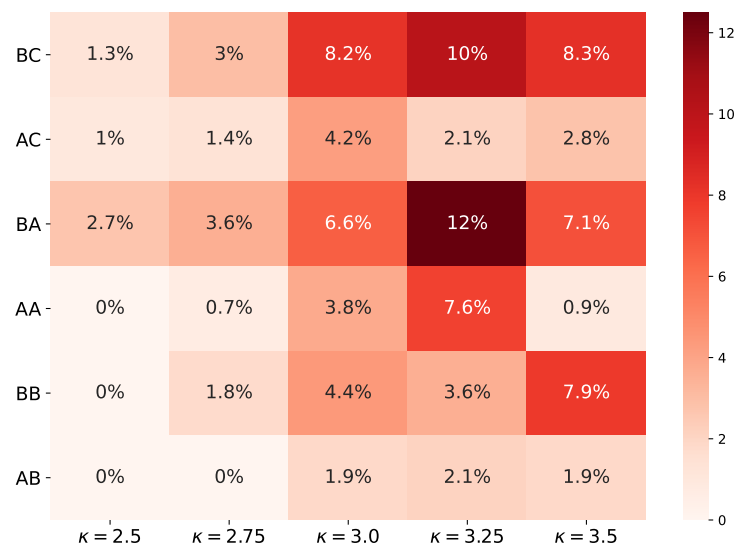
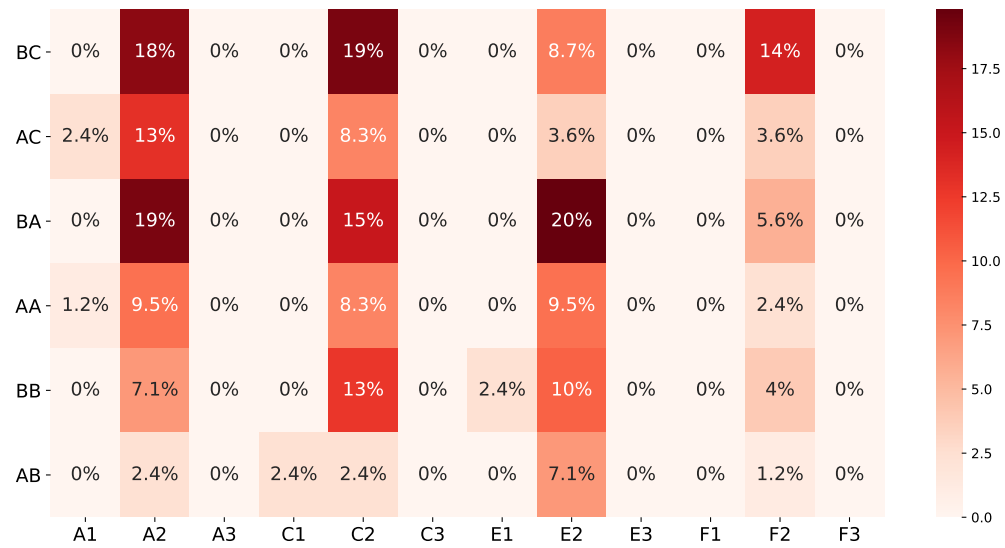
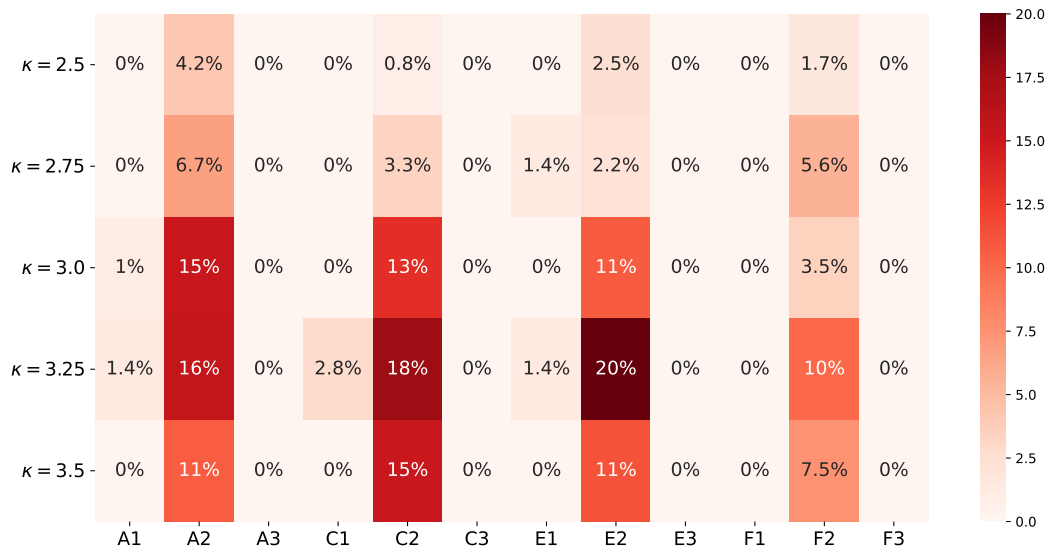


Figure 4.6: Tables 4.4, 4.5 and 4.6 presented as heatmaps for the 5σ case.

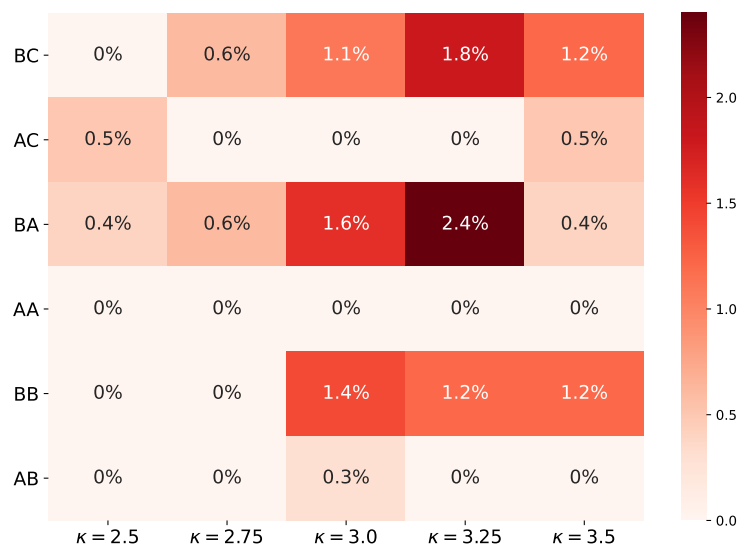
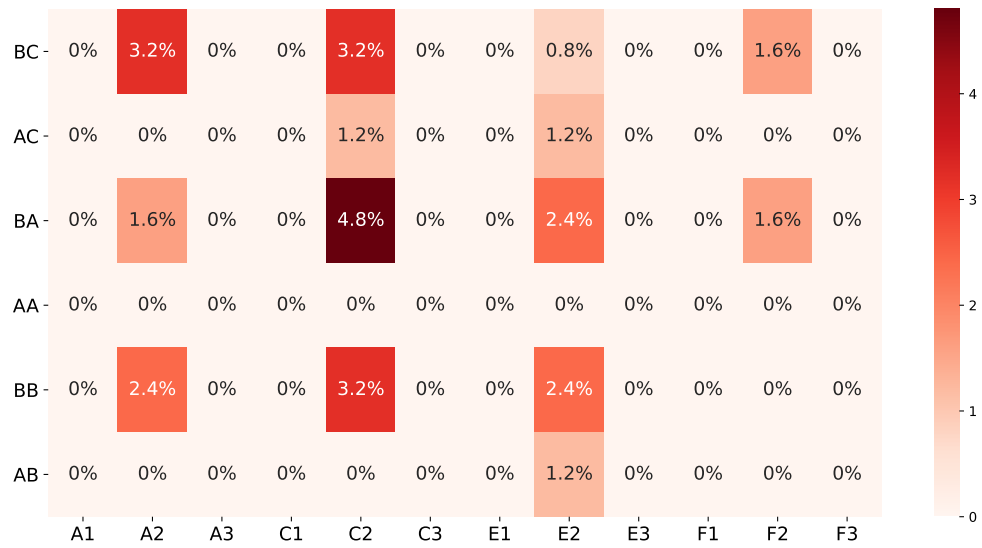
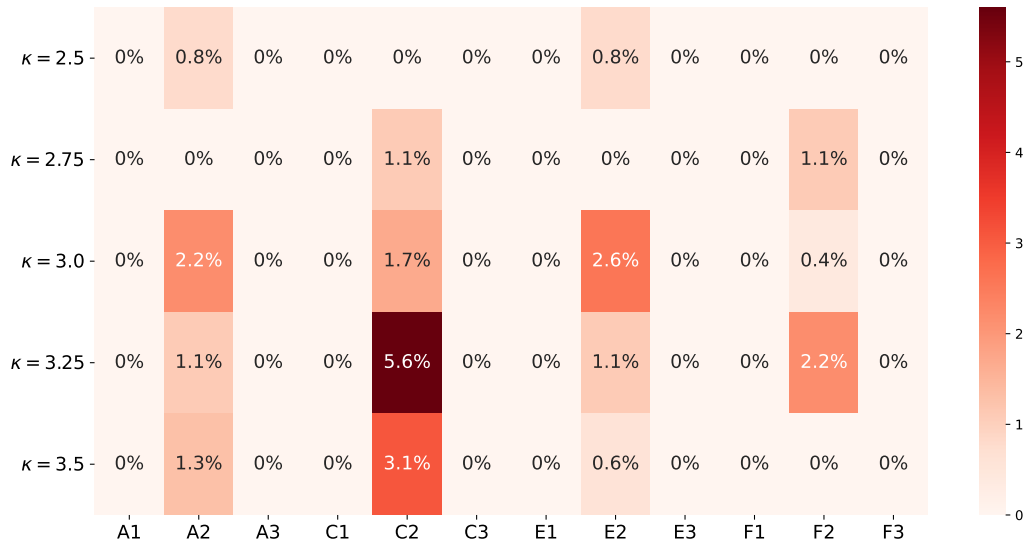


Figure 4.7: Tables 4.4, 4.5 and 4.6 presented as heatmaps for the 3σ case.

where a reasonable percentage of these realizations survive within 5σ . Very few realizations with choices "AB" survive when compared to the choices "AC" and "AA". Choice "C" for $g(n)$ is entirely excluded as only one realizations survives. No clear preference for the choice for the distribution $h(\eta)$ (see Eq. 4.16) is discernible. A fair percentage of realizations with each of the three choices "A", "B" and "C" for this distribution survive for both of the two most preferable choices "B" and "A" for $g(n)$. It seems that the deciding factor is the choice for the distribution $g(n)$, and no conclusion can be extracted for $h(\eta)$.

The range for $g(n)$ is the range where we sample values for the pulsars' injection spectrum's spectral index (see subsection 4.2.3). A broader range for $g(n)$ (choice "A") would result in a more diverse pulsar population regarding the spectral indices n and therefore to pulsars having quite different spectra from each other. This would cause more features in the resulting combined pulsar spectrum. A similar thing can be said for the choices for $h(\eta)$. Choices with a greater value for ζ (choice "B"), would result in a greater σ for the log-normal distribution since $\zeta = 10^{\sqrt{\sigma}}$, and therefore to more "spread" to the values of η . This leads again to more diverse injection spectra for the pulsars (see Eq. 4.13 and Eq. 4.11) and therefore again to more features. For $g(n)$, the dominant choice is choice "B", which is a narrow range of greater values for n , $n \in [1.6, 1.7]$. This shows that pulsars in the Milky Way most likely have a small range of values for their spectral index that would not cause excessive features in the observed CR spectrum at Earth. The second most dominant choice (only in the 5σ CL) is choice "A" where $n \in [1.4, 1.9]$, which would cause more features in the CR spectrum. Choice "C", which is a small range of small values for n , $n \in [1.3, 1.5]$, is completely excluded.

In Table 4.6, we present our results for the combination of the six choices for $g(n)$ and $h(\eta)$, and the five choices for braking index. No entirely new information is visible on this table. The domination of the choice "B", followed by choice "A", for $g(n)$ that was described in the previous paragraphs is shown, and also the preference for braking index values $\kappa \gtrsim 3$.

4.5.2 Including Data from *DAMPE* and *CALET*

We've mentioned previously that due to the lack of data for the positron flux at energies above 1 TeV from the *AMS-02* collaboration, we are unable to probe the properties of the youngest and most energetic pulsars that are close-by. Two more experiments, *DAMPE* [288] and *CALET* [289] have published their measurements of the total $e^+ + e^-$ CR flux up to 5 TeV [283, 284]. These spectra allow us to test pulsar-population models at energies where their expected fractional contribution to the total measured quantities can be very significant. At higher energies, the combination of volume and age necessary for pulsars to be able to contribute is reduced. Therefore, the number of individual pulsar sources drops and the highest energies only probe a small number of near-by pulsars. The result is $e^+ + e^-$ fluxes that are rich in features and bumps in the spectrum from individual pulsars are easily detectable with the naked eye. Such spectra can be seen in Figs. 4.8 and 4.9 where we show some of the predicted $e^+ + e^-$ fluxes for some of our pulsar models. Above 1 TeV, the spectra can either have a cut-off or a change in their slope, due to the fact that only a very small number of pulsars contribute at these energies. The characteristics of the spectra in these energies depend on those individual pulsars' properties.

Combining *AMS-02* and *DAMPE* data

After fitting to the *DAMPE* $e^+ + e^-$ spectrum, we find out that they only constrain our astrophysical realization properties very slightly. Of the 261(37) realizations that were within $5\sigma(3\sigma)$ to all three *AMS-02* datasets, 230(27) are also consistent within $5\sigma(3\sigma)$ to the *DAMPE* $e^+ + e^-$ data. In Fig. 4.8, we show the predicted $e^+ + e^-$ flux from six pulsar models that are consistent with the *DAMPE* data along with their $\chi^2/\text{d.o.f}$. We also show the flux from one

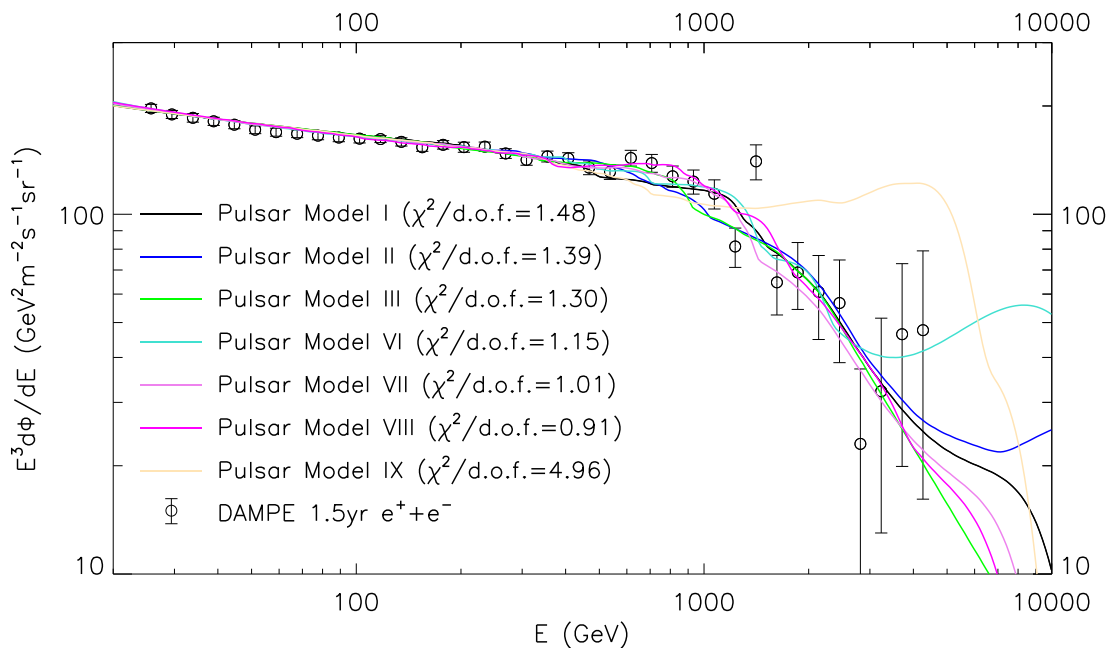


Figure 4.8: The predicted $e^+ + e^-$ spectra for seven different pulsar models along with their $\chi^2/\text{d.o.f.}$. One of the models (model IX in beige color) is excluded by the *DAMPE* data. This model greatly overshoots the data points above 1 TeV. Some fluxes (such as model VI and IV) contain notable features in the highest energies from individual powerful pulsars.

model (Pulsar Model IX) that is not consistent with the *DAMPE* data in beige color. We can see that this model greatly overshoots the *DAMPE* data points at $E > 1$ TeV where we lack *AMS-02* data. The realizations that are excluded by *DAMPE*, are usually excluded because of these high energies. The flux is not consistent with the *DAMPE* data at energies which *AMS-02* doesn't allow us to probe. In some of the fluxes in this figure, we can see great features at the highest energies created by single powerful pulsars. Because of only this small reduction in our astrophysical realizations by *DAMPE* ($261 \rightarrow 230$ at 5σ and $37 \rightarrow 27$ at 3σ), there are no new findings regarding the pulsars' and ISM properties. The findings presented in tables 4.4, 4.5 and 4.6 still hold. The only new finding is that realizations that contain extremely powerful young and near-by pulsars, that cause the $e^+ + e^-$ flux to overshoot the *DAMPE* data in the highest energies are excluded.

Combining *AMS-02* and *CALET* data

CALET doesn't constrain our astrophysical realization properties at all. Of the 261(37) realizations that were consistent with all *AMS-02* data, all of them are also consistent with the *CALET* $e^+ + e^-$ flux. This is caused by the huge error bars in the data in the entire energy range, and also the fewer data points above 1 TeV, compared to *DAMPE*, which makes these highest energies contribute even less to the total χ^2 . When fitting to the *CALET* data, we have extreme overfitting. Almost all of our 261 realizations, end up with $\chi^2/\text{d.o.f.} < 1$, with 111 of them even having $\chi^2/\text{d.o.f.} < 0.5$. It is evident that *CALET* data cannot help constrain the pulsars' and ISM properties any further than *AMS-02* data already could. In Fig. 4.9, we show seven different $e^+ + e^-$ fluxes from realizations that can fit the *CALET* data along with their $\chi^2/\text{d.o.f.}$. We can notice how easy it is for the flux to fit to the data due to their error bars. The $\chi^2/\text{d.o.f.}$ values are very small and Pulsar Model IX, which was excluded by *DAMPE* with

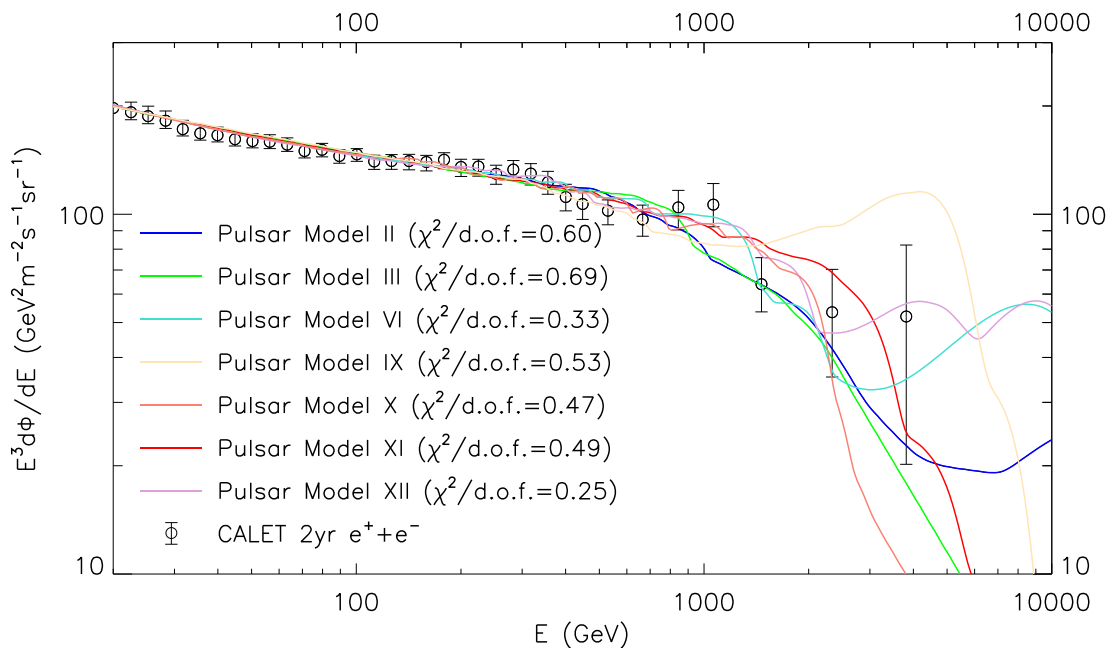


Figure 4.9: Seven different predicted $e^+ + e^-$ fluxes from realizations that can fit the *CALET* data along with their $\chi^2/\text{d.o.f.}$. Pulsar Model IX, which was excluded by *DAMPE* can fit the *CALET* data extremely well. Prominent features are also visible in the highest energies from powerful pulsars (models VI, IX, XI and XII).

$\chi^2/\text{d.o.f.} = 4.96$, can fit the *CALET* data with $\chi^2/\text{d.o.f.} = 0.53$. Overshooting the data points in the highest energies doesn't seem to affect the *CALET* fits at all.

In Fig. 4.10, we present a histogram of the fitted values of the mean fraction $\bar{\eta}$ (original $\bar{\eta}$ before fitting multiplied by the pulsar normalization) of the pulsars' spin-down power the goes into CRs from each realization. The y-axis shows the number of these astrophysical realizations that are allowed within 5σ by the the *AMS-02* & *CALET* data (red histogram), or by the *AMS-02* & *DAMPE* data (blue histogram). The range of $\bar{\eta}$ values that explain the CR data are between 0.00241 and 0.5 for both histograms with a mean value $\bar{\eta} = 0.10$ and multiple peaks. This means that on average, about 10% of the spin-down power of a pulsar goes to CRs. The range is exactly the same for both histograms. We can also notice a pile-up on the rightmost bin. This is caused by the realizations preferring a higher value for the pulsar normalization which is not allowed by the hard physical reasoning that $\bar{\eta} c < 0.5$ so the fitted $\bar{\eta}$ values get that maximum allowed value.

4.6 Conclusions

We have used CR e^- and e^+ data to study the properties of the pulsar population of Milky Way pulsars. We've used the e^+ , positron fraction and $e^+ + e^-$ flux measurements from the *AMS-02* detector, as well as $e^+ + e^-$ flux from *DAMPE* and *CALET*, to test thousands of pulsar realizations. We work under the assumption that pulsars are the dominant source for the rise of the positron fraction at high energies. These realizations probe the astrophysical uncertainties associated with the CR spectra observed at Earth. We do that by producing 14544 realizations that sample a broad range of possibilities for the spatial distribution and birth rate of neutron

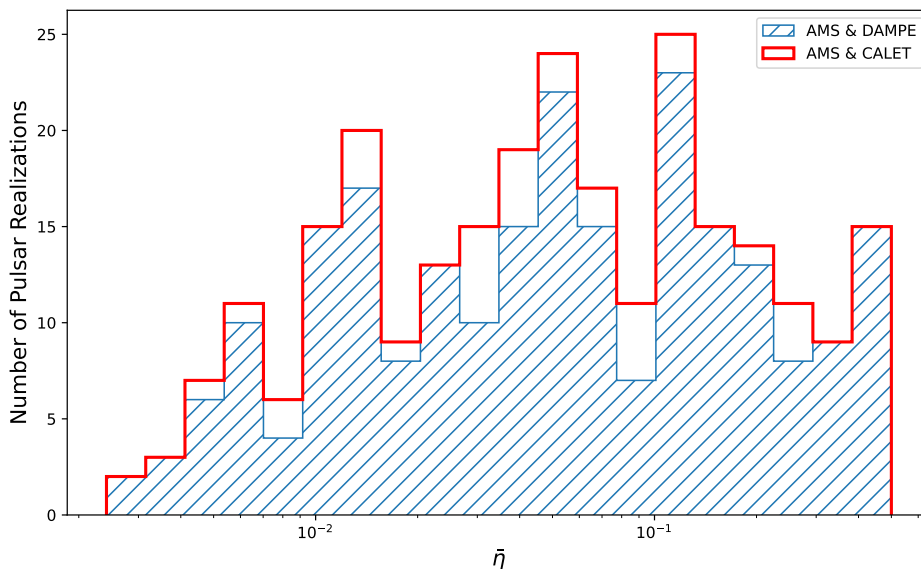


Figure 4.10: The distribution of the fitted values of the $\bar{\eta}$ parameter for the astrophysical realizations allowed within 5σ by the *AMS-02* & *CALET* data (261 realizations in the red histogram), or by the *AMS-02* & *DAMPE* data (230 realizations in the blue histogram).

stars in the Milky Way, their age and spin-down properties, the uncertainties associated with the injection spectra of CR e^\pm from these sources into the ISM, and the uncertainties associated with the propagation of CRs into the ISM. These details are described in Section 4.2.

We find that models with low energy losses (models without $b = 8.02 \times 10^{-6} \text{GeV}^{-1} \text{kyrs}^{-1}$ in Table 4.2) are excluded by the *AMS-02* data alone, or by combining *AMS-02* data with *DAMPE* or *CALET* data. Furthermore, we find that a braking index $\kappa < 3$ is disfavored by the data regardless of the other astrophysical assumptions. All pulsars are considered to have a constant braking index throughout their time evolution. Moreover all pulsars have the same braking index in each realization. Their spin-down properties are chosen to be such that explain the radio observations. We also find a preference for a braking index κ of 3.25 as opposed to 3.5 or 3.0. We find no indications for any preference in terms of a narrow or a wide initial spin-down power distribution. Also, the fraction of rotational energy going to CR e^\pm is very uncertain. Additionally we find a strong preference for the option "B" for the distribution $g(n)$ followed by the option "A". Option "C" is entirely excluded. No obvious preference could be found for the options for the distribution $h(\eta)$. These results are given by Tables 4.4, 4.5 and 4.6. The $e^+ + e^-$ fluxes from *DAMPE* and *CALET* above 1 TeV, allow us to study young near-by pulsars. However, the *DAMPE* data allow us to constrain the pulsars' properties only very slightly due to the fact that they exclude only a small portion of our realizations that are allowed by *AMS-02*. These excluded realizations typically overshoot the *DAMPE* data points above 1 TeV. *CALET* cannot help probing the pulsars' properties any further than *AMS-02*, due to its large error bars.

Our results for the braking index contradict the fact that we have observed several young pulsars with a braking index of less than 3. One solution could be that pulsars have time-variable braking indices. For instance, pulsars might start with smaller indexes leading to fast spin-down in their initial stages. As the braking index increases to a value of $\simeq 3$, the pulsars spin down more slowly. If the braking index indeed changes with time, we will need additional simulations to probe all the possible paths of $\kappa(t)$, versus the $\kappa = \text{constant}$ studied in this work.

Βιβλιογραφία

- [1] Malcolm S. Longair. *High Energy Astrophysics*. Cambridge University Press, 3 edition, 2011. doi:10.1017/CBO9780511778346.
- [2] Julia Becker Tjus and Lukas Merten. Closing in on the origin of Galactic cosmic rays using multimessenger information. *Phys. Rept.*, 872:1–98, 2020. doi:10.1016/j.physrep.2020.05.002.
- [3] Q. An, R. Asfandiyarov, P. Azzarello, P. Bernardini, X. J. Bi, M. S. Cai, J. Chang, D. Y. Chen, H. F. Chen, and et al. Measurement of the cosmic ray proton spectrum from 40 gev to 100 tev with the dampe satellite. *Science Advances*, 5(9):eaax3793, Sep 2019. ISSN 2375-2548. doi:10.1126/sciadv.aax3793. URL <http://dx.doi.org/10.1126/sciadv.aax3793>.
- [4] Daniele Gaggero. Slides from talk "Cosmic-ray physics and indirect Dark Matter searches". URL https://workshops.ift.uam-csic.es/files/275/Gaggero_CRs.pdf.
- [5] V. L. Ginzburg and S. I. Syrovatskii. *The Origin of Cosmic Rays*. 1964.
- [6] V. S. Berezhinskii, S. V. Bulanov, V. A. Dogiel, and V. S. Ptuskin. *Astrophysics of cosmic rays*. 1990.
- [7] Pasquale Blasi. The origin of galactic cosmic rays. *The Astronomy and Astrophysics Review*, 21(1), Nov 2013. ISSN 1432-0754. doi:10.1007/s00159-013-0070-7. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s00159-013-0070-7>.
- [8] A. W. Strong and I. V. Moskalenko. Propagation of cosmic-ray nucleons in the Galaxy. *Astrophys. J.*, 509:212–228, 1998. doi:10.1086/306470.
- [9] I. V. Moskalenko, A. W. Strong, J. F. Ormes, and M. S. Potgieter. Secondary anti-protons and propagation of cosmic rays in the galaxy and heliosphere. *Astrophys. J.*, 565:280–296, 2002. doi:10.1086/324402.
- [10] E. S. Seo and V. S. Ptuskin. Stochastic Reacceleration of Cosmic Rays in the Interstellar Medium. *Astrophys. J.*, 431:705, August 1994. doi:10.1086/174520.
- [11] <https://galprop.stanford.edu/>.
- [12] Carmelo Evoli, Daniele Gaggero, Andrea Vittino, Giuseppe Di Bernardo, Mattia Di Mauro, Arianna Ligorini, Piero Ullio, and Dario Grasso. Cosmic-ray propagation with dragon2: I. numerical solver and astrophysical ingredients. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2017(02):015–015, Feb 2017. ISSN 1475-7516. doi:10.1088/1475-7516/2017/02/015. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2017/02/015>.
- [13] Carmelo Evoli, Daniele Gaggero, Andrea Vittino, Mattia Di Mauro, Dario Grasso, and Mario Nicola Mazziotta. Cosmic-ray propagation with dragon2: Ii. nuclear interactions with the interstellar gas. *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics*, 2018(07):006–006, Jul 2018. ISSN 1475-7516. doi:10.1088/1475-7516/2018/07/006. URL <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2018/07/006>.

- [14] https://github.com/cosmicrays/DRAGON2-Beta_version.
- [15] R. Kissmann. Picard: A novel code for the galactic cosmic ray propagation problem. *Astroparticle Physics*, 55:37–50, Mar 2014. ISSN 0927-6505. doi:10.1016/j.astropartphys.2014.02.002. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2014.02.002>.
- [16] David Maurin. usine: Semi-analytical models for galactic cosmic-ray propagation. *Computer Physics Communications*, 247:106942, Feb 2020. ISSN 0010-4655. doi:10.1016/j.cpc.2019.106942. URL <http://dx.doi.org/10.1016/j.cpc.2019.106942>.
- [17] <https://dmaurin.gitlab.io/USINE/>.
- [18] I. Cholis, D. Hooper, and T. Linden. A Predictive Analytic Model for the Solar Modulation of Cosmic Rays. *Phys. Rev.*, D93(4):043016, 2016. doi:10.1103/PhysRevD.93.043016.
- [19] R. D. Strauss, M. S. Potgieter, M. Boezio, N. De Simone, V. Di Felice, A. Kopp, and I. Büsching. The Heliospheric Transport of Protons and Anti-protons: a Stochastic Modelling Approach to Pamela Observations. In *13th ICATPP Conference on Astroparticle, Particle, Space Physics and Detectors for Physics Applications*, 2012. doi:10.1142/9789814405072_0042.
- [20] R. A. Burger, M. S. Potgieter, and B. Heber. Rigidity dependence of cosmic ray proton latitudinal gradients measured by the ulysses spacecraft: Implications for the diffusion tensor. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 105(A12):27447–27455, 2000. doi:<https://doi.org/10.1029/2000JA000153>. URL <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2000JA000153>.
- [21] L. J. Gleeson and W. I. Axford. Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays. *Astrophys. J.*, 154:1011, December 1968. doi:10.1086/149822.
- [22] Patrick Slane. *Pulsar Wind Nebulae*, page 2159. 2017. doi:10.1007/978-3-319-21846-5_95.
- [23] Bryan M. Gaensler and Patrick O. Slane. The evolution and structure of pulsar wind nebulae. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 44(1):17–47, Sep 2006. ISSN 1545-4282. doi:10.1146/annurev.astro.44.051905.092528. URL <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.astro.44.051905.092528>.
- [24] Abdul Athem Alsabti. Handbook of Supernovae. In *IAU General Assembly*, volume 29, page 2253696, August 2015.
- [25] Niccolò Bucciantini. MHD models of Pulsar Wind Nebulae. *Astrophysics and Space Science Proceedings*, 21:473, January 2011. doi:10.1007/978-3-642-17251-9_39.
- [26] Oleg Kargaltsev, Benoît Cerutti, Yuri Lyubarsky, and Edoardo Striani. Pulsar-wind nebulae. *Space Science Reviews*, 191(1-4):391–439, Jun 2015. ISSN 1572-9672. doi:10.1007/s11214-015-0171-x. URL <http://dx.doi.org/10.1007/s11214-015-0171-x>.
- [27] *Young Neutron Stars and Their Environments*, volume 218, January 2004.
- [28] R. N. Manchester and J. H. Taylor. *Pulsars*. W H Freeman and Company, United States, 1977. ISBN 0-7667-1358-0. URL http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:10439443.
- [29] F. Pacini and M. Salvati. On the Evolution of Supernova Remnants. Evolution of the Magnetic Field, Particles, Content, and Luminosity. *Astrophys. J.*, 186:249–266, November 1973. doi:10.1086/152495.

- [30] R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs. The Australia Telescope National Facility Pulsar Catalogue. *Astronomical Journal*, 129(4):1993–2006, April 2005. doi:10.1086/428488.
- [31] C. Venter and O. C. de Jager. Constraints on the Parameters of the Unseen Pulsar in the PWN G0.9+0.1 from Radio, X-Ray, and VHE Gamma-Ray Observations. In W. Becker and H. H. Huang, editors, *WE-Heraeus Seminar on Neutron Stars and Pulsars 40 years after the Discovery*, page 40, January 2007.
- [32] Dan Hooper, Ilias Cholis, Tim Linden, Jennifer M. Siegal-Gaskins, and Tracy R. Slatyer. Millisecond pulsars cannot account for the inner galaxy’s gev excess. *Physical Review D*, 88(8), Oct 2013. ISSN 1550-2368. doi:10.1103/physrevd.88.083009. URL <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.88.083009>.
- [33] Peter Goldreich and William H. Julian. Pulsar Electrodynamics. *Astrophys. J.*, 157:869, August 1969. doi:10.1086/150119.
- [34] A. N. Timokhin and A. K. Harding. On the polar cap cascade pair multiplicity of young pulsars. *The Astrophysical Journal*, 810(2):144, Sep 2015. ISSN 1538-4357. doi:10.1088/0004-637x/810/2/144. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637x/810/2/144>.
- [35] A. M. Atoyan and F. A. Aharonian. On the mechanisms of gamma radiation in the Crab Nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 278(2):525–541, January 1996. doi:10.1093/mnras/278.2.525.
- [36] E. Aliu, H. Anderhub, L. A. Antonelli, P. Antoranz, M. Backes, C. Baixeras, J. A. Barrio, H. Bartko, D. Bastieri, and et al. Observation of pulsed γ -rays above 25 gev from the crab pulsar with magic. *Science*, 322(5905):1221–1224, Nov 2008. ISSN 1095-9203. doi:10.1126/science.1164718. URL <http://dx.doi.org/10.1126/science.1164718>.
- [37] S. V. Bogovalov. On the physics of cold mhd winds from oblique rotators. *Astron. Astrophys.*, 349:1017–1026, 1999.
- [38] Lorenzo Sironi and Benoît Cerutti. Particle acceleration in pulsar wind nebulae: Pic modelling. *Astrophysics and Space Science Library*, page 247–277, 2017. ISSN 2214-7985. doi:10.1007/978-3-319-63031-1_11. URL http://dx.doi.org/10.1007/978-3-319-63031-1_11.
- [39] Y. E. Lyubarsky. On the structure of the inner Crab Nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 329(2):L34–L36, 01 2002. ISSN 0035-8711. doi:10.1046/j.1365-8711.2002.05151.x. URL <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2002.05151.x>.
- [40] Mitchell C. Begelman and Zhi-Yun Li. An Axisymmetric Magnetohydrodynamic Model for the Crab Pulsar Wind Bubble. *Astrophys. J.*, 397:187, September 1992. doi:10.1086/171778.
- [41] van der Swaluw, E. Interaction of a magnetized pulsar wind with its surroundings - mhd simulations of pulsar wind nebulae. *A&A*, 404(3):939–947, 2003. doi:10.1051/0004-6361:20030452. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030452>.
- [42] C. F. Kennel and F. V. Coroniti. Magnetohydrodynamic model of Crab nebula radiation. *Astrophys. J.*, 283:710–730, August 1984. doi:10.1086/162357.
- [43] Y. E. Lyubarsky. The termination shock in a striped pulsar wind. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 345(1):153–160, 10 2003. ISSN 0035-8711. doi:10.1046/j.1365-8711.2003.06927.x. URL <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2003.06927.x>.

- [44] Lorenzo Sironi and Anatoly Spitkovsky. ACCELERATION OF PARTICLES AT THE TERMINATION SHOCK OF a RELATIVISTIC STRIPED WIND. *The Astrophysical Journal*, 741(1):39, oct 2011. doi:10.1088/0004-637x/741/1/39. URL <https://doi.org/10.1088/0004-637x/741/1/39>.
- [45] P. Slane, D. J. Helfand, S. P. Reynolds, B. M. Gaensler, A. Lemiére, and Z. Wang. The infrared detection of the pulsar wind nebula in the galactic supernova remnant 3c 58. *The Astrophysical Journal*, 676(1):L33–L36, Mar 2008. ISSN 1538-4357. doi:10.1086/587031. URL <http://dx.doi.org/10.1086/587031>.
- [46] R. M. Pelling, W. S. Paciesas, L. E. Peterson, K. Makishima, M. Oda, Y. Ogawara, and S. Miyamoto. A Scanning Modulation Collimator Observation of the High Energy X-Ray Source in the Crab Nebula. *Astrophys. J.*, 319:416, August 1987. doi:10.1086/165466.
- [47] F. J. Lu, Q. D. Wang, B. Aschenbach, P. Durouchoux, and L. M. Song. Chandra Observation of Supernova Remnant G54.1+0.3: A Close Cousin of the Crab Nebula. *Astrophys. J. Lett.*, 568(1):L49–L52, March 2002. doi:10.1086/340137.
- [48] S. V. Bogovalov and D. V. Khangoulyan. The crab nebula: Interpretation of chandra observations. *Astronomy Letters*, 28(6):373–385, Jun 2002. ISSN 1562-6873. doi:10.1134/1.1484137. URL <https://doi.org/10.1134/1.1484137>.
- [49] B. M. Gaensler, J. Arons, V. M. Kaspi, M. J. Pivovarov, N. Kawai, and K. Tamura. Chandra Imaging of the X-Ray Nebula Powered by Pulsar B1509-58. *Astrophys. J.*, 569(2):878–893, April 2002. doi:10.1086/339354.
- [50] Patrick Slane, David J. Helfand, Eric van der Swaluw, and Stephen S. Murray. New Constraints on the Structure and Evolution of the Pulsar Wind Nebula 3C 58. *Astrophys. J.*, 616(1):403–413, November 2004. doi:10.1086/424814.
- [51] J. J. Hester, K. Mori, D. Burrows, J. S. Gallagher, J. R. Graham, M. Halverson, A. Kader, F. C. Michel, and P. Scowen. Hubble Space Telescope and Chandra Monitoring of the Crab Synchrotron Nebula. *Astrophys. J. Lett.*, 577(1):L49–L52, September 2002. doi:10.1086/344132.
- [52] Yves A. Gallant and Jonathan Arons. Structure of Relativistic Shocks in Pulsar Winds: A Model of the Wisps in the Crab Nebula. *Astrophys. J.*, 435:230, November 1994. doi:10.1086/174810.
- [53] Anatoly Spitkovsky and Jonathan Arons. Time dependence in relativistic collisionless shocks: Theory of the variable “wisps” in the crab nebula. *The Astrophysical Journal*, 603(2):669–681, mar 2004. doi:10.1086/381568. URL <https://doi.org/10.1086/381568>.
- [54] D. F. Torres, J. Martín, E. de Oña Wilhelmi, and Analia Cillis. The effects of magnetic field, age and intrinsic luminosity on Crab-like pulsar wind nebulae. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 436(4):3112–3127, December 2013. doi:10.1093/mnras/stt1793.
- [55] V. L. Ginzburg and S. I. Syrovatskii. Cosmic magnetobremstrahlung (synchrotron radiation). *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 3(1):297–350, 1965. doi:10.1146/annurev.aa.03.090165.001501. URL <https://doi.org/10.1146/annurev.aa.03.090165.001501>.
- [56] Possenti, A., Cerutti, R., Colpi, M., and Mereghetti, S. Re-examining the x-ray versus spin-down luminosity correlation of rotation powered pulsars. *A&A*, 387(3):993–1002, 2002. doi:10.1051/0004-6361:20020472. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020472>.

- [57] Tea Temim, Patrick Slane, Christopher Kolb, John Blondin, John P. Hughes, and Niccoló Bucciantini. Late-time evolution of composite supernova remnants: Deepchandraobservations and hydrodynamical modeling of a crushed pulsar wind nebula in snr g327.1-1.1. *The Astrophysical Journal*, 808(1):100, Jul 2015. ISSN 1538-4357. doi:10.1088/0004-637x/808/1/100. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/808/1/100>.
- [58] Roger A. Chevalier. Was sn 1054 a type ii supernova? In David N. Schramm, editor, *Supernovae*, pages 53–61, Dordrecht, 1977. Springer Netherlands. ISBN 978-94-010-1229-4.
- [59] Heather Matheson and Samar Safi-Harb. The plerionic supernova remnant g21.5-0.9: In and out. *Advances in Space Research*, 35(6):1099–1105, 2005. ISSN 0273-1177. doi:<https://doi.org/10.1016/j.asr.2005.04.050>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117705004448>. Young Neutron Stars and Supernova Remnants.
- [60] F. Camilo, S. M. Ransom, B. M. Gaensler, P. O. Slane, D. R. Lorimer, J. Reynolds, R. N. Manchester, and S. S. Murray. PSR j1833-1034: Discovery of the central young pulsar in the supernova remnant g21.5–0.9. *The Astrophysical Journal*, 637(1):456–465, jan 2006. doi:10.1086/498386. URL <https://doi.org/10.1086/498386>.
- [61] Yashwant Gupta, D. Mitra, D. A. Green, and A. Acharyya. GMRT discovery of PSR J1833-1034: The Pulsar associated with the supernova remnant G21.5-0.9. *Curr. Sci.*, 89: 853, 2005.
- [62] J. Kelly Truelove and Christopher F. McKee. Evolution of nonradiative supernova remnants. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 120(2):299–326, feb 1999. doi:10.1086/313176. URL <https://doi.org/10.1086/313176>.
- [63] S. P. Reynolds and R. A. Chevalier. Evolution of pulsar-driven supernova remnants. *Astrophys. J.*, 278:630–648, March 1984. doi:10.1086/161831.
- [64] Donald P. Cox. Cooling and Evolution of a Supernova Remnant. *Astrophys. J.*, 178: 159–168, November 1972. doi:10.1086/151775.
- [65] van der Swaluw, E., Achterberg, A., Gallant, Y. A., and Tóth, G. Pulsar wind nebulae in supernova remnants - spherically symmetric hydrodynamical simulations. *A&A*, 380 (1):309–317, 2001. doi:10.1051/0004-6361:20011437. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011437>.
- [66] John M. Blondin, Roger A. Chevalier, and Dargan M. Frierson. Pulsar Wind Nebulae in Evolved Supernova Remnants. *Astrophys. J.*, 563(2):806–815, December 2001. doi:10.1086/324042.
- [67] Bucciantini, N., Blondin, J. M., Del Zanna, L., and Amato, E. Spherically symmetric relativistic mhd simulations of pulsar wind nebulae in supernova remnants. *A&A*, 405 (2):617–626, 2003. doi:10.1051/0004-6361:20030624. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030624>.
- [68] R. A. Chevalier. Pulsar nebulae in supernovae. *Mem. Societa Astronomica Italiana*, 69: 977–987, January 1998.
- [69] van der Swaluw, E., Downes, T. P., and Keegan, R. An evolutionary model for pulsar-driven supernova remnants - a hydrodynamical model. *A&A*, 420(3):937–944, 2004. doi:10.1051/0004-6361:20035700. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20035700>.

- [70] A. R. Duncan, R. T. Stewart, R. F. Haynes, and K. L. Jones. The Vela supernova remnant and the Gum nebula: new perspectives at 2.4 GHz. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 280(1):252–266, 05 1996. ISSN 0035-8711. doi:10.1093/mnras/280.1.252. URL <https://doi.org/10.1093/mnras/280.1.252>.
- [71] R. Dodson, D. Legge, J. E. Reynolds, and P. M. McCulloch. The vela pulsar’s proper motion and parallax derived from VLBI observations. *The Astrophysical Journal*, 596(2): 1137–1141, oct 2003. doi:10.1086/378089. URL <https://doi.org/10.1086/378089>.
- [72] Tea Temim, Patrick Slane, B. M. Gaensler, John P. Hughes, and Eric Van Der Swaluw. CHANDRAANDXMMOBSERVATIONS OF THE COMPOSITE SUPERNOVA REMNANT g327.1-1.1. *The Astrophysical Journal*, 691(2):895–906, jan 2009. doi:10.1088/0004-637x/691/2/895. URL <https://doi.org/10.1088/0004-637x/691/2/895>.
- [73] E. Van Der Swaluw, A. Achterberg, and Y. A. Gallant. Hydrodynamical simulations of pulsar wind nebulae in supernova remnants. *Mem. Societa Astronomica Italiana*, 69:1017, January 1998.
- [74] J. Michael Shull, Robert A. Fesen, and Jon M. Saken. Pulsar Reenergization of Old Supernova Remnant Shells. *Astrophys. J.*, 346:860, November 1989. doi:10.1086/168067.
- [75] E. van der Swaluw, A. Achterberg, and Y. A. Gallant. Rejuvenating the Shells of Supernova Remnants by Pulsar Winds. In Patrick O. Slane and Bryan M. Gaensler, editors, *Neutron Stars in Supernova Remnants*, volume 271 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 135, January 2002.
- [76] Peter Höflich, Pawan Kumar, and J. Craig Wheeler. *Cosmic Explosions in Three Dimensions*. 2011.
- [77] van der Swaluw, E., Achterberg, A., Gallant, Y. A., Downes, T. P., and Keppens, R. Interaction of high-velocity pulsars with supernova remnant shells. *A&A*, 397(3):913–920, 2003. doi:10.1051/0004-6361:20021488. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021488>.
- [78] Francis P. Wilkin. Exact Analytic Solutions for Stellar Wind Bow Shocks. *Astrophys. J. Lett.*, 459:L31, March 1996. doi:10.1086/309939.
- [79] Bucciantini, N. Pulsar bow-shock nebulae - ii. hydrodynamical simulation. *A&A*, 387(3):1066–1073, 2002. doi:10.1051/0004-6361:20020495. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020495>.
- [80] Bucciantini, N., Amato, E., and Del Zanna, L. Relativistic mhd simulations of pulsar bow-shock nebulae. *A&A*, 434(1):189–199, 2005. doi:10.1051/0004-6361:20042205. URL <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042205>.
- [81] B. M. Gaensler, E. van der Swaluw, F. Camilo, V. M. Kaspi, F. K. Baganoff, F. Yusef-Zadeh, and R. N. Manchester. The mouse that soared: High-resolution x-ray imaging of the pulsar-powered bow shock g359.23-0.82. *The Astrophysical Journal*, 616(1):383–402, nov 2004. doi:10.1086/424906. URL <https://doi.org/10.1086/424906>.
- [82] Jonathan Arons. On the magnetization and origin of the millisecond pulsar 1937 + 214. *Nature*, 302(5906):301–305, Mar 1983. ISSN 1476-4687. doi:10.1038/302301a0. URL <https://doi.org/10.1038/302301a0>.
- [83] R. D. Blandford, J. P. Ostriker, F. Pacini, and M. J. Rees. Radio Halos around Old Pulsars - Ghost Supernova Remnants. *A&A*, 23:145, February 1973.

- [84] David J. Thompson. *Gamma Ray Pulsars*, pages 149–168. Springer Netherlands, Dordrecht, 2004. ISBN 978-1-4020-2256-2. doi:10.1007/978-1-4020-2256-2_7. URL https://doi.org/10.1007/978-1-4020-2256-2_7.
- [85] <https://confluence.slac.stanford.edu/display/GLAMCOG/Public+List+of+LAT+Detected+Gamma-Ray+Pulsars>.
- [86] Christo Venter, Alice K. Harding, and Isabelle Grenier. High-energy emission properties of pulsars, 2018.
- [87] Joseph K. Daugherty and Alice K. Harding. Gamma-Ray Pulsars: Emission from Extended Polar CAP Cascades. *Astrophys. J.*, 458:278, February 1996. doi:10.1086/176811.
- [88] J. Arons. Pair creation above pulsar polar caps : geometrical structure and energetics of slot gaps. *Astrophys. J.*, 266:215–241, March 1983. doi:10.1086/160771.
- [89] K. S. Cheng, C. Ho, and M. Ruderman. Energetic Radiation from Rapidly Spinning Pulsars. I. Outer Magnetosphere Gaps. *Astrophys. J.*, 300:500, January 1986. doi:10.1086/163829.
- [90] Roger W. Romani. Gamma-Ray Pulsars: Radiation Processes in the Outer Magnetosphere. *Astrophys. J.*, 470:469, October 1996. doi:10.1086/177878.
- [91] Alice K. Harding, Vladimir V. Usov, and Alex G. Muslimov. High-energy emission from millisecond pulsars. *The Astrophysical Journal*, 622(1):531–543, Mar 2005. ISSN 1538-4357. doi:10.1086/427840. URL <http://dx.doi.org/10.1086/427840>.
- [92] G. J. Qiao, K. J. Lee, H. G. Wang, R. X. Xu, and J. L. Han. The inner annular gap for pulsar radiation: -ray and radio emission. *The Astrophysical Journal*, 606(1):L49–L52, apr 2004. doi:10.1086/421048. URL <https://doi.org/10.1086/421048>.
- [93] Y. J. Du, J. L. Han, G. J. Qiao, and C. K. Chou. GAMMA-RAY EMISSION FROM THE VELA PULSAR MODELED WITH THE ANNULAR GAP AND THE CORE GAP. *The Astrophysical Journal*, 731(1):2, mar 2011. doi:10.1088/0004-637x/731/1/2. URL <https://doi.org/10.1088/0004-637x/731/1/2>.
- [94] MAGIC Collaboration, V. A. Acciari, S. Ansoldi, L. A. Antonelli, A. Arbet Engels, K. Asano, D. Baack, A. Babić, A. Baquero, U. Barres de Almeida, J. A. Barrio, J. Becerra González, W. Bednarek, L. Bellizzi, E. Bernardini, M. Bernardos, A. Berti, J. Besenrieder, W. Bhattacharyya, C. Bigongiari, A. Biland, O. Blanch, G. Bonnoli, Ž. Bošnjak, G. Busetto, R. Carosi, G. Ceribella, M. Cerruti, Y. Chai, A. Chilingarian, S. Cikota, S. M. Colak, E. Colombo, J. L. Contreras, J. Cortina, S. Covino, G. D’Amico, V. D’Elia, P. da Vela, F. Dazzi, A. de Angelis, B. de Lotto, M. Delfino, J. Delgado, C. Delgado Mendez, D. Depaoli, T. di Girolamo, F. di Pierro, L. di Venere, E. Do Souto Espiñeira, D. Dominis Prester, A. Donini, D. Dorner, M. Doro, D. Elsaesser, V. Fallah Ramazani, A. Fattorini, G. Ferrara, L. Foffano, M. V. Fonseca, L. Font, C. Fruck, S. Fukami, R. J. García López, M. Garczarczyk, S. Gasparyan, M. Gaug, N. Giglietto, F. Giordano, P. Gliwny, N. Godinović, J. G. Green, D. Green, D. Hadasch, A. Hahn, L. Heckmann, J. Herrera, J. Hoang, D. Hrupec, M. Hütten, T. Inada, S. Inoue, K. Ishio, Y. Iwamura, J. Jormanainen, L. Jouvain, Y. Kajiwara, M. Karjalainen, D. Kerszberg, Y. Kobayashi, H. Kubo, J. Kushida, A. Lamastra, D. Lelas, F. Leone, E. Lindfors, S. Lombardi, F. Longo, R. López-Coto, M. López-Moya, A. López-Oramas, S. Loporchio, B. Machado de Oliveira Fraga, C. Maggio, P. Majumdar, M. Makariev, M. Mallamaci, G. Maneva, M. Manganaro, K. Mannheim, L. Maraschi, M. Mariotti, M. Martínez, D. Mazin, S. Mender, S. Mićanović, D. Miceli, T. Miener, M. Mineev, J. M. Miranda, R. Mirzoyan, E. Molina, A. Moralejo, D. Morcuende,

- V. Moreno, E. Moretti, P. Munar-Adrover, V. Neustroev, C. Nigro, K. Nilsson, D. Ninci, K. Nishijima, K. Noda, S. Nozaki, Y. Ohtani, T. Oka, J. Otero-Santos, M. Palatiello, D. Paneque, R. Paoletti, J. M. Paredes, L. Pavletić, P. Peñil, C. Perennes, M. Persic, P. G. Prada Moroni, E. Prandini, C. Priyadarshi, I. Puljak, W. Rhode, M. Ribó, J. Rico, C. Righi, A. Rugliancich, L. Saha, N. Sahakyan, T. Saito, S. Sakurai, K. Satalecka, F. G. Saturni, B. Schleicher, K. Schmidt, T. Schweizer, J. Sitarek, I. Šnidarić, D. Sobczynska, A. Spolon, A. Stamerra, D. Strom, M. Strzys, Y. Suda, T. Surić, M. Takahashi, F. Tavecchio, P. Temnikov, T. Terzić, M. Teshima, N. Torres-Albà, L. Tosti, S. Truzzi, A. Tutone, J. van Scherpenberg, G. Vanzo, M. Vazquez Acosta, S. Ventura, V. Verguilov, C. F. Vigorito, V. Vitale, I. Vovk, M. Will, D. Zarić, K. Hirotani, and P. M. Saz Parkinson. Detection of the Geminga pulsar with MAGIC hints at a power-law tail emission beyond 15 GeV. *A&A*, 643:L14, November 2020. doi:10.1051/0004-6361/202039131.
- [95] Ioannis Contopoulos, Demosthenes Kazanas, and Christian Fendt. The axisymmetric pulsar magnetosphere. *The Astrophysical Journal*, 511(1):351–358, Jan 1999. ISSN 1538-4357. doi:10.1086/306652. URL <http://dx.doi.org/10.1086/306652>.
- [96] Anatoly Spitkovsky. Time-dependent force-free pulsar magnetospheres: Axisymmetric and oblique rotators. *The Astrophysical Journal*, 648(1):L51–L54, Aug 2006. ISSN 1538-4357. doi:10.1086/507518. URL <http://dx.doi.org/10.1086/507518>.
- [97] Serguei S. Komissarov. Multidimensional numerical scheme for resistive relativistic magnetohydrodynamics. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 382(3):995–1004, 11 2007. ISSN 0035-8711. doi:10.1111/j.1365-2966.2007.12448.x. URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2007.12448.x>.
- [98] Alexander Tchekhovskoy, Anatoly Spitkovsky, and Jason G. Li. Time-dependent 3D magnetohydrodynamic pulsar magnetospheres: oblique rotators. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 435(1):L1–L5, 08 2013. ISSN 1745-3925. doi:10.1093/mnrasl/slt076. URL <https://doi.org/10.1093/mnrasl/slt076>.
- [99] Constantinos Kalapotharakos, Demosthenes Kazanas, Alice Harding, and Ioannis Contopoulos. TOWARD a REALISTIC PULSAR MAGNETOSPHERE. *The Astrophysical Journal*, 749(1):2, mar 2012. doi:10.1088/0004-637x/749/1/2. URL <https://doi.org/10.1088/0004-637x/749/1/2>.
- [100] Constantinos Kalapotharakos, Alice K. Harding, and Demosthenes Kazanas. GAMMA-RAY EMISSION IN DISSIPATIVE PULSAR MAGNETOSPHERES: FROM THEORY TO FERMI OBSERVATIONS. *The Astrophysical Journal*, 793(2):97, sep 2014. doi:10.1088/0004-637x/793/2/97. URL <https://doi.org/10.1088/0004-637x/793/2/97>.
- [101] Jason Li, Anatoly Spitkovsky, and Alexander Tchekhovskoy. RESISTIVE SOLUTIONS FOR PULSAR MAGNETOSPHERES. *The Astrophysical Journal*, 746(1):60, jan 2012. doi:10.1088/0004-637x/746/1/60. URL <https://doi.org/10.1088/0004-637x/746/1/60>.
- [102] Gabriele Brambilla, Constantinos Kalapotharakos, Andrey N. Timokhin, Alice K. Harding, and Demosthenes Kazanas. Electron–positron pair flow and current composition in the pulsar magnetosphere. *The Astrophysical Journal*, 858(2):81, May 2018. ISSN 1538-4357. doi:10.3847/1538-4357/aab3e1. URL <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/aab3e1>.
- [103] Enrico Fermi. On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, 75(8):1169–1174, April 1949. doi:10.1103/PhysRev.75.1169.

- [104] E. Fermi. Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation. *Astrophys. J.*, 119:1, January 1954. doi:10.1086/145789.
- [105] G. F. Krymskii. A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, 234:1306–1308, June 1977.
- [106] W. I. Axford, E. Leer, and G. Skadron. The Acceleration of Cosmic Rays by Shock Waves. In *International Cosmic Ray Conference*, volume 11 of *International Cosmic Ray Conference*, page 132, January 1977.
- [107] A. R. Bell. The acceleration of cosmic rays in shock fronts - I. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 182:147–156, January 1978. doi:10.1093/mnras/182.2.147.
- [108] R. D. Blandford and J. P. Ostriker. Particle acceleration by astrophysical shocks. *Astrophys. J. Lett.*, 221:L29–L32, April 1978. doi:10.1086/182658.
- [109] Roger Blandford and David Eichler. Particle acceleration at astrophysical shocks: A theory of cosmic ray origin. *Physics Reports*, 154(1):1–75, October 1987. doi:10.1016/0370-1573(87)90134-7.
- [110] A. M. Hillas. The Origin of Ultra-High-Energy Cosmic Rays. *Annual Review of Astron and Astrophysics*, 22:425–444, January 1984. doi:10.1146/annurev.aa.22.090184.002233.
- [111] A. Hewish, S. J. Bell, J. D. H. Pilkington, P. F. Scott, and R. A. Collins. Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature*, 217(5130):709–713, February 1968. doi:10.1038/217709a0.
- [112] D. M. Gould and A. G. Lyne. Multifrequency polarimetry of 300 radio pulsars. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 301(1):235–260, November 1998. doi:10.1046/j.1365-8711.1998.02018.x.
- [113] I. H. Stairs, S. E. Thorsett, and F. Camilo. Coherently Dedispersed Polarimetry of Millisecond Pulsars. *Astrophys. J. Supp.*, 123(2):627–638, August 1999. doi:10.1086/313245.
- [114] J. M. Weisberg, J. M. Cordes, S. C. Lundgren, B. R. Dawson, J. T. Despotos, J. J. Morgan, K. A. Weitz, E. C. Zink, and D. C. Backer. Arecibo 1418 MHz polarimetry of 98 pulsars: Full stokes profiles and morphological classifications. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 121(1):171–217, mar 1999. doi:10.1086/313189. URL <https://doi.org/10.1086/313189>.
- [115] J. E. Everett and J. M. Weisberg. Emission beam geometry of selected pulsars derived from average pulse polarization data. *Astrophys. J.*, 553:341, 2001. doi:10.1086/320652.
- [116] Maura A. McLaughlin and Joanna M. Rankin. ‘Notches’ in the average profiles of bright pulsars. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 351:808, 2004. doi:10.1111/j.1365-2966.2004.07937.x.
- [117] Joel M. Weisberg, J. M. Cordes, B. Kuan, K. E. Devine, J. T. Green, and D. C. Backer. Arecibo 430 MHz pulsar polarimetry: Faraday rotation measures and morphological classifications. *Astrophys. J. Suppl.*, 150:317, 2004. doi:10.1086/379802.
- [118] A. Sandberg and J. Sollerman. Optical and infrared observations of the Crab Pulsar and its nearby knot. *Astron. Astrophys.*, 504(2):525–530, September 2009. doi:10.1051/0004-6361/200912334.
- [119] R. P. Mignani, A. De Luca, W. Hummel, A. Zajczyk, B. Rudak, G. Kanbach, and A. Słowikowska. The near-infrared detection of PSR B0540-69 and its nebula. *Astron. Astrophys.*, 544:A100, August 2012. doi:10.1051/0004-6361/201219177.

- [120] A. Danilenko, A. Kirichenko, R. E. Mennickent, G. Pavlov, Yu. Shibano, S. Zharikov, and D. Zyuzin. Possible optical counterpart of PSR J1357-6429. *Astron. Astrophys.*, 540: A28, April 2012. doi:10.1051/0004-6361/201118591.
- [121] T. Schweizer, N. Bucciantini, W. Idec, K. Nilsson, A. Tennant, M. C. Weisskopf, and R. Zanin. Characterization of the optical and X-ray properties of the north-western wisps in the Crab nebula. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 433(4):3325–3335, August 2013. doi:10.1093/mnras/stt995.
- [122] J. Sollerman, J. Selsing, P. M. Vreeswijk, P. Lundqvist, and A. Nyholm. The optical and NIR spectrum of the Crab pulsar with X-shooter. *Astron. Astrophys.*, 629:A140, September 2019. doi:10.1051/0004-6361/201935086.
- [123] R. P. Mignani, A. Shearer, A. de Luca, F. E. Marshall, L. Guillemot, D. A. Smith, B. Rudak, L. Zampieri, C. Barbieri, G. Naletto, C. Gouiffes, and G. Kanbach. The First Ultraviolet Detection of the Large Magellanic Cloud Pulsar PSR B0540-69 and Its Multi-wavelength Properties. *Astrophys. J.*, 871(2):246, February 2019. doi:10.3847/1538-4357/aafb04.
- [124] F. Ambrosino, A. Miraval Zanon, A. Papitto, F. Coti Zelati, S. Campana, P. D’Avanzo, L. Stella, T. Di Salvo, L. Burderi, P. Casella, A. Sanna, D. de Martino, M. Cadelano, A. Ghedina, F. Leone, F. Meddi, P. Cretaro, M. C. Baglio, E. Poretti, R. P. Mignani, D. F. Torres, G. L. Israel, M. Cecconi, D. M. Russell, M. D. Gonzalez Gomez, A. L. Riverol Rodriguez, H. Perez Ventura, M. Hernandez Diaz, J. J. San Juan, D. M. Bramich, and F. Lewis. Optical and ultraviolet pulsed emission from an accreting millisecond pulsar. *Nature Astronomy*, 5:552–559, January 2021. doi:10.1038/s41550-021-01308-0.
- [125] R. Giacconi, H. Gursky, E. Kellogg, E. Schreier, and H. Tananbaum. Discovery of Periodic X-Ray Pulsations in Centaurus X-3 from UHURU. *Astrophys. J. Lett.*, 167:L67, July 1971. doi:10.1086/180762.
- [126] W. Becker and B. Aschenbach. X-ray observations of neutron stars and pulsars: first results from xmm-newton. 8 2002.
- [127] P. A. Gentile, M. S. E. Roberts, M. A. McLaughlin, F. Camilo, J. W. T. Hessels, M. Kerr, S. M. Ransom, P. S. Ray, and I. H. Stairs. X-Ray Observations of Black Widow Pulsars. *Astrophys. J.*, 783:69, 2014. doi:10.1088/0004-637X/783/2/69.
- [128] S. Guillot et al. NICER X-ray Observations of Seven Nearby Rotation-Powered Millisecond Pulsars. *Astrophys. J. Lett.*, 887(1):L27, 2019. doi:10.3847/2041-8213/ab511b.
- [129] Jiaqi Zhao, Yue Zhao, and Craig O. Heinke. Chandra and HST Studies of Six Millisecond Pulsars in the Globular Cluster M13. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 502(2):1596–1604, 2021. doi:10.1093/mnras/stab117.
- [130] M. P. Ulmer. Gamma-Ray Observations of Pulsars. *Astrophys. J. Supp.*, 90:789, February 1994. doi:10.1086/191904.
- [131] A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello, W. B. Atwood, M. Axelsson, L. Baldini, J. Ballet, G. Barbiellini, M. G. Baring, D. Bastieri, B. M. Baughman, K. Bechtol, R. Bellazzini, B. Berenji, R. D. Blandford, E. D. Bloom, E. Bonamente, A. W. Borgland, J. Bregeon, A. Brez, M. Brigida, P. Bruel, T. H. Burnett, S. Buson, G. A. Caliandro, R. A. Cameron, F. Camilo, P. A. Caraveo, J. M. Casandjian, C. Cecchi, Ö. Çelik, E. Charles, A. Chekhtman, C. C. Cheung, J. Chiang, S. Ciprini, R. Claus, I. Cognard, J. Cohen-Tanugi, L. R. Cominsky, J. Conrad, R. Corbet, S. Cutini, P. R. den Hartog, C. D. Dermer, A. de Angelis, A. de Luca, F. de Palma, S. W. Digel, M. Dormody, E. do Couto e. Silva, P. S.

- Drell, R. Dubois, D. Dumora, C. Espinoza, C. Farnier, C. Favuzzi, S. J. Fegan, E. C. Ferrara, W. B. Focke, P. Fortin, M. Frailis, P. C. C. Freire, Y. Fukazawa, S. Funk, P. Fusco, F. Gargano, D. Gasparrini, N. Gehrels, S. Germani, G. Giavitto, B. Giebels, N. Giglietto, P. Giommi, F. Giordano, T. Glanzman, G. Godfrey, E. V. Gotthelf, I. A. Grenier, M. H. Grondin, J. E. Grove, L. Guillemot, S. Guiriec, C. Gwon, Y. Hanabata, A. K. Harding, M. Hayashida, E. Hays, R. E. Hughes, M. S. Jackson, G. Jóhannesson, A. S. Johnson, R. P. Johnson, T. J. Johnson, W. N. Johnson, S. Johnston, T. Kamae, G. Kanbach, V. M. Kaspi, H. Katagiri, J. Kataoka, N. Kawai, M. Kerr, J. Knödlseider, M. L. Kocian, M. Kramer, M. Kuss, J. Lande, L. Latronico, M. Lemoine-Goumard, M. Livingstone, F. Longo, F. Loparco, B. Lott, M. N. Lovellette, P. Lubrano, A. G. Lyne, G. M. Madejski, A. Makeev, R. N. Manchester, M. Marelli, M. N. Mazziotta, W. McConville, J. E. McEnery, S. McGlynn, C. Meurer, P. F. Michelson, T. Mineo, W. Mitthumsiri, T. Mizuno, A. A. Moiseev, C. Monte, M. E. Monzani, A. Morselli, I. V. Moskalenko, S. Murgia, T. Nakamori, P. L. Nolan, J. P. Norris, A. Noutsos, E. Nuss, T. Ohsugi, N. Omodei, E. Orlando, J. F. Ormes, M. Ozaki, D. Paneque, J. H. Panetta, D. Parent, V. Pelassa, M. Pepe, M. Pesce-Rollins, F. Piron, T. A. Porter, S. Rainò, R. Rando, S. M. Ransom, P. S. Ray, M. Razzano, N. Rea, A. Reimer, O. Reimer, T. Reposeur, S. Ritz, A. Y. Rodriguez, R. W. Romani, M. Roth, F. Ryde, H. F. W. Sadrozinski, D. Sanchez, A. Sander, P. M. Saz Parkinson, J. D. Scargle, T. L. Schalk, A. Sellerholm, C. Sgrò, E. J. Siskind, D. A. Smith, P. D. Smith, G. Spandre, P. Spinelli, B. W. Stappers, J. L. Starck, E. Striani, M. S. Strickman, A. W. Strong, D. J. Suson, H. Tajima, H. Takahashi, T. Takahashi, T. Tanaka, J. B. Thayer, J. G. Thayer, G. Theureau, D. J. Thompson, S. E. Thorsett, L. Tibaldo, O. Tibolla, D. F. Torres, G. Tosti, A. Tramacere, Y. Uchiyama, T. L. Usher, A. Van Etten, V. Vasileiou, C. Venter, N. Vilchez, V. Vitale, A. P. Waite, P. Wang, N. Wang, K. Watters, P. Weltevrede, B. L. Winer, K. S. Wood, T. Ylinen, and M. Ziegler. The First Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars. *Astrophys. J. Suppl.*, 187(2):460–494, April 2010. doi:10.1088/0067-0049/187/2/460.
- [132] A. A. Abdo et al. The Second Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars. *Astrophys. J. Suppl.*, 208:17, 2013. doi:10.1088/0067-0049/208/2/17.
- [133] Rolf Bühler and Roger Blandford. The surprising Crab pulsar and its nebula: A review. *Rept. Prog. Phys.*, 77:066901, 2014. doi:10.1088/0034-4885/77/6/066901.
- [134] Ilias Cholis, Dan Hooper, and Tim Linden. A New Determination of the Spectra and Luminosity Function of Gamma-Ray Millisecond Pulsars. 7 2014.
- [135] S. Abdollahi et al. *Fermi* Large Area Telescope Fourth Source Catalog. *Astrophys. J. Suppl.*, 247(1):33, 2020. doi:10.3847/1538-4365/ab6bcb.
- [136] A. A. Abdo, B. T. Allen, T. Aune, D. Berley, C. Chen, G. E. Christopher, T. DeYoung, B. L. Dingus, R. W. Ellsworth, M. M. Gonzalez, J. A. Goodman, E. Hays, C. M. Hoffman, P. H. Hütemeyer, B. E. Kolterman, J. T. Linnemann, J. E. McEnery, T. Morgan, A. I. Mincer, P. Nemethy, J. Pretz, J. M. Ryan, P. M. Saz Parkinson, A. Shoup, G. Sinnis, A. J. Smith, V. Vasileiou, G. P. Walker, D. A. Williams, and G. B. Yodh. Milagro Observations of Multi-TeV Emission from Galactic Sources in the Fermi Bright Source List. *Astrophys. J. Lett.*, 700(2):L127–L131, August 2009. doi:10.1088/0004-637X/700/2/L127.
- [137] S. Ansoldi et al. Teraelectronvolt pulsed emission from the Crab pulsar detected by MAGIC. *Astron. Astrophys.*, 585:A133, 2016. doi:10.1051/0004-6361/201526853.
- [138] H. Abdalla et al. The population of TeV pulsar wind nebulae in the H.E.S.S. Galactic Plane Survey. *Astron. Astrophys.*, 612:A2, 2018. doi:10.1051/0004-6361/201629377.

- [139] A. U. Abeysekara et al. The 2HWC HAWC Observatory Gamma Ray Catalog. *Astrophys. J.*, 843(1):40, 2017. doi:10.3847/1538-4357/aa7556.
- [140] A. U. Abeysekara et al. Multiple Galactic Sources with Emission Above 56 TeV Detected by HAWC. *Phys. Rev. Lett.*, 124(2):021102, 2020. doi:10.1103/PhysRevLett.124.021102.
- [141] J. A. Gil and J. K. Snakowski. Curvature radiation and the core emission of pulsars. *Astron. Astrophys.*, 234:237–242, August 1990.
- [142] P. F. Wang, C. Wang, and J. L. Han. Curvature radiation in rotating pulsar magnetosphere. In Joeri van Leeuwen, editor, *Neutron Stars and Pulsars: Challenges and Opportunities after 80 years*, volume 291, pages 552–554, March 2013. doi:10.1017/S1743921312024842.
- [143] Luca Del Zanna, Delia Volpi, Elena Amato, and Niccolo’ Bucciantini. Simulated synchrotron emission from pulsar wind nebulae. *Astron. Astrophys.*, 453:621, 2006. doi:10.1051/0004-6361:20064858.
- [144] Oliver Porth, Serguei S. Komissarov, and Rony Keppens. Three-Dimensional Magneto-hydrodynamic Simulations of the Crab Nebula. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 438(1):278–306, 2014. doi:10.1093/mnras/stt2176.
- [145] M. Meyer, D. Horns, and H. S. Zechlin. The Crab Nebula as a standard candle in very high-energy astrophysics. *Astron. Astrophys.*, 523:A2, November 2010. doi:10.1051/0004-6361/201014108.
- [146] O. Kargaltsev, B. Cerutti, Y. Lyubarsky, and E. Striani. Pulsar-Wind Nebulae: Recent Progress in Observations and Theory. *Space Sci. Rev.*, 191(1-4):391–439, 2015. doi:10.1007/s11214-015-0171-x.
- [147] Jonathan Arons. Pulsars as Gamma-Rays Sources: Nebular Shocks and Magnetospheric Gaps. *Space Science Rev.*, 75(1-2):235–255, January 1996. doi:10.1007/BF00195037.
- [148] D. Malyshev, I. Cholis, and J. Gelfand. Pulsars versus Dark Matter Interpretation of ATIC/PAMELA. *Phys. Rev.*, D80:063005, 2009. doi:10.1103/PhysRevD.80.063005.
- [149] M. Kachelriess, I. V. Moskalenko, and S. S. Ostapchenko. New calculation of antiproton production by cosmic ray protons and nuclei. *Astrophys. J.*, 803(2):54, 2015. doi:10.1088/0004-637X/803/2/54.
- [150] <http://galprop.stanford.edu/>.
- [151] A. W. Strong. Recent extensions to GALPROP. 2015.
- [152] E. Carmelo, D. Gaggero, D. Grasso, and L. Maccione. Cosmic-Ray Nuclei, Antiprotons and Gamma-rays in the Galaxy: a New Diffusion Model. *JCAP*, 0810:018, 2008. doi:10.1088/1475-7516/2008/10/018.
- [153] <http://dragon.hepforge.org>.
- [154] C. Evoli, I. Cholis, D. Grasso, L. Maccione, and P. Ullio. Antiprotons from dark matter annihilation in the Galaxy: astrophysical uncertainties. *Phys. Rev.*, D85:123511, 2012. doi:10.1103/PhysRevD.85.123511.
- [155] M. Pato, D. Hooper, and M. Simet. Pinpointing Cosmic Ray Propagation With The AMS-02 Experiment. *JCAP*, 1006:022, 2010. doi:10.1088/1475-7516/2010/06/022.
- [156] Ilias Cholis, YiMing Zhong, Sam McDermott, and Osip Surdutovich. In preparation. 2021.

- [157] M. Aguilar et al. Precision Measurement of the Helium Flux in Primary Cosmic Rays of Rigidities 1.9 GV to 3 TV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Phys. Rev. Lett.*, 115(21):211101, 2015. doi:10.1103/PhysRevLett.115.211101.
- [158] M. Aguilar et al. Observation of the Identical Rigidity Dependence of He, C, and O Cosmic Rays at High Rigidities by the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Phys. Rev. Lett.*, 119(25):251101, 2017. doi:10.1103/PhysRevLett.119.251101.
- [159] M. Aguilar et al. Observation of New Properties of Secondary Cosmic Rays Lithium, Beryllium, and Boron by the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Phys. Rev. Lett.*, 120(2):021101, 2018. doi:10.1103/PhysRevLett.120.021101.
- [160] O. Adriani et al. Cosmic-Ray Positron Energy Spectrum Measured by PAMELA. *Phys. Rev. Lett.*, 111:081102, 2013. doi:10.1103/PhysRevLett.111.081102.
- [161] L. Accardo et al. High Statistics Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5–500 GeV with the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station. *Phys. Rev. Lett.*, 113:121101, 2014. doi:10.1103/PhysRevLett.113.121101.
- [162] M. Aguilar et al. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the international space station: Part II — Results from the first seven years. *Phys. Rept.*, 894:1–116, 2021. doi:10.1016/j.physrep.2020.09.003.
- [163] A. K. Harding and R. Ramaty. The Pulsar Contribution to Galactic Cosmic Ray Positrons. *International Cosmic Ray Conference*, 2:92, 1987.
- [164] A. M. Atoyan, F. A. Aharonian, and H. J. Völk. Electrons and positrons in the galactic cosmic rays. *Physical Review D*, 52:3265–3275, September 1995. doi:10.1103/PhysRevD.52.3265.
- [165] F. A. Aharonian, A. M. Atoyan, and H. J. Voelk. High energy electrons and positrons in cosmic rays as an indicator of the existence of a nearby cosmic tevatron. *Astron. Astrophys.*, 294:L41–L44, February 1995.
- [166] D. Hooper, P. Blasi, and P. D. Serpico. Pulsars as the Sources of High Energy Cosmic Ray Positrons. *JCAP*, 0901:025, 2009. doi:10.1088/1475-7516/2009/01/025.
- [167] H. Yuksel, M. D. Kistler, and T. Stanev. TeV Gamma Rays from Geminga and the Origin of the GeV Positron Excess. *Phys. Rev. Lett.*, 103:051101, 2009. doi:10.1103/PhysRevLett.103.051101.
- [168] S. Profumo. Dissecting cosmic-ray electron-positron data with Occam’s Razor: the role of known Pulsars. *Central Eur. J. Phys.*, 10:1–31, 2011. doi:10.2478/s11534-011-0099-z.
- [169] N. Kawanaka, K. Ioka, and M. M. Nojiri. Cosmic-Ray Electron Excess from Pulsars is Spiky or Smooth?: Continuous and Multiple Electron/Positron injections. *Astrophys. J.*, 710:958–963, 2010. doi:10.1088/0004-637X/710/2/958.
- [170] D. Grasso et al. On possible interpretations of the high energy electron-positron spectrum measured by the Fermi Large Area Telescope. *Astropart. Phys.*, 32:140–151, 2009. doi:10.1016/j.astropartphys.2009.07.003.
- [171] T. Linden and S. Profumo. Probing the Pulsar Origin of the Anomalous Positron Fraction with AMS-02 and Atmospheric Cherenkov Telescopes. *Astrophys. J.*, 772:18, 2013. doi:10.1088/0004-637X/772/1/18.

- [172] I. Cholis and D. Hooper. Dark Matter and Pulsar Origins of the Rising Cosmic Ray Positron Fraction in Light of New Data From AMS. *Phys. Rev.*, D88:023013, 2013. doi:10.1103/PhysRevD.88.023013.
- [173] Q. Yuan, X.-J. Bi, G.-M. Chen, Y.-Q. Guo, S.-J. Lin, and X. Zhang. Implications of the AMS-02 positron fraction in cosmic rays. *Astropart. Phys.*, 60:1–12, 2015. doi:10.1016/j.astropartphys.2014.05.005.
- [174] P.-F. Yin, Z.-H. Yu, Q. Yuan, and X.-J. Bi. Pulsar interpretation for the AMS-02 result. *Phys. Rev.*, D88(2):023001, 2013. doi:10.1103/PhysRevD.88.023001.
- [175] Ilias Cholis, Tanvi Karwal, and Marc Kamionkowski. Studying the Milky Way pulsar population with cosmic-ray leptons. *Phys. Rev. D*, 98(6):063008, 2018. doi:10.1103/PhysRevD.98.063008.
- [176] Carmelo Evoli, Elena Amato, Pasquale Blasi, and Roberto Aloisio. Galactic factories of cosmic-ray electrons and positrons. *Phys. Rev. D*, 103(8):083010, 2021. doi:10.1103/PhysRevD.103.083010.
- [177] Silvia Manconi, Mattia Di Mauro, and Fiorenza Donato. Detection of a γ -ray halo around Geminga with the *Fermi*-LAT and implications for the positron flux. *PoS, ICRC2019*: 580, 2021. doi:10.22323/1.358.0580.
- [178] P. Blasi. The origin of the positron excess in cosmic rays. *Phys. Rev. Lett.*, 103:051104, 2009. doi:10.1103/PhysRevLett.103.051104.
- [179] P. Mertsch and S. Sarkar. Testing astrophysical models for the PAMELA positron excess with cosmic ray nuclei. *Phys. Rev. Lett.*, 103:081104, 2009. doi:10.1103/PhysRevLett.103.081104.
- [180] M. Ahlers, P. Mertsch, and S. Sarkar. On cosmic ray acceleration in supernova remnants and the FERMI/PAMELA data. *Phys. Rev.*, D80:123017, 2009. doi:10.1103/PhysRevD.80.123017.
- [181] P. Blasi and P. D. Serpico. High-energy antiprotons from old supernova remnants. *Phys.Rev.Lett.*, 103:081103, 2009. doi:10.1103/PhysRevLett.103.081103.
- [182] N. Kawanaka, K. Ioka, Y. Ohira, and K. Kashiyama. TeV Electron Spectrum for Probing Cosmic-Ray Escape from a Supernova Remnant. *Astrophys. J.*, 729:93, 2011. doi:10.1088/0004-637X/729/2/93.
- [183] Y. Fujita, K. Kohri, R. Yamazaki, and K. Ioka. Is the PAMELA anomaly caused by the supernova explosions near the Earth? *Phys. Rev.*, D80:063003, 2009. doi:10.1103/PhysRevD.80.063003.
- [184] I. Cholis and D. Hooper. Constraining the origin of the rising cosmic ray positron fraction with the boron-to-carbon ratio. *Phys. Rev.*, D89(4):043013, 2014. doi:10.1103/PhysRevD.89.043013.
- [185] P. Mertsch and S. Sarkar. AMS-02 data confront acceleration of cosmic ray secondaries in nearby sources. *Phys. Rev.*, D90:061301, 2014. doi:10.1103/PhysRevD.90.061301.
- [186] M. Di Mauro, F. Donato, N. Fornengo, R. Lineros, and A. Vittino. Interpretation of AMS-02 electrons and positrons data. *JCAP*, 1404:006, 2014. doi:10.1088/1475-7516/2014/04/006.

- [187] K. Kohri, K. Ioka, Y. Fujita, and R. Yamazaki. Can we explain AMS-02 antiproton and positron excesses simultaneously by nearby supernovae without pulsars or dark matter? *PTEP*, 2016(2):021E01, 2016. doi:10.1093/ptep/ptv193.
- [188] Philipp Mertsch. Stochastic cosmic ray sources and the TeV break in the all-electron spectrum. *JCAP*, 11:045, 2018. doi:10.1088/1475-7516/2018/11/045.
- [189] I. Cholis, D. Hooper, and T. Linden. Possible Evidence for the Stochastic Acceleration of Secondary Antiprotons by Supernova Remnants. *Phys. Rev.*, D95(12):123007, 2017. doi:10.1103/PhysRevD.95.123007.
- [190] N. Tomassetti and A. Oliva. Production and acceleration of antinuclei in supernova shock-waves. *Astrophys. J.*, 844(2):L26, 2017. doi:10.3847/2041-8213/aa80da.
- [191] L. Bergstrom, T. Bringmann, and J. Edsjo. New Positron Spectral Features from Supersymmetric Dark Matter - a Way to Explain the PAMELA Data? *Phys. Rev.*, D78:103520, 2008. doi:10.1103/PhysRevD.78.103520.
- [192] M. Cirelli and A. Strumia. Minimal Dark Matter predictions and the PAMELA positron excess. *PoS*, IDM2008:089, 2008.
- [193] I. Cholis, L. Goodenough, D. Hooper, M. Simet, and N. Weiner. High Energy Positrons From Annihilating Dark Matter. *Phys. Rev.*, D80:123511, 2009. doi:10.1103/PhysRevD.80.123511.
- [194] M. Cirelli, M. Kadastik, M. Raidal, and A. Strumia. Model-independent implications of the e^+ -, anti-proton cosmic ray spectra on properties of Dark Matter. *Nucl. Phys.*, B813:1–21, 2009. doi:10.1016/j.nuclphysb.2013.05.002, 10.1016/j.nuclphysb.2008.11.031. [Addendum: *Nucl. Phys.*B873,530(2013)].
- [195] A. E. Nelson and C. Spitzer. Slightly Non-Minimal Dark Matter in PAMELA and ATIC. *JHEP*, 10:066, 2010. doi:10.1007/JHEP10(2010)066.
- [196] N. Arkani-Hamed, D. P. Finkbeiner, T. R. Slatyer, and N. Weiner. A Theory of Dark Matter. *Phys. Rev.*, D79:015014, 2009. doi:10.1103/PhysRevD.79.015014.
- [197] I. Cholis, D. P. Finkbeiner, L. Goodenough, and N. Weiner. The PAMELA Positron Excess from Annihilations into a Light Boson. *JCAP*, 0912:007, 2009. doi:10.1088/1475-7516/2009/12/007.
- [198] I. Cholis, G. Dobler, D. P. Finkbeiner, L. Goodenough, and N. Weiner. The Case for a 700+ GeV WIMP: Cosmic Ray Spectra from ATIC and PAMELA. *Phys. Rev.*, D80:123518, 2009. doi:10.1103/PhysRevD.80.123518.
- [199] R. Harnik and G. D. Kribs. An Effective Theory of Dirac Dark Matter. *Phys. Rev.*, D79:095007, 2009. doi:10.1103/PhysRevD.79.095007.
- [200] P. J. Fox and E. Poppitz. Leptophilic Dark Matter. *Phys. Rev.*, D79:083528, 2009. doi:10.1103/PhysRevD.79.083528.
- [201] M. Pospelov and A. Ritz. Astrophysical Signatures of Secluded Dark Matter. *Phys. Lett.*, B671:391–397, 2009. doi:10.1016/j.physletb.2008.12.012.
- [202] J. D. March-Russell and S. M. West. WIMPonium and Boost Factors for Indirect Dark Matter Detection. *Phys. Lett.*, B676:133–139, 2009. doi:10.1016/j.physletb.2009.04.010.
- [203] S. Chang and L. Goodenough. Charge Asymmetric Cosmic Ray Signals From Dark Matter Decay. *Phys. Rev.*, D84:023524, 2011. doi:10.1103/PhysRevD.84.023524.

- [204] K. R. Dienes, J. Kumar, and B. Thomas. Dynamical Dark Matter and the positron excess in light of AMS results. *Phys. Rev.*, D88(10):103509, 2013. doi:10.1103/PhysRevD.88.103509.
- [205] D. P. Finkbeiner and N. Weiner. Exciting Dark Matter and the INTEGRAL/SPI 511 keV signal. *Phys. Rev.*, D76:083519, 2007. doi:10.1103/PhysRevD.76.083519.
- [206] J. Kopp. Constraints on dark matter annihilation from AMS-02 results. *Phys. Rev.*, D88:076013, 2013. doi:10.1103/PhysRevD.88.076013.
- [207] P. S. B. Dev, D. K. Ghosh, N. Okada, and I. Saha. Neutrino Mass and Dark Matter in light of recent AMS-02 results. *Phys. Rev.*, D89:095001, 2014. doi:10.1103/PhysRevD.89.095001.
- [208] Michael Klasen, Martin Pohl, and Günter Sigl. Indirect and direct search for dark matter. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 85:1–32, 2015. doi:10.1016/j.pnpnp.2015.07.001.
- [209] Qiang Yuan and Lei Feng. Dark Matter Particle Explorer observations of high-energy cosmic ray electrons plus positrons and their physical implications. *Sci. China Phys. Mech. Astron.*, 61(10):101002, 2018. doi:10.1007/s11433-018-9226-y.
- [210] Xudong Sun and Ben-Zhong Dai. Dark matter annihilation into leptons through gravity portals. *JHEP*, 04:108, 2021. doi:10.1007/JHEP04(2021)108.
- [211] T. R. Slatyer, N. Padmanabhan, and D. P. Finkbeiner. CMB Constraints on WIMP Annihilation: Energy Absorption During the Recombination Epoch. *Phys. Rev.*, D80:043526, 2009. doi:10.1103/PhysRevD.80.043526.
- [212] C. Evoli, M. Valdes, A. Ferrara, and N. Yoshida. Energy deposition by weakly interacting massive particles: a comprehensive study. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 422:420–433, 2012. doi:10.1111/j.1365-2966.2012.20624.x.
- [213] M. S. Madhavacheril, N. Sehgal, and T. R. Slatyer. Current Dark Matter Annihilation Constraints from CMB and Low-Redshift Data. *Phys. Rev.*, D89:103508, 2014. doi:10.1103/PhysRevD.89.103508.
- [214] P. A. R. Ade et al. Planck 2015 results. XIII. Cosmological parameters. *Astron. Astrophys.*, 594:A13, 2016. doi:10.1051/0004-6361/201525830.
- [215] T. R. Slatyer. Indirect dark matter signatures in the cosmic dark ages. I. Generalizing the bound on s-wave dark matter annihilation from Planck results. *Phys. Rev.*, D93(2):023527, 2016. doi:10.1103/PhysRevD.93.023527.
- [216] V. Poulin, P. D. Serpico, and J. Lesgourgues. A fresh look at linear cosmological constraints on a decaying dark matter component. *JCAP*, 1608(08):036, 2016. doi:10.1088/1475-7516/2016/08/036.
- [217] M. Tavakoli, I. Cholis, C. Evoli, and P. Ullio. Constraints on dark matter annihilations from diffuse gamma-ray emission in the Galaxy. *JCAP*, 1401:017, 2014. doi:10.1088/1475-7516/2014/01/017.
- [218] A. Geringer-Sameth, S. M. Koushiappas, and Matthew G. Walker. Comprehensive search for dark matter annihilation in dwarf galaxies. *Phys. Rev.*, D91(8):083535, 2015. doi:10.1103/PhysRevD.91.083535.
- [219] M. Ackermann et al. Searching for Dark Matter Annihilation from Milky Way Dwarf Spheroidal Galaxies with Six Years of Fermi Large Area Telescope Data. *Phys. Rev. Lett.*, 115(23):231301, 2015. doi:10.1103/PhysRevLett.115.231301.

- [220] GEORGE R. BLUMENTHAL and ROBERT J. GOULD. Bremsstrahlung, synchrotron radiation, and compton scattering of high-energy electrons traversing dilute gases. *Rev. Mod. Phys.*, 42:237–270, Apr 1970. doi:10.1103/RevModPhys.42.237. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.42.237>.
- [221] P. M. Dragicovich, D. G. Blair, and R. R. Burman. Why are supernovae in our Galaxy so frequent? *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 302:693–699, February 1999. doi:10.1046/j.1365-8711.1999.02145.x.
- [222] N. Vranesevic et al. Pulsar birthrate from Parkes multi-beam survey. *Astrophys. J.*, 617:L139–L142, 2004. doi:10.1086/427208.
- [223] C.-A. Faucher-Giguere and V. M. Kaspi. Birth and evolution of isolated radio pulsars. *Astrophys. J.*, 643:332–355, 2006. doi:10.1086/501516.
- [224] D. R. Lorimer et al. The Parkes multibeam pulsar survey: VI. Discovery and timing of 142 pulsars and a Galactic population analysis. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 372:777–800, 2006. doi:10.1111/j.1365-2966.2006.10887.x.
- [225] E. F. Keane and M. Kramer. On the birthrates of Galactic neutron stars. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 391:2009, 2008. doi:10.1111/j.1365-2966.2008.14045.x.
- [226] I. Cholis, T. Karwal, and M. Kamionkowski. Features in the Spectrum of Cosmic-Ray Positrons from Pulsars. *Phys. Rev.*, D97(12):123011, 2018. doi:10.1103/PhysRevD.97.123011.
- [227] Ottavio Fornieri, Daniele Gaggero, and Dario Grasso. Features in cosmic-ray lepton data unveil the properties of nearby cosmic accelerators. *JCAP*, 02:009, 2020. doi:10.1088/1475-7516/2020/02/009.
- [228] Ilias Cholis, Tanvi Karwal, and Marc Kamionkowski. Studying the milky way pulsar population with cosmic-ray leptons. *Phys. Rev. D*, 98:063008, Sep 2018. doi:10.1103/PhysRevD.98.063008. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.98.063008>.
- [229] D. R. Lorimer. The galactic population and birth rate of radio pulsars. 2003. [IAU Symp.218,105(2004)].
- [230] I. Yusifov and I. Kucuk. Revisiting the radial distribution of pulsars in the galaxy. *Astron. Astrophys.*, 422:545–553, 2004. doi:10.1051/0004-6361:20040152.
- [231] A. G. Lyne, R. S. Pritchard, and F. Graham-Smith. Twenty-Three Years of Crab Pulsar Rotational History. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 265:1003, December 1993. doi:10.1093/mnras/265.4.1003.
- [232] C. Gouiffes, J. P. Finley, and H. Oegelman. Rotational parameters of PSR 0540 - 69 as measured at optical wavelengths. *Astrophys. J.*, 394:581–585, August 1992. doi:10.1086/171609.
- [233] M. A. Livingstone, V. M. Kaspi, and F. P. Gavriil. Long-term phase-coherent x-ray timing of PSR B0540-69. *Astrophys. J.*, 633:1095–1100, 2005. doi:10.1086/491643.
- [234] A. G. Lyne, R. S. Pritchard, F. Graham-Smith, and F. Camilo. Very low braking index for the Vela pulsar. *Nature*, 381:497–498, June 1996. doi:10.1038/381497a0.
- [235] F. Camilo, V. M. Kaspi, A. G. Lyne, R. N. Manchester, J. F. Bell, N. D’Amico, N. P. F. McKay, and F. Crawford. Discovery of two high-magnetic-field radio pulsars. *Astrophys. J.*, 541:367, 2000. doi:10.1086/309435.

- [236] V. M. Kaspi, R. N. Manchester, B. Siegman, S. Johnston, and A. G. Lyne. On the spin-down of PSR B1509-58. *Astrophys. J. Lett.*, 422:L83–L86, February 1994. doi:10.1086/187218.
- [237] M. A. Livingstone, V. M. Kaspi, F. P. Gavriil, and R. N. Manchester. 21 years of timing PSR B1509-58. *Astrophys. J.*, 619:1046–1053, 2005. doi:10.1086/426731.
- [238] C. M. Espinoza, A. G. Lyne, and B. W. Stappers. New long-term braking index measurements for glitching pulsars using a glitch-template method. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 466(1):147–162, 2017. doi:10.1093/mnras/stw3081.
- [239] F. E. Marshall, L. Guillemot, A. K. Harding, P. Martin, and D. A. Smith. A New, low Braking Index for the lmc Pulsar B0540–69. *Astrophys. J.*, 827(2):L39, 2016. doi:10.3847/2041-8205/827/2/L39.
- [240] R. F. Archibald et al. A High Braking Index for a Pulsar. *Astrophys. J.*, 819(1):L16, 2016. doi:10.3847/2041-8205/819/1/L16.
- [241] R. N. Manchester and J. H. Taylor. *Pulsars*. 1977.
- [242] T. M. Tauris and R. N. Manchester. On the Evolution of Pulsar Beams. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 298:625–636, August 1998. doi:10.1046/j.1365-8711.1998.01369.x.
- [243] S. Johnston and A. Karastergiou. Pulsar braking and the $P-\dot{P}$ diagram. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 467(3):3493–3499, 2017. doi:10.1093/mnras/stx377.
- [244] R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs. The Australia Telescope National Facility pulsar catalogue. *Astron. J.*, 129:1993, 2005. doi:10.1086/428488.
- [245] <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/psrcat>.
- [246] M. J. Rees and J. E. Gunn. The origin of the magnetic field and relativistic particles in the Crab Nebula. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 167:1–12, 1974.
- [247] J. Arons and E. T. Schrelemann. Pair formation above pulsar polar caps: Structure of the low altitude acceleration zone. *Astrophys. J.*, 231:854–879, 1979. doi:10.1086/157250.
- [248] K. S. Cheng, C. Ho, and Malvin A. Ruderman. Energetic Radiation from Rapidly Spinning Pulsars. 1. Outer Magnetosphere Gaps. 2. Vela and Crab. *Astrophys. J.*, 300:500–539, 1986. doi:10.1086/163829.
- [249] J. K. Daugherty and A. K. Harding. Gamma-ray pulsars: emission from extended polar cap cascades. *Astrophys. J.*, 458:278, 1996. doi:10.1086/176811.
- [250] I. Contopoulos, D. Kazanas, and C. Fendt. The axisymmetric pulsar magnetosphere. *Astrophys. J.*, 511:351, 1999. doi:10.1086/306652.
- [251] S. S. Komissarov. Simulations of axisymmetric magnetospheres of neutron stars. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 367:19–31, 2006. doi:10.1111/j.1365-2966.2005.09932.x.
- [252] A. Gruzinov. The Power of axisymmetric pulsar. *Phys. Rev. Lett.*, 94:021101, 2005. doi:10.1103/PhysRevLett.94.021101.
- [253] I. Contopoulos and A. Spitkovsky. Revised pulsar spindown. *Astrophys. J.*, 643:1139–1145, 2006. doi:10.1086/501161.
- [254] A. Spitkovsky. Time-dependent force-free pulsar magnetospheres: axisymmetric and oblique rotators. *Astrophys. J.*, 648:L51–L54, 2006. doi:10.1086/507518.

- [255] A. K. Harding, J. V. Stern, J. Dyks, and M. Frackowiak. High-Altitude Emission from Pulsar Slot Gaps: The Crab Pulsar. *Astrophys. J.*, 680:1378, 2008. doi:10.1086/588037.
- [256] C. Kalapotharakos and I. Contopoulos. Three-dimensional numerical simulations of the pulsar magnetosphere: Preliminary results. *Astron. Astrophys.*, 496:495–502, 2009. doi:10.1051/0004-6361:200810281.
- [257] K. P. Watters, R. W. Romani, P. Weltevrede, and S. Johnston. An Atlas For Interpreting Gamma-Ray Pulsar Light Curves. *Astrophys. J.*, 695:1289–1301, 2009. doi:10.1088/0004-637X/695/2/1289.
- [258] X.-N. Bai and A. Spitkovsky. Modeling of Gamma-Ray Pulsar Light Curves with Force-Free Magnetic Field. *Astrophys. J.*, 715:1282–1301, 2010. doi:10.1088/0004-637X/715/2/1282.
- [259] R. Bühler and R. Blandford. The surprising Crab pulsar and its nebula: A review. *Rept. Prog. Phys.*, 77:066901, 2014. doi:10.1088/0034-4885/77/6/066901.
- [260] B. Cerutti, A. Philippov, K. Parfrey, and A. Spitkovsky. Particle acceleration in axisymmetric pulsar current sheets. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 448(1):606–619, 2015. doi:10.1093/mnras/stv042.
- [261] P. Goldreich and W. H. Julian. Pulsar electrodynamics. *Astrophys. J.*, 157:869, 1969. doi:10.1086/150119.
- [262] M. Hoshino, J. Arons, Y. A. Gallant, and A. B. Langdon. Relativistic magnetosonic shock waves in synchrotron sources - Shock structure and nonthermal acceleration of positrons. *Astrophys. J.*, 390:454–479, 1992. doi:10.1086/171296.
- [263] Y. Lyubarsky and J. G. Kirk. Reconnection in a striped pulsar wind. *Astrophys. J.*, 547:437, 2001. doi:10.1086/318354.
- [264] Y. E. Lyubarsky. The Termination shock in a striped pulsar wind. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 345:153, 2003. doi:10.1046/j.1365-8711.2003.06927.x.
- [265] L. Sironi and A. Spitkovsky. Acceleration of Particles at the Termination Shock of a Relativistic Striped Wind. *Astrophys. J.*, 741:39, 2011. doi:10.1088/0004-637X/741/1/39.
- [266] L. Sironi and A. Spitkovsky. Relativistic Reconnection: an Efficient Source of Non-Thermal Particles. *Astrophys. J.*, 783:L21, 2014. doi:10.1088/2041-8205/783/1/L21.
- [267] S. Zenitani and M. Hoshino. The Generation of Nonthermal Particles in the Relativistic Magnetic Reconnection of Pair Plasmas. *Astrophys. J.*, 562:L63–L66, 2001. doi:10.1086/337972.
- [268] M. F. Bietenholz, N. Kassim, D. A. Frail, R. A. Perley, W. C. Erickson, and A. R. Hajian. The radio spectral index of the crab nebula. *Astrophys. J.*, 490:291, 1997. doi:10.1086/304853.
- [269] J. P. Halpern and M. Ruderman. Soft X-ray properties of the Geminga pulsar. *Astrophys. J.*, 415:286–297, September 1993. doi:10.1086/173164.
- [270] J. M. Fierro, P. F. Michelson, P. L. Nolan, and D. J. Thompson. Phase-resolved Studies of the High-Energy Gamma-Ray Emission from the Crab, Geminga, and VELA Pulsars. *Astrophys. J.*, 494:734–746, February 1998. doi:10.1086/305219.
- [271] D. J. Thompson. Gamma radiation from psr b1055-52. *Astrophys. J.*, 516:297, 1999. doi:10.1086/307083.

- [272] A. M. Atoyan. Radio spectrum of the crab nebula as an evidence for fast initial spin of its pulsar. *Astron. Astrophys.*, 346:L49, 1999.
- [273] L. Kuiper, W. Hermsen, G. Cusumano, R. Diehl, V. Schönfelder, A. Strong, K. Bennett, and M. L. McConnell. The Crab pulsar in the 0.75-30 MeV range as seen by CGRO COMPTEL. A coherent high-energy picture from soft X-rays up to high-energy gamma-rays. *Astron. Astrophys.*, 378:918–935, November 2001. doi:10.1051/0004-6361:20011256.
- [274] A. A. Abdo et al. Fermi Large Area Telescope Observations of the Crab Pulsar and Nebula. *Astrophys. J.*, 708:1254–1267, 2010. doi:10.1088/0004-637X/708/2/1254.
- [275] A. A. Abdo et al. The Vela Pulsar: Results from the First Year of Fermi LAT Observations. *Astrophys. J.*, 713:154–165, 2010. doi:10.1088/0004-637X/713/1/154.
- [276] A. A. Abdo et al. The Second Fermi Large Area Telescope Catalog of Gamma-ray Pulsars. *Astrophys. J. Suppl.*, 208:17, 2013. doi:10.1088/0067-0049/208/2/17.
- [277] Ilias Cholis, Dan Hooper, and Tim Linden. Constraining the charge-sign and rigidity-dependence of solar modulation, 2020.
- [278] <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/>.
- [279] <http://wso.stanford.edu/Tilts.html>.
- [280] M. Aguilar, L. Ali Cavazonza, G. Ambrosi, L. Arruda, N. Attig, F. Barao, L. Barrin, A. Bartoloni, S. Başgeçmez-du Pree, J. Bates, R. Battiston, M. Behlmann, B. Beischer, J. Berdugo, B. Bertucci, V. Bindi, W. de Boer, K. Bollweg, B. Borgia, M.J. Boschini, M. Bourquin, E.F. Bueno, J. Burger, W.J. Burger, S. Burmeister, X.D. Cai, M. Capell, J. Casaus, G. Castellini, F. Cervelli, Y.H. Chang, G.M. Chen, H.S. Chen, Y. Chen, L. Cheng, H.Y. Chou, S. Chouridou, V. Choutko, C.H. Chung, C. Clark, G. Coignet, C. Consolandi, A. Contin, C. Corti, Z. Cui, K. Dadzie, Y.M. Dai, C. Delgado, S. Della Torre, M.B. Demirköz, L. Derome, S. Di Falco, V. Di Felice, C. Díaz, F. Dimiccoli, P. von Doetinchem, F. Dong, F. Donnini, M. Duranti, A. Egorov, A. Eline, J. Feng, E. Fiandrini, P. Fisher, V. Formato, C. Freeman, Y. Galaktionov, C. Gámez, R.J. García-López, C. Gargiulo, H. Gast, I. Gebauer, M. Gervasi, F. Giovacchini, D.M. Gómez-Coral, J. Gong, C. Goy, V. Grabski, D. Grandi, M. Graziani, K.H. Guo, S. Haino, K.C. Han, R.K. Hashmani, Z.H. He, B. Heber, T.H. Hsieh, J.Y. Hu, Z.C. Huang, W. Hungerford, M. Incagli, W.Y. Jang, Yi Jia, H. Jinchi, K. Kanishev, B. Khiali, G.N. Kim, Th. Kirn, M. Konyushikhin, O. Kounina, A. Kounine, V. Koutsenko, A. Kuhlman, A. Kulemzin, G. La Vacca, E. Laudi, G. Laurenti, I. Lazzizzera, A. Lebedev, H.T. Lee, S.C. Lee, C. Leluc, J.Q. Li, M. Li, Q. Li, S. Li, T.X. Li, Z.H. Li, C. Light, C.H. Lin, T. Lippert, Z. Liu, S.Q. Lu, Y.S. Lu, K. Luebelsmeyer, J.Z. Luo, S.S. Lyu, F. Machate, C. Mañá, J. Marín, J. Marquardt, T. Martin, G. Martínez, N. Masi, D. Maurin, A. Menchaca-Rocha, Q. Meng, D.C. Mo, M. Molero, P. Mott, L. Mussolin, J.Q. Ni, N. Nikonov, F. Nozzoli, A. Oliva, M. Orcinha, M. Palermo, F. Palmonari, M. Paniccia, A. Pashnin, M. Pauluzzi, S. Pensotti, H.D. Phan, V. Plyaskin, M. Pohl, S. Porter, X.M. Qi, X. Qin, Z.Y. Qu, L. Quadrani, P.G. Rancoita, D. Rapin, A. Reina Conde, S. Rosier-Lees, A. Rozhkov, D. Rozza, R. Sagdeev, S. Schael, S.M. Schmidt, A. Schulz von Dratzig, G. Schwering, E.S. Seo, B.S. Shan, J.Y. Shi, T. Siedenburg, C. Solano, J.W. Song, R. Sonnabend, Q. Sun, Z.T. Sun, M. Taccioni, X.W. Tang, Z.C. Tang, J. Tian, Samuel C.C. Ting, S.M. Ting, N. Tomassetti, J. Torsti, C. Tüysüz, T. Urban, I. Usoskin, V. Vagelli, R. Vainio, E. Valente, E. Valtonen, M. Vázquez Acosta, M. Vecchi, M. Velasco, J.P. Vialle, L.Q. Wang, N.H. Wang, Q.L. Wang, S. Wang, X. Wang, Z.X. Wang, J. Wei, Z.L. Weng, H. Wu, R.Q. Xiong, W. Xu, Q. Yan, Y. Yang, H. Yi, Y.J. Yu, Z.Q. Yu, M. Zannoni, C. Zhang, F. Zhang, F.Z.

Zhang, J.H. Zhang, Z. Zhang, F. Zhao, Z.M. Zheng, H.L. Zhuang, V. Zhukov, A. Zichichi, N. Zimmermann, and P. Zuccon. The alpha magnetic spectrometer (ams) on the international space station: Part ii — results from the first seven years. *Physics Reports*, 894: 1–116, 2021. ISSN 0370-1573. doi:<https://doi.org/10.1016/j.physrep.2020.09.003>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157320303434>. The Alpha Magnetic Spectrometer (AMS) on the International Space Station: Part II - Results from the First Seven Years.

- [281] M. Aguilar, L. Ali Cavasonza, B. Alpat, G. Ambrosi, L. Arruda, N. Attig, P. Azzarello, A. Bachlechner, F. Barao, A. Barrau, L. Barrin, A. Bartoloni, L. Basara, S. Başğmezdu Pree, R. Battiston, U. Becker, M. Behlmann, B. Beischer, J. Berdugo, B. Bertucci, V. Bindi, W. de Boer, K. Bollweg, B. Borgia, M. J. Boschini, M. Bourquin, E. F. Bueno, J. Burger, W. J. Burger, X. D. Cai, M. Capell, S. Caroff, J. Casaus, G. Castellini, F. Cervelli, Y. H. Chang, G. M. Chen, H. S. Chen, Y. Chen, L. Cheng, H. Y. Chou, V. Choutko, C. H. Chung, C. Clark, G. Coignet, C. Consolandi, A. Contin, C. Corti, M. Crispoltoni, Z. Cui, K. Dadzie, Y. M. Dai, A. Datta, C. Delgado, S. Della Torre, M. B. Demirköz, L. Derome, S. Di Falco, V. Di Felice, F. Dimiccoli, C. Díaz, P. von Doetinchem, F. Dong, F. Donnini, M. Duranti, A. Egorov, A. Eline, T. Eronen, J. Feng, E. Fian-drini, P. Fisher, V. Formato, Y. Galaktionov, R. J. García-López, C. Gargiulo, H. Gast, I. Gebauer, M. Gervasi, F. Giovacchini, D. M. Gómez-Coral, J. Gong, C. Goy, V. Grabski, D. Grandi, M. Graziani, K. H. Guo, S. Haino, K. C. Han, Z. H. He, M. Heil, T. H. Hsieh, H. Huang, Z. C. Huang, M. Incagli, Yi Jia, H. Jinchu, K. Kanishev, B. Khiali, Th. Kirn, C. Konak, O. Kounina, A. Kounine, V. Koutsenko, A. Kulemzin, G. La Vacca, E. Laudi, G. Laurenti, I. Lazzizzera, A. Lebedev, H. T. Lee, S. C. Lee, C. Leluc, J. Q. Li, Q. Li, T. X. Li, Z. H. Li, C. Light, C. H. Lin, T. Lippert, F. Z. Liu, Hu Liu, Z. Liu, S. Q. Lu, Y. S. Lu, K. Luebelmeyer, F. Luo, J. Z. Luo, Xi Luo, S. S. Lyu, F. Machate, C. Mañá, J. Marín, T. Martin, G. Martínez, N. Masi, D. Maurin, A. Menchaca-Rocha, Q. Meng, D. C. Mo, M. Molero, P. Mott, L. Mussolin, T. Nelson, J. Q. Ni, N. Nikonov, F. Nozzoli, A. Oliva, M. Orcinha, M. Palermo, F. Palmonari, M. Paniccia, A. Pashnin, M. Pauluzzi, S. Pensotti, C. Perrina, H. D. Phan, N. Picot-Clemente, V. Plyaskin, M. Pohl, V. Poireau, A. Popkow, L. Quadrani, X. M. Qi, X. Qin, Z. Y. Qu, P. G. Rancoita, D. Rapin, A. Reina Conde, S. Rosier-Lees, A. Rozhkov, D. Rozza, R. Sagdeev, C. Solano, S. Schael, S. M. Schmidt, A. Schulz von Dratzig, G. Schwering, E. S. Seo, B. S. Shan, J. Y. Shi, T. Siedenburger, J. W. Song, Z. T. Sun, M. Tacconi, X. W. Tang, Z. C. Tang, J. Tian, Samuel C. C. Ting, S. M. Ting, N. Tomassetti, J. Torsti, T. Urban, V. Vagelli, E. Valente, E. Valtonen, M. Vázquez Acosta, M. Vecchi, M. Velasco, J. P. Vialle, J. Vizán, L. Q. Wang, N. H. Wang, Q. L. Wang, X. Wang, X. Q. Wang, Z. X. Wang, J. Wei, Z. L. Weng, H. Wu, R. Q. Xiong, W. Xu, Q. Yan, Y. Yang, H. Yi, Y. J. Yu, Z. Q. Yu, M. Zannoni, S. Zeissler, C. Zhang, F. Zhang, J. H. Zhang, Z. Zhang, F. Zhao, Z. M. Zheng, H. L. Zhuang, V. Zhukov, A. Zichichi, N. Zimmermann, and P. Zuccon. Towards understanding the origin of cosmic-ray electrons. *Phys. Rev. Lett.*, 122:101101, Mar 2019. doi:10.1103/PhysRevLett.122.101101. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.101101>.
- [282] M. Aguilar, L. Ali Cavasonza, G. Ambrosi, L. Arruda, N. Attig, P. Azzarello, A. Bachlechner, F. Barao, A. Barrau, L. Barrin, A. Bartoloni, L. Basara, S. Başğmezdu Pree, R. Battiston, U. Becker, M. Behlmann, B. Beischer, J. Berdugo, B. Bertucci, V. Bindi, W. de Boer, K. Bollweg, B. Borgia, M. J. Boschini, M. Bourquin, E. F. Bueno, J. Burger, W. J. Burger, X. D. Cai, M. Capell, S. Caroff, J. Casaus, G. Castellini, F. Cervelli, Y. H. Chang, G. M. Chen, H. S. Chen, Y. Chen, L. Cheng, H. Y. Chou, V. Choutko, C. H. Chung, C. Clark, G. Coignet, C. Consolandi, A. Contin, C. Corti, M. Crispoltoni, Z. Cui, K. Dadzie, Y. M. Dai, A. Datta, C. Delgado, S. Della Torre, M. B. Demirköz, L. Derome, S. Di Falco, F. Dimiccoli, C. Díaz, P. von Doetinchem, F. Dong, F. Donnini, M. Duranti,

A. Egorov, A. Eline, T. Eronen, J. Feng, E. Fiandrini, P. Fisher, V. Formato, Y. Galaktionov, R. J. García-López, C. Gargiulo, H. Gast, I. Gebauer, M. Gervasi, F. Giovacchini, D. M. Gómez-Coral, J. Gong, C. Goy, V. Grabski, D. Grandi, M. Graziani, K. H. Guo, S. Haino, K. C. Han, Z. H. He, M. Heil, T. H. Hsieh, H. Huang, Z. C. Huang, M. Incagli, Yi Jia, H. Jinchi, K. Kanishev, B. Khiali, Th. Kirn, C. Konak, O. Kounina, A. Kounine, V. Koutsenko, A. Kulemzin, G. La Vacca, E. Laudi, G. Laurenti, I. Lazzizzera, A. Lebedev, H. T. Lee, S. C. Lee, C. Leluc, J. Q. Li, Q. Li, T. X. Li, Z. H. Li, C. Light, C. H. Lin, T. Lippert, F. Z. Liu, Hu Liu, Z. Liu, S. Q. Lu, Y. S. Lu, K. Luebelsmeyer, F. Luo, J. Z. Luo, Xi Luo, S. S. Lyu, F. Machate, C. Mañá, J. Marín, T. Martin, G. Martínez, N. Masi, D. Maurin, A. Menchaca-Rocha, Q. Meng, D. C. Mo, M. Molero, P. Mott, L. Mussolin, T. Nelson, J. Q. Ni, N. Nikonov, F. Nozzoli, A. Oliva, M. Orcinha, M. Palermo, F. Palmonari, M. Paniccia, A. Pashnin, M. Pauluzzi, S. Pensotti, C. Perrina, H. D. Phan, N. Picot-Clemente, V. Plyaskin, M. Pohl, V. Poireau, A. Popkow, L. Quadrani, X. M. Qi, X. Qin, Z. Y. Qu, P. G. Rancoita, D. Rapin, A. Reina Conde, S. Rosier-Lees, A. Rozhkov, D. Rozza, R. Sagdeev, C. Solano, S. Schael, S. M. Schmidt, A. Schulz von Dratzig, G. Schwering, E. S. Seo, B. S. Shan, J. Y. Shi, T. Siedenburger, J. W. Song, Z. T. Sun, M. Tacconi, X. W. Tang, Z. C. Tang, J. Tian, Samuel C. C. Ting, S. M. Ting, N. Tomassetti, J. Torsti, T. Urban, V. Vagelli, E. Valente, E. Valtonen, M. Vázquez Acosta, M. Vecchi, M. Velasco, J. P. Vialle, J. Vizán, L. Q. Wang, N. H. Wang, Q. L. Wang, X. Wang, X. Q. Wang, Z. X. Wang, J. Wei, Z. L. Weng, H. Wu, R. Q. Xiong, W. Xu, Q. Yan, Y. Yang, H. Yi, Y. J. Yu, Z. Q. Yu, M. Zannoni, S. Zeissler, C. Zhang, F. Zhang, J. H. Zhang, Z. Zhang, F. Zhao, Z. M. Zheng, H. L. Zhuang, V. Zhukov, A. Zichichi, N. Zimmermann, and P. Zucco. Towards understanding the origin of cosmic-ray positrons. *Phys. Rev. Lett.*, 122:041102, Jan 2019. doi:10.1103/PhysRevLett.122.041102. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.041102>.

- [283] DAMPE Collaboration, G. Ambrosi, Q. An, R. Asfandiyarov, P. Azzarello, P. Bernardini, B. Bertucci, M. S. Cai, J. Chang, D. Y. Chen, H. F. Chen, J. L. Chen, W. Chen, M. Y. Cui, T. S. Cui, A. D’Amone, A. de Benedittis, I. De Mitri, M. di Santo, J. N. Dong, T. K. Dong, Y. F. Dong, Z. X. Dong, G. Donvito, D. Droz, K. K. Duan, J. L. Duan, M. Duranti, D. D’Urso, R. R. Fan, Y. Z. Fan, F. Fang, C. Q. Feng, L. Feng, P. Fusco, V. Gallo, F. J. Gan, M. Gao, S. S. Gao, F. Gargano, S. Garrappa, K. Gong, Y. Z. Gong, D. Y. Guo, J. H. Guo, Y. M. Hu, G. S. Huang, Y. Y. Huang, M. Ionica, D. Jiang, W. Jiang, X. Jin, J. Kong, S. J. Lei, S. Li, X. Li, W. L. Li, Y. Li, Y. F. Liang, Y. M. Liang, N. H. Liao, H. Liu, J. Liu, S. B. Liu, W. Q. Liu, Y. Liu, F. Loparco, M. Ma, P. X. Ma, S. Y. Ma, T. Ma, X. Q. Ma, X. Y. Ma, G. Marsella, M. N. Mazziotta, D. Mo, X. Y. Niu, X. Y. Peng, W. X. Peng, R. Qiao, J. N. Rao, M. M. Salinas, G. Z. Shang, W. H. Shen, Z. Q. Shen, Z. T. Shen, J. X. Song, H. Su, M. Su, Z. Y. Sun, A. Surdo, X. J. Teng, X. B. Tian, A. Tykhonov, V. Vagelli, S. Vitillo, C. Wang, H. Wang, H. Y. Wang, J. Z. Wang, L. G. Wang, Q. Wang, S. Wang, X. H. Wang, X. L. Wang, Y. F. Wang, Y. P. Wang, Y. Z. Wang, S. C. Wen, Z. M. Wang, D. M. Wei, J. J. Wei, Y. F. Wei, D. Wu, J. Wu, L. B. Wu, S. S. Wu, X. Wu, K. Xi, Z. Q. Xia, Y. L. Xin, H. T. Xu, Z. L. Xu, Z. Z. Xu, G. F. Xue, H. B. Yang, P. Yang, Y. Q. Yang, Z. L. Yang, H. J. Yao, Y. H. Yu, Q. Yuan, C. Yue, J. J. Zang, C. Zhang, D. L. Zhang, F. Zhang, J. B. Zhang, J. Y. Zhang, J. Z. Zhang, L. Zhang, P. F. Zhang, S. X. Zhang, W. Z. Zhang, Y. Zhang, Y. J. Zhang, Y. Q. Zhang, Y. L. Zhang, Y. P. Zhang, Z. Zhang, Z. Y. Zhang, H. Zhao, H. Y. Zhao, X. F. Zhao, C. Y. Zhou, Y. Zhou, X. Zhu, Y. Zhu, and S. Zimmer. Direct detection of a break in the teraelectronvolt cosmic-ray spectrum of electrons and positrons. *Nature*, 552(7683):63–66, December 2017. doi:10.1038/nature24475.
- [284] O. Adriani, Y. Akaike, K. Asano, Y. Asaoka, M. G. Bagliesi, E. Berti, G. Bigongiari, W. R. Binns, S. Bonechi, M. Bongi, P. Brogi, J. H. Buckley, N. Cannady, G. Castellini, C. Chec-

chia, M. L. Cherry, G. Collazuol, V. di Felice, K. Ebisawa, H. Fuke, T. G. Guzik, T. Hams, M. Hareyama, N. Hasebe, K. Hibino, M. Ichimura, K. Ioka, W. Ishizaki, M. H. Israel, K. Kasahara, J. Kataoka, R. Kataoka, Y. Katayose, C. Kato, N. Kawanaka, Y. Kawakubo, K. Kohri, H. S. Krawczynski, J. F. Krizmanic, T. Lomtadze, P. Maestro, P. S. Marrocchesi, A. M. Messineo, J. W. Mitchell, S. Miyake, A. A. Moiseev, K. Mori, M. Mori, N. Mori, H. M. Motz, K. Munakata, H. Murakami, S. Nakahira, J. Nishimura, G. A. de Nolfo, S. Okuno, J. F. Ormes, S. Ozawa, L. Pacini, F. Palma, P. Papini, A. V. Penacchioni, B. F. Rauch, S. B. Ricciarini, K. Sakai, T. Sakamoto, M. Sasaki, Y. Shimizu, A. Shiomi, R. Sparvoli, P. Spillantini, F. Stolzi, J. E. Suh, A. Sulaj, I. Takahashi, M. Takayanagi, M. Takita, T. Tamura, N. Tateyama, T. Terasawa, H. Tomida, S. Torii, Y. Tsunesada, Y. Uchihori, S. Ueno, E. Vannuccini, J. P. Wefel, K. Yamaoka, S. Yanagita, A. Yoshida, K. Yoshida, and Calet Collaboration. Extended Measurement of the Cosmic-Ray Electron and Positron Spectrum from 11 GeV to 4.8 TeV with the Calorimetric Electron Telescope on the International Space Station. *Physical Review Letters*, 120(26):261102, June 2018. doi:10.1103/PhysRevLett.120.261102.

- [285] Pauli Virtanen, Ralf Gommers, Travis E. Oliphant, Matt Haberland, Tyler Reddy, David Cournapeau, Evgeni Burovski, Pearu Peterson, Warren Weckesser, Jonathan Bright, Stéfan J. van der Walt, Matthew Brett, Joshua Wilson, K. Jarrod Millman, Nikolay Mayorov, Andrew R. J. Nelson, Eric Jones, Robert Kern, Eric Larson, C J Carey, İlhan Polat, Yu Feng, Eric W. Moore, Jake VanderPlas, Denis Laxalde, Josef Perktold, Robert Cimrman, Ian Henriksen, E. A. Quintero, Charles R. Harris, Anne M. Archibald, Antônio H. Ribeiro, Fabian Pedregosa, Paul van Mulbregt, and SciPy 1.0 Contributors. SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python. *Nature Methods*, 17:261–272, 2020. doi:10.1038/s41592-019-0686-2.
- [286] Hans Dembinski and Piti Ongmongkolkul et al. scikit-hep/iminuit. Dec 2020. doi:10.5281/zenodo.3949207. URL <https://doi.org/10.5281/zenodo.3949207>.
- [287] L. Accardo, M. Aguilar, D. Aisa, B. Alpat, A. Alvino, G. Ambrosi, K. Andeen, L. Arruda, N. Attig, P. Azzarello, A. Bachlechner, F. Barao, A. Barrau, L. Barrin, A. Bartoloni, L. Basara, M. Battarbee, R. Battiston, J. Bazo, U. Becker, M. Behlmann, B. Beischer, J. Berdugo, B. Bertucci, G. Bigongiari, V. Bindi, S. Bizzaglia, M. Bizzarri, G. Boella, W. de Boer, K. Bollweg, V. Bonnivard, B. Borgia, S. Borsini, M. J. Boschini, M. Bourquin, J. Burger, F. Cadoux, X. D. Cai, M. Capell, S. Caroff, G. Carosi, J. Casaus, V. Cascioli, G. Castellini, I. Cernuda, D. Cerreta, F. Cervelli, M. J. Chae, Y. H. Chang, A. I. Chen, H. Chen, G. M. Cheng, H. S. Chen, L. Cheng, A. Chikanian, H. Y. Chou, E. Choumilov, V. Choutko, C. H. Chung, F. Cindolo, C. Clark, R. Clavero, G. Coignet, C. Consolandi, A. Contin, C. Corti, B. Coste, Z. Cui, M. Dai, C. Delgado, S. Della Torre, M. B. Demirköz, L. Derome, S. Di Falco, L. Di Masso, F. Dimiccoli, C. Díaz, P. von Doetinchem, W. J. Du, M. Duranti, D. D’Urso, A. Eline, F. J. Eppling, T. Eronen, Y. Y. Fan, L. Farnesini, J. Feng, E. Fiandrini, A. Fiasson, E. Finch, P. Fisher, Y. Galaktionov, G. Gallucci, B. García, R. García-López, H. Gast, I. Gebauer, M. Gervasi, A. Ghelfi, W. Gillard, F. Giovacchini, P. Goglov, J. Gong, C. Goy, V. Grabski, D. Grandi, M. Graziani, C. Guandalini, I. Guerri, K. H. Guo, D. Haas, M. Habiby, S. Haino, K. C. Han, Z. H. He, M. Heil, R. Henning, J. Hoffman, T. H. Hsieh, Z. C. Huang, C. Huh, M. Incagli, M. Ionica, W. Y. Jang, H. Jinchi, K. Kanishev, G. N. Kim, K. S. Kim, Th. Kirn, R. Kossakowski, O. Kounina, A. Kounine, V. Koutsenko, M. S. Krafczyk, S. Kunz, G. La Vacca, E. Laudi, G. Laurenti, I. Lazzizzera, A. Lebedev, H. T. Lee, S. C. Lee, C. Leluc, G. Levi, H. L. Li, J. Q. Li, Q. Li, Q. Li, T. X. Li, W. Li, Y. Li, Z. H. Li, Z. Y. Li, S. Lim, C. H. Lin, P. Lipari, T. Lippert, D. Liu, H. Liu, M. Lolli, T. Lomtadze, M. J. Lu, Y. S. Lu, K. Luebelsmeyer, F. Luo, J. Z. Luo, S. S. Lv, R. Majka, A. Malinin, C. Mañá, J. Marín, T. Martin, G. Martínez, N. Masi, F. Massera, D. Maurin, A. Menchaca-Rocha, Q. Meng, D. C. Mo, B. Monreal, L. Morescalchi, P. Mott,

M. Müller, J. Q. Ni, N. Nikonov, F. Nozzoli, P. Nunes, A. Obermeier, A. Oliva, M. Orcinha, F. Palmonari, C. Palomares, M. Paniccia, A. Papi, M. Pauluzzi, E. Pedreschi, S. Pensotti, R. Pereira, R. Pilastrini, F. Pilo, A. Piluso, C. Pizzolotto, V. Plyaskin, M. Pohl, V. Poireau, E. Postaci, A. Putze, L. Quadrani, X. M. Qi, P. G. Rancoita, D. Rapin, J. S. Ricol, I. Rodríguez, S. Rosier-Lees, L. Rossi, A. Rozhkov, D. Rozza, G. Rybka, R. Sagdeev, J. Sandweiss, P. Saouter, C. Sbarra, S. Schael, S. M. Schmidt, D. Schuckardt, A. Schulz von Dratzig, G. Schwering, G. Scolieri, E. S. Seo, B. S. Shan, Y. H. Shan, J. Y. Shi, X. Y. Shi, Y. M. Shi, T. Siedenburg, D. Son, F. Spada, F. Spinella, W. Sun, W. H. Sun, M. Tacconi, C. P. Tang, X. W. Tang, Z. C. Tang, L. Tao, D. Tesaro, Samuel C. C. Ting, S. M. Ting, N. Tomassetti, J. Torsti, C. Türkoğlu, T. Urban, V. Vagelli, E. Valente, C. Vannini, E. Valtonen, S. Vaurynovich, M. Vecchi, M. Velasco, J. P. Vialle, V. Vitale, G. Volpini, L. Q. Wang, Q. L. Wang, R. S. Wang, X. Wang, Z. X. Wang, Z. L. Weng, K. Whitman, J. Wienkenhöver, H. Wu, K. Y. Wu, X. Xia, M. Xie, S. Xie, R. Q. Xiong, G. M. Xin, N. S. Xu, W. Xu, Q. Yan, J. Yang, M. Yang, Q. H. Ye, H. Yi, Y. J. Yu, Z. Q. Yu, S. Zeissler, J. H. Zhang, M. T. Zhang, X. B. Zhang, Z. Zhang, Z. M. Zheng, F. Zhou, H. L. Zhuang, V. Zhukov, A. Zichichi, N. Zimmermann, P. Zuccon, and C. Zurbach. High statistics measurement of the positron fraction in primary cosmic rays of 0.5–500 gev with the alpha magnetic spectrometer on the international space station. *Phys. Rev. Lett.*, 113: 121101, Sep 2014. doi:10.1103/PhysRevLett.113.121101. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.113.121101>.

[288] J. Chang et al. The DArk Matter Particle Explorer mission. *Astropart. Phys.*, 95:6–24, 2017. doi:10.1016/j.astropartphys.2017.08.005.

[289] O. Adriani et al. The CALorimetric Electron Telescope (CALET) for high-energy astroparticle physics on the International Space Station. In *Journal of Physics Conference Series*, volume 632 of *Journal of Physics Conference Series*, page 012023, August 2015. doi:10.1088/1742-6596/632/1/012023.