

THÈSE DE DOCTORAT
UNIVERSITÉ PARIS 7 – DENIS DIDEROT

Présenté pour obtenir le grade de
Docteur ès Sciences de l'Université Paris 7

Spécialité :

Astrophysique et Méthodes Associées

par :

Michael FOROT

**Accélération de particules au sein des vents relativistes de
pulsars : Simulation et contraintes observationnelles avec le
satellite *INTEGRAL***

Soutenue le 8 Décembre 2006

devant la commission d'examen composée de :

M. Etienne PARIZOTPrésident du jury
Mme. Isabelle GRENIER Directrice de thèse
M. Martin WEISSKOPF Rapporteur
M. Peter VAN BALMOOS Rapporteur
M. Philippe LAURENTExamineur
M. Jérôme NOVAKExamineur
M. Yves GALLANT Invité

à ma famille, amis, Marie...

*"En essayant continuellement
on finit par réussir.
Donc : plus ça rate,
plus on a de chances que ça marche."
(Devise Shadock)*

Résumé

Le but de cette thèse est de poser de nouvelles contraintes sur les différents mécanismes d'accélération de particules opérant au sein de la géométrie complexe de l'environnement d'une étoile à neutrons, c'est à dire dans la magnétosphère du pulsar, dans le jet, dans le plan équatorial ainsi qu'au choc terminal.

Proche de la surface l'accélération est produite par l'entraînement du très fort champ magnétique par la rotation de l'étoile. Au delà du cylindre de lumière, les particules sont également accélérées dans le plan équatorial par reconnections magnétiques. Ces processus ont pour principale signature observationnelle une émission pulsée pouvant être observée dans tous les domaines de longueurs d'onde. Un des outils les plus puissants afin de contraindre ces mécanismes est l'étude de la polarisation suivant la phase de rotation. C'est dans cet esprit que nous avons utilisé le mode Compton d'IBIS à bord du satellite γ INTEGRAL. En effet ce dernier permet par la mesure de la distribution selon l'angle azimuthal de diffusion, des événements diffusés entre les deux plans détecteurs d'IBIS, de remonter à la direction et à la fraction de polarisation d'une source au delà de 200 keV. Une méthode d'analyse et de traitement de données a donc été développée dans ce but. La sensibilité atteinte permet de mesurer la polarisation de sources persistantes fortes ainsi que celle de sursauts γ . Cette méthode a été appliquée au pulsar du Crabe ainsi qu'à sa nébuleuse. Pour la première fois la polarisation d'une source a été mesurée dans le domaine γ entre 0.2 et 0.8 MeV. L'évolution de cette dernière avec la phase de rotation est en accord avec celle trouvée en optique dans les régions centrales, c'est à dire pour des régions < 0.01 pc du pulsar. Dans le domaine non pulsé l'angle de polarisation semble aligné le long de l'axe de rotation, ce qui suggère un rayonnement venant principalement du jet ou bien du point brillant proche du pulsar. Le fait qu'aucune polarisation ne soit observée juste après les pics en émission pourrait être la signature d'effets caustiques sur de grandes distances le long de la dernière ligne de champ ouverte dans la magnétosphère du pulsar. Dans ce cas le modèle du *slot gap* pourrait être responsable de l'émission pulsée et donc de la réaccélération de particules proche du pulsar. Afin de mieux contraindre les processus d'accélération par la polarisation il est alors nécessaire d'utiliser une configuration de champ magnétique la plus réaliste possible. Ce paramètre est en effet à la base de tous les modèles d'accélération et d'émission hautes énergies. Jusqu'à maintenant cette géométrie fut supposée dipolaire. C'est donc dans l'optique d'établir une configuration du champ E et B plus réaliste que les équations d'Einstein et de Maxwell furent résolues proche de la surface et dans le vide en utilisant la librairie LORENE. Cette librairie est basée sur les décompositions spectrales, méthode bien adaptée à la résolution des équations de type Poisson. La géométrie obtenue diffère légèrement de celle d'un dipôle classique pour de faibles rotations et les zones d'accélération sont elles localisées proche des calottes polaires. Il est maintenant nécessaire de poursuivre cette étude dans le cas d'une magnétosphère chargée.

Dans la magnétosphère lointaine et plus particulièrement proche du choc terminal, les particules peuvent être réaccélérées par absorption d'ondes cyclotrons émises par les ions ainsi que par processus de Fermi relativiste. Des contraintes spectrales comme l'énergie maximum ou l'indice spectral de la distribution de particules permettent de contraindre de façon très efficace ces processus. Pour remonter à de telles informations et notamment à l'énergie maximum qui est en général de l'ordre de 10^{14-15} TeV, il est en général nécessaire d'utiliser les émissions synchrotron dans le domaine des X durs (> 20 keV). Le champ magnétique doit dans ce cas être connu de manière très précise. C'est dans cet esprit que nous avons étudié les émissions au delà de 20 keV de PSR B1509-58. Ce pulsar produit une longue traîne observée en X et au TeV, traîne qui a été interprétée comme étant due à un jet. Dans le domaine non pulsé de son émission, où la contribution du pulsar par rapport au vent qu'il crée est minimum, l'imageur IBIS détecta lui aussi entre 20 et 200 keV une source s'étendant dans la direction de ce jet et ayant un spectre coupé vers 160 keV. Le champ magnétique a été contraint à des valeurs comprises entre 2 et 3 nT en utilisant la variation de la longueur apparente du jet avec l'énergie entre 0.1 et 100 keV. Dans ce champ les particules γ rayonnant à 160 keV possèdent une énergie comprise entre 400 et 730 TeV. Pour des pulsars plus vieux, le vent relativiste est confiné par la pression du au déplacement de l'étoile dans le milieu interstellaire. La morphologie de ce dernier est alors modifiée et la simple hypothèse de vent sphérique utilisée dans le modèle standard de Kennel

et Corroniti ou bien de jet cylindrique, s'évanouit alors au profit de l'apparition d'un choc en étrave. C'est pourquoi un simple modèle MHD analytique des émissions synchrotrons d'un vent relativiste choqué de pulsar fut développé dans une telle géométrie. Ce modèle fut appliqué au cas de Geminga récemment observé avec XMM et Chandra. Dans cette géométrie l'amplification du champ magnétique le long de la discontinuité de contact permet d'expliquer les flux observés alors que l'énergie maximum nécessaire pour reproduire les observations est incompatible avec celle donnée par un processus de Fermi relativiste. L'énergie maximum de l'ordre de 400 TeV nécessite d'utiliser l'intégralité du potentiel dipolaire aux calottes polaires. Ce simple modèle montre également combien l'évaluation du champ magnétique est primordiale pour interpréter les données.

Abstract

The context of this thesis is to gain new constraints on the different particle accelerators that occur in the complex environment of neutron stars : in the pulsar magnetosphere, in the striped wind or wave zone outside the light cylinder, in the jets and equatorial wind, and at the wind terminal shock. Near the star, the accelerator is powered by the rotation of the intense magnetic field and can be probed by the pulsed radiation at all wavelengths. An additional powerful tool to investigate the magnetic geometry in the radiative zones, therefore the accelerator location, is polarimetry, especially at high photon energy. The shocked wind of the Crab nebula and a handful of other wind nebulae are known to host 1014-15 eV particles, but the energy estimates are always subject to the uncertain evaluation of the local magnetic field strength. The famous spherical model of Kennel and Coroniti (1984) has been challenged by high-resolution X-ray and TeV images that show a growing wealth of jets and equatorial flows, confined by asymmetric pressure gradients in a supernova remnant or by interstellar bow shocks. An important tool to constrain both the magnetic field and primary particle energies is to image the synchrotron ageing of the population, but it requires a careful modelling of the magnetic field evolution in the wind flow. The current models and understanding of these different accelerators, the acceleration processes, and open questions have been reviewed in the first part of the thesis.

In this context, the thesis work is three-fold : instrumental, observational, and theoretical. On board INTEGRAL, the IBIS imager provides images with 12' resolution from 17 keV to MeV energies where the SPI spectrometer takes over up, to 10 MeV, but with a reduced 2° resolution. The first part of the work provides a new method for using the double-layer IBIS imager as a Compton telescope with coded mask aperture. Its performance has been measured. The new concept takes advantage of the coded mask deconvolution for high resolution and background rejection to construct images with a 12' resolution, over a 29°x29° field of view, at the 0.1-0.4 Crab sensitivity level, in the 0.2-1 MeV range. The Compton scattering information and the achieved sensitivity also open a new window for polarimetry in gamma rays. A method has been developed to extract the linear polarization properties and to check the instrument response for fake polarimetric signals in the various backgrounds and projection effects. The achieved sensitivity of 0.3-1 Crab for polarized emission allows the study of bright sources and AGN flares, gamma-ray bursts and solar flares for the first time at high energy. The INTEGRAL data recorded for the Crab pulsar and nebula show good evidence for a high degree of polarization for both the pulsed and the unpulsed emissions in the 0.2-0.8 MeV band. The measured polarization closely follows the optical one from the central < 0.01 pc region around the pulsar. The polarization orientation along the rotation axis is consistent with emission from the jet and bright knot, not with DC emission from the pulsar beams. No polarization has been detected on the trailing sides of the pulsed peaks. It could sign the caustic effects that characterize emission along a fair fraction of the last open field lines on the trailing sides of the pulsar magnetosphere. A dipolar magnetic field geometry is assumed in the magnetosphere and a split-monopole one outside, but they can be questioned for very intense stellar fields or very compact magnetospheres. As a first step to map this field in general relativity, Einstein and Maxwell equations have been solved near the pulsar, in vacuum, using the LORENE library to find the rotating star metric together with the associated magnetic and electric fields. This library is based on spectral methods well adapted for Poisson type equations. The resulting field geometry differs slightly from a dipole and the acceleration regions are closed to the polar caps. Studying the geometry in a charged magnetosphere with potential currents will be the next step. INTEGRAL synchrotron data above 30 keV is best suited to probe the most energetic wind particles and their ageing in the flow by comparison with lower-energy images. The wind from PSR B1509-58 powers a long X-ray jet and TeV tail. The unpulsed emission recorded by INTEGRAL-IBIS at 20-200 keV has been used to detect a slightly extended source along the jet axis, with a power-law spectrum up to 160 keV. The variation of the apparent jet length with energy from 0.1 to 100 keV has been interpreted as synchrotron ageing in a simple cylindrical jet. This allows to constrain both the average jet

magnetic field to 2 or 3 nT and the electron energies near the cut-off to 400-700 TeV. Many older wind nebulae are confined into a bow shock geometry by the ram pressure of their motion into the interstellar medium. This morphology modifies the MHD flow by providing an exit for the kinetic and magnetic energy and stationary conditions. Very hard synchrotron X-ray tails have been imaged around the nearby, 0.3 Myr-old, Geminga pulsar. A first attempt at modelling the emission shows that Fermi acceleration at the wind terminal shock or at the bow shock cannot produce the required particle energies. As for the Crab, the particles must somehow tap the potential drop from the pulsar unipolar inductor. We also find that the particles are too few and/or the magnetic field too low to account for the observed X rays. The prediction falls short by 2 or 3 orders of magnitude. A simple analytical MHD model has been developed to show that the magnetic field advection toward the bow-shock contact discontinuity and the resulting amplification can explain the observed flux. Electron energies of 400 TeV are found. This 'toy model' proves the importance of a careful modelling of the magnetic flow to interpret the data.

Remerciements

Cette thèse n'aurait pu s'effectuer sans le soutien et l'aide de nombreuses personnes. Je souhaiterai tout d'abord remercier mes deux directeurs de thèses, Isabelle GRENIER et Philippe LAURENT, pour m'avoir permis de travailler sur ce sujet passionnant qu'est l'étude des accélérations de particules au sein des vents relativistes de pulsars. Leur aide ainsi que leur disponibilité tout au long de ces trois années m'ont permis de mener à bien ce projet. Je souhaiterai également remercier l'ensemble du personnel scientifique, administratif et technique du Service d'Astrophysique du CEA Saclay pour m'avoir permis de travailler dans d'aussi bonnes conditions tout au long de ces années.

Mes remerciements vont également à l'ensemble des membres du jury pour avoir accepté de venir (pour certains de très loin..) puis de lire et d'évaluer ce travail.

La partie de ma thèse portant sur la modélisation de la magnétosphère proche des pulsars, fut effectuée au LUTH de Meudon avec l'aide et le soutien d'Eric GOURGOULHON que je remercie ici tant pour sa gentillesse que pour sa pédagogie dans mon initiation à la relativité numérique.

Je souhaiterai enfin exprimer toute ma gratitude à ma famille, à mes amis (qui se reconnaîtront bien sur...) pour m'avoir supporté (dans tous les sens du terme) ainsi que mes blagues pas drôles durant toutes ses années.

Si l'on suit le "*last but not least*", je voudrai remercier ici infiniment la grande tolérance et le fort soutien de ma très chère Marie surtout dans les derniers mois, période qui pour moi comme pour elle n'a pas été de tout repos.

Table des matières

Dédicace	ii
Résumé/Abstract	iii
Remerciements	vi
Table des figures	xi
Liste des tableaux	1
I Revue des connaissances sur les vents relativistes de pulsars	3
1 Des étoiles à neutrons aux nébuleuses	5
1.1 Les étoiles à neutrons	5
1.1.1 Les étoiles à neutrons comme laboratoire pour la physique fondamentale .	5
Une densité gigantesque	5
Un champ magnétique de l'ordre de 10^8 Tesla	7
Intérêts pour la physique fondamentale	7
1.1.2 Modèles d'étoiles à neutrons	7
Les équations d'état	8
Structure d'une étoile à neutrons	8
1.2 Les pulsars	9
1.2.1 Un peu d'histoire.	9
1.2.2 Données observationnelles	10
Domaine d'émission	10
Période et dérivée première	10
Champ magnétique	11
Forme des pics d'émission	12
La classification de Rankin pour l'émission radio	13
Distribution Galactique	14
1.3 Les nébuleuse de pulsars	15
1.4 Questions ouvertes dans la physique des nébuleuses de pulsar	16
2 Structure et évolution de vents relativistes de pulsar	17
2.1 La structure en couches des nébuleuses de pulsar	17
2.1.1 Le vent relativiste.	17
Création du vent	17
Propagation du vent dans la magnétosphère lointaine	18
2.1.2 Le choc terminal	20
2.1.3 Le vent choqué au sein de la nébuleuse	21
2.2 Évolution des nébuleuses	23
2.2.1 Expansion au milieu des éjecta du reste de supernova	23
2.2.2 Interaction avec le choc en retour	24
2.2.3 Nébuleuse durant la phase de Sedov	25
2.2.4 Évolution de la nébuleuse dans le milieu interstellaire	26

3	Accélération de particules au sein des nébuleuses de pulsar	28
3.1	Accélération en deçà du cylindre de lumière dans le magnétosphère proche des pulsars	28
3.1.1	Modèle simplifié de magnétosphère de Goldreich-Julian	28
	Une magnétosphère chargée	28
	Plasma d'électrons-positons et densité de Goldreich-Julian	30
	Cylindre de lumière et calottes polaires	30
3.1.2	Les différentes zones d'accélération et d'émission hautes énergies	31
3.1.3	Modèle théorique du <i>polar cap</i>	32
	Présentation du modèle	32
	Étude des spectres et des courbes de lumière	32
	La condition d'allumage pour le rayonnement de courbure	34
3.1.4	Modèle théorique de l' <i>outer gap</i>	34
3.1.5	Modèle théorique des <i>slot gap</i>	36
3.2	Accélération de particules par reconnexions magnétiques	37
3.2.1	Accélération de particules et émissions hautes énergies dans le plan équatorial de la nébuleuse	37
3.2.2	Principe des reconnexions magnétiques	39
3.3	Accélération de Fermi	40
3.3.1	Les chocs diffusifs non relativistes	41
3.3.2	Les chocs relativistes	43
3.4	Accélération de particules par absorption d'onde cyclotrons	43
3.4.1	Signature observationnelle de l'accélération par absorption d'ondes cyclotrons	44
	Variabilité dans le domaine γ	44
	Signature des protons	45
 II Nouvelles contraintes sur les mécanismes d'accélération proche du pulsar		47
4	Le satellite Gamma INTEGRAL	49
4.1	L'astronomie gamma spatiale	49
4.1.1	Des ballons aux satellites	49
4.1.2	Les processus de détection du rayonnement pour l'astronomie gamma spatiale et les méthodes d'imagerie associées	49
	L'effet photoélectrique	49
	La diffusion Compton	50
	Création de paires	50
	Effet Tcherenkov	51
4.1.3	Principe d'un masque codé	51
	Un peu d'histoire...	51
	Les propriétés en imagerie	53
	Déconvolution de l'image	53
4.2	Le satellite INTEGRAL	54
4.2.1	Présentation de la mission	54
4.2.2	Les instruments à bord d'INTEGRAL	55
5	Le mode Compton de l'imageur IBIS	59
5.1	Principe d'un télescope Compton a masque codé	59
5.2	IBIS en mode Compton	61
	Type d'événements	61
	Résolution spectrale et angulaire du mode Compton d'IBIS	61

5.3	Méthode d'analyse en imagerie du télescope Compton à masque codé IBIS	62
5.3.1	Sélection des événements	63
5.3.2	Soustraction des événements fortuits	65
5.3.3	Correction de l'uniformité	66
5.3.4	Déconvolution de l'image détecteur	68
5.3.5	Les diagrammes $\theta_{com} - \theta_{rec}$ comme test final de notre méthode d'analyse	70
5.3.6	Sensibilité en imagerie du mode Compton d'IBIS	71
5.4	La polarimétrie gamma avec le mode Compton	72
5.4.1	Intérêt de la polarisation gamma	72
5.4.2	Théorie des polarimètres Compton	74
5.4.3	Principe de l'analyse en polarimétrie avec le mode Compton d'IBIS	75
5.4.4	Performances et calibrations	76
5.4.5	Sensibilité en polarisation du mode Compton d'IBIS	76
5.4.6	Pseudo réponse en polarisation induite dans le mode Compton d'IBIS	76
	Distribution du fond et des fortuits	77
	Le fond	77
	Les fortuits	78
5.4.7	Effets géométriques pouvant induire une modulation	79
	Effets hors axes	79
	Effet induit par la géométrie même des détecteurs.	80
	Effet de la déconvolution du masque.	81
	Application à Cygnus X-1	81
5.5	Conclusion	81
6	Mesure de la polarisation γ du Crabe	92
6.1	Émissions haute énergie polarisées	92
6.1.1	Émission bremsstrahlung magnétique	92
	Émission cyclotron	93
	Émission synchrotron	94
	Rayonnement de courbure	95
6.1.2	Émission Bremsstrahlung	95
6.1.3	Émission Compton	95
6.1.4	Séparation magnétique de photons	96
6.2	Polarisation du Crabe	96
6.2.1	Observation de la polarisation γ du Crabe avec le mode Compton d'IN-TEGRAL.	97
6.2.2	Polarisation attendue pour les différents modèles d'émission des nébuleuses	103
6.3	Conclusions	107
7	Vers un code GRMHD pour la simulation de la magnétosphère proche.	118
7.1	La GRMHD, un véritable challenge	119
7.2	Les décompositions spectrales à la base de LORENE	120
7.2.1	Décomposition d'une fonction en symétrie sphérique	120
7.2.2	Décomposition de f selon ϕ	121
7.2.3	Décomposition de f selon θ	121
	Fonctions de Legendre normalisées	121
	Matrice de passage de $\cos(j\theta)$ à $\tilde{P}_l^m(\cos(\theta))$ pour m pair	122
	Matrice de passage de $\tilde{P}_l^m(\cos(\theta))$ à $\cos(j\theta)$ pour m pair	122
7.2.4	Décomposition de f selon r	123
7.2.5	Intérêt des méthodes spectrales	123
7.2.6	Grille multi-domaines	123
7.3	Le formalisme 3+1 en relativité générale	124

7.3.1	Lapse et shift	124
7.3.2	3-métrie	124
7.3.3	Application de ce formalisme	124
	Métrique adéquate	124
	Feuilletage	125
	Choix des coordonnées	125
7.4	Configuration d'équilibre de l'étoile à neutrons en rotation	125
7.4.1	Equations d'Einstein en formalisme 3+1	126
7.4.2	Les équations d'hydrodynamiques en formalisme 3+1	126
7.4.3	Résolution numérique	127
7.5	Champ magnétique d'une étoile à neutrons en rotation	128
7.5.1	Les équations de Maxwell en formalisme 3+1	128
7.5.2	Configuration du champ magnétique autour de l'étoile	130
7.6	Conclusion	131

III Nouvelles contraintes sur les processus d'accélération au choc terminal 135

8	Étude des émission hautes énergies du vent de PSR B1509-58	137
8.1	Présentation de la région autour de PSR B1509-58	137
8.2	Observation de PSR B1509-58 avec le satellite INTEGRAL	139
	8.2.1 Analyse en phase de PSR B1509	139
	Corrections apportées aux données temporelles	139
	Obtention d'une courbe de lumière sans la contribution du fond	142
	8.2.2 Imagerie de sources étendues avec le télescope IBIS/ISGRI	142
8.3	Observation d'une source étendue autour de PSR B1509-58	143
8.4	Une cassure spectrale autour de 150 keV	144
8.5	Des particules au TeV au sein du vent de PSR B1509-58?	145
8.6	Conclusion	147
9	Modélisation des émissions synchrotron du vent choqué de Geminga	154
9.1	Présentation de Geminga	154
9.2	Le milieu interstellaire choqué à l'origine des émissions observées en X?	156
9.3	Modèle analytique d'émission de la nébuleuse de vieux pulsars se propageant dans le milieu interstellaire	157
	9.3.1 Fluide en amont du choc terminal	157
	9.3.2 Relation de Rankine-Hugoniot au choc terminal et processus dissipatifs	158
	Dépendance selon θ des différentes grandeurs	158
	Définition de ρ_{TS}^{up} et de B_{TS}^{up} au choc terminal	159
	Relation de Rankine Hugoniot relativiste	159
	Distribution en particules	159
	9.3.3 Fluide en aval du choc terminal	160
	Approximations de notre modèle	160
	Expression du champ de vitesse	161
	Expression du champ magnétique	162
	Evolution de l'énergie d'une particule advectée dans le plasma	163
	Distribution de particules dans la nébuleuse	165
	Spectre d'émission synchrotron	165
9.4	Résultats du modèle pour Geminga	166
	9.4.1 Analyse des queues vues par XMM	166
	9.4.2 Comparaison des spectres XMM	166

9.5 Conclusion	168
10 Conclusions et perspectives	178
10.1 Conclusions	178
10.2 Perspectives	180

Table des figures

1.1	Vue d'artiste d'une étoile à neutrons.	6
1.2	Les premiers physiciens à l'origine de la découverte des étoiles à neutrons.	6
1.3	Structure en couche d'une étoile à neutrons.	9
1.4	Période mesurée par A. Hewish et son étudiante J. Bell.	10
1.5	Distribution des pulsars radio en fonction de leur P et \dot{P} . Les pulsars ont pour la plupart un champ magnétique de l'ordre de 10^8 T et une période comprise entre 0.1 et 10 s. En haut du schéma en rouge se trouvent les AXP ayant un champ magnétique très important (magnétars). An bas se trouvent les pulsars ms recyclés, c'est à dire des pulsars vieux anciennement dans un système binaire et ayant été réaccélérés par accréation du compagnon (conservation du moment cinétique) . . .	11
1.6	Courbes de lumière pour différents pulsars à différentes longueurs d'ondes.	12
1.7	Evolution de l'altitude radio avec la période de pulsation du pulsar	13
1.8	Modèle du cône creux agrémenté d'une composante centrale proposé par Backer. L'anneau à gauche correspond à une coupe du cône rassemblant l'ensemble des lignes de champ ouvertes. Suivant l'intersection de la ligne de visée sur ce cône (les différents traits), le profil de la courbe de lumière sera différent comme nous le montre les représentations à droite.	14
1.9	Distribution des pulsars sur le plan céleste.	15
2.1	Structure en couche des nébuleuses	18
2.2	A droite : Configuration du champ magnétique proche de l'étoile. Le champ magnétique change de signe au plan équatorial. A gauche : Enroulement des lignes de champ autour de l'étoile à neutrons. Le champ dipolaire devient alors toroïdal.	19
2.3	Image X et optique de la nébuleuse du Crabe.	21
2.4	Profil de vitesse obtenu dans les simulations MHD de Komissarov et al. (2004).	22
2.5	Carte des émissions synchrotrons obtenues à partir des simulations MHD de Komissarov et al. (2002).	23
2.6	Image X du vent relativiste autour de J1833-1034 à l'intérieur du reste de supernova G21.5-0.9.	24
2.7	Image du vent relativiste de Vela en X.	25
2.8	Image X et optique du pulsar traversant le reste IC443.	26
2.9	Image X du choc en étrave formé derrière PSR B1957+20.	27
3.1	Représentation de la magnétosphère d'un pulsar.	31
3.2	Mécanisme d'émission aux calottes polaires.	33
3.3	Zones émissives du modèle des <i>polar cap</i> . Le rectangle fait un zoom sur la région des calottes polaires.	35
3.4	Zones émissives du modèle de l' <i>outer gap</i>	36
3.5	Mécanisme d'émission du modèle de l' <i>outer gap</i>	37
3.6	Zones émissives du modèle du <i>slot gap</i>	38

3.7	Zones d'accélération du model de <i>striped wind</i> dans lequel l'accélération se fait dans le plan équatorial par reconnections magnétiques.	38
3.8	Mécanisme de reconnexion magnétique.	40
3.9	Processus de Fermi non relativiste dans le référentiel du choc.	41
3.10	Résultat de simulation de Wisps (ne bas) en comparaison avec les observations optiques du Crabe données par HST (en haut).	44
4.1	Vue d'artiste du satellite XMM de l'ESA.	50
4.2	Vue d'artiste du satellite CGRO de la NASA.	51
4.3	Vue d'artiste du satellite COSB de la NASA.	52
4.4	Image du télescope H.E.S.S.	53
4.5	Motif du masque codé d'IBIS à bord du satellite INTEGRAL.	54
4.6	Les différents champs de vue d'IBIS.	55
4.7	Vue d'artiste du satellite INTEGRAL de l'ESA.	56
4.8	Vue d'artiste des différents instruments à bord d'INTEGRAL.	57
4.9	Composition de l'imageur IBIS à bord d'INTEGRAL.	58
5.1	Principe de reconstruction standard d'un télescope Compton pour l'étude d'un GRB hors axe.	60
5.2	Principe de la diffusion Compton dans le cas d'une diffusion vers l'avant.	62
5.3	Spectre biparamétrique du temps de montée (\propto profondeur d'interaction) en fonction de l'énergie pour ISGRI. La ligne noire correspond aux photons à 511 keV. On voit clairement que les photons à haut temps de montée ont une amplitude plus faible du fait de la perte de charge.	63
5.4	Spectre PICSIT de la source de calibration à bord.	64
5.5	Distribution des évènements selon $\theta_{com} - \theta_{rec}$ pour des évènements Compton de trois sources de calibrations au sol (^{133}Sn (392keV), ^{22}Na (511keV), ^{137}Cs (662keV)) sur l'axe.	65
5.6	Évolution du gain en signal sur bruit suivant l'angle d'acceptance limite pour une source de calibration de ^{133}Sn sur l'axe	65
5.7	Évolution du facteur fortuits avec le numéro de science window pour une observation du Crabe.	67
5.8	Distribution des évènements Compton pour un champ vide selon la distance au centre du détecteur.	67
5.9	Histogramme des pixels bruyants pour une observation du Crabe.	69
5.10	Efficacité de chaque pixels pour une observation du Crabe.	70
5.11	Carte des pixels valides pendant une observation du Crabe de la révolution 102.	71
5.12	Image déconvoluée du pulsar du Crabe entre 200keV et 500keV. Le temps d'exposition est 300ks.	72
5.13	Distribution des évènements selon la valeur de $\theta_{com} - \theta_{rec}$ ou θ_{rec} correspond à l'angle au sommet reconstruit du cône de diffusion pour une source de calibration de ^{133}Sn à 392 keV dans l'axe.	73
5.14	Distribution des évènements selon la valeur de $\theta_{com} - \theta_{rec}$ pour le Crabe entre 200 keV et 500 keV. Le temps d'observation est de 300 ks	73
5.15	Sensibilité du mode Compton en imagerie pour le mode Compton comparée à celle de PICSIT et d'ISGRI	74
5.16	Évolution du paramètre Q_{100} avec l'angle polaire de diffusion pour différentes bandes en énergies.	75
5.17	Évolution du paramètre Q_{100} avec l'énergie du photon incident pour différents angles polaires de diffusion.	76
5.18	Diffusion préférentielle d'un photon d'ISGRI sur PICSIT.	77

5.19	Simulation GEANT3 de la distribution de photons selon l'angle azimutal de diffusion pour une source 100 % polarisée avec un angle de polarisation de 45° entre 200 keV et 500 keV. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$	78
5.20	Évolution de Q_{100} avec l'énergie pour le mode Compton d'IBIS obtenue avec des simulations en GEANT3.	78
5.21	Sensibilité du mode Compton en polarimétrie.	79
5.22	Distribution des événements du fond pendant les tests d'étalonnage selon ΔY et ΔZ	80
5.23	Distribution des événements fortuits dans le plan ΔY et ΔZ sans sélection Compton.	81
5.24	Distribution des événements fortuits dans le plan ΔY et ΔZ avec la sélection Compton.	82
5.25	Distribution des événements Compton pour une source de calibration hors axe à 392 keV.	83
5.26	Distribution des événements Compton pour une source de calibration hors axe à 392 keV après déconvolution. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$	84
5.27	Distribution des événements Compton pour Cygnus X-1 entre 200 et 800 keV. Le temps d'observation est d'environ 500 ks. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$	84
6.1	Polarisation du pulsar du Crabe en fonction de la phase de rotation observée en optique (à gauche) et en UV (à droite).	97
6.2	Courbe de lumière Compton obtenue entre 200 et 800 keV dans les 8 bandes définies par Kuiper et al. en 2001.	98
6.3	Probabilité de Rayleigh obtenue dans les 6 bandes en phase.	99
6.4	Distribution des événements Compton diffusés selon l'angle de diffusion azimutal entre 200 et 800 keV dans les domaines OP+B de la phase de rotation du pulsar du Crabe. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$. 6 bins d'angle azimutal ont donc été pris pour construire ce profil.	100
6.5	Distribution des événements Compton diffusés selon l'angle de diffusion azimutal entre 200 et 800 keV dans les domaines T1+T2 de la phase de rotation du pulsar du Crabe. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$. 6 bins d'angle azimutal ont donc été pris pour construire ce profil.	100
6.6	Distribution des événements Compton diffusés selon l'angle de diffusion azimutal entre 200 et 800 keV dans les domaines L1+L2 de la phase de rotation du pulsar du Crabe. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$. 6 bins d'angle azimutal ont donc été pris pour construire ce profil.	101
6.7	Angle de polarisation évalué dans les 6 bandes en phase pour le Crabe entre 200 keV et 800 keV. La courbe en grise représente une courbe de lumière ISGRI entre 15 et 50 keV.	101
6.8	Fraction de polarisation évaluée dans les 6 bandes en phase pour le Crabe entre 200 keV et 800 keV. La courbe en grise représente une courbe de lumière ISGRI entre 15 et 50 keV. Les limites supérieures sont dessinées en bleu alors que celles inférieures sont affichées en rouge. Ces limites sont données à un niveau de confiance de 1σ	102
6.9	Zone d'observation de la polarisation optique.	103

6.10	Angle de polarisation obtenu dans les différentes zones d'observation.	104
6.11	Polarisation radio de la nébuleuse du Crabe.	105
6.12	Différents modèles théoriques de polarisation en fonction de la phase (<i>polar cap, slot gap, outer gap, striped wind</i>).	106
6.13	Profil de polarisation attendu en fonction de la phase pour le modèle de l' <i>outer gap</i> étendu (à gauche) ainsi que dans l' <i>outer gap</i> standard. En haut : courbe de lumière. Au milieu : Angle de polarisation. En bas : Fraction de polarisation. . .	106
7.1	Représentation de la structure en couche du formalisme 3+1.	125
7.2	Carte 3D de la densité baryonique de l'étoile.	127
7.3	Evolution du <i>lapse</i> avec la distance à l'étoile.	128
7.4	Evolution du facteur γ_{22} avec la distance à l'étoile.	129
7.5	Lignes de champ magnétique en 3D obtenues après résolution des équations de Maxwell pour une étoile à neutrons en rotation dans le vide.	131
7.6	Coupe de la configuration des lignes de champ magnétique dans le plan $x=0$ avec une densité et un courant situé dans une couche proche de la croûte de l'étoile. .	132
7.7	Coupe de la configuration des lignes de champ magnétique dans le plan $x=0$ avec une densité et un courant uniforme dans l'étoile.	132
7.8	Carte 3D de la composante de E parallèle au champ magnétique.	133
8.1	Image radio de la région autour de PSR B1509-58.	138
8.2	Vecteurs utilisés pour la barycentrisation des données temporelles.	141
8.3	Courbe de lumière de PSR B1509-58 prise entre 20 et 50 keV	142
8.4	Image de l'émission non pulsée autour de PSR B1509-58 entre 17 keV et 40 keV. Les coordonnées sont en J2000 et les contours en noir sont ceux de H.E.S.S . . .	143
8.5	Profil lissé de la carte en significativité selon la direction NO-SE entre 17 et 40 keV. La courbe en rouge indique le profil attendu pour une source ponctuelle. . .	144
8.6	Excès dans la carte en significativité après avoir lissée et soustraite la PSF centrée sur la source à la carte originale entre 17 et 40 keV.	145
8.7	Spectre en énergie d'ISGRI et de BeppoSAX entre 2 et 200 keV. Toutes les erreurs et limites supérieures sont données à un niveau de confiance de 1σ	146
8.8	Estimation de la longueur apparente du jet $L_{jet} \sin(\theta_{jet})$ en fonction de l'énergie. .	147
9.1	A gauche : Image XMM lissée par une gaussienne de $15''$ FWHM, d'une région de $4' \times 4'$ autour de Geminga. A droite : Image CHANDRA d'une région de $1' \times 1'$ autour de Geminga	155
9.2	Interaction du milieu interstellaire avec le vent relativiste d'un pulsar en mouvement. Les lignes en rouge et bleu représentent les lignes de champ magnétique déformées du pulsar.	157
9.3	Evolution du facteur de compression avec le paramètre σ	160
9.4	Carte de vitesse en m/s pour le vent choqué.	163
9.5	Carte du champ magnétique en Tesla pour le vent choqué de facteur de Lorentz $\gamma = 10^6$ et de paramètre $\sigma = 0.001$	164
9.6	Carte en émission intégrée sur la ligne de visée à une énergie de 4 keV pour un facteur de Lorentz $\gamma = 10^6$ et un paramètre $\sigma = 0.001$	167
9.7	Dépendance selon θ du champ magnétique dans les modèles de Komissarov (2003) et Del Zanna (2004).	167
9.8	Spectre synchrotron pour un facteur de Lorentz $\gamma = 10^6$ et un paramètre $\sigma = 0.001$. .	168

Liste des tableaux

5.1	Résolution en énergie du mode Compton d'IBIS en vol	62
5.2	Largeur σ de la gaussienne	68
5.3	Facteur de modulation pour 3 sources de calibration	80
6.1	Bandes en phase utilisées	98
7.1	Configuration d'équilibre de l'étoile à neutrons	128

Première partie

Revue des connaissances sur les vents
relativistes de pulsars

Chapitre 1

Des étoiles à neutrons aux nébuleuses

Sommaire

1.1	Les étoiles à neutrons	5
1.1.1	Les étoiles à neutrons comme laboratoire pour la physique fondamentale	5
1.1.2	Modèles d'étoiles à neutrons	7
1.2	Les pulsars	9
1.2.1	Un peu d'histoire.	9
1.2.2	Données observationnelles	10
1.3	Les nébuleuse de pulsars	15
1.4	Questions ouvertes dans la physique des nébuleuses de pulsar	16

1.1 Les étoiles à neutrons

1.1.1 Les étoiles à neutrons comme laboratoire pour la physique fondamentale

Les étoiles à neutrons sont parmi les corps les plus denses de l'univers et sont généralement engendrées par des étoiles massives, de plus de 8 masses solaires. C'est en 1934 que les physiciens Walter Baade et Fritz Zwicky prédirent pour la première fois l'existence d'étoiles constituées en partie de neutrons (Baade et Zwicky 1934). Ils firent de plus le rapprochement entre la naissance de ces dernières et l'explosion des supernovae. Quelques années plus tard en 1939, Oppenheimer et Volkoff développèrent avec plus de rigueur cette théorie. (voir Figure 1.2).

De par la grande variété d'équations d'état de la matière nucléaire à des densités égales voire supérieures à celle d'un noyau atomique, $\rho_{nuc} = 2.8 \cdot 10^{17} \text{ kg/m}^3$, une théorie quantitative et précise de ces objets n'a pas encore été élaborée. Il n'est cependant pas inutile de rappeler quelques propriétés essentielles de ces objets compacts.

Une densité gigantesque

Une telle étoile tire sa cohésion des effets antagonistes de la force d'attraction gravitationnelle qui entraîne les particules en son centre et de la pression de dégénérescence quantique des neutrons qui évite alors l'effondrement de celle-ci sur elle-même.

Le processus de formation des neutrons à l'intérieur de l'étoile, appelé *neutronisation*, est décrit de la façon suivante. Les électrons très fortement dégénérés et très énergétiques convertissent en neutrons les protons des noyaux de l'étoile par capture électronique. Ceci se produit lorsque la densité dépasse les 10^{12} kg/m^3 , (processus URCA)





FIG. 1.1: Vue d'artiste d'une étoile à neutrons.

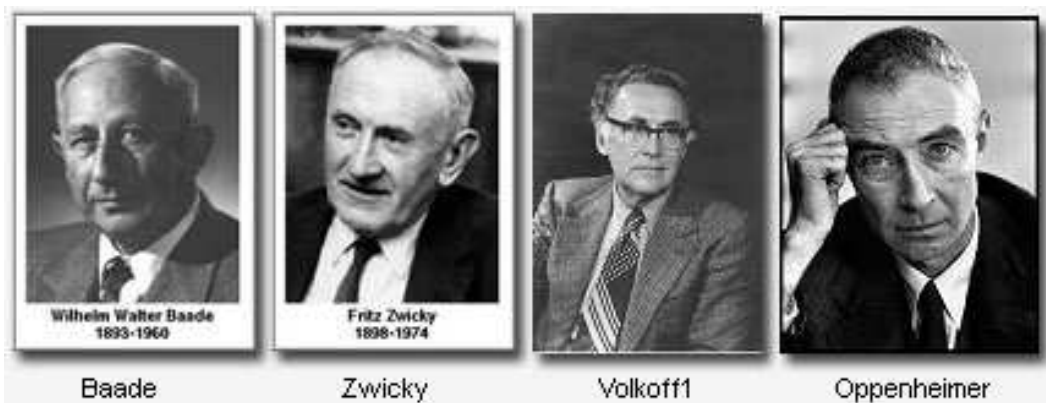


FIG. 1.2: Les premiers physiciens à l'origine de la découverte des étoiles à neutrons.

Dans les conditions normales, les neutrons en surnombre se reconvertissent en protons par désintégration β suivant



car un neutron isolé ne possède qu'une durée de vie très courte, de 14.8 minutes. Néanmoins, dans les conditions de dégénérescence complète des électrons, il n'y a plus d'état libre que les électrons issus de cette désintégration puissent occuper. Les neutrons ne peuvent donc pas se désintégrer en protons.

Au sein de l'étoile lorsque la densité atteint 10^{14} kg/m^3 , certains noyaux libèrent des neutrons qui circulent librement. Un gaz à 3 composantes se forme donc (les noyaux riches en neutrons, les neutrons dégénérés, libres et non relativistes et les électrons relativistes dégénérés). L'appariement entre deux neutrons libres forme des bosons qui ne sont pas soumis au principe

d'exclusion de Pauli et de ce fait peuvent tous occuper le niveau fondamental. Les paires de neutrons ne peuvent plus perdre d'énergie et le fluide se caractérise alors par une absence de viscosité. Il devient donc superfluide.

Pour des densités proches de la densité des noyaux atomiques, la distinction entre neutrons du noyau et neutrons libres devient insignifiante. Le fluide devient un mélange de neutrons, de protons et d'électrons libres dominés par la pression de dégénérescence des neutrons. Le fluide protonique n'oppose lui aucune résistance au passage du courant électrique. Les protons deviennent alors superconducteurs.

A des densités encore plus élevées, sur 10 particules on aura 8 neutrons, 1 proton et 1 neutron. Cette proportion est déterminée par l'équilibre entre la capture électronique et la désintégration β inhibée par la présence des électrons dégénérés.

Un champ magnétique de l'ordre de 10^8 Tesla

Outre une densité très importante, les étoiles à neutrons possèdent également un fort champ magnétique. Une première mesure directe de ce champ (1E1207.4-5209) fut réalisée en août 2002 par l'instrument EPIC (European Photon Imaging Camera) à bord du satellite XMM-Newton de l'ESA (Agence Spatiale Européenne) (Mereghetti et al. 2002). A partir des 3 raies d'absorption cyclotron observées dans le spectre X, un champ magnétique d'environ 80 milliards de fois supérieur à celui du Soleil fut mesuré. Un tel champ s'explique par le fait que le produit de l'intensité du champ magnétique par la surface de l'étoile reste constant lors de l'effondrement stellaire.

Étant donné sa petite taille et par conservation du moment cinétique, elle va se mettre à tourner très rapidement sur elle-même donnant naissance à un intense champ magnétique. L'étoile à neutrons devient un générateur de courant, comme la dynamo d'un vélo qui roule.

Intérêts pour la physique fondamentale

Ces objets établissent un véritable lien entre l'astrophysique et la physique fondamentale et ce dans différents domaines :

- **Relativité générale** : le champ gravitationnel des étoiles à neutrons est si intense qu'il ne peut être décrit correctement que par la théorie relativiste de la gravitation, la relativité générale. Pour ces objets le paramètre de relativité vaut

$$\alpha = \frac{GM}{c^2 R} \sim 0.2 \quad (1.3)$$

alors que pour une étoile sur la séquence principale (le soleil) il vaut $\alpha \sim 10^{-6}$. Même pour les naines blanches, qui sont des astres très denses, on a seulement $\alpha \sim 10^{-3}$. Les étoiles à neutrons sont ainsi les astres réguliers (c'est à dire pour lesquels l'espace temps ne possède pas de singularité comme un trou noir) les plus relativistes. Elles ont notamment permis de tester la relativité en champ fort (Lyne et al. 2004). Réciproquement, la théorie de la relativité générale a permis de mesurer des masses d'étoiles à neutrons à mieux que 10^3 près, ce qui constitue un record pour des objets hors du système solaire.

- **Physique des particules** : la densité de matière au coeur des étoiles à neutrons dépasse la densité du noyau de l'atome, de sorte que la pression y est essentiellement fournie par l'interaction nucléaire forte. Les étoiles à neutrons sont donc, à part dans l'univers primordial, le lieu unique d'observation de la matière dans un état ultra dense qui n'est pas reproductible en laboratoire. Les retombées de l'astrophysique sur la physique hadronique, relativement mal connue, sont dans ce cas potentiellement très importantes.

- **MHD, physique des plasmas** : les étoiles à neutrons possèdent un champ magnétique important de l'ordre de $10^8 - 10^{11}T$, et sont entourées d'une magnétosphère constituée d'un plasma chargé. Le mécanisme d'émission des pulsars est encore un problème ouvert aujourd'hui.
- **Mécanique quantique** : les étoiles à neutrons sont le siège d'effets quantiques macroscopiques comme la superfluidité et la superconductivité.

1.1.2 Modèles d'étoiles à neutrons

L'intérieur d'une étoile à neutrons doit être décrit dans le cadre de la relativité générale. Les modèles sont basés pour la plupart sur l'équation d'Oppenheimer-Volkoff qui exprime la loi de l'équilibre hydrostatique sous la forme (Oppenheimer et Volkoff 1939) :

$$\frac{dP(r)}{dr} = \frac{G\rho(r)m(r)}{r^2} \frac{1 + P(r)/(\rho(r)c^2)}{1 - 2GM(r)/(rc^2)} \left(1 + \frac{4\pi r^3 P(r)}{m(r)c^2}\right) \quad (1.4)$$

où $P(r)$ représente la pression totale, $\rho(r)$ la densité de masse totale et $m(r)$ la masse totale comprise dans la sphère de rayon r .

Ces auteurs ont été les premiers à calculer la structure interne d'une étoile à neutrons. Ils ont utilisé pour cela l'équation d'état d'un gaz idéal de neutrons. La configuration de masse maximale donne $M_{max} = 0.7M_{\odot}$, $R = 9.6km$, $\rho_c = 5.10^8 kg/m^3$. Les résultats obtenus en utilisant une équation d'état plus réaliste d'un gaz idéal formé d'un mélange de protons, neutrons et d'électrons en équilibre et non interagissants ne diffèrent guère des résultats d'Oppenheimer et Volkoff.

Or une masse maximale de l'ordre de $0.7M_{\odot}$ n'est pas acceptable puisque l'on mesure des étoiles de masse $\sim 1.4M_{\odot}$. Il est donc indispensable de trouver des équations d'état de la matière dense et froide beaucoup plus réalistes.

Les équations d'état

La difficulté théorique principale dans la détermination de ces équations, vient des interactions entre les particules qui constituent l'étoile. En effet ces dernières sont dominées par l'interaction nucléaire forte et doivent donc être décrites par la *chromodynamique quantique*, théorie bien plus complexe que l'électrodynamique quantique utilisée dans l'étude des systèmes d'atomes. En particulier, l'interaction forte possède des parties tensorielles et spin orbite importantes, contrairement aux interactions atomiques qui sont bien représentées par un potentiel ne dépendant que de la séparation r entre les atomes. De plus, l'interaction forte comporte d'importants termes à 3 corps et plus rendant impossible la description de l'énergie comme somme de termes d'interactions à 2 corps. En outre pour $\rho \geq \rho_{nuc}$, les effets relativistes deviennent importants et se traduisent par l'apparition dans le milieu de nouvelles particules, telles des mésons et des baryons lourds (hypérons). Pour $\rho \geq 2 - 3\rho_{nuc}$, la composition elle-même de la matière est mal connue : il pourrait soit s'agir d'une matière baryonique riche en hypérons, soit d'états plus exotiques comme un condensât de bose de mésons π (pions) ou K (kaons), ou bien un plasma de quarks déconfinés. Pour certains auteurs même (Haensel et al. 1995; Prakash 1998) l'état fondamental de la matière serait formé uniquement de quarks s (quarks étranges). Lors de la formation d'une étoile à neutrons, la matière pourrait alors subir une transition de phase vers cet état de moindre énergie, donnant naissance à celle qu'on appelle des *étoiles étranges*.

D'un point de vue expérimental, la matière au sein des étoiles à neutrons est très mal connue car sa composition est différente de ce que l'on peut obtenir en laboratoire (accélérateur de particules). Le rapport neutrons/protons N/Z est en effet bien plus élevé dans une étoile à neutrons. Pour les noyaux riches en neutrons produits dans les accélérateurs de particules, $N/Z \sim 1.5$ alors que dans les étoiles à neutrons ce rapport avoisine 10. De plus, les rares échantillons de matière ultra dense produits sur Terre, comme dans les collisions d'ions lourds

effectuées au GANIL à Caen, sont portés à des températures bien plus élevées (dissipation de l'énergie cinétique des projectiles) que la matière à l'intérieur des étoiles ($10^{12}K$ contre 10^7K). Ainsi les modèles semi-empiriques d'équation d'état où de nombreux paramètres sont ajustés à leurs valeurs expérimentales gardent une grande incertitude du fait de l'extrapolation de ces paramètres à des valeurs différentes de N/Z et T .

Structure d'une étoile à neutrons

Depuis le début des années 70, de nombreux travaux ont été consacrés à l'équation d'état de la matière dense en tentant de répondre à la question suivante : *quel est l'état fondamental de la matière à une densité donnée ?* Pour les densités dans la croûte, cet état fondamental est assez bien connu. En revanche, il n'en est rien pour l'intérieur même de l'étoile pour lequel une multitude d'équations d'état sont encore aujourd'hui proposées reflétant plus notre ignorance que des situations astrophysiques différentes. On peut néanmoins admettre que l'étoile à neutrons est constituée d'une structure en couches, reflétant le changement de régime avec l'accroissement de densité. On pourrait distinguer (Voir Figure 1.3) :

- **La surface** : ce serait une région où l'équation d'état est fortement tributaire de la température et du champ magnétique. Son épaisseur serait inférieure à 0.1 km et sa densité inférieure à 10^9 kg/m^3 .
- **La croûte externe** : ce serait une région solide dans laquelle un réseau coulombien de noyaux lourds et un gaz d'électrons relativistes coexistent. Dans cette zone on aurait $10^9\text{ kg/m}^3 \leq \rho \leq 4 \cdot 10^{14}\text{ kg/m}^3$ et une épaisseur voisine de 0.5 km .
- **La croûte interne** : elle serait constituée de noyaux riches en neutrons, d'un gaz de neutrons superfluide et d'un gaz d'électrons. La densité serait comprise entre $4 \cdot 10^{14}\text{ kg/m}^3$ et $2 \cdot 10^{17}\text{ kg/m}^3$ et son épaisseur serait d' 1 km .
- **Le liquide superfluide** : il serait formé essentiellement de neutrons superfluides avec une faible concentration de protons superfluides et supraconducteurs et des électrons normaux. On aurait ici $2 \cdot 10^{17}\text{ kg/m}^3 \leq \rho \leq \rho_{\text{coeur}}$ et une épaisseur d'environ 10 km .
- **Le coeur** : son existence est pour le moment hautement spéculative, suivant s'il se produit un condensât de pions ou bien une transition hadron-quark au dessus d'une certaine valeur critique ρ_{coeur}

Tous les modèles actuels prédisent une masse maximale pour ces objets de l'ordre de $3M_{\odot}$. L'effet de la rotation de l'astre, qui n'a pas été envisagé ici, sera d'augmenter la masse maximale admissible ainsi que la densité centrale. Ceci se comprend aisément puisque l'effondrement gravitationnel est freiné par la force centrifuge permettant de maintenir un état stable plus longtemps.

1.2 Les pulsars

1.2.1 Un peu d'histoire.

En juillet 1967 à l'université de Cambridge, A. Hewish et son étudiante J. Bell débutent un programme d'observation sur la scintillation des radiosources extragalactiques. Cette scintillation est causée par la réflexion de signaux venant de la source par les électrons du vent solaire. Mais au mois d'août 1967, ces derniers détectent des fluctuations significatives et périodiques dans les données du radiotélescope (voir Figure 1.4). Ces fluctuations n'étant pas dues à de la scintillation et le signal se répétant chaque nuit avec quatre minutes d'avance par rapport à la veille nos deux astronomes ont vite conclu à une origine céleste. L'étrange stabilité de la périodicité mesurée fit tout d'abord penser à une origine extraterrestre, mais en février 1968 lors de la publication de leur article, Hewish émet l'hypothèse d'une émission due à une étoile à neutrons ou à une naine blanche (Hewish et al. 1968). Cette découverte lui valut le prix Nobel six ans plus tard.

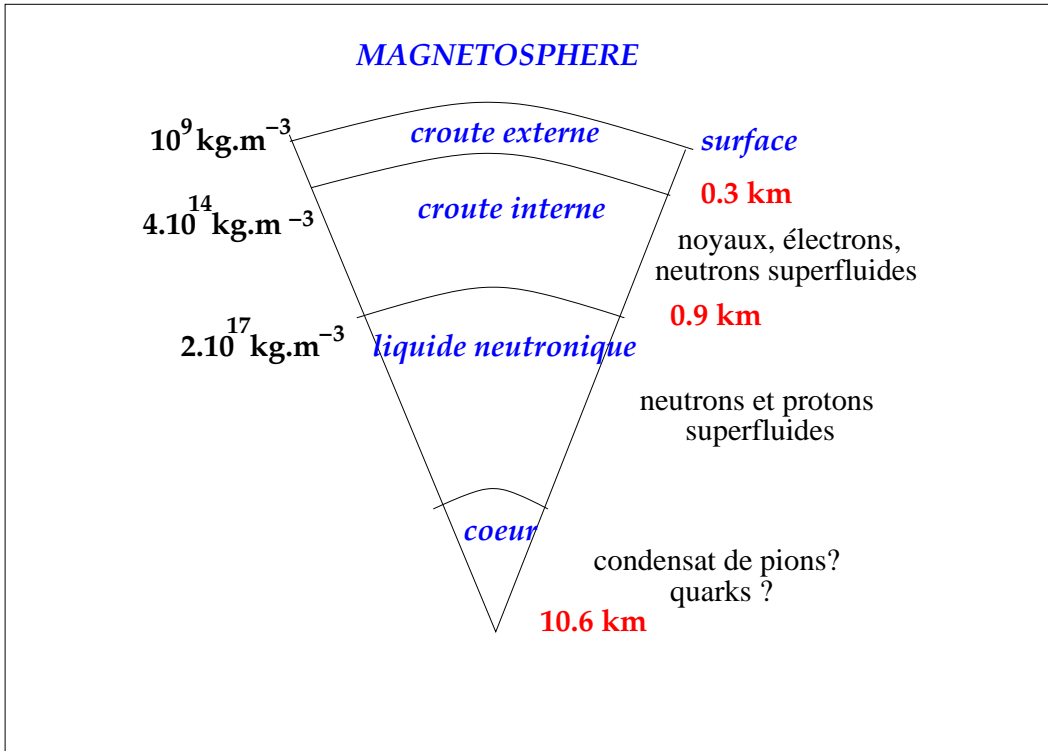


FIG. 1.3: Structure en couche d'une étoile à neutrons.

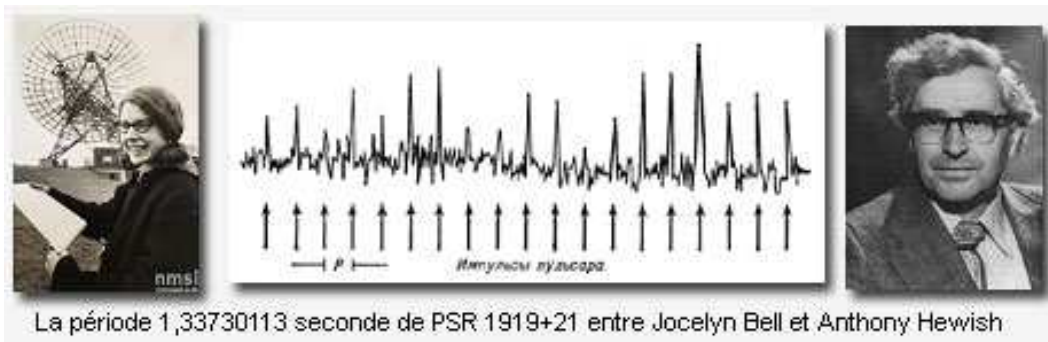


FIG. 1.4: Période mesurée par A. Hewish et son étudiante J. Bell.

Durant les années suivant cette découverte de nombreux autres signaux furent détectés et les courtes périodes de certains (33 ms pour le *Crabe* et 89 ms pour *Vela*) éliminèrent définitivement l'hypothèse d'une émission due à une naine blanche. Ces objets ne peuvent en effet supporter de telles rotations car leur vitesse angulaire serait alors supérieure à la vitesse képlérienne $\Omega_k = 2\sqrt{\frac{\pi}{3}G\rho}$ (ρ est la densité moyenne de l'objet). Dans ce cas les forces gravitationnelles deviennent trop faibles pour compenser la force centrifuge due à la rotation et aucune configuration d'équilibre n'est possible. Dans le cas des naines blanches la densité moyenne étant au maximum de $\rho \simeq 10^{11} \text{ kg m}^{-3}$ la période d'émission ne pourrait excéder une seconde ce qui est bien au delà des différentes périodes mesurées sur certains objets.

Une fois cette ambiguïté levée se succédèrent de nombreuses autres découvertes telles que la mesure de la dérivée de la période du *Crabe* en 1969 (Boynton et al. 1969), ou encore les premières observations des pulsars X en 1971 (Brini et al. 1971). En 1974 fut également découvert le premier système binaire composé de deux étoiles à neutrons en rotation l'une autour de l'autre

(Hulse et Taylor 1975). L'observation sur une grande échelle de temps de ce système permit à Hulse et Taylor de démontrer l'existence d'ondes gravitationnelles et d'obtenir par la même occasion un prix Nobel en 1993. Enfin en 1992, l'observation du pulsar PSR B1257+12 permit de déceler la présence de trois planètes en orbite autour du pulsar (Bisnovatyi-Kogan 1993), ce qui constitue aujourd'hui la première détection de planètes extrasolaires.

Enfin en 2004 fut détecté pour la première fois un système double de pulsars permettant de tester trois prédictions majeures de la relativité générale (Lyne et al. 2004) : le décalage vers le rouge dû à la gravitation, l'effet Shapiro ainsi que la création d'ondes gravitationnelles.

Actuellement plus de 1200 pulsars sont connus dans notre Galaxie (5 seulement sont extragalactiques et proviennent du nuage de Magellan) et parmi ceux-ci 73 appartiennent à un système binaire et autant ont une période de pulsation inférieure à 10 ms. Cette dernière s'étend généralement de 1.56 ms à 8.5 s et pique en moyenne autour de la seconde.

1.2.2 Données observationnelles

Domaine d'émission

La plupart des pulsars émettent une émission cohérente dans le domaine radio, mais certains, comme celui du Crabe, présentent des émissions dans tous les domaines de longueurs d'onde, de la radio aux γ et ce avec la même phase. Pour d'autres comme Geminga (PSR J0633+1746) seule une émission en optique, X, et γ est visible. Parmi les 1627 pulsars radio découverts jusqu'à présent seuls 8 ont été détectés dans le domaine X, et γ de très haute énergie ($> \text{MeV}$) par le satellite Compton-GRO. Cette dernière émission est principalement due au rayonnement de courbure et rayonnement synchrotron. A cela s'ajoute dans le domaine des rayons X, une émission thermique de la surface de l'étoile.

Période et dérivée première

Comme le montre la Figure 1.5 les périodes de rotation des pulsars observées sont comprises entre $P = 1.56 \text{ms}$ (PSR B1937+21) et $P = 8.5 \text{s}$ (PSR J1951+11). Mais du fait des pertes d'énergie par rayonnement électromagnétique leurs périodes augmentent généralement avec le temps. C'est pour cette raison qu'en général les pulsars les plus jeunes possèdent les plus petites périodes. Cette généralité ne s'applique cependant pas dans le cas de pulsars recyclés. Ces pulsars, en général plus vieux, faisaient partis d'un système binaire et ont été réaccélérés par accrétion de leur compagnon. \dot{P} varie entre 10^{-20} et 10^{-12}s.s^{-1} .

Les pulsars sont donc des rotateurs ultrastables pouvant rivaliser pour certains avec les meilleures horloges atomiques terrestres. On peut généralement définir un âge dynamique pour chaque pulsar de la façon suivante :

$$\tau_d = \frac{P}{2\dot{P}}. \quad (1.5)$$

La donnée de P et \dot{P} nous permet également de définir la quantité d'énergie perdue lors de la rotation. Cette quantité est donnée par (variation du moment dynamique) :

$$\dot{E}_{tot} = -I\Omega \frac{d\Omega}{dt}. \quad (1.6)$$

Comme $\Omega = \frac{2\pi}{P}$ et $\dot{\Omega} = \frac{2\pi\dot{P}}{P^2}$, on peut réécrire \dot{E} de la sorte :

$$\dot{E}_{tot} = \frac{I4\pi^2\dot{P}}{P^3} \quad (1.7)$$

Où I le moment d'inertie, a une valeur comprise entre 10^{37} et 10^{38}kg.m^2 . La puissance de rotation est généralement comprise entre 10^{25} et 10^{31}J.s^{-1} . Du fait de la rotation du champ magnétique,

la puissance de Larmor rayonnée est de la forme :

$$\dot{E}_{ray} \simeq -\frac{\mu^2 \Omega^4}{c^3} (1 + k_2 \sin^2 \alpha) \quad (1.8)$$

avec k_2 une constante et μ le moment magnétique (Spitkovsky 2006). L'égalité entre \dot{E}_{ray} et \dot{E}_{tot} pour un pulsar isolé est souvent utilisée pour estimer l'intensité du champ magnétique, où démontrer l'équation 1.5 dans l'hypothèse où la période initiale du pulsar est négligeable devant sa valeur actuelle. L'observation de pulsars dans des restes de supernova montre que cette estimation de l'âge est sujet à caution pour des objets jeunes.

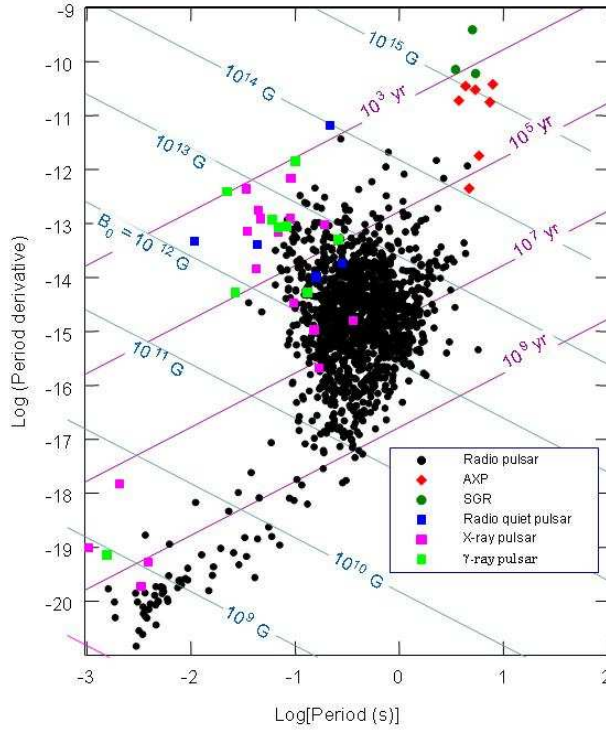


FIG. 1.5: Distribution des pulsars radio en fonction de leur P et \dot{P} . Les pulsars ont pour la plupart un champ magnétique de l'ordre de 10^8 T et une période comprise entre 0.1 et 10 s. En haut du schéma en rouge se trouvent les AXP ayant un champ magnétique très important (magnétars). An bas se trouvent les pulsars ms recyclés, c'est à dire des pulsars vieux anciennement dans un système binaire et ayant été réaccélérés par accrétion du compagnon (conservation du moment cinétique)

Champ magnétique

Dans les spectres de certains pulsars X, on observe des raies très prononcées entre 10 et 100 keV. Celles-ci sont interprétées comme des raies cyclotrons d'énergie heB/m_e . En mesurant l'énergie exacte de ces dernières il est possible de remonter à l'intensité caractéristique du champ magnétique qui est de l'ordre de $10^8 T$. Par exemple, pour Hercules X-1 on a enregistré une raie à 50 keV correspondant à un champ magnétique de $5 \cdot 10^8 T$. Certains objets appelés *Magnétars* possèdent eux un champ magnétique de l'ordre de $10^{10} - 10^{11} T$. Pour de telles étoiles, certains phénomènes quantiques comme la séparation de photons (*Photon Splitting* en anglais) s'opèrent et le champ magnétique n'est plus du tout négligeable dans la résolution des équations d'Einstein pour trouver la configuration d'équilibre de l'étoile.

Forme des pics d'émission

Les pics en émission peuvent prendre des formes variables suivant la longueur d'onde comme nous le montre la Figure 1.6. Dans le domaine radio uniquement une classification très précise de ces derniers fut effectuées. Cette classification comprend :

-Les pics principaux : Les courbes de lumière observées ont généralement des formes et amplitudes variables sur quelques périodes du fait de la très grande turbulence de la magnétosphère. Mais en effectuant la moyenne sur un très grand nombre de périodes il est possible de trouver une forme caractéristique pour un pulsar donné.

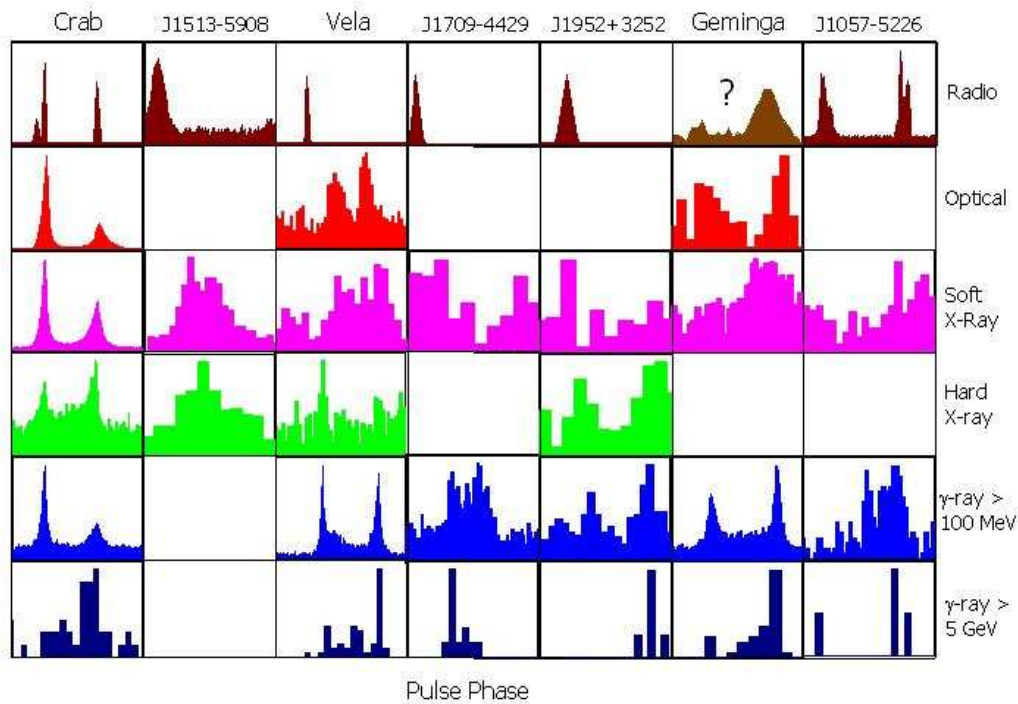


FIG. 1.6: Courbes de lumière pour différents pulsars à différentes longueurs d'ondes.

Ces pics manifestent une très grande stabilité temporelle avec toutefois une énergie moyenne par pic variable dans le temps. Le profil de ces pics est en général dominé par un unique pic ou composante d'une largeur donnée. D'autres présentent 2 voire plusieurs composantes partiellement superposées ou bien séparées. Signalons également que certains pulsars possèdent deux profils bien distincts et qu'ils peuvent basculer brutalement de l'un à l'autre pendant un intervalle de temps plus ou moins long pour finalement revenir au premier.

-Sous-pics : Les sous pics présents dans les courbes de lumière sont composés de pics individuels de formes très complexes et très variables en intensité, en forme et en polarisation. Leur variabilité sur de courtes échelles de temps montre que ce phénomène est très certainement associé à des processus d'émission plutôt qu'à une interaction avec le milieu interstellaire. L'étude des sous-pics représente donc un aspect important de l'astronomie des pulsars. Chacun de ces sous pics peut apparaître, soit aléatoirement dans la fenêtre d'émission principale définie par le pic entier, soit montrer un phénomène de dérive en phase suivant la date d'observation. Pour certains pulsars même les sous-pics peuvent dériver systématiquement à l'intérieur du profil moyen.

-Micro-pics : Pour certains pulsars, on observe des variations temporelles rapides à l'intérieur de ces sous-pics connues sous le nom de micro-pics. Ceux-ci apparaissent à des

longitudes aléatoires à l'intérieur des sous-pics tout comme ces derniers le font dans le profil moyen. Ces micro-pics sont en général fortement polarisés linéairement.

La classification de Rankin pour l'émission radio

Dans la diversité des profils moyens observés pour le millier de pulsars connus, certaines caractéristiques communes ont pu être identifiées permettant différentes classifications.

Backer proposa tout d'abord une classification des courbes de lumière en quatre types : 1 pic, 2 pics non résolus, 2 pics résolus, 3 pics. Il s'est basé pour cela sur le modèle du cône creux, avancé par Radhakristan et Cooke pour expliquer la forme des pics radio. Dans ce modèle, les photons détectés proviennent d'un cône creux d'émission venant des calottes polaires. Dans ce cône l'émission vient du rayonnement de courbure des charges en mouvement curviligne le long des lignes de champ magnétique issues des calottes polaires. Le rayonnement de courbure chutant à l'intérieur du cône le long des lignes de champ quasi rectilignes, aucune émission n'était censée être observée au voisinage de l'axe polaire. Néanmoins, pour expliquer la variété de pics observés, Backer dut rajouter à ce modèle une composante centrale (Voir Figure 1.8).

Rankin poussa cette classification plus loin en tenant en compte de la polarisation moyenne et de l'évolution des profils en fonction de la fréquence. Elle reprit de plus l'idée de Backer et décomposa le faisceau d'émission en deux catégories :

- une composante de type cône creux où l'émission provient de particules de haute énergie se propageant le long de lignes de champs suffisamment incurvées pour créer des photons de courbure. Il semble que cette émission ait lieu à une altitude de quelques dizaines de rayons stellaires de la surface (voir Figure 1.7) (Kijak et Gil 2003).

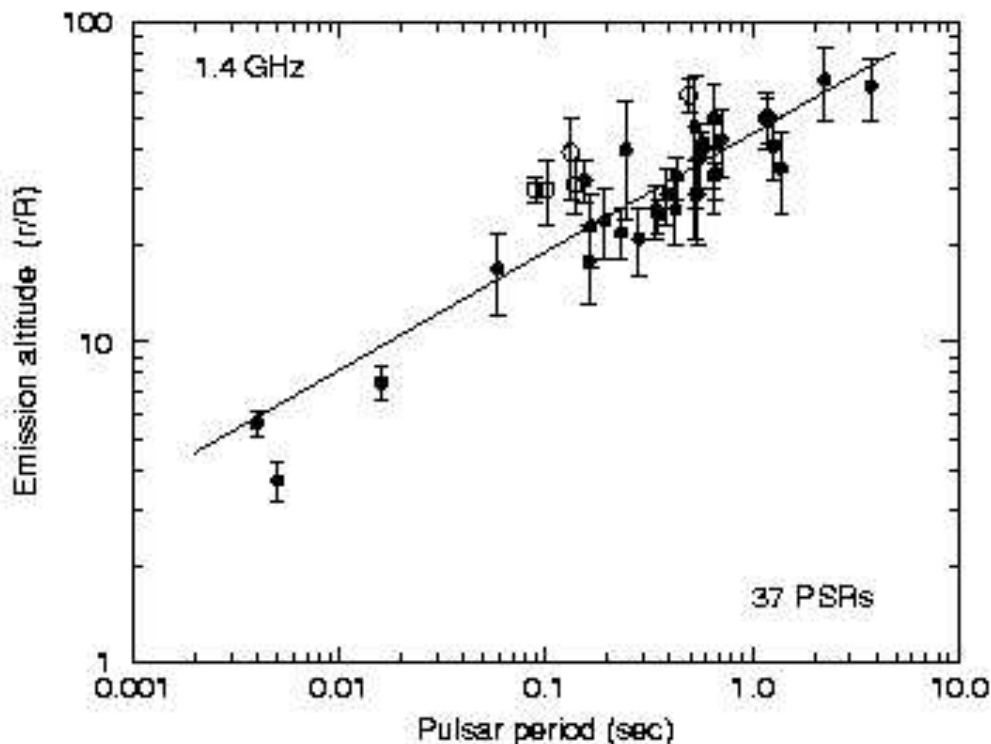


FIG. 1.7: Evolution de l'altitude radio avec la période de pulsation du pulsar

- une composante du type coeur correspondant à l'émission diffuse de particules de plus faible énergie provenant des calottes polaires juste au dessus de la surface stellaire.

La variété de profils observés peut alors s'expliquer par l'intensité relative de ces deux composantes et par l'inclinaison de la ligne de visée par rapport au faisceau.

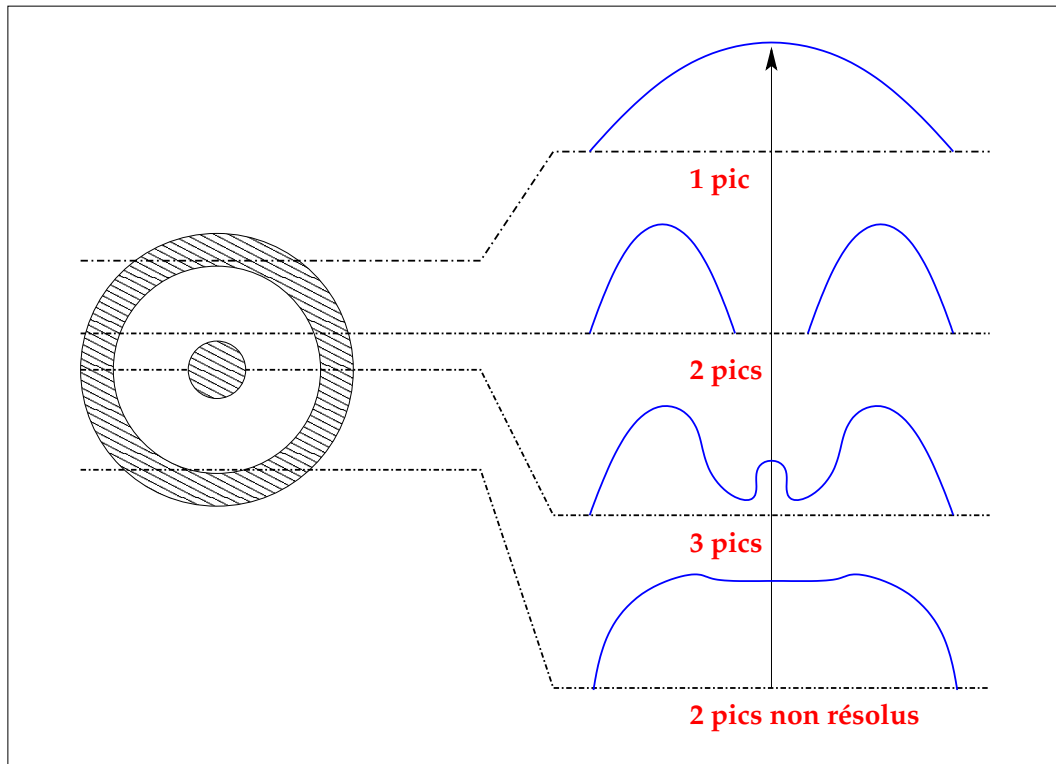


FIG. 1.8: Modèle du cône creux agrémenté d'une composante centrale proposé par Backer. L'anneau à gauche correspond à une coupe du cône rassemblant l'ensemble des lignes de champ ouvertes. Suivant l'intersection de la ligne de visée sur ce cône (les différents traits), le profil de la courbe de lumière sera différent comme nous le montre les représentations à droite.

La géométrie des faisceaux optiques, X et γ sera quant à elle décrite dans le chapitre 3.

Distribution Galactique

Comme le montre la Figure 1.9 les pulsars se répartissent majoritairement le long du plan Galactique. Ils se situent en effet pour plus de 90% d'entre eux à une altitude de moins de $680pc$ de ce même plan, c'est à dire à une altitude plus importante que celles de leurs progéniteurs à cause de leurs grande vitesses d'éjection à la naissance ($\langle v \rangle \simeq 700km.s^{-1}$).

On devrait en principe en trouver un au milieu de chaque reste de supernova. Or, ce n'est souvent pas le cas. La plupart du temps, les centres de ces restes demeurent vides. Il arrive que le pulsar soit décentré, soit dans la nébuleuse, soit à l'extérieur, voire même vagabond. L'écart entre le nombre de nébuleuses répertoriées et le nombre de pulsars est important et ceci pour plusieurs raisons. Pour commencer, une étoile à neutrons ne donne pas forcément naissance à un pulsar visible. Pour que le pulsar s'active, il faut que le champ magnétique de l'étoile et sa rotation dépasse un seuil critique afin de produire des faisceaux lumineux. Beaucoup de supernovae renferment également un trou noir en leur sein. Ensuite, le cône d'émission d'un pulsar a peu de chance de croiser l'orbite terrestre. En outre, la majorité des millions d'étoiles à neutrons de la Voie Lactée sont trop lointaines pour que le signal radio ne nous parvienne, quand bien même le faisceau serait dirigé vers la Terre. Il reste les émissions X et gamma, mais le manque de sensibilité de nos instruments actuels n'est pas encore favorable à des études précises. Les pulsars ne sont pas non plus éternels même si leur temps de vie semble très long ($t \sim 10^9$

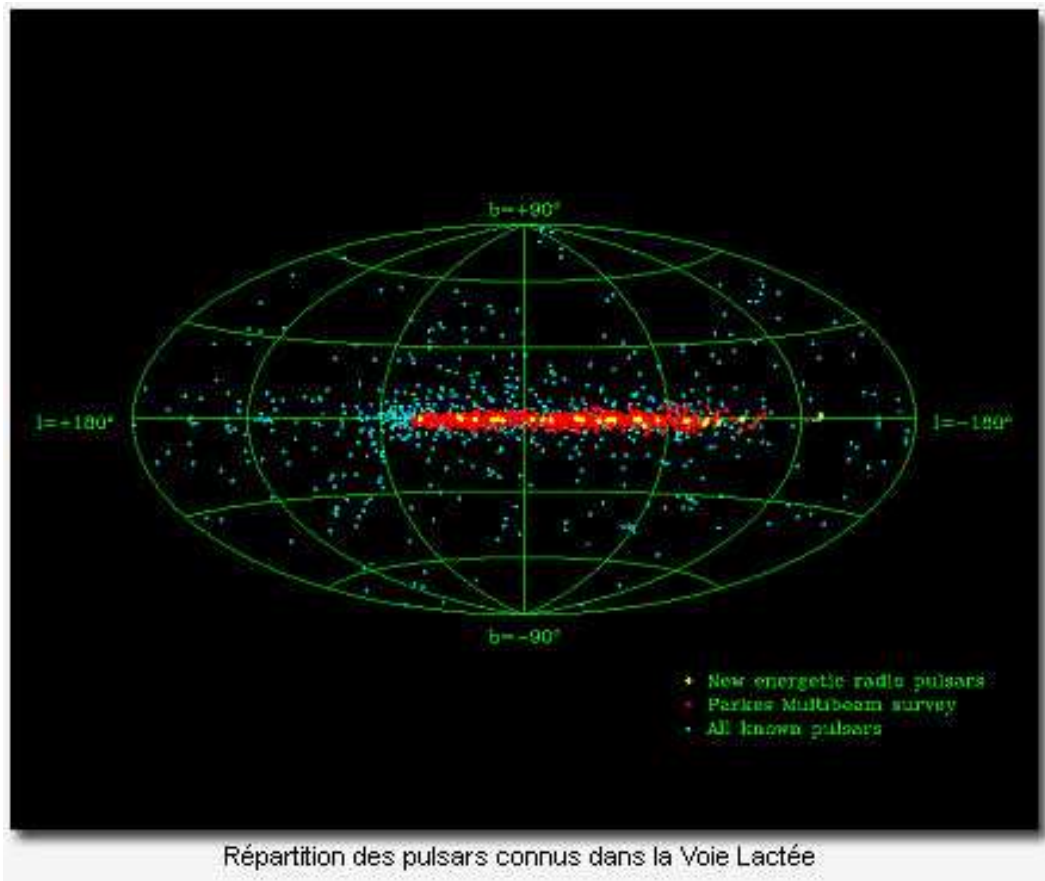


FIG. 1.9: Distribution des pulsars sur le plan céleste.

ans pour les pulsars recyclés). Les raisons ne manquent donc pas pour expliquer les difficultés à observer ces bizarreries cosmiques. On peut toutefois en conclure que l'étude des pulsars démontre avec éloquence le fossé qui se creuse entre la théorie et la réalité. Le pulsar est un phénomène somme toute assez mal connu, et les modèles théoriques n'ont pas la prétention de répondre à toutes les questions que soulèvent les observations.

1.3 Les nébuleuse de pulsars

Comme nous le verrons dans la section suivante les pulsars sont de puissants accélérateurs de particules. En arrachant des particules à la croûte ils produisent un puissant vent relativiste qui dans de nombreux cas sera confiné et choqué par le milieu extérieur. Ce confinement pourra venir des éjecta d'une supernova ou bien du milieu interstellaire et donnera lieu à des structures complexes. Au sein de ces structures les particules émettront du rayonnement synchrotron et Compton Inverse et produiront ce que l'on appelle en anglais un PWN (*Pulsar Wind Nebula*) ou encore nébuleuse de pulsar. Dans ces nébuleuses le rayonnement synchrotron domine et emporte entre 10^{-3} et 10^{-5} de la puissance perdue par l'étoile à neutrons. C'est grâce à lui que nous pouvons étudier ces objets tant dans leur géométrie que dans leur énergétique.

Ces nébuleuses peuvent prendre plusieurs formes suivant leur âge. Tout d'abord comme nous le verrons en détail dans les prochains chapitres il est fort probable qu'elles comportent un jet le long de l'axe magnétique et un tore de plasma dans le plan équatorial. Pour les plus jeunes ($T \leq 10^4$ ans), la nébuleuse est confinée par la pression quasi uniforme des éjecta de la supernova et cette structure jet+tore est clairement visible. Pour les plus vieux, cette structure se déforme

de plus en plus. En effet dès sa naissance tout pulsar acquiert une vitesse de déplacement de l'ordre de quelques centaines de $km.s^{-1}$ et alignée avec l'axe de rotation (Ng et Romani 2004). Au bout d'un certain temps donc, ces objets peuvent rencontrer le choc en retour dont la pression n'est pas à symétrie sphérique du fait que le pulsar n'est plus au centre du reste. A un stade plus avancé, la nébuleuse prend une forme de choc en étrave, confinée par la pression dynamique du milieu externe.

Il est également important de noter le lien étroit qu'entretiennent les nébuleuses avec leur pulsar. En effet, ces nébuleuses tracent directement l'énergétique du vent émis par le pulsar dans la magnétosphère proche, c'est à dire en deçà du cylindre de lumière. Plus particulièrement, elles recèlent d'importantes informations sur les processus d'accélération de particules et permettent ainsi de nouvelles découvertes pour la physique fondamentale. De par leur proximité il est enfin très facile d'étudier de manière très précise leur géométrie (origine, évolution...) et de transposer ces propriétés à d'autres objets plus lointains et possédant une morphologie similaire comme les quasars.

De par leur géométrie complexe, leur lien étroit avec la magnétosphère du pulsar ainsi que leurs observations grandissantes avec de nouveaux télescopes spatiaux et terrestres dans le domaine des hautes énergies, l'étude des vents relativistes de pulsars est aujourd'hui primordiale tant pour l'astrophysique que pour la physique fondamentale.

1.4 Questions ouvertes dans la physique des nébuleuses de pulsar

L'ensemble des phénomènes physiques au sein des nébuleuses de pulsars sont encore bien mal compris et soulèvent de nombreuses questions :

- Quel champ E accélère les particules dans la magnétosphère proche des pulsars ?
- Quelle est la répartition d'équilibre des charges et des courants dans cette magnétosphère ?
- Comment forme-t-on le vent équatorial et le jet ?
- L'énergie magnétique est censée être transférée aux particules du vent. Quels sont les mécanismes exacts responsables d'une telle dissipation ?
- Il est généralement admis que le vent relativiste du pulsar confiné à l'intérieur du reste ou bien dans le milieu extérieur se termine par un choc, le choc terminal. Mais quelles en sont les propriétés ? Quelle est son efficacité dans la réaccélération des particules ? Quelles sont les instabilités MHD y prenant naissance responsables des *wisps* observés en optique et X.

Dans cette thèse je m'intéresserai principalement à contraindre les processus d'accélération de particules dans la magnétosphère proche ainsi qu'au choc terminal.

Chapitre 2

Structure et évolution de vents relativistes de pulsar

Sommaire

2.1	La structure en couches des nébuleuses de pulsar	17
2.1.1	Le vent relativiste.	17
2.1.2	Le choc terminal	20
2.1.3	Le vent choqué au sein de la nébuleuse	21
2.2	Évolution des nébuleuses	23
2.2.1	Expansion au milieu des éjecta du reste de supernova	23
2.2.2	Interaction avec le choc en retour	24
2.2.3	Nébuleuse durant la phase de Sedov	25
2.2.4	Évolution de la nébuleuse dans le milieu interstellaire	26

2.1 La structure en couches des nébuleuses de pulsar

2.1.1 Le vent relativiste.

Création du vent

Comme nous l'avons vu précédemment l'intérieur d'une étoile à neutrons est supraconducteur et de ce fait le champ magnétique peut être considéré comme gelé dans l'étoile. Mais du fait de la rotation de cette dernière, un champ électromoteur est généré :

$$\vec{E} = -(\vec{\Omega}_* \wedge \vec{r}) \wedge \vec{B} \tag{2.1}$$

où Ω_* est la vitesse angulaire de l'étoile. A l'intérieur de l'objet les champs électrique et magnétique sont donc perpendiculaires et les lignes de champ magnétique sont des équipotentielles pour le champ électrique. A l'équilibre hydrostatique, l'ensemble des charges s'accumulent à sa surface et apparaît alors un fort champ électrique dans le vide de l'ordre de

$$E_* = \Omega_* B_* R_* \sim 10^{13} \text{ V/m}^3 \tag{2.2}$$

Ce champ est colossal et permet l'extraction de charges de surface malgré la barrière de potentiel imposée par l'attraction inter et intra moléculaire ainsi que par la gravité. Les particules se répandent ainsi dans le voisinage du pulsar et remplissent une région de charge d'espace appelée *électrosphère* à l'origine du vent relativiste de particules.

-Accélération de particules proche des calottes polaires : Une fois les particules arrachées, elles peuvent être accélérées le long des lignes de champ magnétique dans des zones

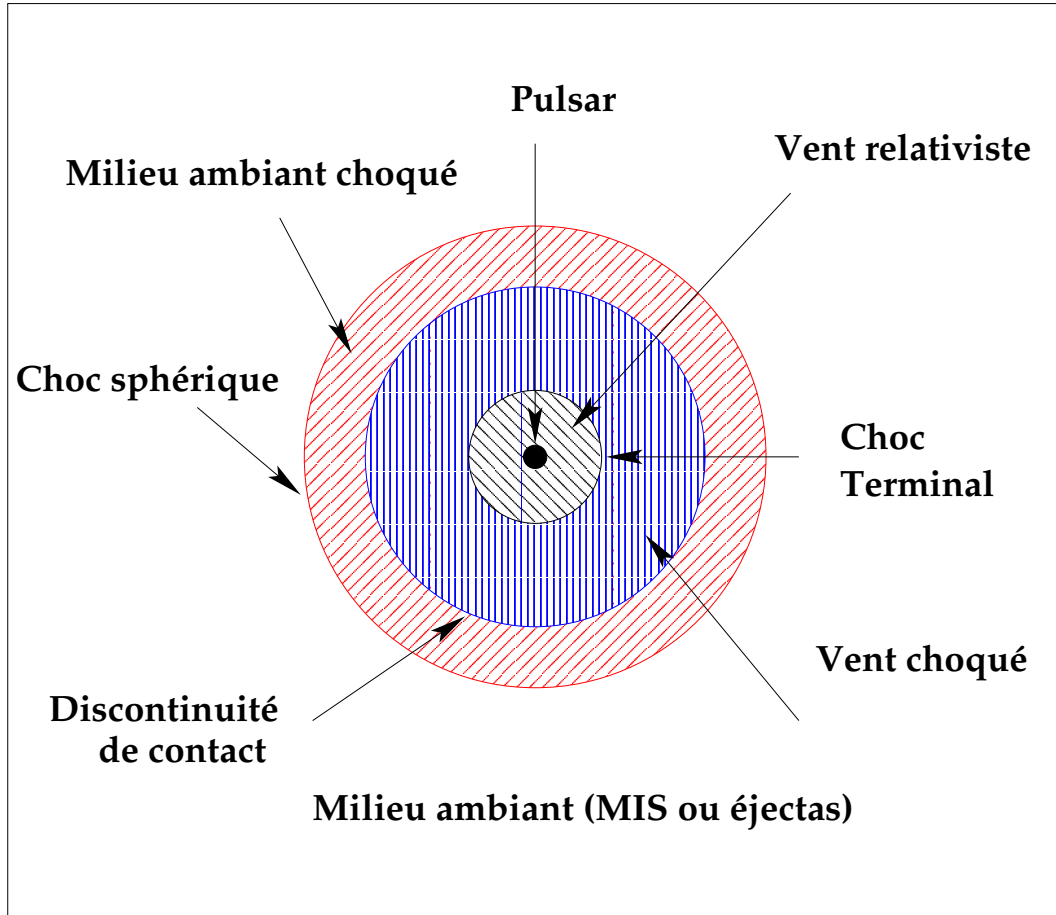


FIG. 2.1: Structure en couche des nébuleuses .

où la composante parallèle du champ électrique est non nulle. Ces zones s'étendent des calottes polaires jusqu'au cylindre de lumière et sont assez proches de la dernière ligne de champ ouverte. Ce type d'accélération permet d'accélérer des particules jusqu'à quelques TeV et ce pour l'ensemble des modèles développés à ce jour (*polar cap*, *slot gap*, *outer gap*). Or au sein des vents des particules de plusieurs centaines de TeV ont été observées. Une réaccélération doit alors s'y opérer. On pourrait alors comparer ce vent venant du pulsar à une fusée avec deux étages d'accélération. Le premier à l'intérieur du cylindre de lumière et proche des calottes polaires, et le deuxième entre ce cylindre et le choc terminal. Ces deux étages sont aussi mal connus l'un que l'autre. C'est pour cette raison que nous avons essayé de les contraindre.

Propagation du vent dans la magnétosphère lointaine

La puissance totale perdue au sein d'une étoile à neutrons isolée en rotation est largement dominée par la génération du champ magnétique et peut être estimée en utilisant la formule classique d'un dipôle en rotation rapide dans le vide (Michel 1991). Cependant les pulsars émettent un plasma d'électrons-positons et d'ions formant un vent ultrarelativiste magnétisé. Pour une rotation non alignée à l'axe magnétique, le flux de Poynting du pulsar sera constitué d'une partie stationnaire et axisymétrique ainsi que d'une autre en oscillation avec la période de l'étoile. Il est instructif de comparer le système pulsar-nébuleuse à un système électrique. Le pulsar peut être considéré comme un aimant générant un puissant champ électromagnétique. Ce champ crée des courants dans le plasma du vent, par lesquels l'énergie est transférée et déposée dans la nébuleuse.

-L'état stationnaire du vent : Réaccélération MHD continue des particules.

Tout d'abord considérons l'état stationnaire du vent MHD. Les lignes de champ prennent en général du retard avec la distance par rapport à la rotation du pulsar. Loin du cylindre de lumière une spirale de Parker se forme (Parker 1958) avec une inversion de signe pour le champ magnétique. La composante azimutale du champ magnétique devient prépondérante alors que le vent lui devient principalement poloïdal. Cette transition vers un champ magnétique azimuthal et changeant de polarité à l'équateur est présenté sur la Figure 2.2 (Spitkovsky 2006).

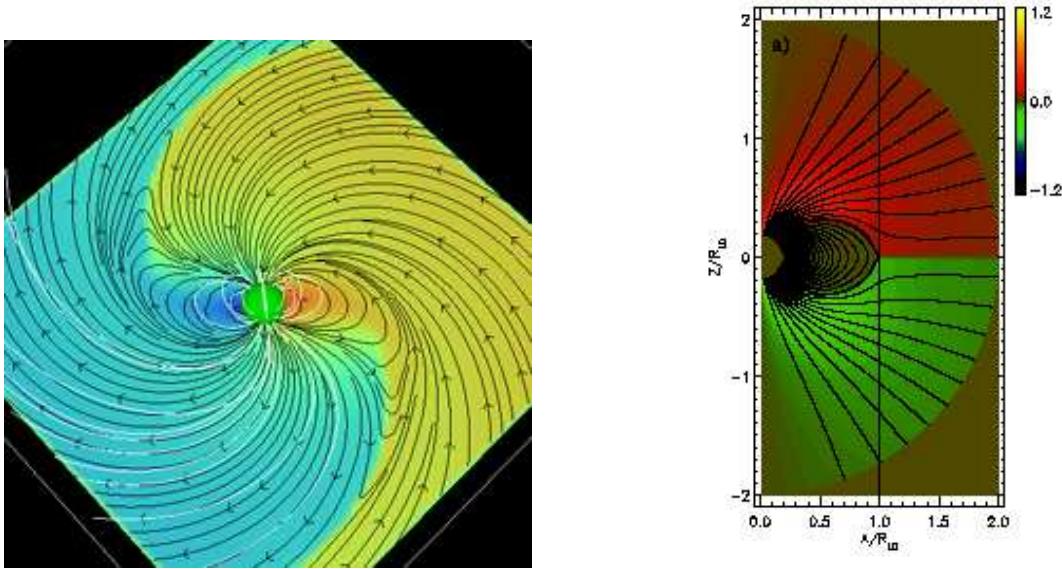


FIG. 2.2: A droite : Configuration du champ magnétique proche de l'étoile. Le champ magnétique change de signe au plan équatorial. A gauche : Enroulement des lignes de champ autour de l'étoile à neutrons. Le champ dipolaire devient alors toroïdal.

Cette géométrie a également comme particularité d'avoir une très grande anisotropie pôle-équateur, le champ magnétique étant proportionnel à $\sin \theta$ (Bogovalov 1999). Les particules sont astreintes à se déplacer le long de ces lignes et peuvent en général être accélérées. En effet les équations MHD relativistes permettent en général une accélération des particules jusqu'à ce qu'une partie significative du flux de Poynting soit converti en énergie cinétique (Contopoulos et Kazanas 2002). Cette transformation ne peut s'appliquer que si le vent n'est pas radial et actuellement la seule solution exacte des équations MHD relativistes décrivant la magnétosphère d'une étoile à neutrons en rotation (Michel 1973) trouve une vitesse radiale de l'origine à l'infini. Bien que ce modèle dépende de la structure du champ à l'origine, des études ultérieures ont montré que, quelque soit la forme du champ proche de l'étoile, le plasma devenait radial au delà du cylindre de lumière. L'écart à cette direction étant proportionnel à $\log(r)$ où r est la distance, au pulsar, un transfert du flux de Poynting à l'énergie cinétique des particules ne pourrait s'effectuer qu'à une distance très grande (Beskin et al. 1998; Chiueh et al. 1998; Bogovalov 1999; Lyubarsky et Kirk 2001; Heyvaerts et Norman 2003).

On pourrait alors définir un paramètre σ défini comme étant :

$$\sigma = \frac{B^2}{\mu_0 n \gamma m_e c^2} \quad (2.3)$$

où γ représente le facteur de Lorentz du vent et n la densité volumique de particules. Physiquement ce paramètre s'interprète comme le facteur de Lorentz maximal que peuvent atteindre les particules si tout le flux de Poynting est converti en énergie cinétique du vent. Mathématiquement il est le rapport entre le flux de Poynting et le flux d'énergie cinétique des particules. Lors de l'accélération MHD vue précédemment, le flux de Poynting étant transmis aux particules,

le paramètre σ doit alors diminuer. Mais cette accélération est uniquement efficace sur de très grandes distances et les observations de ces objets contraignent généralement σ à des valeurs très petites, sur de beaucoup plus petites distances. D'autres mécanismes d'accélération plus efficaces sont nécessaires pour expliquer ces observations.

-L'état oscillant du vent : Réaccélération par reconnexions magnétiques dans le plan équatorial. Ces autres mécanismes peuvent venir de l'état oscillant du vent. En effet de nombreuses ondes électromagnétiques se forment au cylindre de lumière et se dissipent au sein de la nébuleuse (Usov 1975; Michel 1982; Coroniti 1990; Melatos et Melrose 1996; Lyubarsky et Kirk 2001; Kirk et Skjæraasen 2003). Les processus de dissipation sont en général d'importants mécanismes de transfert d'énergie dans le vent relativiste du pulsar et peuvent alors permettre l'accélération de particules. Coroniti fut le premier à reconnaître l'importance de ces phénomènes dissipatifs. Il remarqua en effet que pour un rotateur oblique, la composante azimutale du champ dans le vent change alternativement de polarité au voisinage du plan équatorial. Le vent se développe en une structure de bandes chargées alternativement positivement et négativement et séparées par des surfaces neutres. Il montra que l'annihilation des lignes de champ adjacentes de polarité opposée pouvait conduire d'une configuration initiale à grand σ à un vent faiblement magnétisé dominé par l'énergie cinétique des particules. Cette accélération par reconnexions magnétiques donc, forme un spectre en loi de puissance d'indice spectral proche de 1 (Romanova et Lovelace 1992; Zenitani et Hoshino 2001; Larrabee et al. 2003) et ce dans tous les domaines de longueurs d'onde. La distance où ce transfert s'opère reste encore à définir. Il est supposé se dérouler entre le cylindre de lumière et le choc terminal. Ce transfert résultant généralement d'une accélération des particules, les lieux de dissipation tracent directement les zones d'accélération. Mais de récentes études ont montré (Lyubarsky 2003a) que cette deuxième étape dans l'accélération des particules pourrait s'effectuer de manière plus efficace au choc terminal même où le plasma est alors comprimé. Son efficacité dans cette région pourrait alors expliquer la valeur de σ observée au choc.

2.1.2 Le choc terminal

Le vent relativiste se termine généralement par un choc terminal pour lequel la pression de confinement est égale à la pression dynamique du vent (sous l'hypothèse d'un faible σ bien sûr). La forme de ce choc est bien complexe et anisotrope du fait de la dépendance globale de B selon θ . En général ce choc sera plus proche du pôle que de l'équateur. A ce choc, les particules acquièrent des angles d'attaque importants par rapport à B et sont injectées dans la nébuleuse où elles rayonnent puissamment en synchrotron et Compton inverse (Kennel et Coroniti 1984b; Amato et al. 2000). Les vents de pulsar émettent en général du rayonnement synchrotron du domaine radio au domaine des rayons X, parfois γ . Le spectre radio observé est plat alors que dans le domaine des rayons X un adoucissement du spectre intervient avec un changement de pente de +1 pour les particules. Cette variation spectrale est due au refroidissement synchrotron et donc au fait que les particules les plus énergétiques perdent bien plus d'énergie que celles de moindre énergie. Il en résulte donc un adoucissement du spectre.

A partir du rayonnement, émis il est possible de remonter au spectre de particules et donc aux mécanismes d'accélération. Cette accélération peut avoir plusieurs origines suivant l'énergie des électrons :

- Électrons de basses énergies : Réaccélération par absorption d'ondes cyclotron.

Au choc terminal, une fraction significative du flux de Poynting a été transférée aux particules. Elles acquièrent en général un facteur de Lorentz Γ_w compris entre 10^4 et 10^6 et donc une énergie moyenne de l'ordre de $E \sim \Gamma_w m_e c^2 \sim 1 \text{TeV}$ pour un vent de paires. Un spectre en loi de puissance se forme également pour des énergies supérieures à $\Gamma_w m_e c^2$. La formation d'une telle loi de puissance a été considérée par Hosanna et al. en 1992 (Hoshino et al. 1992). Dans leur simulation ils ont supposé que le vent du pulsar était dominé par des ions et qu'au

choc des ondes cyclotron étaient émises par ces ions. Les paires d'électrons-positons sont ensuite accélérées par absorption de ces ondes. Ce modèle reproduit non seulement la forme du spectre dans le domaine des rayons X mais permet également d'expliquer les arcs brillants de rayonnement synchrotron proche du choc terminal dénommés *wisps* (Scargle 1969; Hester et al. 2002) où le plasma d'électrons-positons est comprimé (Gallant et Arons 1994; Spitkovsky et Arons 2004).

Selon ce modèle la distribution de particules est maxwellienne en dessous de $\Gamma_w m_e c^2$ et en loi de puissance au delà. L'énergie des particules émettant dans le domaine radio-IR étant de l'ordre de $10^3 - 10^5$ MeV, le spectre résultant devrait être maxwellien, ce qui est en désaccord avec les lois de puissance observées. En 1988, Arons contourna le problème en supposant que les particules émettant en radio, étaient accélérées dans les zones polaires de la magnétosphère. Les particules de plus haute énergie venaient quant à elles de la zone équatoriale (Arons 1988). Mais l'apparente continuité de l'ensemble du spectre du domaine radio au domaine γ infirma cette hypothèse. L'ensemble de l'émission semble venir d'une seule et même population d'électrons. Ce fait a été appuyé par de récentes observations en infrarouge (Gallant et Tuffs 2002) montrant que l'indice spectral proche du pulsar était le même que celui obtenu en radio et décroissait ensuite avec la distance. L'analyse du spectre radio donne donc des contraintes sévères sur les paramètres du vent du pulsar ainsi que sur les mécanismes d'accélération au choc terminal. Ce modèle souffre donc de nombreuses difficultés. C'est pourquoi on lui préfère en général un autre modèle développé récemment ne comportant qu'une étape, où le flux de Poynting est directement transféré aux paires pour les accélérer (Lyubarsky 2003b). Ce type de transfert présenté dans la précédente section, se fait par reconnections magnétique.

-Électrons de hautes énergies : Réaccélération par processus de Fermi relativiste. Pour les plus hautes énergies, les particules peuvent être accélérées par des processus de Fermi relativistes après avoir été pré-accélérées. Cette pré-accélération peut avoir lieu proche des calottes polaires en deçà du cylindre de lumière, ou bien au choc terminal avec l'absorption d'ondes cyclotrons ou des reconnections magnétiques. En théorie les processus de Fermi au premier ordre ne peuvent avoir lieu pour un champ magnétique perpendiculaire à la vitesse du fluide car les particules sont alors incapables de diffuser en arrière. Cependant, l'annihilation du champ au choc terminal crée une région turbulente juste après le choc où les processus de diffusion et ainsi l'accélération de Fermi peuvent opérer. Pour un choc relativiste le spectre de particules résultant suit une loi de puissance proche de $N(E) \propto E^{-2.2}$ (Bednarz et Ostrowski 1998; Gallant et Achterberg 1999; Kirk et al. 2000; Achterberg et al. 2001).

2.1.3 Le vent choqué au sein de la nébuleuse

Le Crabe ainsi que d'autres nébuleuses ont longtemps été considérées comme de simples bulles en inflation dans le milieu ambiant où le plasma relativiste est responsable de l'émission observée du domaine radio aux gammas. Les premiers modèles MHD de ces nébuleuses se sont donc tout naturellement placés en coordonnées sphériques (Rees et Gunn 1974; Kennel et Coroniti 1984a). Ces derniers sont encore aujourd'hui souvent utilisés pour déduire les paramètres principaux des nébuleuses de pulsar.

Mais quand pour la première fois les observations X de Chandra et de Hubble ont montré les structures fines de la nébuleuse du Crabe et donc du plasma la vision de simple bulle s'est évanouie (Weisskopf et al. 2000; Hester et al. 2002). Une structure de jet et de tore fut résolue alors sur ces images (voir Figure 2.3), structure déjà révélée par des observations antérieures (Brinkmann et al. 1985; Hester et al. 1995). Cette morphologie fut par la suite observée sur d'autres objets comme Vela ou PSR B1509 (Gaensler et al. 2001; Helfand et al. 2001; Pavlov et al. 2001; Gaensler et al. 2002; Lu et al. 2002) et est aujourd'hui considérée comme "standard" pour les nébuleuses de pulsar. Elle impliqua une remise à niveau des modèles théoriques. La plus radicale des propositions est un arrêt définitif de l'approche MHD au profit d'un modèle purement électromagnétique (Blandford 2002; Michel 2002). Ce tournant décisif est encore très débattu. En effet, il semble juste que la condition de symétrie sphérique semble trop restrictive



FIG. 2.3: Image X et optique de la nébuleuse du Crabe.

pour expliquer les observations. De plus de récents modèles MHD ont montrés qu'en relâchant cette condition et en supposant un champ magnétique anisotrope en deçà du choc terminal, l'ensemble de la géométrie pouvait être reproduite (Komissarov et Lyubarsky 2004; Del Zanna et al. 2004).

La morphologie observée indique une forte anisotropie du vent, une grande partie de l'énergie étant transportée dans le plan équatorial du pulsar. Ce fait confirme le modèle simple développé en 1973 par Michel pour un rotateur aligné à l'axe magnétique dans lequel le flux de Poynting était proportionnel à $\sin^2(\theta)$ où θ est l'angle polaire. Mais cette propriété est moins claire dans le cas d'un rotateur non aligné. Une étude récente (Bogovalov 1999) démontra cependant que la distribution angulaire du flux de Poynting est la même que le rotateur soit aligné ou non. La distribution en énergie est dans tous les cas maximale dans le plan équatorial. Une conséquence directe de cette anisotropie est la non sphéricité du choc terminal. En effet, ce dernier est plus proche du pulsar aux pôles qu'à l'équateur (Lyubarsky 2002; Bogovalov et Khangoulian 2002).

Le jet au sein du vent semble quant à lui venir directement du pulsar et se propage le long de l'axe de rotation par pression du champ magnétique torroïdal. Cependant, une telle collimation est en général très inefficace pour des fluides ultrarelativistes. De plus si le jet venait directement du pulsar il aurait dans ce cas une vitesse ultrarelativiste ce qui est loin d'être observé pour le Crabe ou Vela par exemple, où des vitesses comprises entre $0.3c$ et $0.7c$ ont

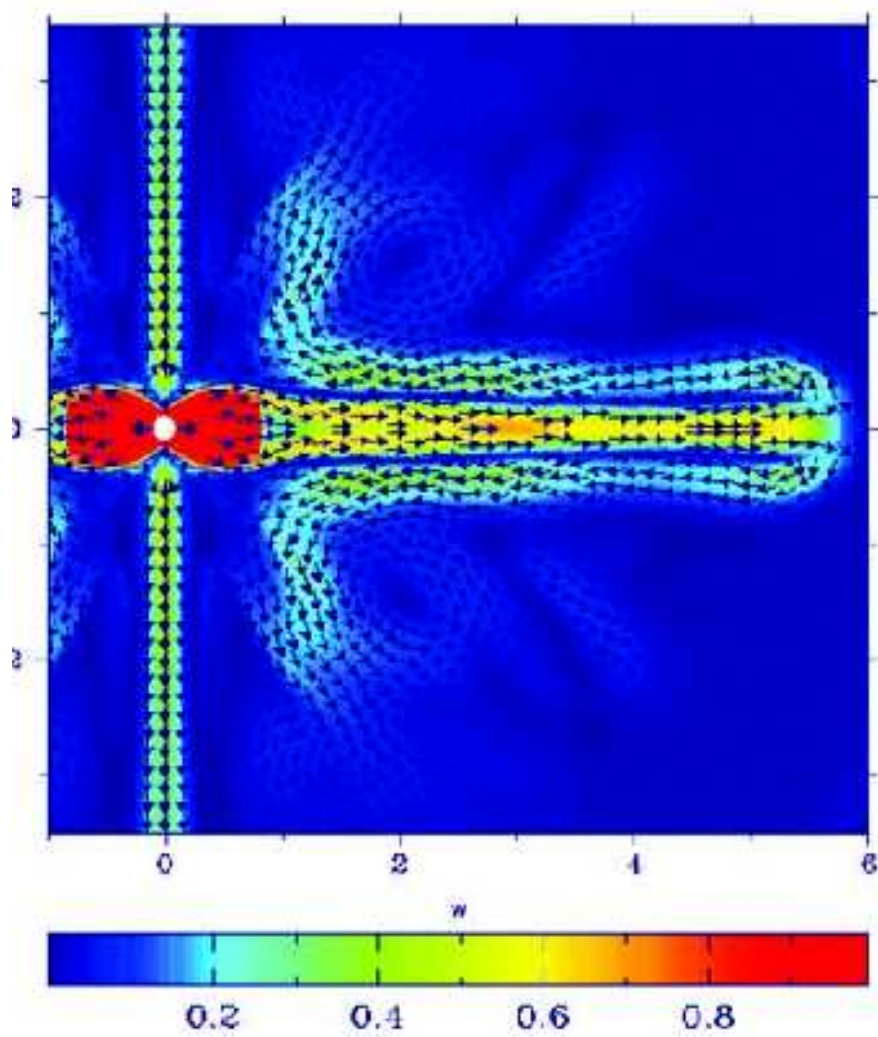


FIG. 2.4: Profil de vitesse obtenu dans les simulations MHD de Komissarov et al. (2004).

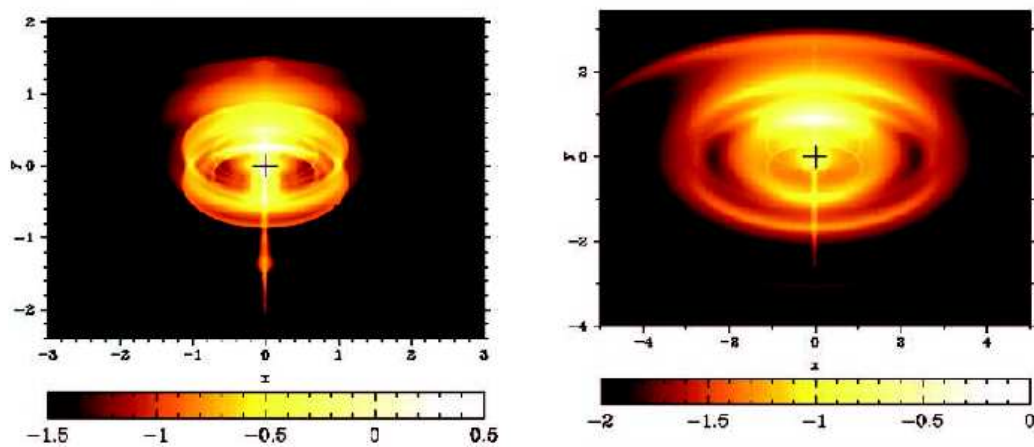


FIG. 2.5: Carte des émissions synchrotrons obtenues à partir des simulations MHD de Komissarov et al. (2002).

été mesurées (Hester et al. 2002; Pavlov 2002). Lyubarsky montra en 2002 que le processus de collimation magnétique, bien qu'inefficace pour un vent ultrarelativiste devenait beaucoup plus efficace après le choc terminal où le fluide n'est plus relativiste. Le jet semble alors venir du pulsar simplement à cause du manque de résolution angulaire de nos instruments. Le choc terminal est en effet supposé bien plus près du pulsar aux pôles qu'à l'équateur.

Mais la création d'une telle structure nécessite d'autres anisotropies. En effet les récentes simulations MHD relativistes effectuées pour modéliser cette géométrie prirent comme hypothèse de base une démagnétisation et donc un transfert d'énergie beaucoup plus important dans le plan équatorial (Komissarov et Lyubarsky 2004; Del Zanna, Amato, et Bucciantini 2004). Le profil de vitesse de ces simulations est présenté sur la Figure 2.4. On voit nettement que les particules s'échappent principalement du plan équatorial de la nébuleuse, où le σ semble plus faible du fait des processus dissipatifs importants dans cette région. La résistance du champ magnétique à l'échappement du vent est donc petite. Les particules confinées à l'intérieur du reste font ensuite demi tour et viennent comprimer le champ magnétique ainsi que les particules le long de l'axe. Un jet collimaté magnétiquement se forme alors. Les cartes d'émission synchrotron obtenues sont présentées sur la Figure 2.5. Elles reproduisent de manière très précise l'ensemble des structures observées et notamment, le jet, le tore ainsi que les points brillants de l'environnement proche du pulsar.

2.2 Évolution des nébuleuses

Nous allons maintenant considérer les phases d'évolutions d'une nébuleuse de pulsar, phases qui gouvernent l'intégralité des propriétés observables de ces objets. Les détails théoriques de cette évolution sont donnés dans (Reynolds et Chevalier 1984; Chevalier 1998; Blondin et al. 2001; Bucciantini et al. 2003; van der Swaluw et al. 2004).

2.2.1 Expansion au milieu des éjecta du reste de supernova

L'étoile et son vent sont au début entourés par un reste de supernova en expansion. L'onde de choc de la supernovae avance librement avec une vitesse supérieure à 5000 km s^{-1} alors que l'asymétrie due à l'explosion propulse le pulsar à une vitesse de quelques centaines de km s^{-1} . Sur quelques siècles, le mouvement de l'étoile est négligeable et l'expansion du vent lutte contre la pression isotrope des éjecta. Sa vitesse d'expansion est rapide et supersonique et un choc se forme alors entre le vent et les éjecta. Dans le simple cas d'une expansion sphérique dominée par les pertes adiabatiques, le rayon du vent évolue selon :

$$R_{PWN} = 1.1 \text{ pc} \left(\frac{\dot{E}_0}{10^{38} \text{ ergs s}^{-1}} \right)^{1/5} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ ergs}} \right)^{3/10} \left(\frac{M_{ej}}{10 M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{t}{10^3 \text{ ans}} \right)^{6/5} \quad (2.4)$$

Dans cette équation E_{SN} et M_{ej} correspondent à l'énergie cinétique et à la masse éjectée dans la supernova. \dot{E}_0 renvoie à la perte d'énergie initiale du pulsar.

Durant cette phase, on observera un vent sphérique, centré au sein d'un reste de supernova, et en expansion rapide. C'est le cas du pulsar J1833-1034 qui produit une nébuleuse brillant du domaine radio aux rayons X et qui est parfaitement centré sur le jeune reste de supernova G21.5-0.9 comme nous le montre la Figure 2.6 (Camilo et al. 2006; Gupta et al. 2005; Matheson et Safi-Harb 2005). L'âge de ce système est estimé à 1000 ans.

2.2.2 Interaction avec le choc en retour

Quand le reste de supernova a balayé suffisamment de masse du milieu interstellaire pour que l'énergie totale du reste soit conservée et partagée à parts égales entre l'énergie cinétique et l'énergie thermique, le reste rentre dans ce que l'on appelle la phase de Sedov-Taylor. L'interaction



FIG. 2.6: Image X du vent relativiste autour de J1833-1034 à l'intérieur du reste de supernova G21.5-0.9.

entre le reste et le milieu ambiant devient alors beaucoup plus complexe, avec un choc vers l'avant où le gaz ambiant est comprimé et chauffé ainsi qu'un choc en retour qui balaye les éjecta et les chauffe. Ces deux chocs sont séparés par une discontinuité de contact le long de laquelle des instabilités prennent naissance. En l'absence de pulsar au centre du reste le choc en retour évolue dans un milieu de densité proportionnelle à $1/r^n$ et atteindra le centre de la nébuleuse au bout d'un temps t_{Sedov} égal à :

$$t_{Sedov} \sim 7000 \text{ ans} \left(\frac{\dot{M}_{ej}}{10M_{\odot}} \right)^{5/6} \left(\frac{E_{SN}}{10^{51} \text{ ergs}} \right)^{-1/2} \left(\frac{n_0}{1 \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/3} \quad (2.5)$$

avec n_0 la densité du milieu externe. A ce stade l'intérieur du reste de supernova est entièrement rempli d'éjecta choqués et chauffés et le reste lui même peut être simplement décrit par un jeu d'équation (Cox 1972). Le rayon du reste évolue alors selon $R_{RSN} \propto t^{2/5}$. En présence d'un jeune pulsar au centre du reste, le choc en retour rentrera en collision avec le vent relativiste du pulsar après un temps $t \leq t_{Sedov}$ de l'ordre de quelques milliers d'années (van der Swaluw et al. 2001; Blondin et al. 2001). Même dans le cas d'un pulsar stationnaire, d'un vent isotrope et d'un reste parfaitement sphérique l'évolution de ce système est complexe. En effet, le choc en retour comprime le vent par un très grand facteur et ce dernier y répond par une augmentation

de pression et une expansion renforcée. Le système oscille donc entre compression et expansion sur des durées de l'ordre de quelques milliers d'années. Le champ magnétique subit lui une augmentation soudaine et "épuise" donc les particules de très hautes énergies par rayonnement synchrotron (Bucciantini et al. 2003; Reynolds et Chevalier 1984; van der Swaluw et al. 2001). Dans une situation plus réaliste le pulsar a eu suffisamment de temps pour se décaler par rapport au centre du reste. De plus, si le reste s'étend vers l'extérieur de façon asymétrique le choc en retour avance vers l'intérieur plus rapidement dans certaines directions. L'interaction est donc cette fois beaucoup plus compliquée et donne une morphologie très complexe (Chevalier 1998; van der Swaluw et al. 2004) et fortement asymétrique. Un exemple d'un tel système est le reste de supernova de Vela comme le montre la Figure 2.7.

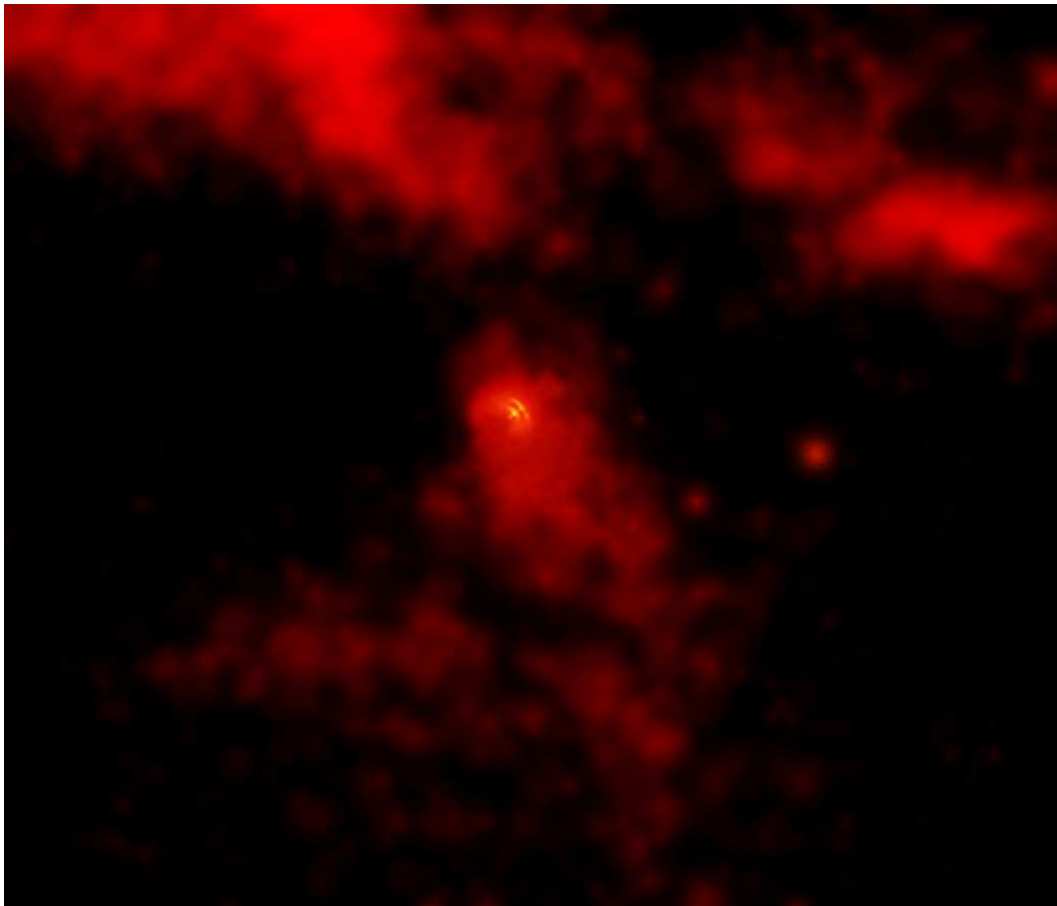


FIG. 2.7: Image du vent relativiste de Vela en X.

2.2.3 Nébuleuse durant la phase de Sedov

Après avoir interagi avec le choc en retour le pulsar peut à nouveau produire une bulle en expansion. Cette fois le vent évolue au milieu d'éjecta choqués et chauds à une vitesse subsonique. A ce stade la distance parcourue par le pulsar depuis l'explosion peut devenir comparable ou supérieure au rayon de la bulle initiale. Le pulsar s'échappe donc de sa bulle initiale laissant derrière lui la relique de la nébuleuse initial et créant autour de sa nouvelle position une plus petite nébuleuse. Cela se traduit observationnellement par une nébuleuse étendue et asymétrique en radio avec une contrepartie X beaucoup plus petite et centrée sur la nouvelle position du pulsar. Une telle morphologie est visible sur le vent du reste G327.1-1.1.

La vitesse du son étant plus faible au bord du reste qu'au centre, la vitesse du pulsar

peut devenir supersonique au bout d'un certain temps et un choc en étrave peut alors se former à l'intérieur du reste (Chevalier 1998; Van Der Swaluw et al. 1998). La pression de confinement due au mouvement du pulsar étant grande, la taille du vent est en général assez petite et de l'ordre de 1pc. De plus le vent relativiste étant en équilibre de pression avec le milieu ambiant, la structure de la nébuleuse devient stationnaire. Pour un reste en phase de Sedov le choc en étrave se forme en général quand le pulsar s'est déplacé d'une distance égale à 68% de la distance séparant le centre du reste du choc vers l'avant (Van Der Swaluw et al. 1998; van der Swaluw 2003). Au delà de cette distance un cône de mach se formera et la nébuleuse aura une allure de comète en radio et en X. Un exemple de ce type de système est le pulsar PSR B1853+01 dans le reste W44.

Si le reste est encore dans la phase de Sedov, la traversée du pulsar réinjectera de l'énergie dans la coquille durant son passage (Shull et al. 1989; van der Swaluw et al. 2002). Cette traversée est illustrée sur la Figure 2.8 pour le pulsar à l'intérieur de IC 443.

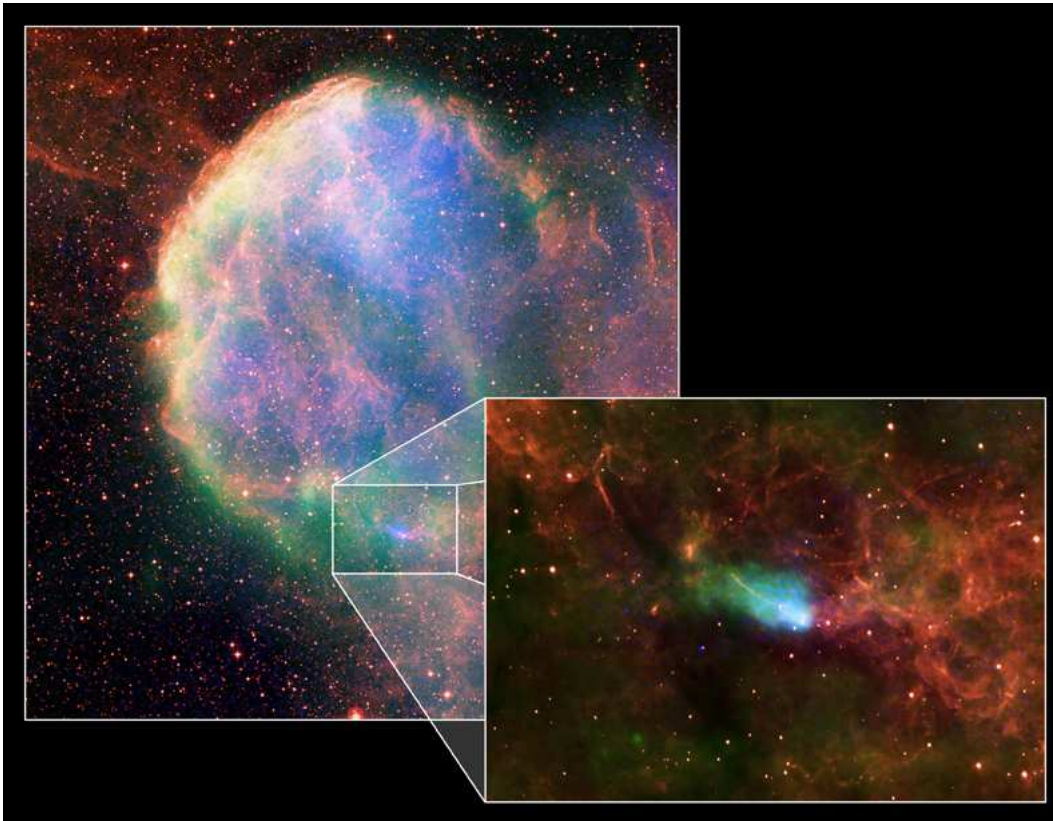


FIG. 2.8: Image X et optique du pulsar traversant le reste IC443.

2.2.4 Évolution de la nébuleuse dans le milieu interstellaire

Une fois sortie du reste, le pulsar a une vitesse bien supérieure à celle du son. Un choc en étrave se forme avec un nombre de Mach largement supérieur à 1. Si la propagation de l'étoile s'effectue au sein d'un nuage de gaz neutre, le choc en étrave sera visible en émission $H\alpha$. Le vent choqué du pulsar perdra également de l'énergie par émission synchrotron. Cette émission créera une structure cométaire visible du domaine radio aux rayons X. Un exemple de cette interaction est le choc en étrave formé autour du pulsar PSR B1957+20 (voir Figure 2.9).

Au fur et à mesure que le pulsar se déplace à travers la galaxie, \dot{E} diminue et les régions traversées sont de moins en moins denses. Sa vitesse n'est alors plus supersonique et sa perte d'énergie n'est plus suffisante pour produire une nébuleuse synchrotron. Durant cette phase finale

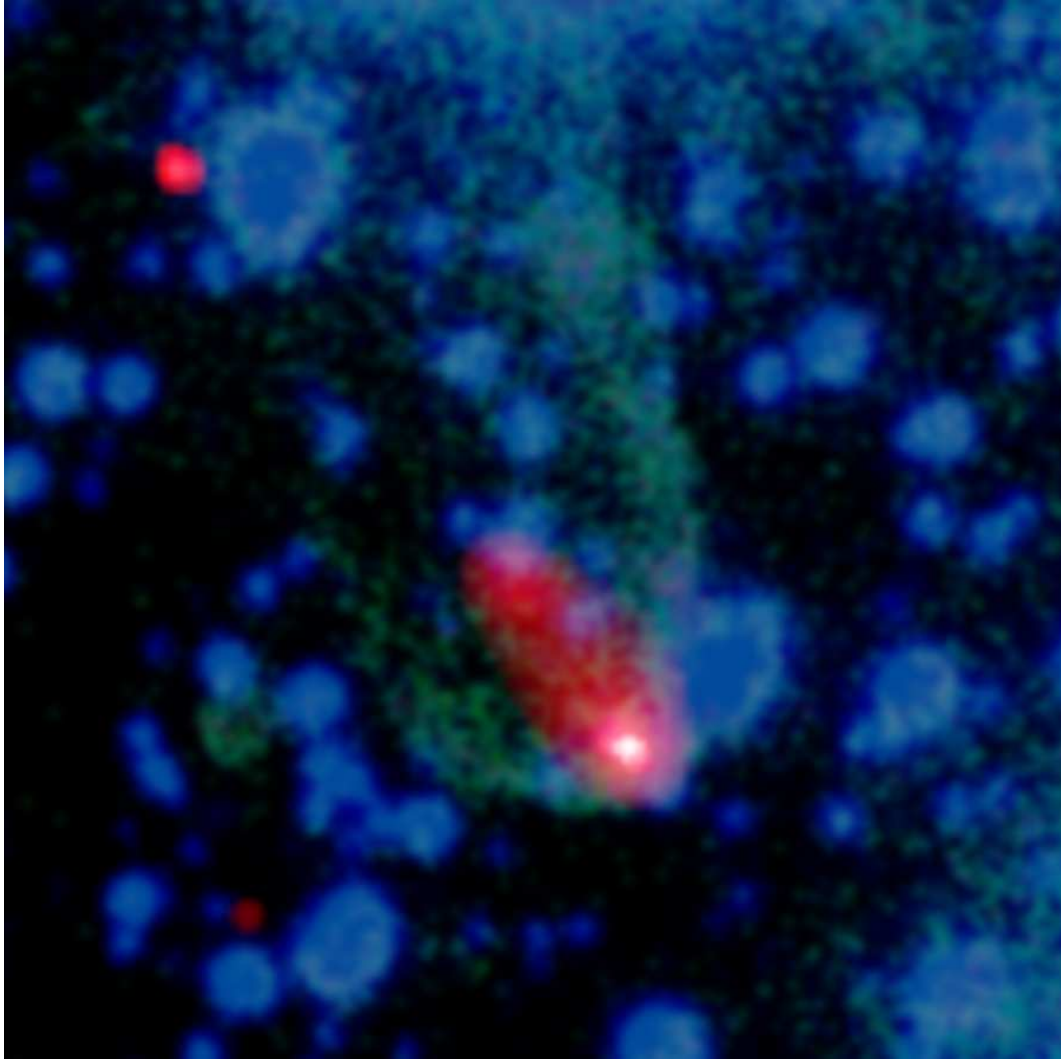


FIG. 2.9: Image X du choc en étrave formé derrière PSR B1957+20.

de vie du pulsar, ce dernier est entouré par une bulle en expansion de rayon souvent supérieur à 1pc et confiné par la pression thermique du milieu interstellaire. On appelle ces vents des nébuleuses fantômes.

Une alternative à ce schéma d'évolution existe pour de vieux pulsars dans des systèmes binaires. Ceux ci peuvent être réaccélérés par accrétion et évaporation du compagnon. Leurs périodes sont alors très petites, et les pertes en luminosité sont suffisamment grandes (de l'ordre de $\dot{E} \sim 10^{34} - 10^{35} \text{ergs}^{-1}$) pour produire une nébuleuse synchrotron en étrave pouvant être observée avec les télescopes actuels.

Chapitre 3

Accélération de particules au sein des nébuleuses de pulsar

Sommaire

3.1	Accélération en deçà du cylindre de lumière dans le magnétosphère proche des pulsars	28
3.1.1	Modèle simplifié de magnétosphère de Goldreich-Julian	28
3.1.2	Les différentes zones d'accélération et d'émission hautes énergies	31
3.1.3	Modèle théorique du <i>polar cap</i>	32
3.1.4	Modèle théorique de l' <i>outer gap</i>	34
3.1.5	Modèle théorique des <i>slot gap</i>	36
3.2	Accélération de particules par reconnexions magnétiques	37
3.2.1	Accélération de particules et émissions hautes énergies dans le plan équatorial de la nébuleuse	37
3.2.2	Principe des reconnexions magnétiques	39
3.3	Accélération de Fermi	40
3.3.1	Les chocs diffusifs non relativistes	41
3.3.2	Les chocs relativistes	43
3.4	Accélération de particules par absorption d'onde cyclotrons	43
3.4.1	Signature observationnelle de l'accélération par absorption d'ondes cyclotrons	44

3.1 Accélération en deçà du cylindre de lumière dans le magnétosphère proche des pulsars

Le premier site d'accélération de particules dans le voisinage des pulsars se situe en deçà du cylindre de lumière dans la magnétosphère en corotation. Aujourd'hui trois type de modèles différents ayant chacun leur propre site d'accélération tentent d'expliquer les diverses observations. La principale signature observationnelle est l'existence d'un signal pulsé. Mais il convient tout d'abord d'étudier globalement la magnétosphère des pulsars décrite pour la première fois par Goldreich et Julian en 1969 (Goldreich et Julian 1969).

3.1.1 Modèle simplifié de magnétosphère de Goldreich-Julian

Une magnétosphère chargée

Les différents mécanismes d'émission des pulsars nécessitent la présence de particules de hautes énergies dans la magnétosphère. La structure de cette dernière fut établie dans le modèle

axisymétrique de Goldreich-Julian où le champ magnétique de l'étoile à neutrons est supposé entièrement dipolaire et le moment magnétique aligné avec l'axe de rotation. Malgré la simplicité de ces hypothèses, le modèle rend bien compte de la structure globale de la magnétosphère. Le champ magnétique est donné par

$$\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A} \text{ avec } \mathbf{A} = \frac{a(r, \theta)}{r \sin \theta} \mathbf{e}_\phi. \quad (3.1)$$

pour un dipôle magnétique $\mathcal{M} = \mathcal{M}\mathbf{e}_\phi$ et $a(r, \theta) = \frac{\mu_0 \mathcal{M} \sin^2 \theta}{4\pi r}$.

A cause de la très grande conductivité de l'étoile à neutrons, le champ électrique interne est nul dans le référentiel de l'étoile et, dans le référentiel galiléen lié au centre de l'étoile, il vaut :

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \wedge \mathbf{B} = -(\boldsymbol{\Omega} \wedge \mathbf{r}) \wedge \mathbf{B}. \quad (3.2)$$

\mathbf{E} peut être réécrit de la façon suivante :

$$\mathbf{E} = -\Omega \text{grad}(a). \quad (3.3)$$

A l'intérieur de l'étoile le potentiel électrique vaut donc :

$$V(r, \theta) = \frac{B_p \Omega R^3 \sin^2 \theta}{2r} + \text{Constante pour } r \leq R \quad (3.4)$$

En supposant l'extérieur de l'étoile uniquement constitué de particules chargées, la solution générale de l'équation de Laplace dans le cas axisymétrique est de la forme :

$$V(r, \theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_l \frac{P_l(\cos \theta)}{r^{l+1}} \text{ pour } r \geq R \quad (3.5)$$

P_l désigne ici le polynôme de Legendre d'ordre l . Le potentiel étant continu à la traversée de la surface de l'étoile on peut raccorder les deux équations précédentes en utilisant le fait que $\sin^2 \theta = \frac{2[1-P_2(\cos \theta)]}{3}$. On trouve ainsi que pour $l = 0$ et $l \geq 3$ $\alpha_l = 0$ et $\alpha_2 = -\frac{B_p \Omega R^5}{3}$. La valeur de α_0 est déterminée par la charge totale Q de l'étoile et vaut $\alpha_0 = 0$ si l'étoile est neutre et $\alpha_0 = -\frac{Q}{4\pi\epsilon_0}$ sinon. De manière générale on obtient pour le potentiel à l'extérieur de l'étoile :

$$V(r, \theta) = -\frac{1}{6} B_p \Omega \frac{R^5}{r^3} (3 \cos^2 \theta - 1) \text{ pour } r \geq R \quad (3.6)$$

Pour obtenir le champ électrique il suffit de prendre le gradient de ce potentiel. Cela donne pour les trois composantes :

$$\begin{cases} E_r = -\frac{1}{2} B_p \Omega \frac{R^5}{r^4} (3 \cos^2 \theta - 1) \\ E_\theta = -B_p \Omega \frac{R^5}{r^4} \sin \theta \cos \theta \\ E_\phi = 0 \end{cases} \quad (3.7)$$

Quant au champ électrique à l'intérieur de l'étoile il est donné de la même manière en prenant le gradient du potentiel intérieur à l'étoile.

$$\begin{cases} E_r = \frac{1}{2} B_p \Omega \frac{R^3}{r^2} \sin^2 \theta \\ E_\theta = -B_p \Omega \frac{R^3}{r^2} \sin \theta \cos \theta \\ E_\phi = 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

Examinons maintenant l'argument de Goldreich-Julian sur l'existence d'une magnétosphère. Supposons tout d'abord que le vide entoure l'étoile. Le champ électrique a alors une composante parallèle au champ magnétique que l'on notera E_{\parallel} . Cette composante près du pôle de l'étoile est donné par :

$$E_{\parallel} = \frac{|\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}|}{B} = B_p \Omega R \quad (3.9)$$

Une particule de masse m chargée au pôle subit donc une force gravitationnelle et électromagnétique. Le rapport de ces deux forces est le suivant :

$$\frac{F_{\parallel}}{F_g} = \frac{eE_{\parallel}}{\frac{GMm}{r^2}} = \frac{eB_p\Omega R^3}{GMm} \quad (3.10)$$

En faisant une application numérique avec les valeurs caractéristiques d'un pulsar, c'est à dire $\Omega = 10 \text{rads}^{-1}$, $R = 10 \text{km}$, $M = 1.4M_{\odot}$ et $B_p \geq 10^8 \text{T}$, on trouve que ce rapport est compris entre 10^8 et 10^{12} suivant la particule considérée. La force électromagnétique est beaucoup plus importante que l'attraction gravitationnelle et des particules vont pouvoir s'échapper. La magnétosphère de l'étoile à neutrons n'est donc pas vide et contient des particules chargées arrachées de la surface.

Plasma d'électrons-positons et densité de Goldreich-Julian

La résolution des équations de Maxwell avec les relations de continuité de \mathbf{E} et \mathbf{B} à la surface de l'étoile, couplées à l'équation de Poisson $\Delta V = \rho/\epsilon_0$ donne une densité de charges ρ_{GJ} :

$$\rho_{GJ} = \epsilon_0 \text{div}(\mathbf{E}) = -\epsilon_0 \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{B} \quad (3.11)$$

La densité de particules correspondantes, $n_{GJ} = \frac{|\rho_{GJ}|}{|e|}$, est comprise généralement entre 10^{17} et $10^{18} \text{ particules.m}^{-3}$, c'est à dire des valeurs de charges très différentes des plasmas neutres habituellement rencontrés en astrophysique.

Dans les zones de la magnétosphère où ρ vaut ρ_{GJ} , le champ \mathbf{E} est perpendiculaire au champ \mathbf{B} et le plasma est libre. Ses mouvements possibles sont la corotation et le glissement le long des lignes de champ magnétique. Dans les zones où ρ diffère de ρ_{GJ} apparaît une composante E_{\parallel} qui peut accélérer les charges à haute énergie. Elles rayonnent des photons γ par rayonnement de courbure, synchrotron ou Compton inverse sur les champs de photons mous de l'étoile. Ces photons peuvent être absorbés par le champ magnétique ou s'absorber entre eux pour créer des paires e^+ , e^- . Ce plasma sera à l'origine de l'écrantage de la composante E_{\parallel} du champ électrique en ramenant ρ à la valeur ρ_{GJ} .

Cylindre de lumière et calottes polaires

L'endroit où les particules en corotation ont une vitesse linéaire égale à celle de la lumière définit le cylindre de lumière. Le rayon de ce cylindre est égal à :

$$R_L = \frac{c}{\Omega}. \quad (3.12)$$

L'ensemble des lignes de champ tangentes au cylindre de lumière délimite la magnétosphère ouverte d'où les particules chargées peuvent s'échapper. Leurs pieds à la surface de l'étoile définissent *Les calottes polaires*. Il est possible de calculer l'angle de la calotte polaire en utilisant le fait que $a(r, \theta)$ est constant le long des lignes de champ. En prenant la ligne à la limite de cette calotte on a donc l'égalité suivante :

$$\frac{\mu_0 \mathcal{M} \sin^2 \theta_p}{4\pi R} = \frac{\mu_0 \mathcal{M}}{4\pi R_L} \quad (3.13)$$

et ainsi

$$\sin \theta_p = \left(\frac{\Omega R}{c} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.14)$$

Du fait de la rotation des charges électriques, un courant électrique apparaît : le courant de corotation donné par :

$$j_c = c\rho_c \simeq c\epsilon_0 \mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{B} \quad (3.15)$$

Ces courants ont une très grande influence sur l'allure du champ magnétique.

Il existe deux sortes de lignes de champ magnétique :

- Les lignes fermées revenant sur l'étoile où le plasma tourne en corotation.
- Les lignes ouvertes partant à l'infini le long desquelles filent les charges.

Près des calottes polaires, la densité n'atteint pas ρ_{GJ} à cause de la charge créée à la surface de l'étoile. L'écrantage de la composante parallèle E_{\parallel} du champ électrique ne s'opère plus et apparaît un fort champ électrique, $E = -\nabla V$. La différence de potentiel peut atteindre des valeurs de l'ordre de :

$$|V_{max}| \simeq \left(\frac{\Omega R}{c}\right)^{\frac{3}{2}} R B_0 \simeq 10^{13} - 10^{15} \text{V}, \quad (3.16)$$

L'entraînement relativiste du référentiel localement inertiel d'un observateur dans un champ gravitationnel tournant par rapport au référentiel inertiel global d'un observateur situé à l'infini implique une composante de champ électrique $E = -\partial B/\partial t$ beaucoup plus importante que la composante électrodynamique classique ((Muslimov et Harding 1997)) et qui s'avère essentielle dans le cadre du modèle du *polar cap* et du *slotgap*.

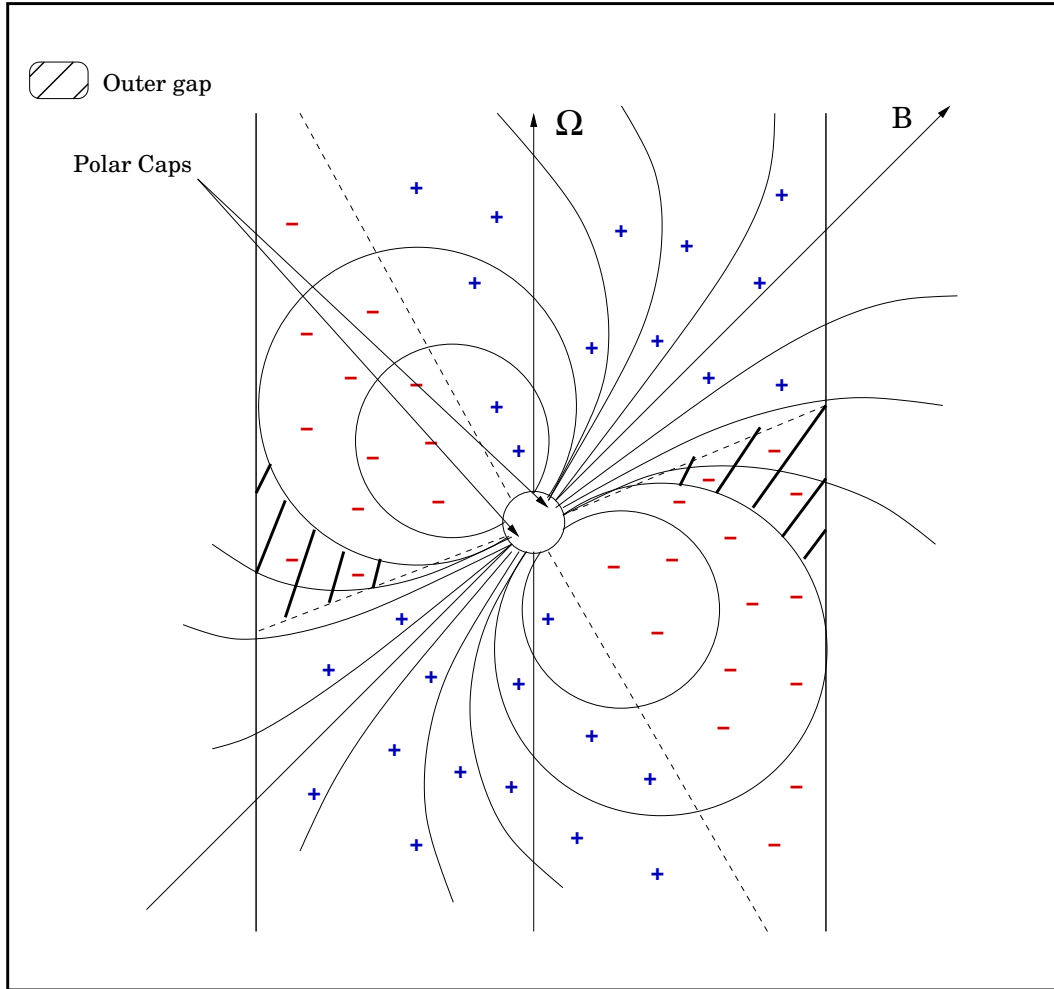


FIG. 3.1: Représentation de la magnétosphère d'un pulsar.

3.1.2 Les différentes zones d'accélération et d'émission hautes énergies

Nous avons vu au paragraphe précédent le modèle de Goldreich Julian décrivant la magnétosphère des pulsars alignés. L'accélération des particules et donc les émissions à haute

énergie ne peuvent avoir lieu que dans des régions où la composante parallèle de \mathbf{E} est non nulle et où par conséquent la densité en particules diffère de celle de Goldreich-Julian.

Il existe actuellement trois modèles principaux pour expliquer les accélérations de particules ainsi que les émissions non thermiques des pulsars. Dans le modèle des *polar caps* les premières particules sont accélérées près de la surface de l'étoile le long des lignes de champ ouvertes. Les photons γ émis par rayonnement de courbure, ou par effet Compton-inverse, sont par leur interaction avec le champ magnétique ($\gamma + B \rightarrow e^+ + e^-$) à l'origine d'une très grande production de paires électrons-positons. Dans le modèle de l'*outer gap*, les premières particules sont accélérées près du cylindre de lumière. Dans cette zone les particules sortant de la zone ne peuvent être remplacées par des particules de même signe et une densité différente de celle de Goldreich-Julian apparaît alors. Les cascades électromagnétiques sont ici amorcées par la création de paires venant de la conversion d'un photon de courbure avec un photon X mou. Dans le modèle des *slot gap* l'accélération et les émissions à hautes énergies s'étendent le long de la dernière ligne de champ fermée d'environ 0.1 à 0.8 R_{LC} . Ce modèle fait le lien entre les deux précédents.

Les caractéristiques des émissions à haute énergie de ces trois modèles diffèrent essentiellement du fait que l'accélération et les émissions des particules se font dans des zones totalement différentes tant dans leur localisation que dans leur environnement. De plus alors que les modèles des *polar caps* et du *slot gap* tirent plus directement leur potentiel d'accélération du champ E induit par la rotation de B , celui de *outer gap* est du simplement à un maintien du déséquilibre entre ρ et ρ_{GJ} proche du cylindre de lumière. Ce dernier est donc beaucoup moins bien connu du fait de la grande incertitude sur la circulation globale des courants ainsi que leur rétroaction sur B et E locaux.

3.1.3 Modèle théorique du *polar cap*

Présentation du modèle

Près des calottes polaires les charges peuvent partir librement le long des lignes de champ ouvertes (Voir (Zhang et Harding 2000) et (Daugherty et Harding 1996)). La densité de charge s'y retrouve inférieure à la densité de Goldreich-Julian et une composante parallèle du champ électrique apparaît. L'accélération près des calottes polaires est alors possible. Il existe actuellement deux sous classes à ce modèle : celles des *vacuum gap* ainsi que celle des *space charge limited flow (SCLF)*. Dans la première les particules arrachées proche de la surface créent une zone de vide où la densité diffère de celle de Goldreich-Julian. Dans la deuxième, la densité proche de la surface est celle de Goldreich-Julian mais une différence apparaît le long des lignes de champ ouvertes. En effet pour satisfaire les équations de continuité de charge le long de ces lignes ρ décroît selon r^{-3} alors que ρ_{GJ} diminue plus doucement. Si les premières particules accélérées atteignent des facteurs de Lorentz $\gamma \geq 10^6$ ces dernières perdront principalement de l'énergie par rayonnement de courbure. Si $\gamma \leq 10^6$ une diffusion Compton inverse s'opère entre les paires et les photons X thermiques ou non. De manière générale l'énergie perdue par un électron de $\gamma \geq 10^4$ et se déplaçant parallèlement au champ magnétique $B \simeq 10^8 T$ avec un rayon de courbure ρ_c est supérieure à celle perdue dans une diffusion Compton-Inverse (où le photon cible est celui d'un corps noir de température T) quand :

$$\gamma \geq 2 \times 10^6 \frac{\rho_c}{10^5 m} \frac{T}{10^6 K}. \quad (3.17)$$

Cette condition est appelée *condition d'allumage* et sera étudiée plus en détail dans un prochain paragraphe. Les particules accélérées vont donc émettre des photons γ par rayonnement de courbure et diffusion Compton inverse. Dans le fort champ magnétique ces photons vont ensuite créer des paires suivant le processus :

$$\gamma + \mathbf{B} \rightarrow e^+ + e^- \quad (3.18)$$

Leurs charges étant opposées, l'une de ces particules va être propulsée loin de l'étoile alors que l'autre va faire demi tour pour être accélérée dans la direction opposée, vers l'étoile, et va donc chauffer sa surface. C'est ce retour de particules chargées le long des lignes de champ en direction des calottes polaires qui sera à l'origine du chauffage de ces dernières et donc d'une importante partie de l'émission X thermique du pulsar. Au moment de leur création ces paires ont encore une composante p_{\perp} et un certain angle d'inclinaison par rapport au champ magnétique. Elles vont donc pouvoir émettre des photons synchrotron sur des temps très courts. Ces photons pourront à leur tour créer des paires... C'est pour cette raison que l'on parle de cascade radiative. L'énergie des photons émis sera de plus en plus faible. L'efficacité maximale (Voir (Daugherty et Harding 1982)) de l'émission γ dans ce modèle est donnée par :

$$\eta_{\gamma} = \frac{L_{\gamma}}{\dot{E}} \leq 6 \times 10^{-12} \tau^{\frac{3}{2}} \frac{\dot{P}}{10^{-15} \text{s}} \quad (3.19)$$

où $\tau = \frac{P}{2\dot{P}}$ est l'âge apparent du pulsar. En supposant une géométrie dipolaire pour le champ magnétique, les émissions γ prédites sont collimatées dans un cône d'angle au sommet $\theta_{\gamma} \simeq \frac{3\theta_p}{2}$ avec $\theta_p = (\frac{R_0\Omega}{c})^{\frac{1}{2}}$ la moitié de l'angle de la calotte polaire, R_0 le rayon de l'étoile à neutrons et Ω la fréquence de rotation du pulsar. L'angle solide est donc :

$$\Omega_{\gamma} \simeq 2\pi[1 - \cos(\frac{3\theta_p}{2})] = 1.5sr P_{ms}^{-1} \quad (3.20)$$

A cause de l'inefficacité du rayonnement de courbure près du pôle magnétique, l'intensité rayonnée par la cascade est maximale sur les bords de la calotte polaire. Le faisceau correspond à un cône creux.

Étude des spectres et des courbes de lumière

- Le spectre et l'allure des pulses varient énormément suivant la valeur de deux angles :
- l'angle α , entre le champ magnétique et l'axe de rotation.
 - l'angle ζ , entre la ligne de vue de l'observateur et ce même axe de rotation.

De plus, suivant l'énergie des particules primaires les différents mécanismes d'émission différeront.

- pour γ supérieur à une certaine valeur limite γ_{lim} , l'énergie des particules expulsées en surface est convertie en rayonnement dans la cascade courbure-synchrotron. La diffusion Compton-inverse provoque une perte d'énergie dans la direction du mouvement des paires d'électrons-positons, mais elle s'effectuera seulement après que ces dernières aient perdu leur énergie perpendiculairement à B par rayonnement synchrotron. Le taux de perte d'énergie par rayonnement synchrotron est en effet très supérieur à celui par effet Compton inverse. Même si les particules sont accélérées de manière uniforme, les caractéristiques de l'émission γ varient beaucoup sur la surface des calottes polaires. Sur les bords, les lignes de champ ont un rayon de courbure plus petit, le rayonnement de courbure est efficace et les photons émis ont une énergie très élevée. Au centre de la calotte, les lignes de champ ayant un rayon de courbure très grand, les particules perdront moins d'énergie et l'énergie des photons sera plus faible. C'est pour cette raison que l'allure du profil des pulses dépend fortement de ζ . Quand la ligne de vue de l'observateur passe dans la direction du pôle magnétique on voit les émissions à haute énergie d'un des bord de la calotte, puis une baisse notable de ces émissions au passage de l'axe magnétique puis une nouvelle hausse de l'émission de l'autre bord de la calotte. Ainsi pour les profils en double pics nous pourrions admettre que la ligne de visée est très proche du pôle du champ magnétique. Pour des angles plus importants un seul pic est visible mais il est possible de rater toute l'émission car le cône est étroit et rétrécit avec l'âge.

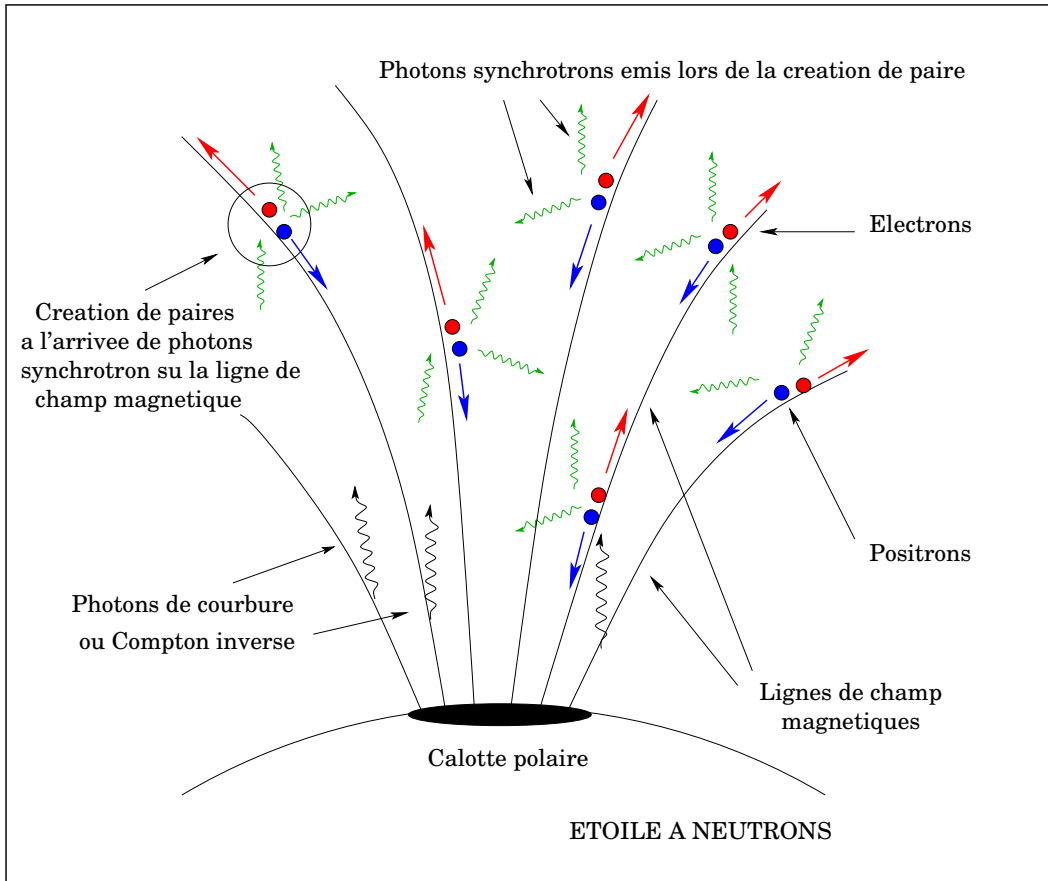


FIG. 3.2: Mécanisme d'émission aux calottes polaires.

Le spectre des pulsars dépend généralement de l'angle α et est un mélange entre un spectre synchrotron d'indice spectral -2 et un spectre de courbure d'indice $-\frac{5}{3}$. Les cascades s'arrêtant à quelques rayons stellaires de la surface de l'étoile, les émissions synchrotron sont alors confinées à des très petits angles des pôles magnétiques alors que le rayonnement de courbure peut lui s'étendre sur des distances beaucoup plus grandes. Ainsi loin des pôles on ne verra presque plus les émissions synchrotron et le spectre sera purement celui d'un rayonnement de courbure. Le spectre d'une cascade radiative près des calottes polaires présente une cassure à quelques GeV. En effet au delà de ces énergies le processus de création de paires avec le champ magnétique dominera. La valeur de cette énergie limite de cassure en fonction de B fournit un test critique du modèle.

- Si $\gamma \leq \gamma_{lim}$, les émissions Compton inverse seront à l'origine du spectre primaire et les photons émis génèreront la cascade radiative qui procédera de la même façon que précédemment, c'est à dire par production de paires et émission synchrotron. L'énergie requise pour que les particules primaires accélérées puissent émettre des photons à des énergies supérieures au GeV par diffusion Compton inverse est beaucoup moins importante que celle requise par rayonnement de courbure. Le spectre γ peut avoir alors un indice spectral compris entre $s = 0$ si aucune cascade radiative ne se produit et $s = -2$ pour une contribution synchrotron à la cascade.

La condition d'allumage pour le rayonnement de courbure

Proche de la surface, nous avons vu que la différence de potentiel est très grande. Il convient donc de définir une couche près de l'étoile dans laquelle il existe un fort champ électrique et où le plasma n'atteint pas la densité de Goldreich-Julian. C'est dans cette couche que l'on appelle accélérateur que les particules acquièrent suffisamment d'énergie pour rayonner des photons de courbure capables de générer les premières paires d'électrons-positons.

Les photons de courbure diffèrent des photons synchrotron par le fait que le rayon de Larmor est ici remplacé par le rayon de courbure du champ magnétique. L'énergie du photon émis augmente avec celle de la particule et est donnée par la formule suivante :

$$E_{cur} = \frac{3}{2} m_e c^2 \frac{\hbar}{m_e c \rho_l} \gamma^3 \quad (3.21)$$

Ici γ est le facteur de Lorentz de la particule émettrice et ρ_l est le rayon de courbure de la ligne de champ magnétique. ρ_l étant de l'ordre de grandeur de 8×10^{12} m, E_{cur} devient supérieure à $m_e c^2$ et la production de paires peut se faire si $\gamma \geq 10^6 - 10^7$. Le potentiel proche de la surface de l'ordre de $10^{12} - 10^{13} V$ est donc très important.

Il existe en fait une valeur limite du potentiel pour laquelle ce processus d'accélération peut se faire (Voir (Beskin et al. 1993)). Il faut en effet que

$$V \geq V_0 \text{ avec } V_0 = c_1 \left(\frac{m_e c^2}{|e|} \right)^{\frac{8}{7}} \left(\frac{\rho_l m_e c}{\hbar} \right)^{\frac{4}{7}} \left(\frac{P \cos \alpha}{B_0 c} \right)^{\frac{1}{7}} \quad (3.22)$$

où c_1 est une constante sans dimension de l'ordre de grandeur de l'unité. On peut voir facilement que près des axes magnétiques au centre des *polar caps*, $\rho_l \rightarrow \infty$ et donc $V_0 \rightarrow \infty$. La génération de plasma dans cette zone est donc impossible. Dans la plupart des cas V_0 est compris entre 10^{13} et $10^{14} V$. Mais cette valeur de V_0 est reliée à l'épaisseur de la couche dans laquelle se produit l'accélération des particules. On peut écrire l'épaisseur de cette couche de la façon suivante :

$$H = c_1 \left(\frac{m_e c^2}{|e| B_0} \right)^{\frac{4}{7}} \left(\frac{\rho_l m_e c}{\hbar} \right)^{\frac{2}{7}} \left(\frac{P c}{\cos \alpha} \right)^{\frac{3}{7}} \quad (3.23)$$

La condition $H \leq R_0$ avec R_0 le rayon des *polar caps* donne la limite sur H pour pouvoir générer un plasma d'électrons-positons à partir d'un rayonnement de courbure. Au delà de cette limite le potentiel ne sera plus une fonction croissante de la distance à l'étoile et V ne pourra être supérieure à V_0 . Cette condition est appelée *condition d'allumage*.

3.1.4 Modèle théorique de l'outer gap

Des régions où la densité de plasma diffère de la densité de Goldreich-Julian peuvent grandir près des surfaces où $\mathbf{\Omega} \cdot \mathbf{B} = 0$. Ces surfaces séparent deux zones où la densité de Goldreich-Julian change de signe et sont représentées par les traits en pointillés sur la Figure 3.1. On peut définir l'*outer gap* par la région délimitée par ces surfaces, le cylindre de lumière ainsi que par la dernière ligne de champ fermée (Voir (Chiang et Romani 1994)). Cette zone est hachurée sur la Figure 3.1. Dans ces régions les charges pouvant s'échapper le long des lignes de champ ouvertes ne pourront être remplacées que par des charges de même signe venant d'une zone plus proche de la surface. Ces lignes ouvertes prennent en effet naissance dans une zone proche des calottes polaires où la densité de charges a un signe opposé à celle dans l'*outer gap*. Un écart à la densité de Goldreich-Julian existe et induit une composante E_{\parallel} pouvant accélérer les particules. Contrairement au modèle de *polar cap*, le champ magnétique est trop faible pour créer des paires avec les photons de courbure émis.

La création de paire se fait ici entre le rayonnement de courbure et des photons X venant des calottes polaires et de l'étoile. Dans le pulsar du Crabe, les émissions γ sont essentiellement

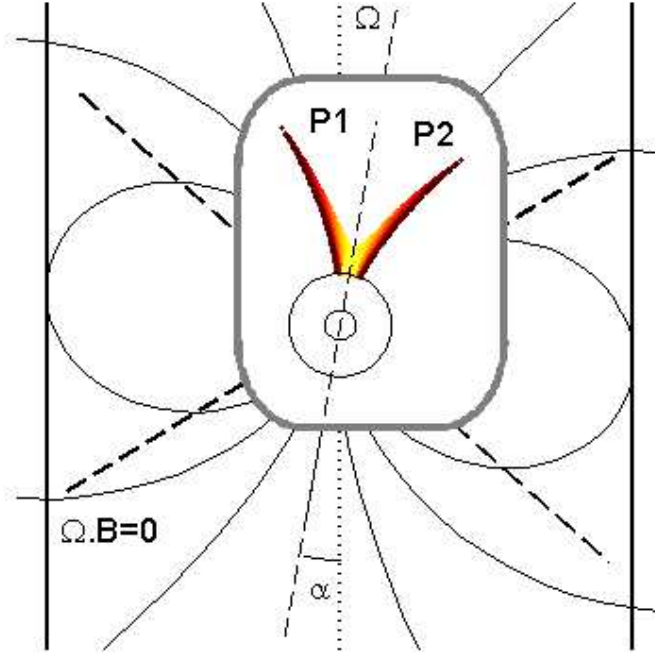


FIG. 3.3: Zones émissives du modèle des *polar cap*. Le rectangle fait un zoom sur la région des calottes polaires.

dues au *Processus Synchrotron Comptonisé* des paires, dans lequel le rayonnement synchrotron émis par les paires interagit avec ces mêmes paires en leur prenant de l'énergie cinétique par effet Compton. Le spectre est donc composé à basse énergie d'une composante synchrotron et à plus haute énergie d'une composante Compton-inverse. Ce processus est particulièrement efficace dans le modèle de l'*outer gap* car la création de paires et leur accélération dans des directions opposées produit des faisceaux croisés et des interactions inverse-Compton tête-bêche, alors que dans le modèle du *polar cap*, les paires et les photons de la cascade avancent de concert. Le champ magnétique varie avec la distance à laquelle se situe l'*outer gap*. A grande distance, les paires rayonnent peu de photons synchrotron. Le spectre est alors dominé par le rayonnement de courbure. Dans ce modèle la différence de potentiel maximum dépend de plusieurs paramètres : la taille de l'*outer gap*, a , et le rayon de courbure des lignes de champ, L . Avec $a = 0.5\rho_c$, $\rho_c = L = \frac{c}{\Omega}$ on a pour le maximum de différence de potentiel :

$$\Psi_{max} \simeq 8 \times 10^{13} V B P_{ms}^{-2} \quad (3.24)$$

et pour l'énergie limite des photons de courbure :

$$\gamma \simeq 3 \times 10^7 B^{\frac{1}{4}} P_{ms}^{-\frac{1}{7}} \quad (3.25)$$

Ainsi le modèle de l'*outer gap* peut accélérer des particules à un peu plus haute énergie que le modèle du *polar cap*. Le profil des pulses observés est décrit par une modélisation assez simple supposant que les photons émis suivent les lignes de champ magnétique indépendamment de leur énergie. Il est donc possible de reproduire grâce à ce modèle les deux pics et l'interpulse observés pour le pulsar du Crabe et celui de Vela dans les courbes de lumière (Voir (Chiang et Romani 1992)).

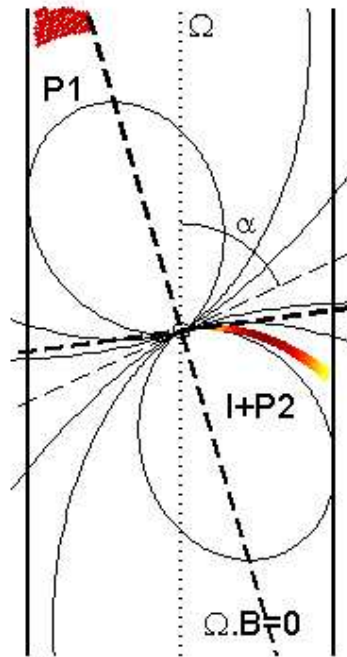


FIG. 3.4: Zones émissives du modèle de l'outer gap.

La modélisation de l'émission DC (continue) est en revanche bien plus dure à effectuer. Pour cela il faudrait étendre la zone d'émission au delà de la surface nulle. Cette géométrie est aujourd'hui à l'étude. Dans ses travaux Hirotani 2005 a supposé une largeur ainsi qu'une position de cette zone accélératrice, dépendant du courant global qui traverse la région. Une fois cette région étendue il est alors possible de reproduire l'ensemble des courbes de lumière ainsi que les profils de polarisation observés. Mais le courant global définissant la géométrie de ces zones est encore très mal connu. Une modélisation 3D de l'électrodynamique globale est donc très importante et nécessaire pour mieux contraindre ce modèle.

3.1.5 Modèle théorique des slot gap

Le dernier modèle s'appuie sur le concept de *slot gap* développé quelques années plus tôt (Arons et Scharlemann 1979; Arons 1983; Muslimov et Harding 2003). Dans ce modèle hybride, les particules sont accélérées à une plus grande distance de l'étoile. En effet le champ électrique n'est pas écranté le long de la dernière ligne de champ ouverte, parfaitement conductrice. Les cascades radiatives s'étendent donc sur de plus grandes distances le long de cette dernière ligne de champ ouverte jusqu'à ce que le champ magnétique devienne trop faible. Le faisceau d'émission se répartit donc sur un cône creux, d'ouverture bien plus grande que dans le modèle du *polar cap*, ce qui permet de conserver une intensité forte tout en balayant une grande surface dans le ciel. Ce modèle est aujourd'hui un des plus prometteurs et des plus étudiés pour expliquer l'accélération de particules et l'émission pulsée des pulsars.

Discussion sur les modèles

Le modèle du *polar cap* possède une zone émissive étroite allant du radio aux rayons γ . Sa géométrie est relativement bien connue mais pose problèmes pour expliquer l'ensemble des pulsars observés. Le modèle de *outer gap*, lui à une zone émissive bien mal connue du fait de

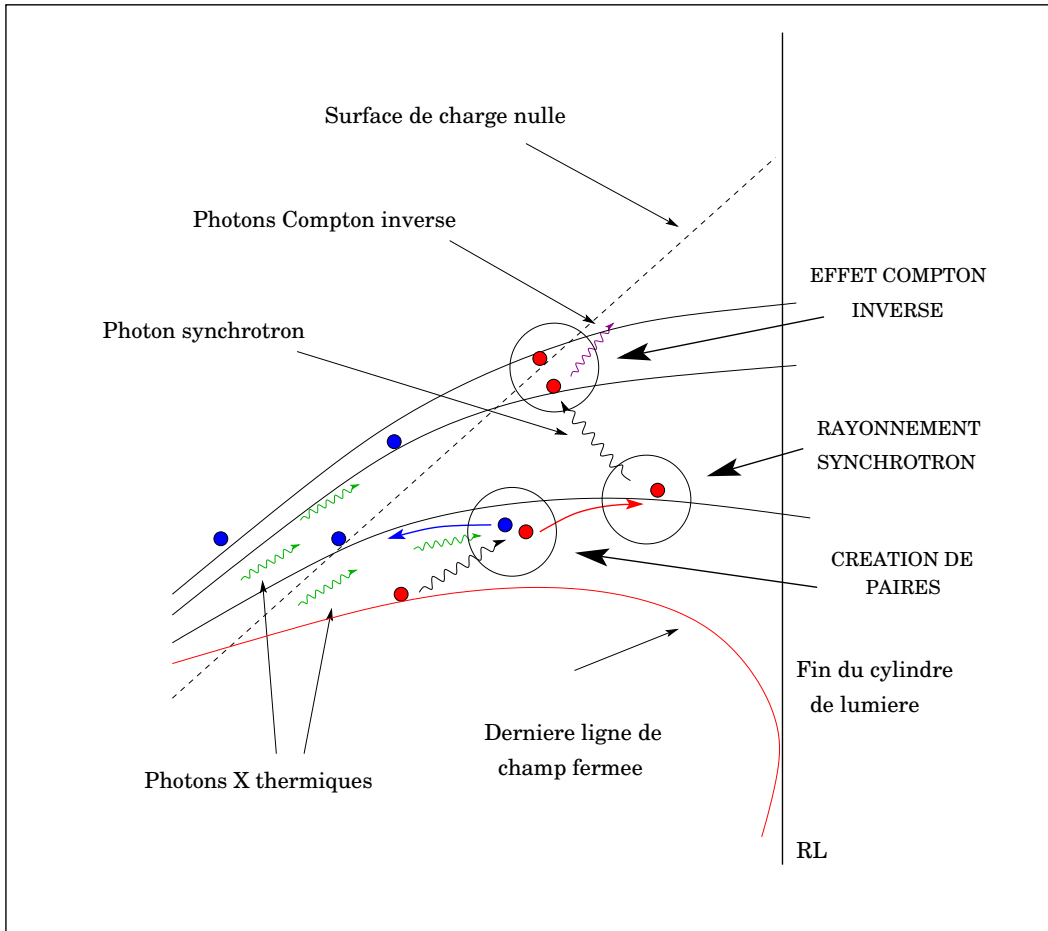
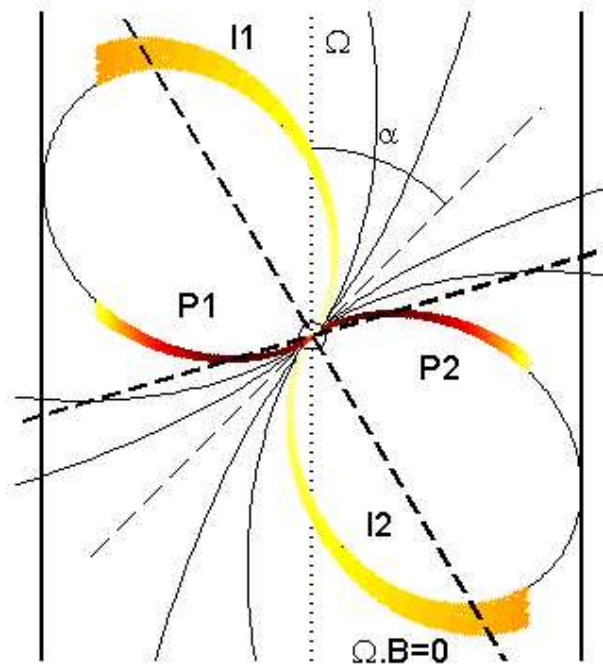


FIG. 3.5: Mécanisme d'émission du modèle de l'*outer gap*.

la grande incertitude sur les courants globaux la contrôlant. Le balayage du ciel de son faisceau d'émission est donc incertain. De plus les cascades radiatives opérant dans ce modèle dépendent fortement du chauffage de l'étoile, ce qui augmente encore son incertitude. Le modèle du *slot gap* semble lui bien reproduire l'ensemble des propriétés observationnelles des émissions de pulsar. De par l'étendue et l'épaisseur de son faisceau d'émission il est en accord tant dans le flux prédit que dans le nombre de pulsars observés. Mais l'ensemble des modèles présentées ci dessus ne peuvent accélérer les particules que jusqu'à des énergies de l'ordre de 1-10 TeV. Devant les énergies maximum observées au sein des nébuleuses de l'ordre de quelques centaines de TeV, d'autres mécanismes d'accélération sont alors nécessaires. Ces phénomènes peuvent venir d'une accélération continue MHD (Contopoulos et Kazanas 2002). Mais comme nous l'avons vu ce type d'accélération semble condamnée du fait du faible écart du mouvement des particules par rapport à la direction radiale proche du pulsar.

3.2 Accélération de particules par reconnexions magnétiques

En revanche dans le plan équatorial du pulsar entre le cylindre de lumière et le choc terminal des reconnexions magnétiques peuvent opérer pour accélérer des particules.

FIG. 3.6: Zones émissives du modèle du *slot gap*.

3.2.1 Accélération de particules et émissions hautes énergies dans le plan équatorial de la nébuleuse

Loin du cylindre de lumière, le champ magnétique advecté par le plasma en expansion radiale forme une spirale de Parker. Si ce champ vient d'un dipôle en rotation oblique proche de l'étoile à neutrons il existe alors une région le long du plan équatorial où la direction du champ s'inverse à la période de rotation de l'étoile. De l'énergie magnétique est transférée aux particules si des reconnections magnétiques se produisent. Coroniti en 1990 proposa que la fréquence de ces reconnections était suffisamment grande pour maintenir constante l'épaisseur de la zone dissipative, cette épaisseur étant égale au rayon de giration des particules chauffées (Coroniti 1990). Il conclut également que le transfert d'énergie du flux de Pointing au flux de particules observé bien au delà du cylindre de lumière (pour le Crabe par exemple) pourrait être dû à ce type de phénomène dissipatif. Mais au fur et à mesure que l'accélération s'opère, l'intensité du champ magnétique diminue et l'efficacité de dissipation est alors moins grande. C'est pourquoi dans certains objets comme le Crabe par exemple, le taux de dissipation devient insuffisant pour expliquer les observations. Mais de récentes études ont montrées que ce processus pouvait s'opérer sur des temps beaucoup plus courts au choc terminal par exemple. En effet le champ magnétique étant compressé, ce processus dissipatif peut alors devenir beaucoup plus efficace (Lyubarsky 2002). Cette dissipation localisée spatialement agit de plus de la même façon sur la distribution de particules qu'un processus continu.

Mais des reconnections s'opérant sur des temps très courts s'accompagnent en général de pertes radiatives (Melatos 1998) donnant naissance alors à un signal pouvant être observé. Les émissions pulsées peuvent alors s'expliquer aussi par ce processus. L'étude de ce mécanisme comme origine des émissions pulsées n'en est encore qu'à ces débuts et la physique même des reconnections magnétiques souffre encore de nombreux problèmes. Un exposé simple de son prin-

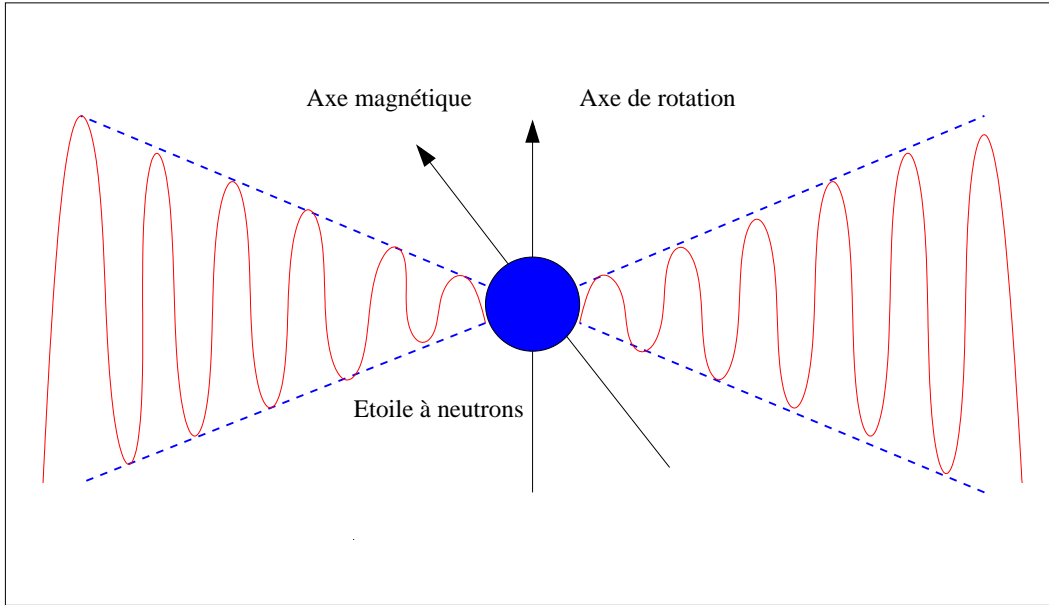


FIG. 3.7: Zones d'accélération du model de *striped wind* dans lequel l'accélération se fait dans le plan équatorial par reconnections magnétiques.

cipe sera néanmoins présenté dans le paragraphe suivant. Signalons un avantage non négligeable de ce modèle qui est d'être indépendant du champ magnétique proche de l'étoile.

3.2.2 Principe des reconnections magnétiques

Le concept de reconnexion a été introduit pour la première fois par Eugène Parker en 1957 à l'aide d'une géométrie simple qui a permis d'élucider les principales idées de base conduisant à la reconnexion. Ce scénario, devenu standard, révèle aussi les difficultés inhérentes à la théorie. Les éléments de base de la reconnexion sont résumés dans la Figure 3.8. Le processus de reconnections requiert une topologie des lignes de champs magnétiques où deux tubes de flux magnétiques ayant des polarités opposées se rencontrent. Ceci peut être modélisé comme sur la Figure 3.8 en prenant des lignes de champs magnétiques parallèles et anti-parallèles à la direction Ox et dont le sens s'inverse lorsque l'on passe des y positifs aux y négatifs. Dans cette configuration, la loi d'Ampère nous dit qu'il existe une ligne neutre entre les deux tubes de flux où un courant (parallèle à la direction Oz) existe et a pour expression

$$j = \frac{\nabla \times B}{\mu_0} \quad (3.26)$$

Si l'on suppose dans un premier temps que l'on se trouve en MHD idéale (conductivité infinie), alors les tubes de flux sont gelés dans le plasma. Comme le plasma pousse les lignes de champs magnétiques à une vitesse u vers la ligne neutre, une configuration topologique où les lignes de champs anti-parallèles se rencontrent apparaît, appelée configuration de point X. Au fur et à mesure que la distance entre les deux tubes de champs magnétique diminue, la densité de courant j augmente jusqu'à dépasser la limite de courant que peut porter le plasma. Dépassant un certain seuil, le courant devient alors instable déclenchant une instabilité de courant de champ croisé qui va convertir l'énergie dirigée du courant en énergie thermique, aléatoire. Cette instabilité entraîne donc une dissipation ohmique produisant l'annihilation du champ B au voisinage de la ligne neutre. Cette conductivité finie, et la diffusion des lignes de champs qui lui est associée, sort du cadre de la MHD idéale rendant les calculs très complexes. On peut néanmoins se faire une idée des processus mis en cause par un raisonnement dimensionnel simple.

Si l'on suppose que la matière et les lignes de champs magnétiques se déplacent le long de Oy à la vitesse u_y afin de combler la disparition des lignes de champs à la ligne neutre, l'équation de continuité (conservation de la masse) entraîne que la matière doit s'évacuer par un processus quelconque dans la direction perpendiculaire à Oy, suivant Ox, avec une certaine vitesse u_x . On suppose que la dimension caractéristique de ce processus suivant Ox est L_x . Afin de simplifier le problème, on fait l'hypothèse supplémentaire (que l'on pourra d'ailleurs vérifier à posteriori) que le mouvement se fait suffisamment lentement pour que le fluide puisse être considéré comme incompressible et que suivant la direction Oy on a l'équilibre des forces, c'est à dire une pression totale constante au cours du processus de reconnexion.

$$P + \frac{B^2}{2\mu_0} = cst \quad (3.27)$$

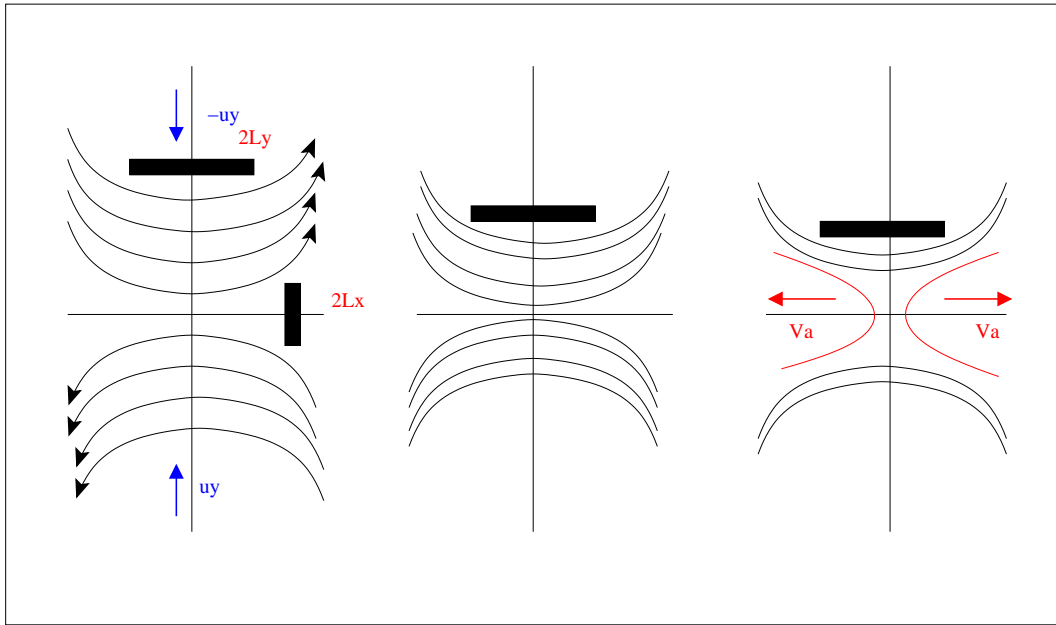


FIG. 3.8: Mécanisme de reconnexion magnétique.

Du fait de cette équation, la pression doit être la plus élevée là où le champ magnétique est le plus faible ($B \sim 0$) c'est à dire dans le plan central. En supposant qu'après une distance caractéristique L_x la pression retombe au niveau qu'elle a en dehors de la zone de reconnexion (le plasma retrouve l'équilibre avec le milieu ambiant qu'il avait avant de pénétrer dans le plan central), alors cette surpression pousse la matière (le plasma) le long de l'axe Ox et l'on a la relation

$$\Delta P = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (3.28)$$

Où B est le champ magnétique en dehors de la zone de reconnexion. En utilisant la relation de Bernoulli, valable dans le cas d'un fluide non visqueux, on trouve que le flot le long des lignes de champs magnétiques suivant la direction Ox est de la forme

$$\frac{1}{2}\rho v^2 + P = cst \quad (3.29)$$

ce qui implique dans le cas où la vitesse en $x = 0$ est prise égale à zéro que la vitesse finale à l'abscisse $x = \pm L_x$ est de la forme

$$u_x = \sqrt{\frac{B^2}{\mu_0 \rho}} = v_A \quad (3.30)$$

où v_A est la vitesse d'Alfvén. En fait, cette vitesse peut même excéder la vitesse d'Alfvén locale, formant des ondes de chocs s'éloignant de la zone de reconnexion. Ces ondes de choc et les champs électriques qui leurs sont associés sont d'excellentes sources d'accélération des particules. L'équation de conservation de la masse dans l'approximation de l'état d'équilibre entraîne que le flot de matière arrivant le long de Oy (pour une longueur donnée Δz suivant Oz) doit être égal au flot de matière partant le long de Ox suivant cette même longueur Δz , ce que l'on peut écrire sous la forme :

$$\rho u_x L_y \Delta z = \rho v_A L_y \Delta z = \rho u_y L_x \Delta z \quad (3.31)$$

et l'équation qui permet d'obtenir une relation directe entre la vitesse d'approche des lignes de champs u_y (fixée) et la vitesse d'Alfvén :

$$u_y = \frac{L_y v_A}{L_x} \quad (3.32)$$

Cette équation démontre que la vitesse de reconnexion, vitesse à laquelle les lignes de champs magnétiques sont poussées les unes contre les autres, n'est qu'une fraction de la vitesse d'Alfvén donnée par le rapport L_y/L_x . Dans le cas où $L_y \ll L_x$, cette vitesse de reconnexion est très faible et ne permet donc pas une libération d'énergie importante. Dans le cas contraire on a :

$$M_A^2 = \frac{u_y^2}{v_A^2} \leq 1 \quad (3.33)$$

qui exprime le fait qu'une grande partie de l'énergie magnétique apportée par le plasma est convertie en énergie cinétique et donc en accélération. Le processus de reconnexion est donc un bon mécanisme d'accélération, néanmoins, ce scénario nécessite de grandes couches de courants ($L_x \gg L_y$).

3.3 Accélération de Fermi

Le modèle le plus abouti décrivant l'interaction entre une particule chargée et un champ magnétique est basé sur un scénario proposé par Fermi en 1949. Dans ce modèle, un nuage possédant un champ magnétique à grande échelle défléchit une particule chargée en lui communiquant de l'énergie cinétique. Imaginons une telle particule arrivant sur ce nuage (ou perturbation magnétique) avec un angle d'incidence θ par rapport à la vitesse du nuage \vec{u}_0 . Dans le référentiel de la perturbation, la particule est défléchie en conservant la norme de sa quantité de mouvement initiale. Dans le référentiel d'un observateur immobile, la transformation de Lorentz nous indique que l'énergie cinétique de la particule incidente avant et après déflexion est :

$$\epsilon_i = \epsilon'_i + \vec{u}_0 \cdot \vec{p}_i \text{ et } \epsilon_j = \epsilon'_j - \vec{u}_0 \cdot \vec{p}_i \quad (3.34)$$

ce qui donne un gain d'énergie $\Delta\epsilon = -2\vec{u}_0 \cdot \vec{p}_i$. Ainsi, si la particule arrive avec une vitesse faisant un angle inférieure à 90° , elle sera accélérée. Deux catégories d'accélération de Fermi émergent de cette considération. Dans la réalité, la particule ne subira pas qu'une seule déflexion mais un grand nombre en rencontrant une distribution de perturbations cibles. Si ces cibles sont distribuées de façon anisotrope comme dans le cas d'un choc, le gain d'énergie moyen sera non nul. Ce type de configuration est appelé processus d'accélération de Fermi du premier ordre. Dans le cas où les particules se propagent dans un milieu isotrope, le gain d'énergie moyen

sera nul mais pas son écart quadratique $\langle \Delta\epsilon^2 = 4p_i^2 u_0^2 \rangle$. La population de particules conservera son énergie cinétique moyenne mais aura une fonction de distribution en énergie qui s'étalera vers les hautes énergies. Ce type de phénomène est appelé processus de Fermi du second ordre.

3.3.1 Les chocs diffusifs non relativistes

La théorie de ces chocs et des processus de Fermi du premier ordre associés ont été développés dans la fin des années soixante dix par plusieurs auteurs, à peu près au même moment (Krymskii 1977; Axford et al. 1978; Blandford et Ostriker 1978). Dans ces modèles les chocs pouvant émerger de la collision de restes de supernova ou bien de jets avec le milieu ambiant peuvent interagir avec une population de particules pour donner un processus de Fermi du premier ordre. Notre système est donc composé de deux milieux distincts : Le milieu amont devant l'onde de choc et le milieu aval qui représente le milieu déjà choqué (voir Figure 3.9).

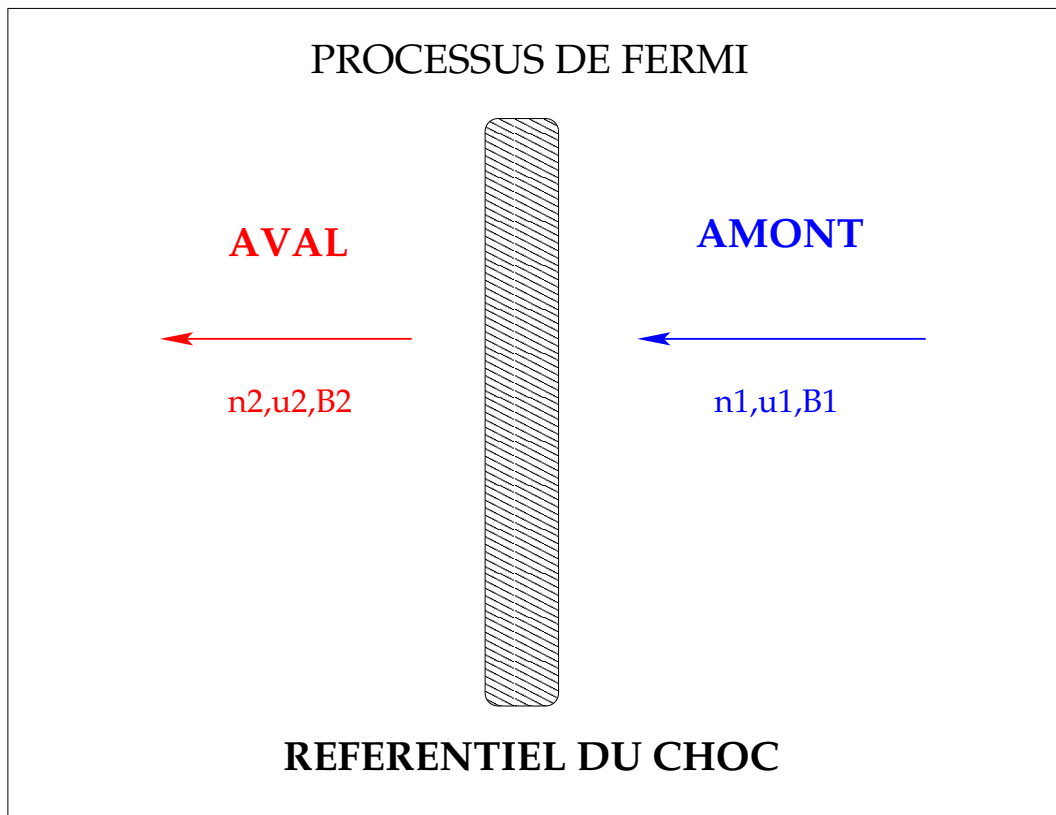


FIG. 3.9: Processus de Fermi non relativiste dans le référentiel du choc.

Ce dernier possède une vitesse supérieure à celle du son alors que le milieu amont est subsonique. On suppose en général le gaz parfait de part et d'autre du choc considéré comme adiabatique. Les relations de Rankine Hugoniot sont donc applicables à la transition de ces deux milieux et la conservation de la masse donne :

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (3.35)$$

la conservation de l'impulsion :

$$\rho_1 u_1^2 + P_1 = \rho_2 u_2^2 + P_2 \quad (3.36)$$

et enfin le flux d'énergie :

$$\rho_1 u_1 \left(\frac{1}{2} u_1^2 + h_1 \right) = \rho_2 u_2 \left(\frac{1}{2} u_2^2 + h_2 \right) \quad (3.37)$$

avec ρ la densité du plasma, P la pression et h l'enthalpie d'un des milieux. Si l'on définit r comme étant le rapport de compression entre les densités (donc vitesses) en amont et en aval du choc ($r = \rho_1/\rho_2$) et en décrivant l'enthalpie du gaz parfait en fonction du rapport des chaleurs spécifiques $\gamma = C_p/C_v$ on obtient alors la relation suivante pour r :

$$r = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1 + 2/M^2} \quad (3.38)$$

avec M le nombre de Mach. Dans le cas où le choc est non relativiste ($\gamma = 5/3$) et que le choc est fort ($M \gg 1$) le rapport de compression devient égal à 4 alors que si le milieu aval est relativiste ($\gamma = 4/3$) il vaut 7.

Quel que soit le cycle suivi par une particule, le gain en énergie est le même, c'est à dire :

$$\Delta\epsilon = 2(u_1 - u_2) \cdot p_i \geq 0 \quad (3.39)$$

pour le premier cycle et

$$\Delta\epsilon = 2(u_2 - u_1) \cdot p_i \geq 0 \quad (3.40)$$

pour le deuxième. En considérant alors une population isotrope il est possible de calculer le gain d'énergie moyen ainsi que le gain moyen en quantité de mouvement sur un cycle complet :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{4(u_1 - u_2)}{3c} \quad (3.41)$$

Pour estimer le temps moyen de résidence d'une particule dans le choc diffusif, il faut considérer le coefficient de diffusion caractérisant son mouvement. Si le mouvement est de nature Markovienne, le coefficient de diffusion spatiale $D = \Delta x^2/2\Delta t$ est indépendant du temps. Ce coefficient de diffusion spatiale représente la diffusion subie par les particules quand elles rencontrent des modifications locales de champ magnétique (ondes d'Alfvén). La particule pourra donc à tout instant t , être dans une coquille d'épaisseur $\sqrt{\langle \Delta x^2 \rangle} = \sqrt{2Dt}$. Le choc se propage au cours du temps et à une épaisseur X telle que $X = u_2 t$ à l'instant t . Qualitativement la particule s'échappera quand l'épaisseur de sa coquille due à la diffusion sera plus grande que l'épaisseur du choc même, c'est à dire au bout d'un temps de résidence t_r tel que

$$t_r = \frac{2D}{u^2} \quad (3.42)$$

Plus le coefficient de diffusion spatiale est fort et plus la particule est piégée longtemps. Ce coefficient de diffusion provient des multiples déflexions engendrées par les fluctuations du champ magnétique. Suivant la topologie du champ magnétique par rapport au choc (transverse ou parallèle), ce coefficient n'aura pas la même valeur, ce qui influencera directement le temps de résidence moyen d'une particule. Si l'on veut estimer la probabilité d'échappement $\epsilon = 4u_2/v$ d'une particule sur un cycle, il faut estimer le rapport entre le flux de particules en aval et le flux de particules traversant du milieu amont vers le milieu aval. On montre que pour qu'une partie significative des particules supra thermiques puisse s'échapper il faudra que ces dernières effectuent un grand nombre de cycles. Ayant cette probabilité il est alors possible d'obtenir la forme du spectre en énergie des particules :

$$S(E) \propto E^{-(r+2)/(r-1)} \quad (3.43)$$

Les spectre d'énergie des particules accélérées par un choc non relativiste donnera donc un exposant égal à -2 .

Signalons juste que la présence en amont d'une forte turbulence et de rayons cosmiques déjà accélérés modifie la propagation des chocs. Ces chocs modifiés ont un facteur de compression bien plus grand pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de 10-50.

3.3.2 Les chocs relativistes

Dans le cas de vents relativistes de pulsar les particules arrivant au choc terminal sont relativistes. Les effets relativistes apparaissent dans l'anisotropie des fonctions de distribution due à la focalisation relativiste le long de l'écoulement. De plus, les changements de référentiels doivent prendre en compte les effets de la transformation spéciale de Lorentz.

Considérons une perturbation magnétique se déplaçant à la vitesse V_A le long d'un axe z (direction de champ magnétique moyen). Dans le référentiel propre de cette perturbation (référentiel R'), définissons l'énergie réduite $p'_0 = E'/c$ et la quantité de mouvement p d'une particule de haute énergie. Le passage dans le référentiel R d'un observateur immobile nous donne les relations suivantes :

$$\begin{cases} p_0 &= \gamma_*(p'_0 + \beta_* p'_z) \\ p_z &= \gamma_*(p'_z + \beta_* p'_0) \end{cases} \quad (3.44)$$

où γ_* est le facteur de Lorentz de la perturbation et $\beta_* = V_{A*}/c$. Dans le référentiel R' de la perturbation, la particule n'est soumise qu'à la force exercée par le champ magnétique. L'énergie de cette particule sera donc conservée dans ce référentiel, au contraire de la composante de la quantité de mouvement suivant z . En termes de variation des grandeurs, cela nous donne :

$$\begin{cases} \Delta p_0 &= \gamma_*(\Delta p'_0 + \beta_* \Delta p'_z) = \gamma_* \beta_* \Delta p'_z \\ \Delta p_z &= \gamma_*(\Delta p'_z + \beta_* \Delta p'_0) = \gamma_* \Delta p'_z \end{cases} \quad (3.45)$$

Les particules relativistes conservant leur énergie totale dans le référentiel R' , on peut écrire la composante de la quantité de mouvement selon z comme $p'_z = p' \mu'$ où $\mu' = \cos(\alpha)$ (α étant l'angle entre le champ magnétique moyen et la quantité de mouvement \vec{p}). Le lien entre le gain en énergie et la quantité de mouvement avant interaction est (p et μ étant des grandeurs initiales avant la perturbation)

$$\frac{\Delta p}{p} = \gamma_*^2 \beta_* (1 - \beta_* \mu) \Delta \mu \quad (3.46)$$

où $\Delta \mu$ désigne la variation de μ après la perturbation. Si la diffusion angulaire est supérieure à $1/\gamma_*$ et si l'angle d'arrivée sur la perturbation est plus grand que $1/\gamma_*$ alors le gain en énergie sera d'un facteur γ_*^2 . Ce gain est beaucoup plus important que dans les chocs non relativistes. Mais le nombre de cycle ne suit malheureusement pas cette évolution. En effet (Gallant et Achterberg 1999; Achterberg et al. 2001) ont montré que le nombre de cycle était limité à cause de l'effet de la focalisation relativiste. En effet pour qu'une particule passée du milieu amont au milieu aval retourne vers le milieu amont, il faut que son angle d'incidence par rapport au champ magnétique soit inférieure à $1/\gamma_*$. Ainsi lors du choc suivant le gain sera seulement d'un facteur 2. Le gain en énergie des particules sera donc très important lors de la première moitié du cycle puis plus faible lors des suivants. Le seul moyen pour atteindre les plus hautes énergies est d'avoir pour la particule un grand nombre de cycles. Le spectre résultant est en général une loi de puissance d'indice spectral compris entre -2.2 et -2.3 .

3.4 Accélération de particules par absorption d'onde cyclotrons

Au choc terminal, l'amplification du champ magnétique met en mouvement de giration l'ensemble des particules quelles qu'elles soient (e^+, e^-, p^+). Cette giration s'accompagne en général d'une émission cyclotron relativiste avec un spectre s'étendant pour chaque espèce de

sa fréquence de Larmor jusqu'aux très hautes harmoniques de cette fréquence. L'interaction des paires en général n'intervient pas sur le comportement des protons car les fréquences des ondes émises par ces paires sont trop hautes pour qu'une quelconque interaction s'opère. Les paires elles, interagissent par émission et absorption d'ondes cyclotrons émises par les protons sur des temps très courts. En effet, si la puissance émise des protons à la fréquence de giration des paires est suffisamment grande, les paires peuvent absorber les ondes. Elles gagnent alors en énergie et peuvent absorber des harmoniques de la fréquence de giration des protons de rang de plus en plus petit. Elles peuvent être accélérées jusqu'à une énergie maximum de l'ordre de l'énergie cinétique initiale des protons et forment alors un plasma thermalisé à une température proche de celle correspondant à l'énergie cinétique des protons avant le choc.

Les différentes simulations numériques ayant modélisées ce phénomène ont montré que ce mécanisme est très efficace pour transférer de l'énergie des protons aux paires (dans le cas où les protons sont l'espèce dominante) (Hoshino 1991; Hoshino et al. 1992). Cependant, dans ces simulations, le rapport de masse entre les protons et les paires étaient limitées à un facteur 20 alors que ce rapport avoisine plus les 2000.

Des simulation ultérieures pouvant aller jusqu'aux harmoniques de rang 100 montrèrent que cette accélération était toujours possible bien qu'un peu moins efficace. Extrapolé aux plus hautes harmoniques, seulement une petite fraction des protons est alors nécessaire pour accélérer les paires. Ce modèle permet donc une accélération des particules non négligeables au sein des vents relativistes de pulsar.

3.4.1 Signature observationnelle de l'accélération par absorption d'ondes cyclotrons

Variabilité dans le domaine γ

L'accélération de particules par absorption d'ondes cyclotrons a quelques propriétés observationnelles remarquables.

Ce type de mécanisme mène généralement à la formation de *wisps*, observés dans le plan équatorial du pulsar du Crabe par exemple (voir Figure 3.10). Au cours de ce phénomène le champ magnétique est comprimé aux rayons de giration des protons. La distance séparant les *wisps* ainsi que leur variabilité sur des périodes de l'ordre de grandeur du mois sont interprétés comme étant dues à la giration des protons (Gallant et Arons 1994; Spitkovsky et Arons 1999) en supposant un facteur de Lorentz du vent proche de 4×10^6 . De plus, pour cette valeur de Γ , l'énergie maximum des paires accélérées est en accord avec celle observée pour le champ magnétique local dans le spectre synchrotron (de Jager et al. 1996). En effet pour une énergie maximum des paires égales à l'énergie cinétique initiale des protons $E \sim 4 \times 10^{15} eV$, la giration dans le champ magnétique après le choc $B_2 \sim 10^{-4} G$ donne une énergie synchrotron maximum de 20 MeV totalement en accord avec la valeur observée.

Il serait alors très intéressant d'étudier dans un avenir proche la variabilité du Crabe entre 50 et 100 MeV. En effet les processus d'accélération dépendent de l'énergie et une variabilité de 10% est attendue pour le Crabe dans ce domaine d'énergie sur des temps de l'ordre de quelques mois. Les nouveaux télescopes comme GLAST permettront une telle mesure.

Signature des protons

Une des particularités de ce modèle est la présence de protons pour générer les ondes cyclotrons. On pourrait alors se demander comment détecter ces particules directement plutôt qu'à travers leur influence sur les électrons. Le premier mécanisme possible est la production de pions. En effet, l'interaction de protons produite des pions chargés ou neutres qui eux mêmes émettent des électrons, des neutrinos et des photons gamma de très hautes énergies (au TeV).

Dans les nébuleuses de pulsar, il y a deux cibles possibles sur lesquelles les protons peuvent interagir pour former des pions, le rayonnement de la nébuleuse même ainsi que la

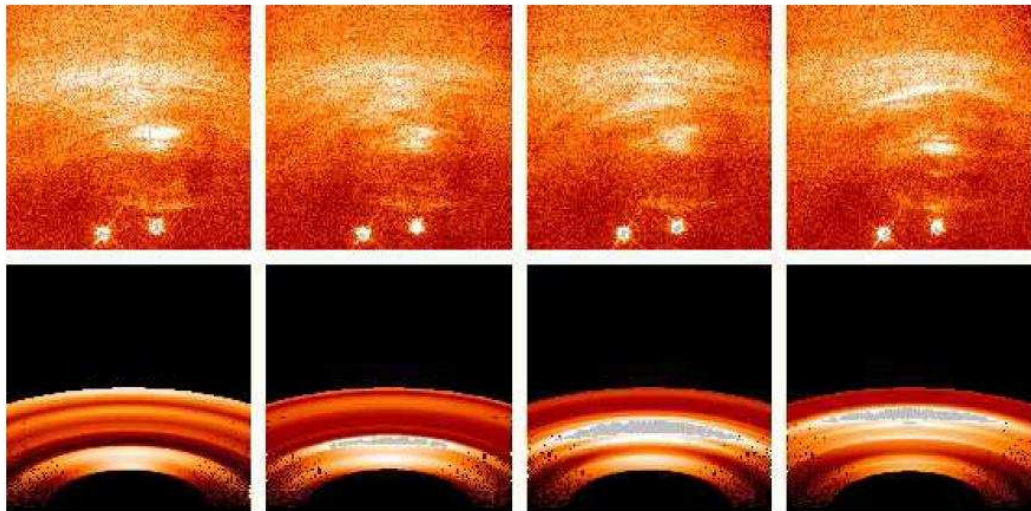


FIG. 3.10: Résultat de simulation de Wisps (ne bas) en comparaison avec les observations optiques du Crabe données par HST (en haut).

matière thermique des éjecta de la supernova. La dernière interaction noyau-noyau est beaucoup plus efficace et est de l'ordre de grandeur des autres processus de pertes d'énergie comme les pertes adiabatiques. La production de pion dépend de deux quantités principales, l'énergie du proton qui est lié au facteur de Lorentz du vent ainsi que la densité de matière cible pour les collisions dans la nébuleuse. Cette dernière quantité est particulièrement difficile à quantifier car la matière thermique à l'intérieur de la nébuleuse n'est pas très uniforme.

Bien évidemment la détection la plus directe de protons au sein des nébuleuses serait l'observation de neutrinos de hautes énergies. En effet alors que le rayonnement γ au TeV pourrait être du à de l'émission Compton inverse, la présence de neutrinos n'est en revanche expliquée que par une composante hadronique.

Deuxième partie

Nouvelles contraintes sur les mécanismes d'accélération proche du pulsar

Chapitre 4

Le satellite Gamma INTEGRAL

Sommaire

4.1	L'astronomie gamma spatiale	49
4.1.1	Des ballons aux satellites	49
4.1.2	Les processus de détection du rayonnement pour l'astronomie gamma spatiale et les méthodes d'imagerie associées	49
4.1.3	Principe d'un masque codé	51
4.2	Le satellite INTEGRAL	54
4.2.1	Présentation de la mission	54
4.2.2	Les instruments à bord d'INTEGRAL	55

Avant propos *Le satellite INTEGRAL lancé en 2002 étudie le ciel dans le domaine des rayons γ de basses énergies. Ses capacités tant au niveau spectral, qu'en imagerie ou bien pour la mesure de la polarisation en font un instrument idéal pour contraindre les vents relativistes de pulsars.*

4.1 L'astronomie gamma spatiale

4.1.1 Des ballons aux satellites

Jusque dans les années 60, l'observation du ciel était limitée aux domaines radio et optique. En effet l'atmosphère terrestre joue le rôle d'un véritable écran entre les source et nous, et de ce fait, a empêché toute observation dans le domaine γ et X. Nous avons alors à cette époque qu'une image tronquée de l'univers, de ces sources et des processus physiques s'y déroulant. Pour palier à ce manque, des expériences ballons ont été lancées dans le but de couvrir ces domaines de longueur d'onde. Malheureusement ce type d'observation à 30-40 km d'altitude est limité dans le temps et n'est donc pas la méthode la plus appropriée à l'étude du ciel aux hautes énergies. L'emploi de satellite est donc obligatoire. Mais il ne faut pas croire qu'une fois libéré de tous phénomènes perturbateurs liés à l'atmosphère, aucune autre contrainte ne s'applique une fois dans l'espace. En effet que ce soit pour la masse, la télémétrie, la résistance à l'irradiation, la thermique, la puissance électrique...il existe un grand nombre de contraintes liées à l'astronomie spatiale. De plus l'encombrement des instrument est assez limitée comparé à celle d'instruments terrestres.

4.1.2 Les processus de détection du rayonnement pour l'astronomie gamma spatiale et les méthodes d'imagerie associées

Afin de détecter des photons γ par des satellites il est nécessaire de connaître les différents mécanismes d'interaction du rayonnement avec la matière. Il existe dans ce domaine d'énergie trois processus principaux d'interaction :

L'effet photoélectrique

-*Principe* : Découvert par A. Einstein en 1905, ce phénomène fut la première manifestation de la dualité onde-corpuscule de la lumière. Dans ce processus, un photon cède la totalité de son énergie à un électron du cortège atomique, préférentiellement sur les couches dont les énergies de liaison sont les plus élevées. Un électron est alors éjecté avec une énergie égale à celle du photon incident diminuée de l'énergie de liaison. Cet électron ionise par la suite les atomes se trouvant sur son trajet.

-*Méthode d'imagerie* : Ce processus est surtout utilisé aux basses énergies dans l'astronomie *gamma* c'est à dire pour des énergies de l'ordre du keV. Pour des énergies supérieures la diffusion Compton l'emporte. Pour former l'image on ne peut utiliser les photons secondaires comme dans les autres processus pour remonter à la direction des photons incidents. Il est donc indispensable d'utiliser une technique de reconstruction annexe à celle de détection. Il y a actuellement deux possibilités suivant le domaine d'énergie. Aux plus basses, c'est à dire en dessous de 10 keV il est possible d'employer des miroirs pour focaliser le rayonnement. Ce principe fut utilisé pour le satellite XMM par exemple (voir Figure 4.1). La limite en énergie est plus un problème technologique. En effet pour monter en énergie, la distance nécessaire entre le miroir et le plan détecteur est telle qu'il est alors obligatoire d'utiliser le vol en formation de satellites. Une telle technique sera utilisée avec le satellite Simbol-X à l'horizon 2011. Au delà de 10 keV, une autre technique est alors nécessaire : le masque codé. Cette technique est celle utilisée à bord d'INTEGRAL et sera donc détaillée par la suite.



FIG. 4.1: Vue d'artiste du satellite XMM de l'ESA.

La diffusion Compton

-*Principe* : Lors de ce processus que nous discuterons plus en détail dans le chapitre suivant, une partie de l'énergie du photon incident est transférée à un électron. Le reste de

l'énergie est gardé par le photon qui est alors diffusé. L'électron perdra son énergie par ionisation du matériau. Ce processus domine pour des énergies supérieures à 200 keV par exemple pour un matériau de Z supérieur à 20.

-*Méthode d'imagerie* : L'imagerie Compton a été utilisée dans certaines missions spatiales comme Comptel à bord du satellite américain CGRO (voir Figure 4.2). Pour retrouver la direction du photon incident, on utilise alors les différents dépôts d'énergie ainsi que les positions d'interaction des photons pour remonter à la direction des photons incidents.



FIG. 4.2: Vue d'artiste du satellite CGRO de la NASA.

Création de paires

-*Principe* : Ici un photon de haute énergie va interagir avec le champ électrique d'un noyau lourd afin de créer une paire électron positon. L'énergie totale du photon incident se partage alors entre l'énergie de masse (1.22 MeV) et l'énergie cinétique de la paire. L'électron et le positon sont émis dans des directions opposées et perdent leur énergie dans le matériau par ionisation, rayonnement de freinage et effet Tcherenkov. Pour des énergies supérieures au GeV ce processus devient dominant.

-*Méthode d'imagerie* : Il est historiquement le premier à être utilisé lors des missions spatiales γ au cours des années 70 tel que COSB (voir Figure 4.3). En étudiant la trajectoire des paires créées, on peut alors remonter à la direction du photon incident.

Effet Tcherenkov

-*Principe* : Aux énergies supérieures les photons incidents interagissent avec l'atmosphère pour créer une gerbe de particules secondaires et relativistes. Ces particules émettent alors un rayonnement Tcherenkov pouvant être détecté au sol.

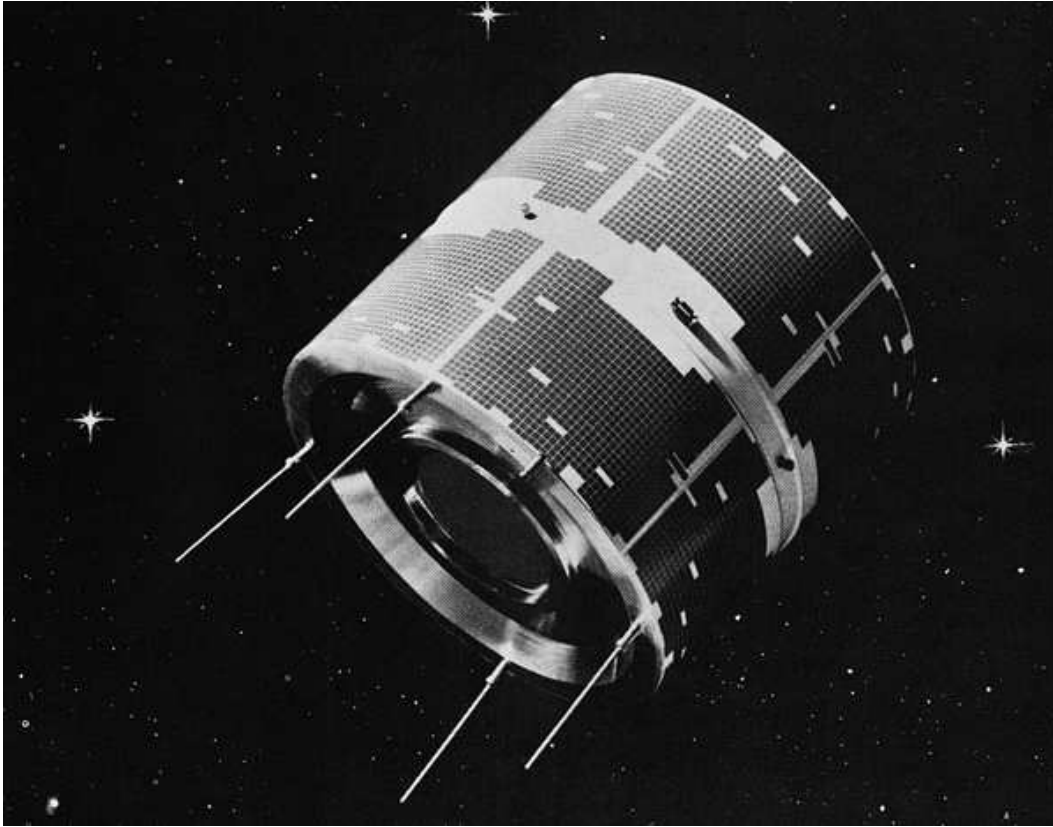


FIG. 4.3: Vue d'artiste du satellite COSB de la NASA.

-*Méthode d'imagerie* : La détection de ce rayonnement permet de remonter à la direction du photon incident et une image du ciel peut être reconstruite. Ce type de détection est actuellement utilisé avec le télescope H.E.S.S (voir Figure 4.4).

4.1.3 Principe d'un masque codé

Comme nous l'avons vu, au delà de 10 keV, il devient très dur de focaliser le rayonnement incident à l'aide de miroirs. L'utilisation des masques codés est donc la meilleure solution pour observer le ciel entre 10 keV et 1 MeV.

Un peu d'histoire...

Les origines premières d'une telle technique remontent à l'Antiquité avec le principe du Sténopé, étudié par ailleurs à de nombreuses reprises au cours de la Renaissance. Déjà au quatrième siècle avant notre ère, le philosophe grec Aristote décrivait le déroulement d'une éclipse solaire qu'il avait étudiée à l'intérieur d'une pièce obscure dont un des murs comportait un petit trou : les rayons du soleil pénétraient par le trou situé dans le mur et projetaient une image du Soleil sur le mur d'en face. Au quinzième siècle, Léonard de Vinci fut le premier à étudier en détail le phénomène de la *camera obscura* et à le comparer au mécanisme de la vision humaine. Un trou dans un masque permet à une image d'une source quelconque de se former sur un écran. Jusqu'à la limite de diffraction, la luminosité est d'autant plus faible que la résolution est meilleure. Pour résoudre cette contradiction, il suffit de percer la paroi formant la pupille d'entrée d'un grand nombre de trous. L'image résultante sera alors la superposition linéaire des images individuelles données par chaque trou. Reste à trouver la disposition adéquate de ces derniers pour reconstruire sans ambiguïté la direction de la source observée. C'est ainsi que fut développé



FIG. 4.4: Image du télescope H.E.S.S.

le concept de masque codé dont les prémices se trouvent dans les travaux du mathématicien français Jacques Hadamard au début du vingtième siècle. Pour transposer le principe exposé ci-dessus dans le domaine des hautes énergies il suffit d'utiliser un matériau apte à bloquer ce rayonnement et donc à numéro atomique élevé comme le plomb ou le tungstène, et de remplacer l'émulsion photographique par une caméra γ , un détecteur permettant de mesurer la position du point d'impact de chaque photon. Ainsi, un masque codé M , fait d'éléments transparents ($M=1$) et opaques ($M=0$), module le flux d'une source S dans le champ de vue, le détecteur D enregistrant alors l'ombre du masque projetée sur celui-ci, potentiellement décalée par rapport à la position centrale d'une distance correspondante uniquement à la direction de la source.

Comme nous le montre la Figure 4.5, le masque codé est donc constitué d'une succession d'éléments transparents et opaques qui modulent le rayonnement incident sur un détecteur sensible à la position. Pour obtenir une image de la région observée il est nécessaire d'utiliser des algorithmes de déconvolution. Ce masque est généralement de type URA (*Uniformly Redundant Array*) et tire parti des propriétés des tableaux à résidus quadratiques dont les deux dimensions sont deux nombres premiers et dont la différence est égale à deux.

Les propriétés en imagerie

Dans un télescope à masque codé l'ensemble des paramètres d'imagerie ne dépendent que de la géométrie du système. La résolution angulaire par exemple est donnée par :

$$d\theta = \arctan\left(\frac{C}{H}\right), \quad (4.1)$$

où C est la taille d'un élément du masque et H la distance entre le masque et le détecteur. Le pouvoir séparateur est donc totalement déterminé par la donnée de la hauteur du télescope et la

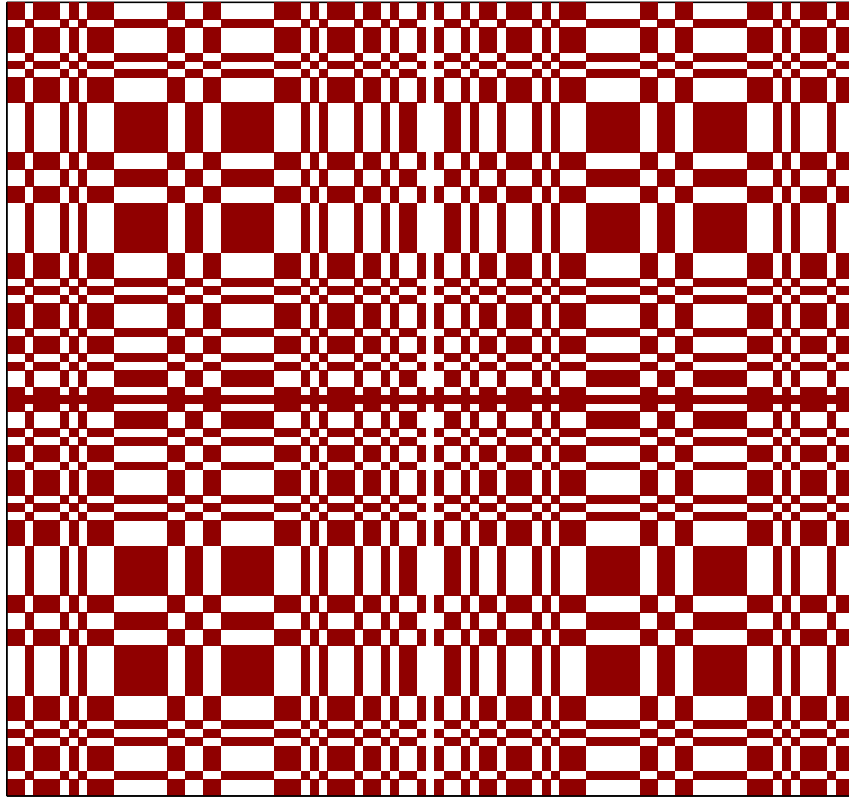


FIG. 4.5: Motif du masque codé d'IBIS à bord du satellite INTEGRAL.

taille des éléments du masque codé. Le champ de vue se compose lui de deux zones totalement distinctes(Figure 4.6) :

- Le champ totalement codé dont les sources projettent l'ensemble du motif sur le détecteur.
- Le champ partiellement codé dont les sources cette fois ci ne projettent qu'une partie du motif.

Déconvolution de l'image

Soit S_γ la matrice de distribution en intensité des différentes sources dans le champ de vue, B celle du bruit de fond non modulée par le masque et M la matrice des éléments opaques du masque. Sur le détecteur le signal reçu s'écrit :

$$D = M * S_\gamma + B. \quad (4.2)$$

Alors l'image reconstituée, W , à l'aide des logiciels de déconvolution se mettra sous la forme :

$$W = G * D = G * M * S_\gamma + G * B = S_\gamma + B * G, \quad (4.3)$$

où G est la matrice telle que $G * M = \delta$. Un des inconvénients majeurs de ce type d'imagerie est le fait que seulement 50% du flux de la source est transmis. De plus, du fait de la présence de sources dans le champ partiellement codé, des fantômes apparaissent dans les images déconvoluées et peuvent porter à confusion dans la recherche de nouvelles sources.

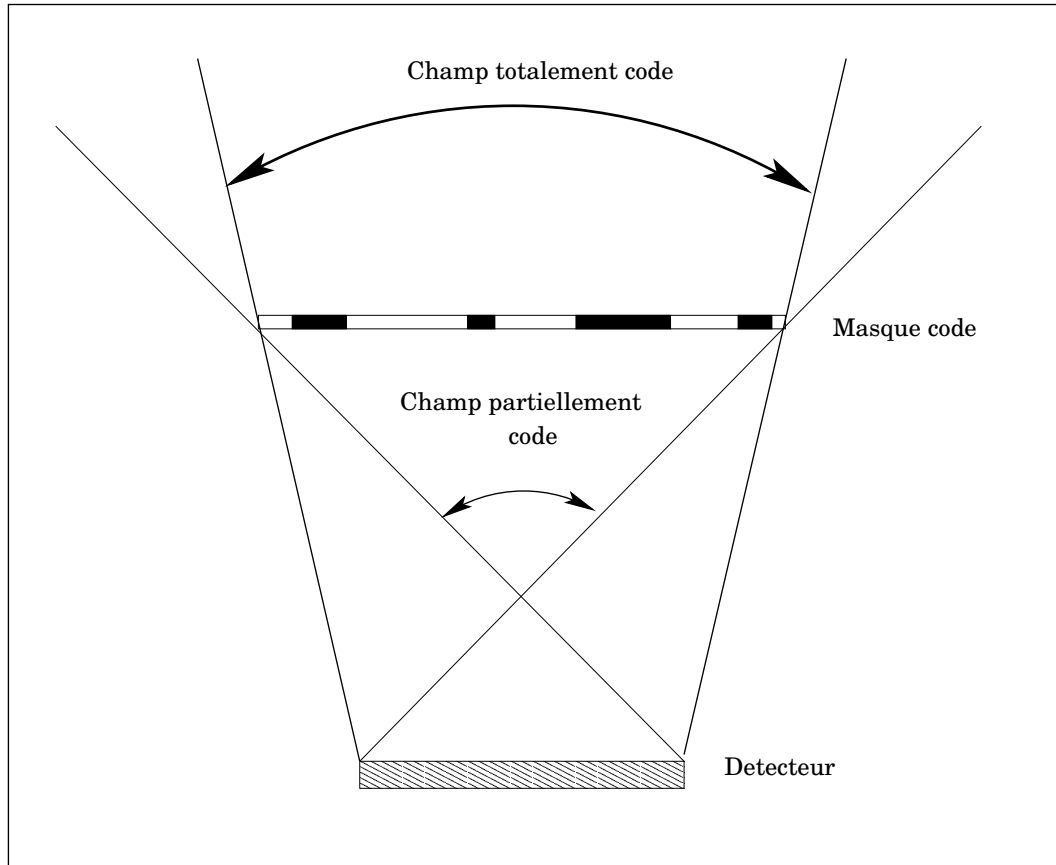


FIG. 4.6: Les différents champs de vue d'IBIS.

4.2 Le satellite INTEGRAL

4.2.1 Présentation de la mission

C'est dans le cadre de son programme Horizon 2000, que l'agence spatiale européenne (ESA) sélectionna en juin 1993 la mission INTEGRAL. Cette mission de taille moyenne résulte d'une collaboration entre l'Europe, la Russie et les Etats Unis et a pour objectif d'étudier le ciel dans le domaine γ entre 20 keV et 10 MeV et ainsi de continuer dans la lignée de ses prédécesseurs SIGMA depuis 1989 et CGRO depuis 1991. 9 ans plus tard le 17 octobre 2002 INTEGRAL fut lancé depuis la base de Baïkonour au Kazakhstan à bord d'une fusée PROTON. Son orbite actuelle a un apogée de 15000 km, une inclinaison de 52.2° et un temps de révolution de 72 heures. L'objectif de cette mission est comme nous l'avons vu l'étude des phénomènes cosmiques dans le domaine γ de basse énergie. A ces énergies les principaux processus étudiés sont des processus d'émission non thermique comme par exemple l'accélération de particules, la radioactivité où encore les désintégrations nucléaires. Les sources étudiées sont donc l'ensemble des objets compacts (trous noirs, étoiles à neutrons...), les supernovae, les novae, les noyaux actifs de galaxie ainsi que les sursauts gamma, les SGR, ou encore l'émission diffuse extragalactique. De par ses capacités en spectroscopie fine et imagerie INTEGRAL est encore aujourd'hui incontournable pour l'étude de ces sources dans le domaine des rayons gamma de basse énergie.

Le satellite INTEGRAL est un observatoire ouvert à l'ensemble de la communauté mondiale. Le temps d'observation est lui divisé en deux. Le temps ouvert permet à tout scientifique de proposer un programme d'observation sur une source donnée. Les données seront alors privées pendant une année après l'observation puis deviendront publiques au delà. Chaque proposition est étudiée par un comité d'allocation (TAC) qui évalue la faisabilité ainsi que l'impact



FIG. 4.7: Vue d'artiste du satellite INTEGRAL de l'ESA.

de chaque proposition. Le temps restant (appelé temps garanti) est partagé entre les laboratoires partenaires de la construction du satellite. Il est pour l'essentiel dévolu au balayage du plan galactique (GPS) ainsi qu'à l'étude du centre galactique (GCDE). Les données prises sont alors échantillonnées en pauses d'observation appelées *Science Window* d'environ 2000 secondes chacun.

4.2.2 Les instruments à bord d'INTEGRAL

Le satellite INTEGRAL se compose de 2 instruments principaux, le spectromètre SPI, et l'imageur IBIS. A cela s'ajoute les moniteurs JEMX et OMC qui sont chargés d'étudier les sources simultanément, respectivement dans les domaines X et optiques. L'ensemble des instruments hormis l'OMC utilisent la technique de masque codé présentée précédemment.

L'imageur IBIS (Ubertini et al. 2003) est composé d'un masque codé de type MURA comportant 95×95 éléments de tungstène de 11.2 mm de côté et de 16 mm d'épaisseur ainsi que de deux détecteurs superposés l'un au dessus de l'autre et séparé du masque de 3.2 mètres. Le premier détecteur ISGRI couvre la partie basse énergie du spectre γ observable, c'est à dire entre 15 keV et 200 keV. Il a été réalisé au sein du Service d'Astrophysique du CEA Saclay et est constitué de huit modules indépendants formés chacun de 64×32 cristaux détecteurs en tellurure de cadmium (CdTe) de $4 \times 4 \times 2$ mm³. De par leur densité, ces semi-conducteurs sont très efficaces pour stopper les photons dans le domaine γ . Ils peuvent aussi mesurer avec précision leur énergie et ce même à température ambiante. Le second détecteur PICSIT se compose lui aussi de huit

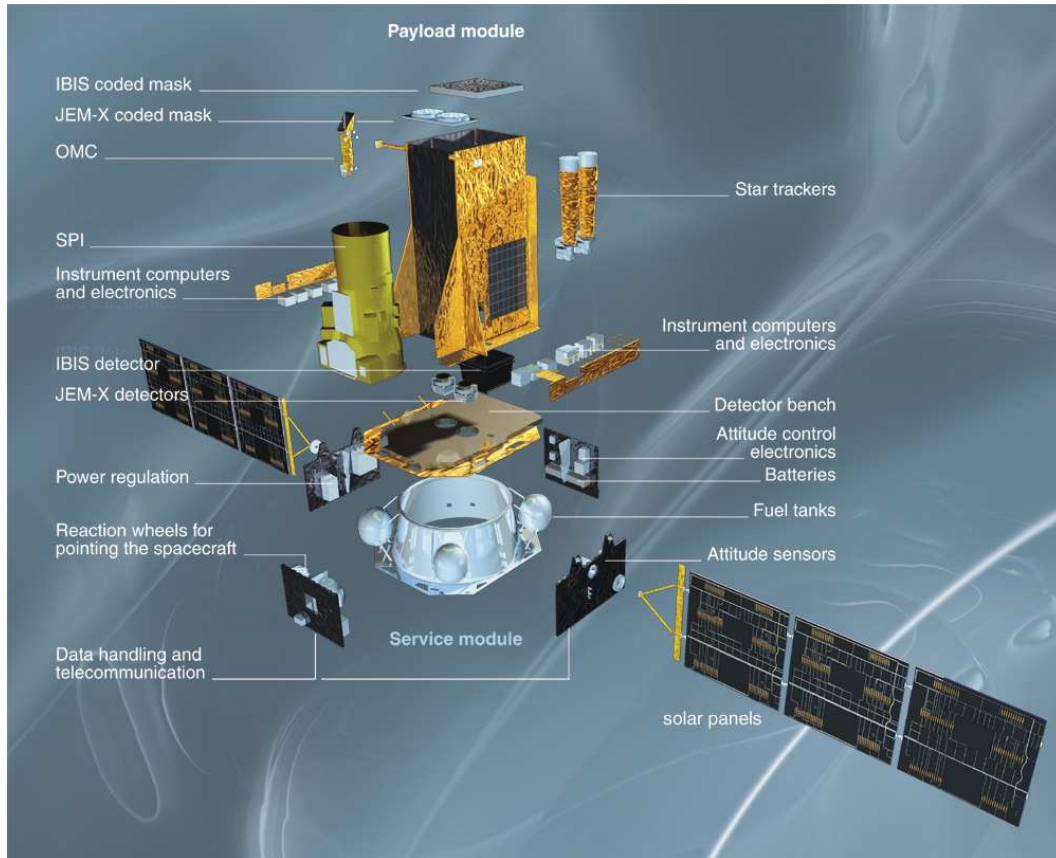


FIG. 4.8: Vue d'artiste des différents instruments à bord d'INTEGRAL.

modules mais chacun d'entre eux comprend cette fois ci seulement 32×16 barreaux scintillants de Iodure de Césium (CsI) lus par des photodiodes. Ce détecteur réalisé sous la maîtrise d'oeuvre italienne arrête les photons γ de plus haute énergie c'est à dire couvrant la bande 200 keV-10 MeV. Le fait que ces deux plans soient superposés permet à IBIS de travailler en mode Compton c'est à dire en utilisant la coïncidence temporelle d'évènements détectés simultanément sur ISGRI et PICSIT. Ces évènements sont supposés être dus à une diffusion Compton d'un détecteur vers l'autre. Il est alors possible dans ce mode de remonter à la direction du photon incident en connaissant l'angle de diffusion Compton donné par les deux dépôts en énergie. Tout l'intérêt de ce mode réside dans la diminution du bruit de fond par une sélection de photons dont la direction d'incidence est proche de celle de la source. En combinant cette technique avec l'utilisation d'un masque codé il est alors possible de garder une très bonne résolution angulaire qui est dans notre cas proche de 12 minutes (FWHM). Outre ces plans détecteurs, IBIS comporte également une source de calibration radioactive de sodium 22 de $0.4 \mu\text{Ci}$, émettant deux photons de 511 keV pour un de 1285 keV, ainsi que d'un système actif d'anti-coïncidence (VETO) formés de 16 modules indépendants en cristaux de BGO lus par des photo-multiplicateurs. Ce dernier tout comme l'ensemble passif composé d'une structure en tungstène proche des détecteurs *hopper* et d'un mur de plomb s'élevant jusqu'au masque codé, a pour but de réduire le bruit de fond.

A partir de l'ensemble de ces caractéristiques physiques, on en déduit un champ en limite de codage total de $8.3^\circ \times 8.5^\circ$, un champ à mi-sensibilité de $19.5^\circ \times 19.5^\circ$, et un champ de codage nul (ou champ de vue global) d'environ $29^\circ \times 29^\circ$. La résolution angulaire du télescope est de 12', chaque image étant reconstruite avec un pas de 5', correspondant à la taille des pixels de ISGRI vus depuis le masque. En pratique, la résolution angulaire du système masque-détecteur w_{psf} est donnée par la largeur à mi-hauteur de la PSF une fois ajustée par une gaussienne

bidimensionnelle : elle équivaut, dans le champ totalement codé, à la somme quadratique des tailles des éléments de masque w_m et des pixels détecteur w_d : $w_{psf} \approx \sqrt{w_m^2 + w_d^2}$, soit environ 13'

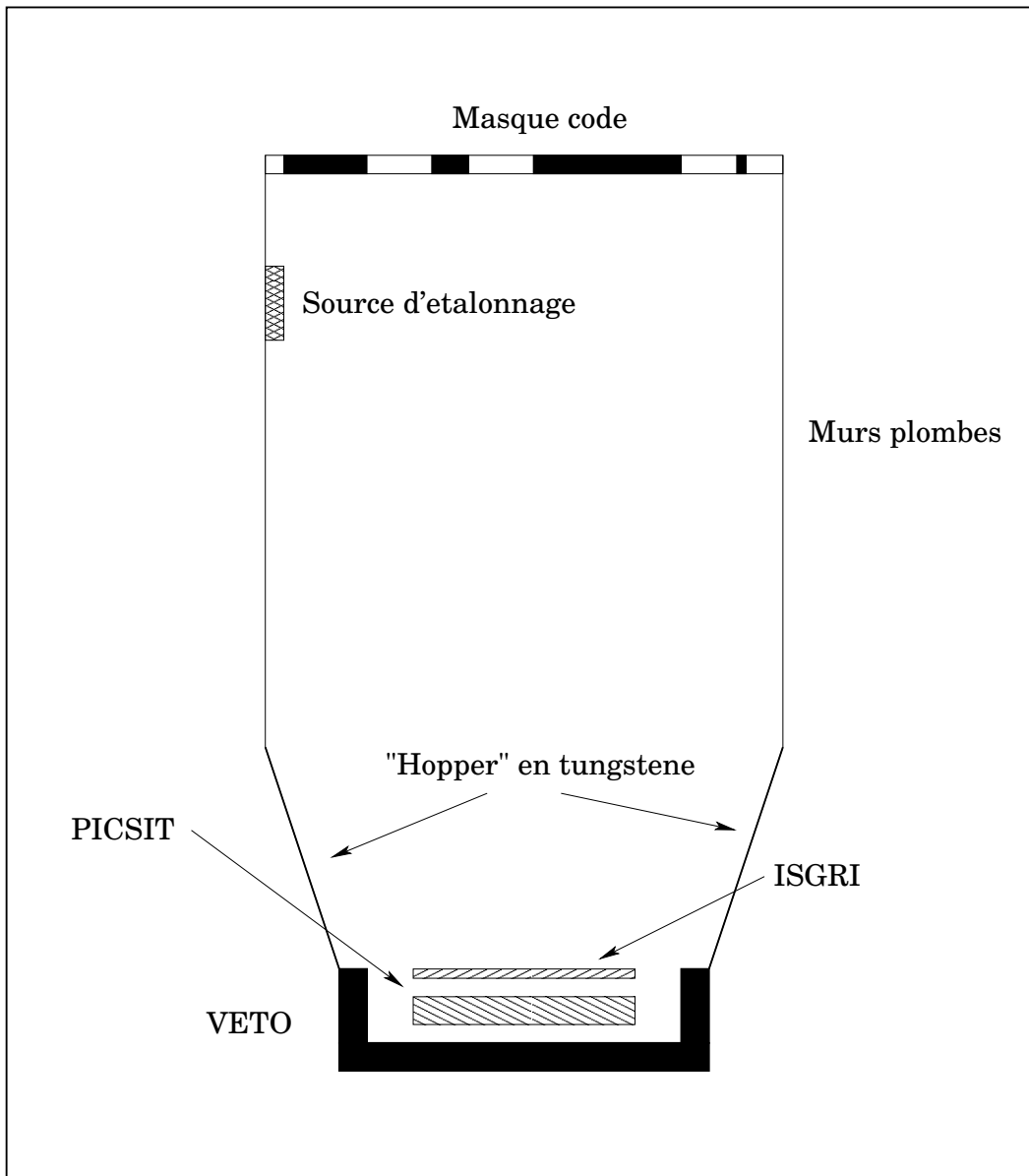


FIG. 4.9: Composition de l'imageur IBIS à bord d'INTEGRAL.

Le spectromètre SPI (Vedrenne 2001) est lui aussi constitué d'un masque codé de type HURA, placé au dessus d'un ensemble de 19 diodes de Germanium refroidies à 85K. Il permet la détection de photon γ dans une très large bande c'est à dire entre 20 keV et 8 MeV et ce avec une excellente résolution spectrale autour de 0.2% à 1 MeV. Quant à sa résolution angulaire elle est beaucoup moins bonne et est de l'ordre de 2°. Un recuit des détecteurs est nécessaire pour palier à la dégradation des performances du Germanium due à l'interaction des protons et des neutrons du rayonnement cosmique. Comme pour IBIS, SPI est entouré d'un système d'anti-coïncidence (ACS) formé lui aussi de cristaux de BGO et d'un scintillateur plastique placé juste en dessous du masque codé.

Les moniteurs X, JEMX1 et JEMX2 (Lund et al. 2003) sont chargés de la basse énergie entre 3 keV et 35 keV et ont pour but d'étudier la contrepartie X simultanée des sources étudiées avec ISGRI et SPI. Mais leur champ de vue étant beaucoup plus restreint ($\sim 5^\circ$) que ceux des deux principaux instruments, ils ne peuvent que partiellement remplir cette tâche. Ils se constituent de deux chambres à gaz (90% de Xénon et 10% de Méthane) identiques surmontées d'un masque codé. Leur résolution spatiale est d'environ 3 minutes.

Le moniteur optique OMC (Hesse et al. 2003) est composé d'une caméra CCD de 2055×1056 pixels. Son champ de vue est comme JEMX de $5^\circ \times 5^\circ$ et couvre une bande spectrale comprise entre 500 et 850 nm. Il permet d'étudier des objets dont la magnitude est inférieure à 19.

Le moniteur IREM (Hajdas et al. 2003) est chargé de la mesure du taux de comptage d'électrons et de protons durant l'orbite du satellite. Selon le flux mesuré par ce moniteur l'ensemble des instruments peut alors être coupé pour éviter leur dégradation durant les éruptions solaires.

Chapitre 5

Le mode Compton de l'imageur IBIS

Sommaire

5.1	Principe d'un télescope Compton a masque codé	59
5.2	IBIS en mode Compton	61
5.3	Méthode d'analyse en imagerie du télescope Compton à masque codé IBIS	62
5.3.1	Sélection des événements	63
5.3.2	Soustraction des événements fortuits	65
5.3.3	Correction de l'uniformité	66
5.3.4	Déconvolution de l'image détecteur	68
5.3.5	Les diagrammes $\theta_{com} - \theta_{rec}$ comme test final de notre méthode d'analyse	70
5.3.6	Sensibilité en imagerie du mode Compton d'IBIS	71
5.4	La polarimétrie gamma avec le mode Compton	72
5.4.1	Intérêt de la polarisation gamma	72
5.4.2	Théorie des polarimètres Compton	74
5.4.3	Principe de l'analyse en polarimétrie avec le mode Compton d'IBIS	75
5.4.4	Performances et calibrations	76
5.4.5	Sensibilité en polarisation du mode Compton d'IBIS	76
5.4.6	Pseudo réponse en polarisation induite dans le mode Compton d'IBIS	76
5.4.7	Effets géométriques pouvant induire une modulation	79
5.5	Conclusion	81

Avant propos : *Afin de contraindre les processus d'accélération dans la magnétosphère proche des pulsars, l'étude de la polarisation de l'émission pulsée est sûrement l'un des moyens les plus puissants. Jusqu'à maintenant cette signature fut mesurée dans les domaines radio, optique, UV et X mous. Dans le domaine des rayons γ de hautes énergies une mesure est également possible en utilisant la diffusion Compton entre deux détecteurs. Le mode Compton d'IBIS à bord du satellite γ INTEGRAL permet une telle mesure. C'est dans cette optique que j'ai dans un premier temps calibré cet instrument afin de quantifier précisément sa sensibilité en polarisation*

Foreword : *To constrain acceleration processes close to the pulsar, polarization study could be one of the most powerful tools. Until now, such signature has only been obtained in the radio, optical, UV and X-ray energy domains. In the gamma-ray range, such measurement is possible thanks to the Compton scattering between two detectors layers. The IBIS Compton mode onboard the INTEGRAL spacecraft, with its two plane detectors is nowadays the most promising mission for this study. It is why I have first developed a method to turn IBIS into a Compton telescope and achieve the best sensitivity with the apparatus. I have then calibrated and evaluated its polarimetric sensitivity.*

5.1 Principe d'un télescope Compton a masque codé

Un rayonnement γ de basse énergie est en général absorbé par l'atmosphère avant qu'il ne puisse atteindre le sol. C'est pour cette raison que l'on a recouru à des télescopes spatiaux pour étudier le ciel dans cette gamme d'énergie. Il existe de très nombreuses interactions possibles d'un photon au MeV avec la matière (production de paires, diffusion Compton, effet photoélectrique). Parmi les trois effets cités précédemment, la section efficace de l'effet Compton est prépondérante devant celle de l'effet photoélectrique et de l'effet de paires pour des énergies allant de $\sim 100\text{keV}$ à quelques MeV. C'est pour cette raison que les instruments destinés à observer dans cette gamme d'énergie utiliseront préférentiellement l'effet Compton pour effectuer de l'imagerie.

Le développement des télescopes Compton débuta au début des années 70 au sein de l'institut Max Planck en Allemagne (Schönfelder et Lichti 1973), de l'université de Californie (Zych et al. 1975) ainsi que dans l'université du New Hampshire (Lockwood et al. 1979). La consécration finale fut le lancement de COMPTEL/GRO par la NASA qui ouvrit une porte longtemps condamnée dans le domaine d'énergie allant 700 keV à 30 MeV. Ce type de télescope se compose généralement de deux couches détecteurs (un plan diffuseur à faible numéro atomique et un plan absorbeur à fort Z). Un photon incident subit tout d'abord une diffusion Compton dans le premier détecteur puis une absorption photoélectrique dans le second.

La direction initiale du photon incident peut être reconstruite en mesurant les positions ainsi que les dépôts d'énergie des deux sites d'interaction. Cette dernière se situe sur un anneau, intersection de la sphère céleste et d'un cône d'axe, la direction de diffusion θ_{sca} et d'angle au sommet, l'angle de cinématique Compton θ_{com} . Cet angle est donné par :

$$\cos(\theta_{com}) = 1 - \frac{m_e c^2}{E_2} + \frac{m_e c^2}{E_1 + E_2}. \quad (5.1)$$

où E_1 et E_2 désignent les deux dépôts d'énergie dans les plans détecteurs. La densité de distribution de l'ensemble des cônes projetés sur la voûte céleste permettra de localiser les sources

Dans le cas d'IBIS il est possible d'utiliser l'ensemble des deux détecteurs comme un télescope Compton traditionnel. Cette méthode permettra de détecter des sources hors axe pour lesquelles aucune modulation par le masque n'est possible. Un exemple de détection d'un sursaut γ à l'aide de cette technique est présentée sur la Figure 5.1 (Marcinkowski 2006).

Cette méthode est bien adaptée aux phénomènes transitoires. Dans ce cas le fond est très facile à évaluer en reconstruisant la carte du ciel durant le même pointé juste avant le phénomène transitoire par exemple, comme l'a été fait pour la Figure 5.1.

Mais pour l'étude de sources persistantes cette méthode est plus dure à employer. En effet le fond doit être évalué de manière très précise avant d'être soustrait à chaque observation.

Un télescope Compton possède de plus un lien très fort entre sensibilité, résolution spatiale et résolution spectrale. En effet, selon la résolution en énergie, la qualité de la reconstruction du photon incident sera plus ou moins bonne.

Pour palier à l'ensemble de ces problèmes, il est alors possible d'utiliser un masque codé afin de déconvoluer le plan détecteur lieu du premier site d'interaction d'un photon Compton. Grâce à cette technique le fond est automatiquement soustrait et la résolution angulaire ne dépend alors plus de l'énergie. Ce même fond peut quant à lui être réduit de manière significative avant sa soustraction par le masque en utilisant la cinématique Compton. Deux cas sont alors possibles. Si l'on veut étudier une source donnée avec une inclinaison θ_{sou} par rapport à l'axe du télescope, tout évènement est rejeté si la différence entre l'angle au sommet du cône reconstruit à partir des direction de diffusion $\theta_{rec} = \arccos(\overrightarrow{AB} \cdot \overrightarrow{AC})$ et l'angle Compton θ_{com} est supérieure aux incertitudes de mesure propre à l'instrument. Pour imager de plus vastes régions, cette fois ci tout évènement est rejeté si l'ensemble des directions reconstruites du photon incident le long du cône Compton, est en dehors du champ de vue ($\theta_{sca} - \theta_{com} > 15^\circ$). Malgré ces nombreux

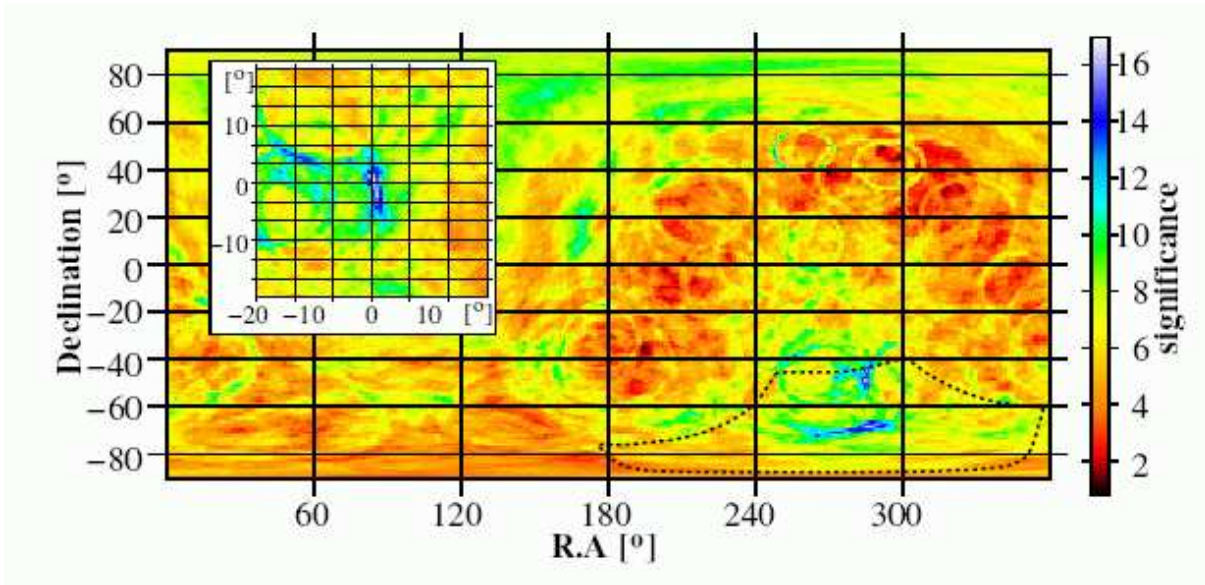


FIG. 5.1: Principe de reconstruction standard d'un télescope Compton pour l'étude d'un GRB hors axe.

avantages les télescopes Compton à masque codé présentent d'autres problèmes que nous verrons en détail ultérieurement :

- Le champ de vue est comme nous l'avons vu limité à deux zones le champ totalement codé et partiellement codé.
- Les événements dus à une coïncidence fortuite entre un événement ISGRI et PICSIT doivent être soustrait de manière très précise des données Compton de manière à éviter une fausse détection de source.

5.2 IBIS en mode Compton

Le fait qu'ISGRI et PICSIT soient superposés et puissent travailler en coïncidence temporelle, c'est à dire que des mesures très proches temporellement dans les deux détecteurs puissent être corrélées à un événement unique dit *Compton*, permet à IBIS de travailler comme un télescope Compton. Un photon γ ayant une énergie suffisante dépose une partie de son énergie dans ISGRI (resp. PICSIT) puis est diffusé par effet Compton vers le second détecteur, PICSIT (resp. ISGRI), où il déposera le reste de son énergie. Les deux dépôts se feront dans un intervalle de temps très petit et inférieur à la fenêtre de coïncidence. Pour chaque événement double on pourra alors mesurer l'énergie totale ainsi que les positions respectives des points d'impacts. Ce principe est détaillé sur la Figure 5.2. Le point B serait le point d'impact du photon incident sans diffusion. Quant au point C, il correspond à l'impact du photon diffusé dans PICSIT.

Type d'événements

On définit des événements ISGRI et PICSIT comme des événements détectés uniquement dans les plans détecteurs ISGRI et PICSIT et des événements Compton comme une détection simultanée d'un événement ISGRI et PICSIT durant une fenêtre de coïncidence temporelle. Les événements marqués comme Compton peuvent être de deux sortes :

- Ils peuvent correspondre à une diffusion Compton d'un photon incident entre les 2 plans détecteurs. Dans ce cas l'angle entre la direction de diffusion et la source (c'est

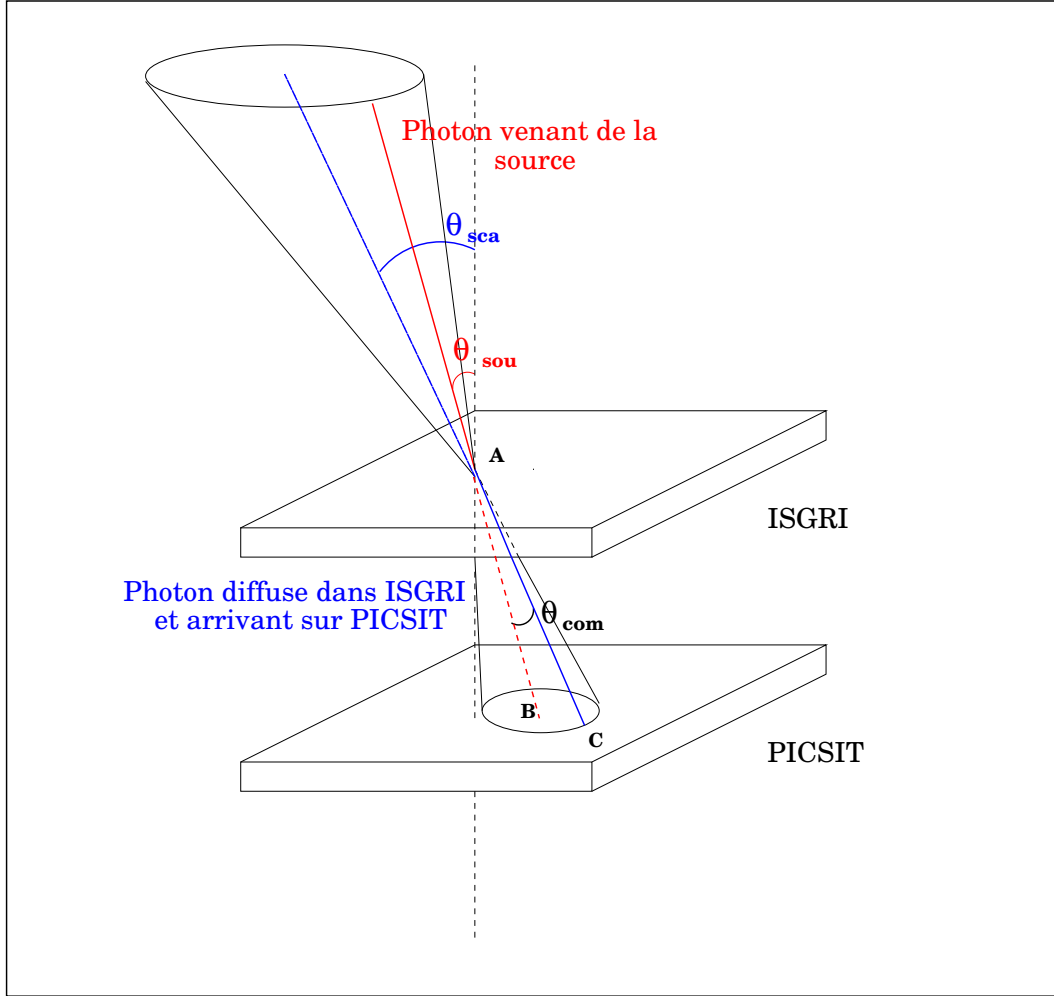


FIG. 5.2: Principe de la diffusion Compton dans le cas d'une diffusion vers l'avant.

à dire l'angle au sommet reconstruit du cône de diffusion $\theta_{rec} = \arccos(\overrightarrow{AB} \cdot \overrightarrow{AC})$ est le même que l'angle Compton θ_{com} calculé à partir des dépôts d'énergie.

- Deux événements indépendants sont détectés sur ISGRI et PICSIT durant la fenêtre temporelle de coïncidence. Ces événements seront appelés fortuits.

Aux plus basses énergies ($E < 800keV$) les photons sont principalement diffusés d'ISGRI vers PICSIT (événements *forward*). Pour les plus hautes énergies ils peuvent également être diffusés de PICSIT vers ISGRI. Dans ce cas ils sont appelés *backward*. Dans certains cas plusieurs diffusions s'opèrent entre les deux plans détecteurs. Notre étude portera principalement sur les événements *forward*. Le plan détecteur où a lieu la première interaction sera donc ISGRI.

Résolution spectrale et angulaire du mode Compton d'IBIS

Comme nous l'avons vu, grâce au masque codé la résolution angulaire est constante sur toute la gamme en énergie et ne dépend que de la taille des pixels de masque et de la distance entre le plan détecteur et ce masque. Dans le cas d'IBIS elle est de $12'$. Les champs totalement codés (5°) et partiellement codés (15°) sont les mêmes pour tous les modes d'IBIS.

Même si contrairement aux télescopes Compton traditionnels la résolution en énergie n'affecte pas directement la résolution spatiale, elle peut être comme nous le verrons plus tard déterminante pour améliorer la sélection en angle et donc rejeter une partie du fond. Elle a donc une influence directe sur l'amélioration du signal sur bruit et donc de la sensibilité de l'instrument.

La résolution en énergie du mode Compton étudiée à partir de la source de calibration à bord est présentée dans la Table 5.1.

TAB. 5.1: Résolution en énergie du mode Compton d'IBIS en vol

Energie(keV)	Resolution en energie (% FWHM)
511	20
1274	15

A 511 keV PICSIT a une résolution spectrale proche de 16% alors que celle d'ISGRI est comprise entre 5% pour les temps de montée (voir dans une première) courts et 20% pour les plus longs. Dans le mode Compton d'IBIS l'énergie du photon incident est donnée par la somme des deux dépôts d'énergie sur ISGRI et PICSIT. Elle doit donc être théoriquement comprise entre 15% et 20% ce qui est en accord avec les mesures faites avec la source de calibration.

5.3 Méthode d'analyse en imagerie du télescope Compton à masque codé IBIS

Dans cette section sera présentée la méthode d'imagerie du ciel entre 200 keV et 1 MeV grâce au mode Compton. Cette méthode ne fut appliquée qu'uniquement aux événements *forward* pour lesquels le premier plan d'interaction est ISGRI. Une analyse semblable sera effectuée sur PICSIT pour étudier dans l'avenir les *backward*.

5.3.1 Sélection des événements

La première étape pour analyser les données du mode Compton est la sélection d'événements selon :

L'énergie entre 200 et 800 keV. Pour cela, en général, il est nécessaire d'évaluer les énergies des interactions sur ISGRI et PICSIT. Pour ISGRI et plus généralement dans tout semi-conducteur, les électrons de la bande de valence ont la possibilité d'être injectés sur la bande de conduction si ils reçoivent par agitation thermique ou bien par rayonnement, une énergie supérieure à la largeur de la bande interdite. Une fois dans la bande de conduction cet électron pourra être collecté sur une électrode sous l'effet d'un champ électrique extérieur appliqué. Le trou laissé par l'électron lui ce déplacera dans l'autre sens avec une vitesse différente. Mais étant de charge opposée le courant induit par son déplacement sera sommé à celui créé par l'électron. Si l'on définit par x la profondeur d'interaction, il existe alors une profondeur optimale x_0 telle que les deux porteurs arrivent en même temps sur les deux électrodes. On peut dans ce cas définir un temps de montée comme étant le temps de transit le plus long pour l'un des deux types de porteurs de charge : il s'agira des trous à $x > x_0$ et des électrons à $x < x_0$.

A 20°C, il est compris entre 0,32 μ s ($x = x_0$) et 4,8 μ s (temps d'arrivée des trous), pour une tension appliquée de 120 V. En général donc mesurer l'énergie exacte du photon incident ne requiert pas seulement la connaissance seule de l'amplitude mesurée. En effet cette dernière est proportionnelle à l'énergie si aucune pertes de charge ne s'effectuent, ce qui est loin d'être le cas pour ISGRI. Aux plus basses énergies, les photons interagissent proche de la surface collectrice et ne seront que très faiblement affectés par la perte de charge. En revanche pour des énergies supérieures les photons déposeront leur énergie dans le fond du détecteur et induiront un signal beaucoup plus long. L'énergie du photon mesuré avec l'amplitude sera donc plus basse qu'elle ne l'est en réalité comme nous le montre la Figure 5.3. Pour ISGRI, en connaissant le temps de montée ainsi que l'amplitude du signal il est alors possible de remonter à l'énergie du photon incident. Cette correction est appliquée en utilisant les tables de correction LUT1 et LUT2 proposées dans le traitement standard pour ISGRI. Pour PICSIT seule la connaissance de

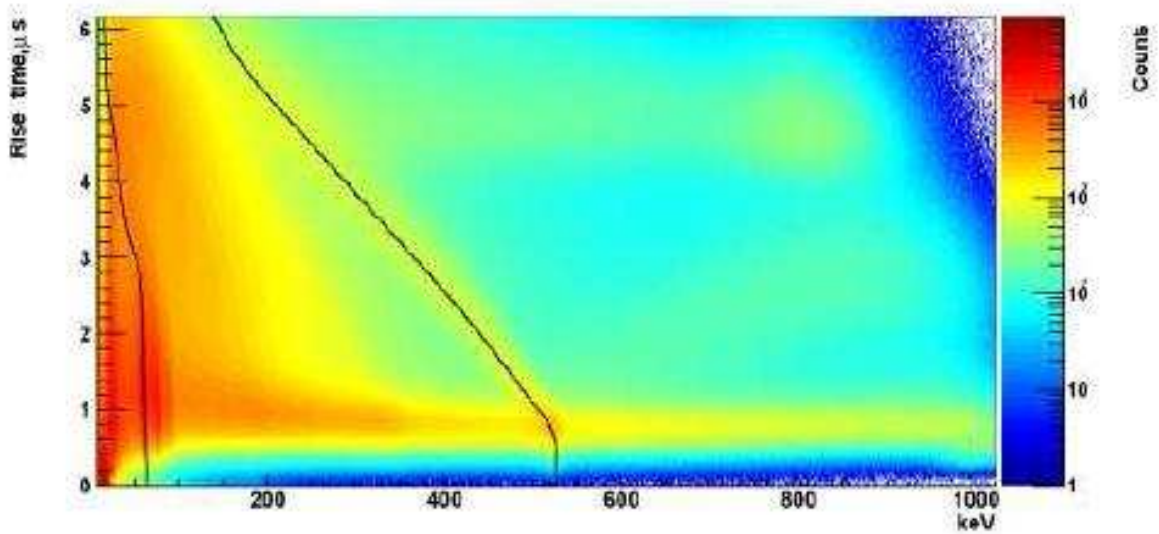


FIG. 5.3: Spectre biparamétrique du temps de montée (\propto profondeur d'interaction) en fonction de l'énergie pour ISGRI. La ligne noire correspond aux photons à 511 keV. On voit clairement que les photons à haut temps de montée ont une amplitude plus faible du fait de la perte de charge.

l'amplitude est nécessaire. J'ai donc pour chaque *science window* tracé le spectre PICSIT pour la source de calibration à bord et au moyen des deux pics d'émission à 511 keV et 1275 keV, j'ai déterminé le gain et l'offset de la relation canal-énergie. Un tel spectre est présenté sur la Figure 5.4. Une fois ces deux corrections faites il est alors possible de remonter à l'énergie totale du photon incident en sommant les deux dépôts en énergie et d'appliquer une sélection sur cette énergie.

Le temps de montée pour éliminer une partie de photons de fond a haut temps de montée.

Le temps d'arrivée du photon afin d'effectuer de l'imagerie en phase par exemple. Ceci sera surtout applicable aux pulsars ainsi qu'aux sursauts γ .

Une autre sélection pouvant être opérée est la sélection en angle pour diminuer la quantité de photons de fond. Cette sélection peut être de deux sortes :

- *La sélection en imagerie* : Nous pouvons maximiser le signal sur bruit en éliminant tous photons pour lesquels l'ensemble des directions possibles du photon incident distribuées sur le cône de direction θ_{sca} et d'angle au sommet θ_{com} , est supérieur au champ de vue d'IBIS c'est à dire 15° . En pratique cela se traduira par la condition de réjection suivante : $\theta_{sca} - \theta_{com} > 15^\circ$
- *La sélection dédiée à une source* : Si seule une source nous intéresse dans le champ de vue une sélection beaucoup plus contraignante peut être appliquée. En effet on peut alors rejeter tout évènement pour lequel la différence entre l'angle reconstruit du cône de diffusion $\theta_{rec} = \arccos(\overrightarrow{AB} \cdot \overrightarrow{AC})$ par rapport à la direction de la source et l'angle de diffusion Compton est supérieure aux incertitudes dues à l'instrument. Ces incertitudes sont liées à l'erreur faite sur la mesure des positions de détection des photons ainsi que sur leurs dépôts d'énergie. Il est bien sûr possible d'évaluer cette

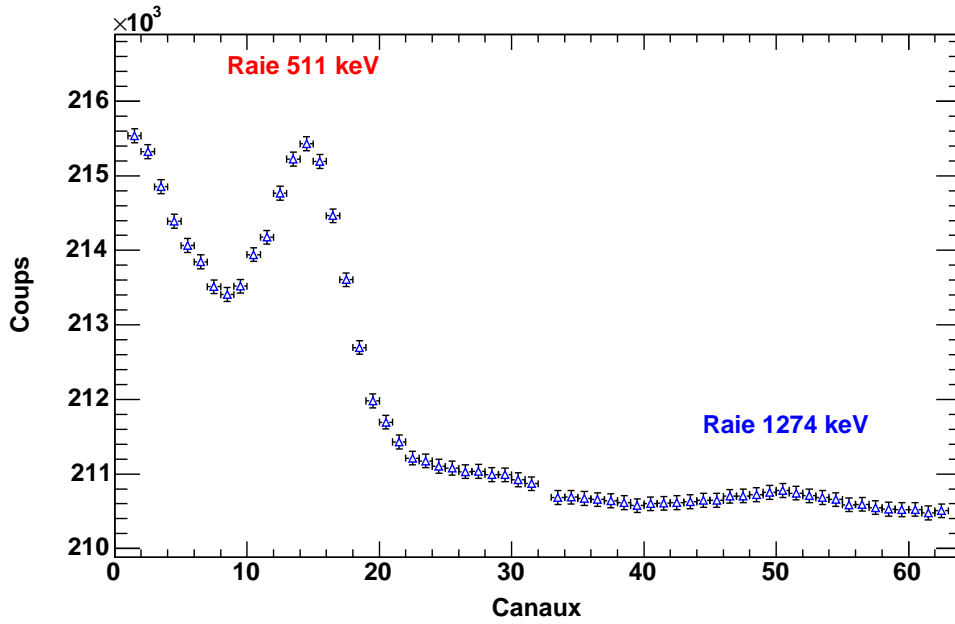


FIG. 5.4: Spectre PICSIT de la source de calibration à bord.

incertitude mais pour maximiser le signal sur bruit il est nécessaire de prendre un angle limite bien plus contraignant θ_{lim} . La valeur de cet angle de sélection dépend de l'énergie. En effet nous avons vu que la résolution en énergie du mode Compton diminuait avec E. Le calcul de θ_{com} est donc de plus en plus précis et la distribution gaussienne de $\theta_{com} - \theta_{rec}$ est de plus en plus étroite. L'angle limite diminuera donc avec l'énergie. Pour illustrer cette variation est tracée sur la Figure 5.5 la distribution $\theta_{com} - \theta_{rec}$ pour les événements Compton de trois source des calibrations prises au sol (^{133}Sn (392keV), ^{22}Na (511keV), ^{137}Cs (662keV)).

Une conséquence directe de ce genre de sélection est le gain en sensibilité. Sur la Figure 5.6 est présenté le gain en signal sur bruit suivant l'angle de sélection et ce pour une source de calibration de ^{133}Sn . La valeur idéale pour l'angle d'acceptance limite est de 10° dans le cas de cette source. Cette valeur est en accord avec ce qui fut trouvé pour le pulsar du Crabe.

Ces sélections ont aussi comme avantage de réduire grandement le nombre de fortuits. Ces événements ont en effet une distribution de $(\theta_{com} - \theta_{rec})$ décalée vers des valeurs négatives ($\sim -50^\circ$). Ainsi une sélection avec un angle d'acceptance petit rejettera une grande partie des événements fortuits.

5.3.2 Soustraction des événements fortuits

La présence des événements fortuits est en général négligée dans les télescopes Compton classiques. Leur signature dans la reconstruction du ciel grâce aux cercles Compton n'induit aucune fausse détection de source. Mais dans les télescopes Compton à masque codé, la situation est loin d'être la même et ces événements doivent être soustrait de manière très précise. En effet dans le processus de déconvolution, des événements arrivant sur ISGRI et diffusés sur PICSIT (Compton) ou totalement absorbés par ISGRI et associés à un événement PICSIT indépendant (fortuits) sont vus de la même manière. Ils créeront dans l'image reconstruite un signal significatif à la position de la source. Pour soustraire cette composante une discrimination photon par photon

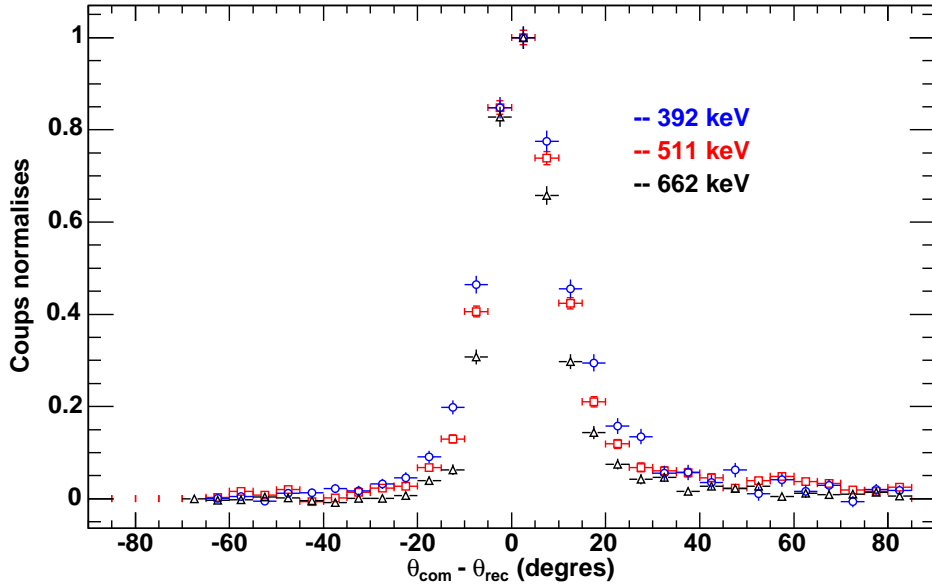


FIG. 5.5: Distribution des événements selon $\theta_{com} - \theta_{rec}$ pour des événements Compton de trois sources de calibrations au sol (^{133}Sn (392keV), ^{22}Na (511keV), ^{137}Cs (662keV)) sur l'axe.

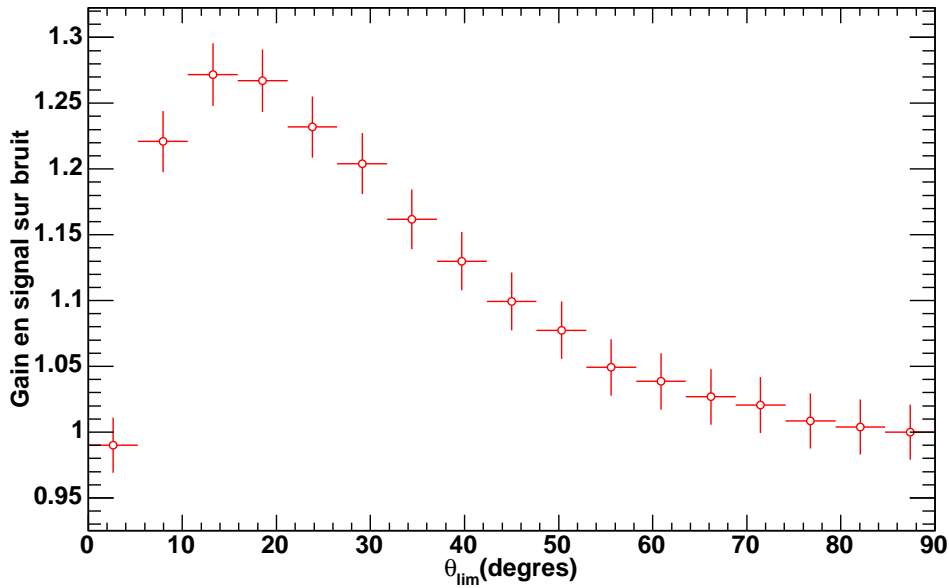


FIG. 5.6: Évolution du gain en signal sur bruit suivant l'angle d'acceptance limite pour une source de calibration de ^{133}Sn sur l'axe

n'est malheureusement pas possible. Nous avons donc à appliquer une méthode statistique pour évaluer et soustraire les événements fortuits.

- La première étape consiste à évaluer la proportion d'événement ISGRI marqués Compton par erreur. Ces événements, pour être considérés comme Compton, sont associés à un événement PICSIT venant du ciel, du bruit de fond ou de la source interne de calibration. Le nombre total d'événements fortuits est donné par :

$$N_{Sp} = (1 - e^{-(2\Delta T_e - \delta T)(N_{C_{SI}} + N_{OBCU})})N_{CdTe} \quad (5.2)$$

avec ΔT_e la demi fenêtre de coïncidence Compton, δT la résolution temporelle à bord et N_{OBCU} , N_{CdTe} et $N_{C_{SI}}$ les taux de comptage pour les événements PICSIT de la source de calibration, ISGRI et PICSIT venant du ciel (simple ($N_{C_{SI}}^{simple}$) + multiple ($N_{C_{SI}}^{multiple}$)) respectivement. Mais malheureusement le taux de comptage ISGRI mesuré n'est pas le vrai. En effet, dans le vrai taux de comptage les événements fortuits présents dans les données Compton sont présents. Nous avons donc $N_{CdTe} = N_{CdTe}^{mes} + N_{Sp}$ ce qui donne $N_{CdTe} = N_{CdTe}^{mes} / (e^{-(2\Delta T_e - \delta T)(N_{C_{SI}} + N_{OBCU})})$ et donc un taux de comptage fortuits :

$$N_{Sp} = (e^{(2\Delta T_e - \delta T)(N_{C_{SI}} + N_{OBCU})} - 1)N_{CdTe}^{mes} \quad (5.3)$$

Le cas idéal serait de prendre en compte également la différence entre le taux de comptage réel et mesuré pour les événements PICIST mais cette différence est suffisamment faible pour être négligé. Le proportion α d'événements ISGRI et marqués Compton simple est donc :

$$\alpha = \beta(e^{(2\Delta T_e - \delta T)N_{C_{SI}} + N_{OBCU}} - 1) \quad (5.4)$$

ou β est la proportion d'événement PICIST simple sur l'ensemble des événements PICSIT.

$$\beta = \frac{N_{C_{SI}}^{simple} + N_{OBCU}}{N_{C_{SI}}^{simple} + N_{C_{SI}}^{multiple} + N_{OBCU}} \quad (5.5)$$

avec $N_{C_{SI}}^{simple}$ et $N_{C_{SI}}^{multiple}$ les taux de comptage pour les événements PICSIT simple et multiple respectivement. La proportion α est appelée facteur fortuit. Il varie entre 2.82 % au début de la mission où la fenêtre de coïncidence était de 10 μs à 1.1 % après la révolution 102 où la fenêtre avait été réduite à 3.8 μs . L'évolution de α avec le numéro de science window est présentée sur la Figure 5.7. α est constant pour une révolution donnée mais augmente sur des temps beaucoup plus long. Ceci est dû à l'augmentation du bruit de fond, du fait du cycle solaire.

- Une fois ce facteur déterminé, il faut créer un fichier artificiel de fortuits associant au hasard l'ensemble des événements ISGRI à des événements PICSIT. Les mêmes sélections sont ensuite appliquées à ces événements qu'aux événements Compton et une image du plan détecteur est construite à partir des événements sélectionnés.
- Cette image détecteur une fois multipliée par le facteur fortuit sera soustraite à celle Compton.

5.3.3 Correction de l'uniformité

Pour le mode Compton d'IBIS les images détecteurs sur ISGRI ne sont en général pas uniformes et présentent une modulation sphérique due à l'absence d'événements sur les bords du détecteur. En effet beaucoup de photons détectés sur les régions externes d'ISGRI et diffusant vers le bas ne sont pas détectés par PICSIT. Donc plus on s'approche des bords, moins on détecte d'événements. Cette modulation induit dans le processus de déconvolution de très fortes erreurs systématiques dans l'image finale avec des fréquences spatiales proches de celles de la modulation sur le plan détecteur. C'est pour cette raison qu'une correction en uniformité doit être appliquée. En général si l'on note par D le plan détecteur et par S et B la contribution de la source et du fond on a la relation suivante :

$$D = SU_S + BU_B \quad (5.6)$$

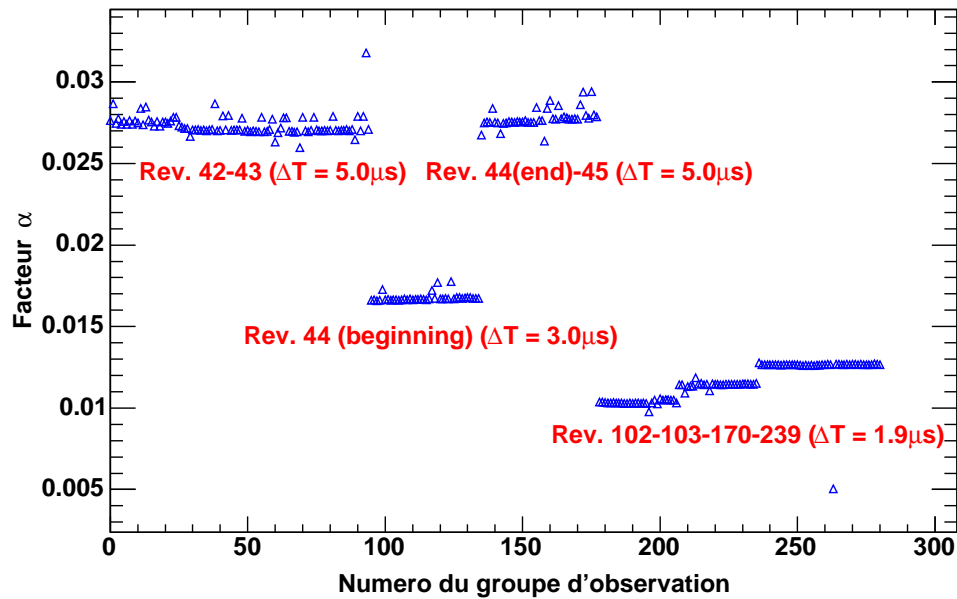


FIG. 5.7: Évolution du facteur fortuits avec le numéro de science window pour une observation du Crabe.

avec U_S et U_B les uniformités de la source et du fond. La première étape est de voir si U_S et U_B sont identiques ou non. Pour cela les distributions sur le plan détecteur de sources de calibrations au sol ainsi que du fond en vol ont été comparées. En général la distribution des événements Compton sur le plan détecteur peut être modélisée par une gaussienne 2D. Une coupe de cette gaussienne est présentée sur la Figure 5.8

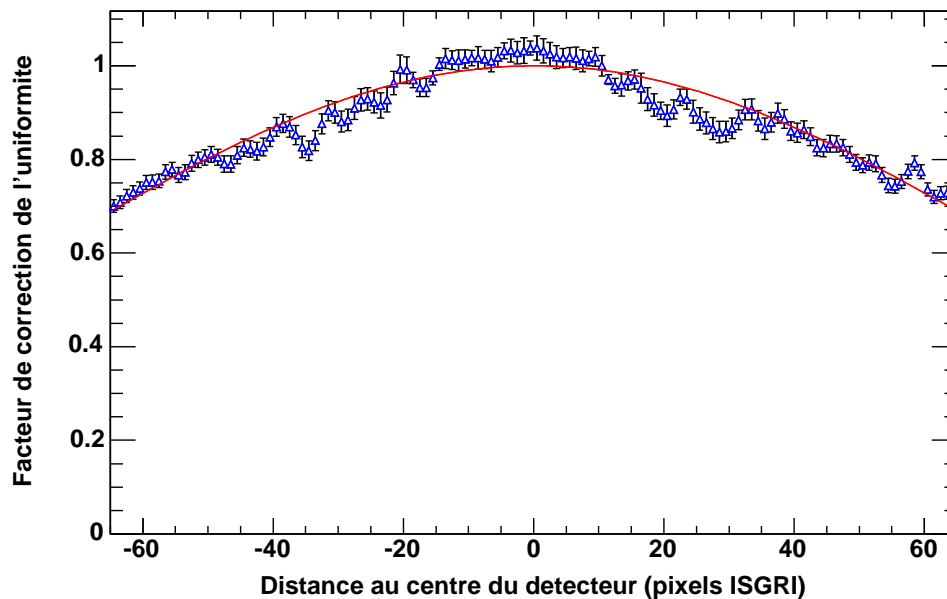


FIG. 5.8: Distribution des événements Compton pour un champ vide selon la distance au centre du détecteur.

TAB. 5.2: Largeur σ de la gaussienne

Source	Energie(keV)	σ
^{113}Sn	392	73 ± 3
^{22}Na	511	74 ± 3
^{137}Cs	662	71 ± 4
^{54}Mn	835	72 ± 2
^{54}Zn	1120	73 ± 3
Background	200 – 5000	74 ± 3

Les valeurs trouvées pour la largeur σ de cette gaussienne pour les différentes sources de calibration ainsi que pour le fond en vol sont rassemblées dans la Table 5.2. Cette table nous informe que $U_S = U_B$ et ce quelque soit le domaine d'énergie considérée. La correction d'uniformité se réduit donc à résoudre $D = (S + B)U$. Après donc la soustraction de fortuits, l'image détecteur résultante sera divisée par une uniformité moyenne U pour obtenir $S + B$. Cette image sera renormalisée pour maintenir le nombre d'événements inchangé.

La prochaine étape serait maintenant de voir si après cette correction, des modulations du fond persistent sur des plus petites échelles. Si c'est le cas, des cartes de fond doivent être construites et soustraites à l'image détecteur comme cela a été fait pour ISGRI (Terrier et al. 2003). Ce travail est en cours d'étude.

5.3.4 Déconvolution de l'image détecteur

Tout d'abord représentons le masque par une matrice M de valeur 1 et 0 respectivement pour les éléments transparents et opaques, et par G la matrice de corrélation inverse. L'image déconvoluée du plan détecteur D dans le champ totalement et partiellement codé est alors obtenue par convolution de D par G (Goldwurm et al. 2003; Gros et al. 2003). Vu que le nombre d'éléments (transparents+opaques) dans le champ partiellement codé n'est pas constant comme dans le champ totalement codé, la variance et le flux pour chaque position dans le ciel doit être renormalisée. Le flux est donnée par :

$$F = \frac{(WD * G^+) - (WD * G^-) \frac{(W * G^+)}{(W * G^-)}}{(W * G^+ M) - (W * G^- M) \frac{(W * G^+)}{(W * G^-)}} \quad (5.7)$$

et la variance par :

$$V = \frac{(W^2 D * G^{+2}) + (W^2 D * G^{-2}) \left(\frac{(W * G^+)}{(W * G^-)} \right)^2}{\left((W * G^+ M) - (W * G^- M) \frac{(W * G^+)}{(W * G^-)} \right)^2} \quad (5.8)$$

Dans les formules précédentes, $G^+ = G$ pour $G > 0$, $G^+ = 0$ pour $G < 0$ et $G^- = -G$ pour $G < 0$, $G^- = 0$ pour $G > 0$. La matrice W est ici la carte des pixels valides. Quant à la carte D elle correspond à l'image détecteur observée et divisée par la carte en efficacité. Nous allons détailler ici la méthode exacte de calcul de cette carte ainsi que de ses différentes composantes.

Calcul de l'efficacité temporelle Il y a plusieurs types de coupure à tenir en compte dans le calcul de l'efficacité temporelle : les coupures pixel (supérieures à 257 s), les coupures module (entre 0.1 et 257 s) et celles liées à la télémétrie (entre 0.02 et 0.1 s). Pour chacune d'entre elles, un histogramme des temps d'arrivée des événements est calculé avec trois pas temporels respectifs différents. Une image ISGRI 128×128 de chaque efficacité est ainsi créée, l'efficacité totale étant donnée par le produit des trois. Cette efficacité prend donc en compte le fait que le temps d'observation mesuré n'est pas le temps réel.

Calcul de l'efficacité en énergie : chaque pixel composant ISGRI a son propre seuil bas de détection, que nous notons E_{seuil} . Une carte de ces seuils est donnée pour chaque révolution. La valeur moyenne est de l'ordre de 15 keV, et à chaque pixel est associée une fonction en marche d'escalier (0 à $E < E_{seuil}$, 1 à $E \geq E_{seuil}$). Ainsi dans une bande en énergie donnée, suivant la valeur de ce seuil bas, la largeur réelle de la bande sélectionnée doit être corrigée.

Calcul du temps mort : à partir des taux de comptage (CR_i) et des fenêtres de coïncidence (w_i) enregistrés précédemment, le temps mort global t_M de chaque observation de durée t_{obs} , est tel que :

$$\frac{t_M}{t_{obs}} = 1 - \exp\left(-\sum_i CR_i \times w_i\right) \quad (5.9)$$

où les indices i se réfèrent aux temps morts liés à la source de calibration, au VETO ($= CR_{VETO+Na} \times 5 \mu s$), au mode Compton ($= CR_{PICSIT} \times w_{Compton}$), et à celui dû au temps d'encodage ($\sim 110 \mu s$) pendant lequel tout un module ISGRI ne peut comptabiliser d'événements.

Une carte en efficacité est alors construite en tenant compte de ces différentes pertes (Voir Figure 5.10). Cette carte a une valeur moyenne proche de 0.75. Quant à W qui est la carte des pixels valides elle tient en compte les pixels morts ainsi que les pixels bruyants. La méthode de détection de ces derniers est détaillée ci dessous.

Recherche des pixels bruyants : tout comme la correction en énergie, la détection des pixels bruyants sur ISGRI est primordiale et a nécessité un développement soigneux et longuement testé. Elle repose sur une étude spectrale de chaque pixel relativement au spectre moyen observé sur l'ensemble du plan de détection. Le plus délicat dans cette étude concerne le comportement spectral proche des seuils bas des pixels.

Une image ISGRI 128×128 du χ^2 , représentant la déviation de chaque pixel au spectre moyen est créée suivant la formule classique :

$$\chi_{ij}^2 = \sum_{E < E_{max}} \frac{(S_{ij}(E) - \langle S \rangle \times \epsilon_{E,ij}(E))^2}{\langle S \rangle \times \epsilon_{E,ij}(E)} \quad (5.10)$$

où E_{max} représente la coupure sur le spectre en-deçà de laquelle le calcul est mené. S_{ij} et $\epsilon_{E,ij}$ sont respectivement le spectre et la courbe de l'efficacité en énergie du pixel (i,j), et $\langle S \rangle$ correspond au spectre moyen des pixels actifs sur le plan de détection tel que :

$$\langle S \rangle = \frac{\sum S_{ij}}{\sum \epsilon_{E,ij}} \quad (5.11)$$

Les pixels dits actifs sont ceux qui n'ont pas été coupés lors de l'observation. Après avoir ajusté une gaussienne sur l'histogramme des valeurs de χ^2 représentée sur la Figure 5.9, il suffit de déterminer le nombre de déviations standard N_{sig} par rapport à la moyenne au-delà duquel les pixels seront considérés comme bruyants. Dans notre analyse cette valeur limite sera prise égale à 3.

Finalement, la carte des pixels valides W est produite, dans laquelle la valeur 0 correspond aux pixels bruyants ou inactifs pendant l'observation (la valeur 1 marque les pixels valides) Cette carte est présentée sur la Figure 5.11.

De cette manière, multiplier n'importe quelle image détecteur par cette image revient à exclure lors de la déconvolution en imagerie les pixels bruyants et inactifs. La même méthode est employée lors de l'analyse spectrale des sources détectées dans les images.

La rapport signal sur bruit est alors donné par F/\sqrt{V} où F désigne le flux et V la variance mesurés d'un pixel. Dans le champ totalement codé la variance est constante et est égale au nombre total de coups dans le détecteur. Cette procédure de déconvolution est facilement réalisable à l'aide des transformées de Fourier. L'image résultante après déconvolution du plan détecteur est présentée sur la Figure 5.12

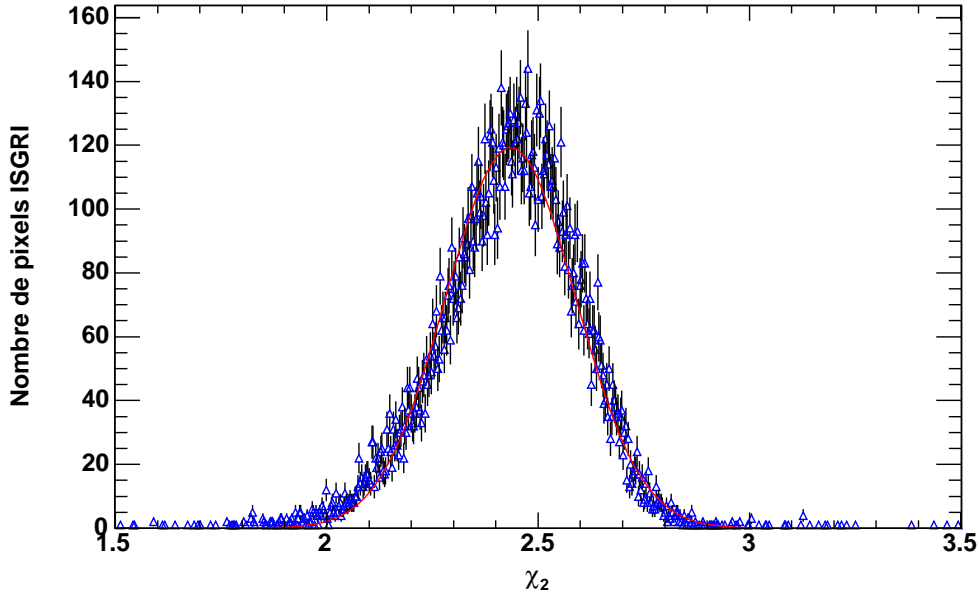


FIG. 5.9: Histogramme des pixels bruyants pour une observation du Crabe.

5.3.5 Les diagrammes $\theta_{com} - \theta_{rec}$ comme test final de notre méthode d'analyse

Le principal problème des télescopes Compton à masque codé vient de la soustraction de fortuits. Pour vérifier si cette opération s'est correctement effectuée, on peut construire des diagrammes $\theta_{com} - \theta_{rec}$. Dans ces diagrammes les photons Compton et fortuits sont tout d'abord sélectionnés dans des bins de valeurs $\theta_{com} - \theta_{rec}$ pour après construire le shadowgram qui sera déconvolué. Le taux de comptage de la source est alors évalué dans chacun de ces bins en prenant la somme pondérée par la variance du flux dans l'image déconvoluée à la position de la source. Grâce au masque codé la contribution du fond est éliminée et seulement les événements Compton et fortuits de la source sont visibles. Cette distribution est présentée sur la Figure 5.13 pour une source de ^{113}Sn dans l'axe. Les événements Compton dominent largement les fortuits.

Cette distribution est bien centrée autour de zéro et devient nulle pour $|\theta_{com} - \theta_{rec}| \geq 19^\circ$. Celle des événements fortuits est elle décalée vers les valeurs négatives du diagramme. La situation en vol est loin d'être la même. En effet du au faible flux des sources observées au delà de 200 keV, les événements fortuits créés à partir des événements source de basse énergie, dominent en général les événements Compton venant de la source et ce même après une sélection Compton. C'est pour cette raison que les évaluer et les soustraire doit être fait avec une très grande précision. Sur la Figure 5.14 correspondant au diagramme $\theta_{com} - \theta_{rec}$ pour le pulsar du Crabe, la composante fortuite bien que toujours décalée vers les valeurs négatives n'est cette fois plus du tout négligeable face à la composante Compton.

Un moyen rapide de voir si l'évaluation du nombre de fortuits est correcte est de comparer leur taux évalué dans les premiers bins de la distribution au taux réel de la distribution totale des événements marqués comme Compton. En effet dans ces bins seulement les fortuits sont présents et les deux distributions doivent alors se superposer. Une fois cette composante soustraite une gaussienne apparaît centrée autour de zéro. Cette gaussienne correspond aux vrais événements Compton.

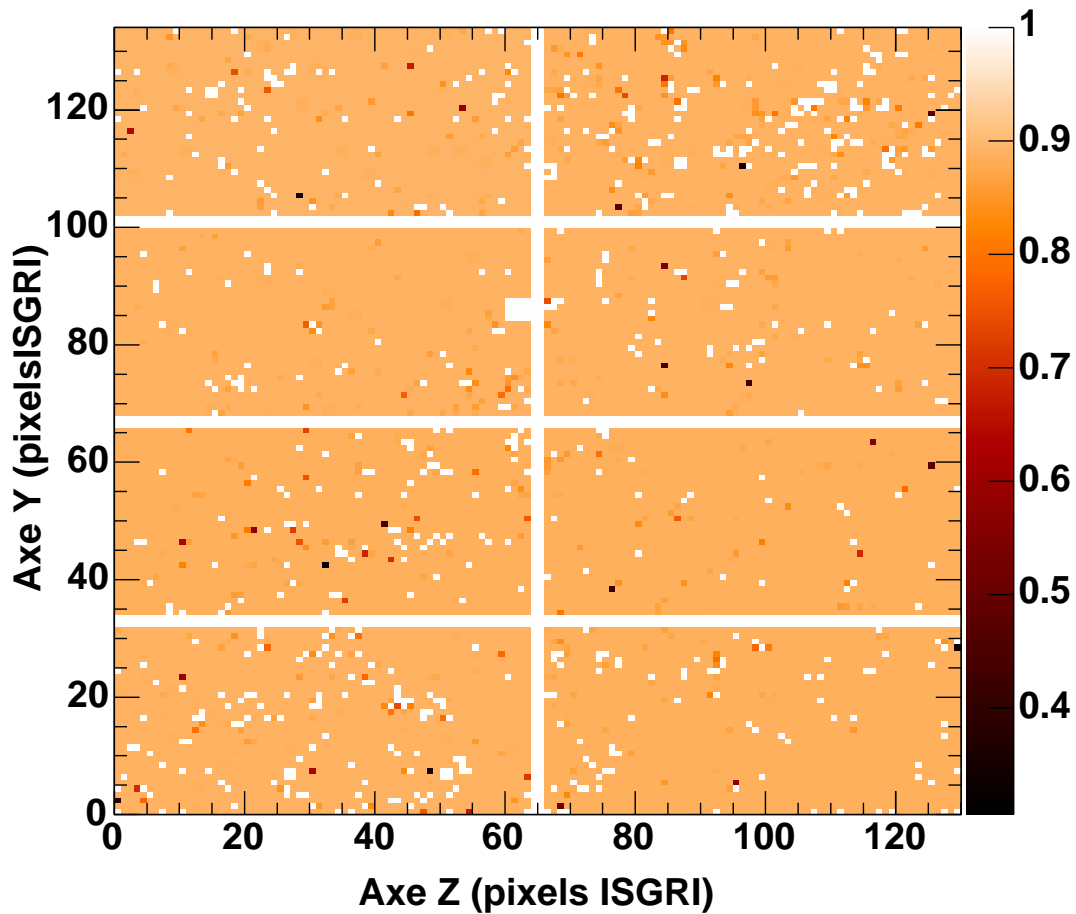


FIG. 5.10: Efficacité de chaque pixels pour une observation du Crabe.

5.3.6 Sensibilité en imagerie du mode Compton d'IBIS

En suivant cette méthode d'analyse des événements Compton d'IBIS le signal sur bruit du pulsar du Crabe a été évalué dans différentes bandes d'énergies afin de construire la courbe de sensibilité. Cette courbe est présentée sur la Figure 5.15

La sensibilité atteinte par le mode Compton est suffisante pour étudier les sources gamma persistantes fortes comme le Crabe ou Cygnus X-1 mais permet également l'étude de sursauts γ . La prochaine étape dans la mise au point de la méthode d'analyse du mode Compton serait de prendre en compte les événements diffusant de PICSIT dur ISGRI, les multiples PICSIT ainsi que de construire des cartes de correction de fond. Mais un des buts premiers du mode Compton d'IBIS est l'étude de la polarimétrie gamma. Cette étude est présentée dans la prochaine section.

5.4 La polarimétrie gamma avec le mode Compton

5.4.1 Intérêt de la polarisation gamma

Dans la plupart des cas l'analyse des sources compactes dans les domaines des rayons X et gamma a été réduite aux propriétés spectrales et temporelles. Cependant cette analyse permet en général a un ou plusieurs modèles théoriques d'expliquer les diverses observations. Dans le

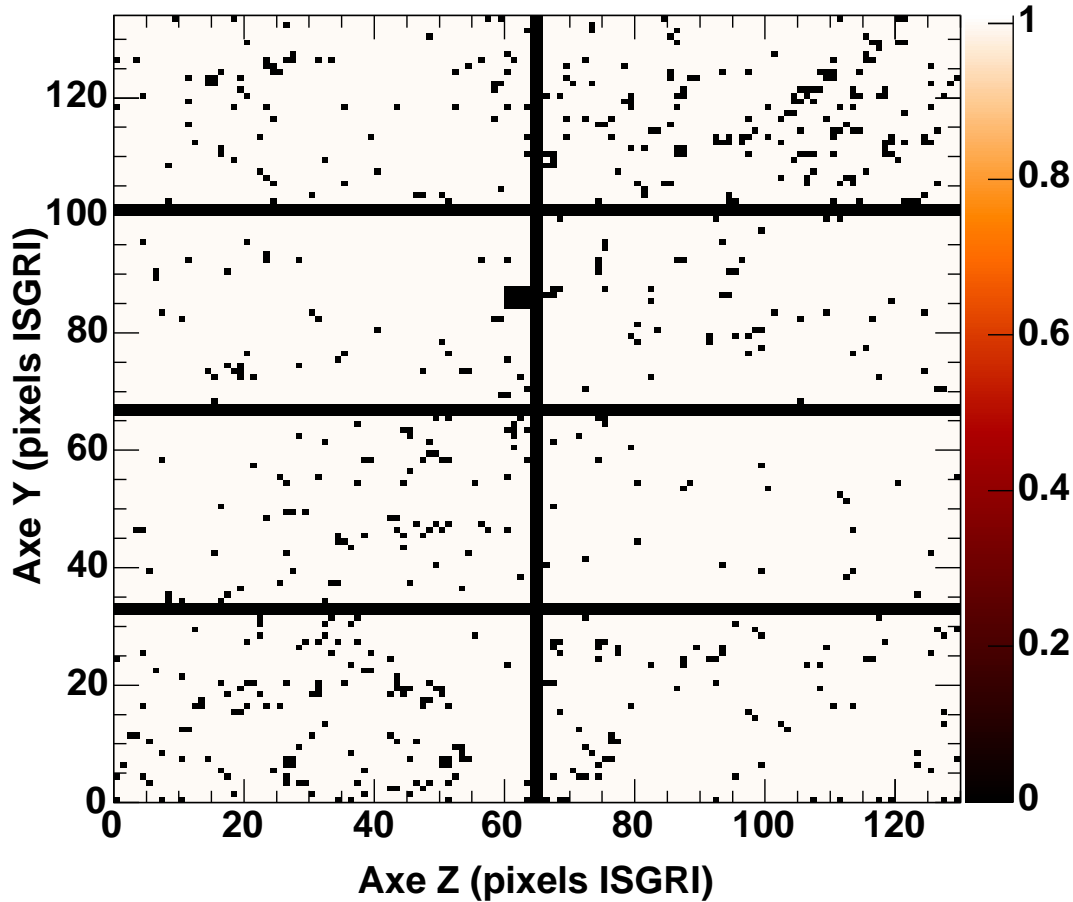


FIG. 5.11: Carte des pixels valides pendant une observation du Crabe de la révolution 102.

but de discriminer ces modèles, le nombre d'observables doit être augmentée. Il est en général possible d'augmenter ce nombre à travers la mesure de l'angle et de la fraction de polarisation de la source astrophysique. Les mesures de polarisation dans d'autres domaines de longueurs d'ondes ont été très utiles pour déterminer les différents mécanismes et conditions physiques responsables de l'émission. Par exemple l'émission du pulsar du Crabe dans le domaine d'énergie allant du radio aux rayons X a été attribuée de façon certaine au processus synchrotron et ce grâce à des mesures de polarisation (Velusamy 1985; Smith et al. 1988; Weisskopf et al. 1978). La mesure de polarisation pour des énergies supérieures à 10 keV n'a encore jamais été observée. Cette mesure est d'autant plus difficile que la lumière perd son côté ondulatoire au profit de son aspect corpusculaire dans ce domaine d'énergie.

Le degré de polarisation dans le domaine des rayons γ a pour la première fois été mesurée en 1950 par Metzger et Deustch alors qu'ils essayaient de mesurer l'asymétrie dans la distribution azimutale des photons gammas après diffusion Compton. Plusieurs polarimètres Compton ont été inclus dans des télescopes astrophysiques mais pour l'heure aucun satellite dédié a cet objectif scientifique n'a été lancé. Ainsi même si leur concept n'était en rien optimal pour l'étude de la polarimétrie, des missions comme COMPTEL (Schoenfelder et al. 1993) était capable en principe d'une telle mesure. Faute de sensibilité cette dernière n'a malheureusement pas été possible. Aujourd'hui avec le lancement d'INTEGRAL l'étude de la polarisation pour des énergies supérieures à 200 keV est maintenant envisageable pour des sources fortes ainsi que pour des GRB et des éruptions solaires.

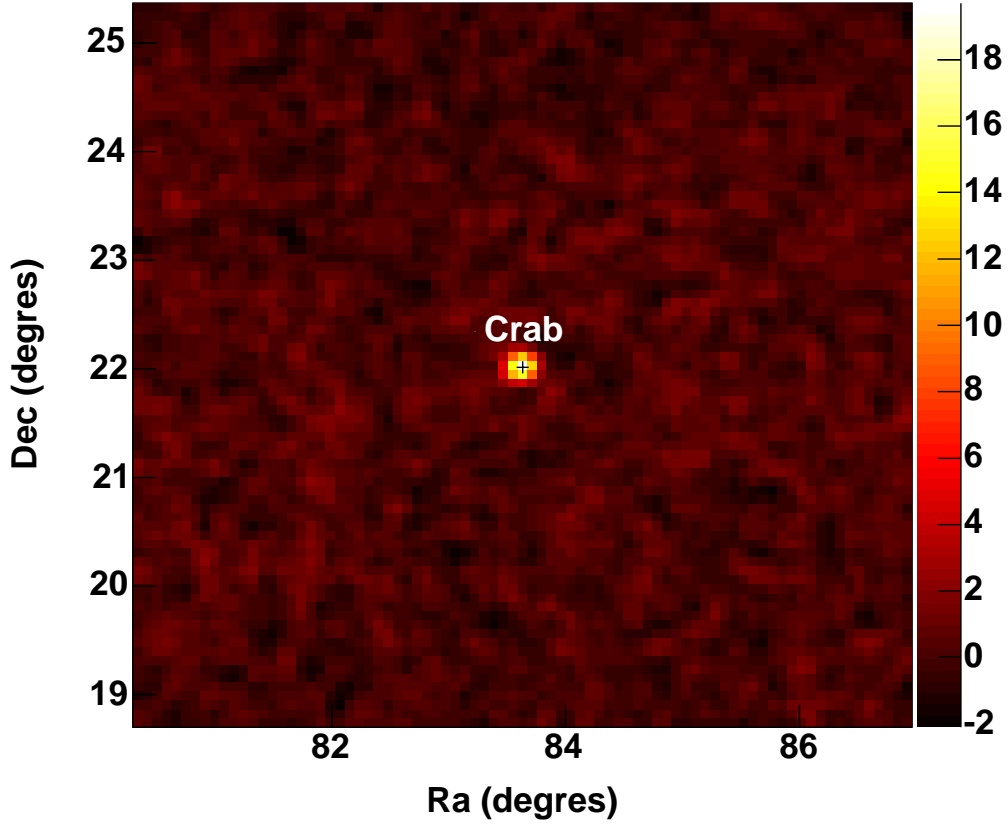


FIG. 5.12: Image déconvoluée du pulsar du Crabe entre 200keV et 500keV . Le temps d'exposition est 300ks .

5.4.2 Théorie des polarimètres Compton

La section efficace différentielle $d\sigma$ représente la probabilité qu'un photon d'énergie E subisse une collision avec un électron dans un milieu où la densité est d' $1\text{ e}^{-\text{cm}^{-3}}$. Si le photon émergent a une énergie E' , est à l'intérieur d'un angle solide $d\Omega$ et possède un champ électrique ξ' faisant un angle η avec la direction du champ électrique du photon incident alors la section différentielle Compton peut s'exprimer de la sorte :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 \epsilon^2}{2} \left(\frac{1}{\epsilon} + \epsilon - 2 + 4 \cos(\theta) \right); \quad (5.12)$$

avec $\epsilon = E'/E = 1/(1 + \alpha(1 - \cos(\theta)))$, $\alpha = E/m_e c^2$, r_0 le rayon classique de l'électron, m_e la masse de ce dernier et θ l'angle de diffusion. Cependant la connaissance du champ électrique du photon diffusé n'est pas nécessaire pour connaître la direction de polarisation du photon incident. En effet après avoir moyenné sur l'ensemble des champs électriques possible, la section différentielle Compton peut se réécrire de la façon suivante :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 \epsilon^2}{2} \left(\frac{1}{\epsilon} + \epsilon - 2 \sin^2(\theta) \cos^2(\phi) \right); \quad (5.13)$$

avec ϕ l'angle azimutal entre la direction du champ électrique et celle du photon diffusé. Pour un angle de diffusion polaire θ donné, la section efficace différentielle sera maximum pour

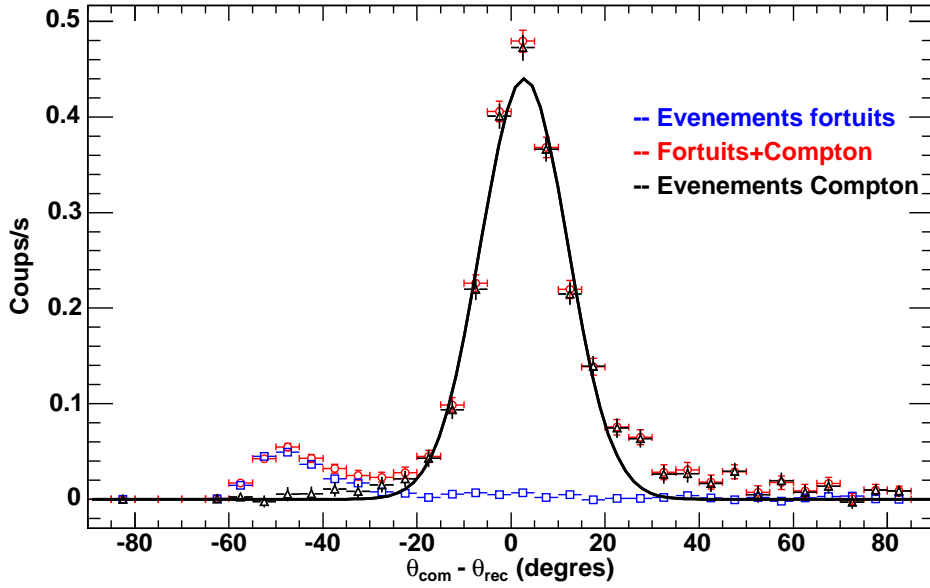


FIG. 5.13: Distribution des événements selon la valeur de $\theta_{com} - \theta_{rec}$ ou θ_{rec} correspond à l'angle au sommet reconstruit du cône de diffusion pour une source de calibration de ^{113}Sn à 392 keV dans l'axe.

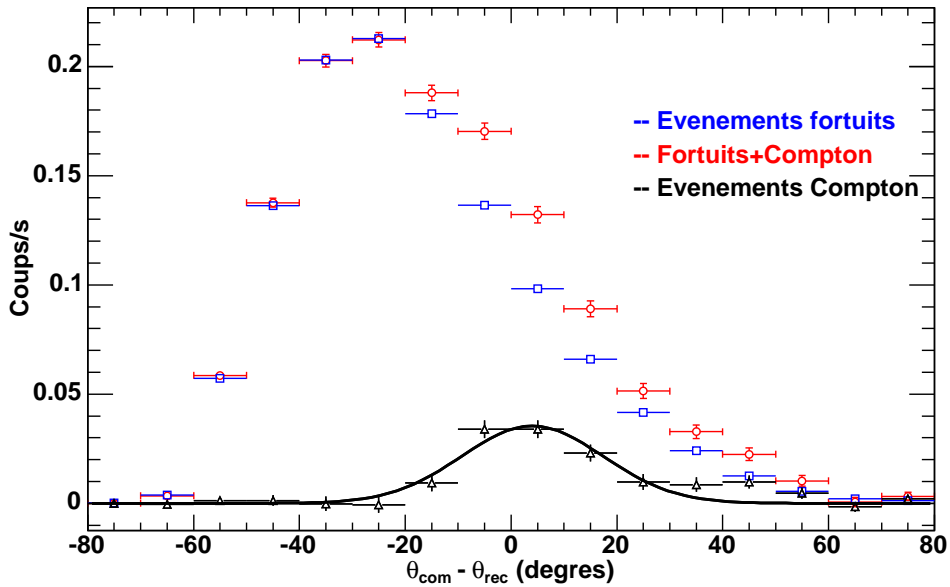


FIG. 5.14: Distribution des événements selon la valeur de $\theta_{com} - \theta_{rec}$ pour le Crabe entre 200 keV et 500 keV. Le temps d'observation est de 300 ks

des photons diffusés perpendiculairement au champ électrique du photon incident (voir Figure 5.18). Et pour une source supposée polarisée linéairement par exemple, et donc pour un champ électrique incident ayant une direction privilégiée, la distribution des photons diffusés sera asymétrique. C'est cette asymétrie qui servira à la détermination de l'angle et de la fraction de

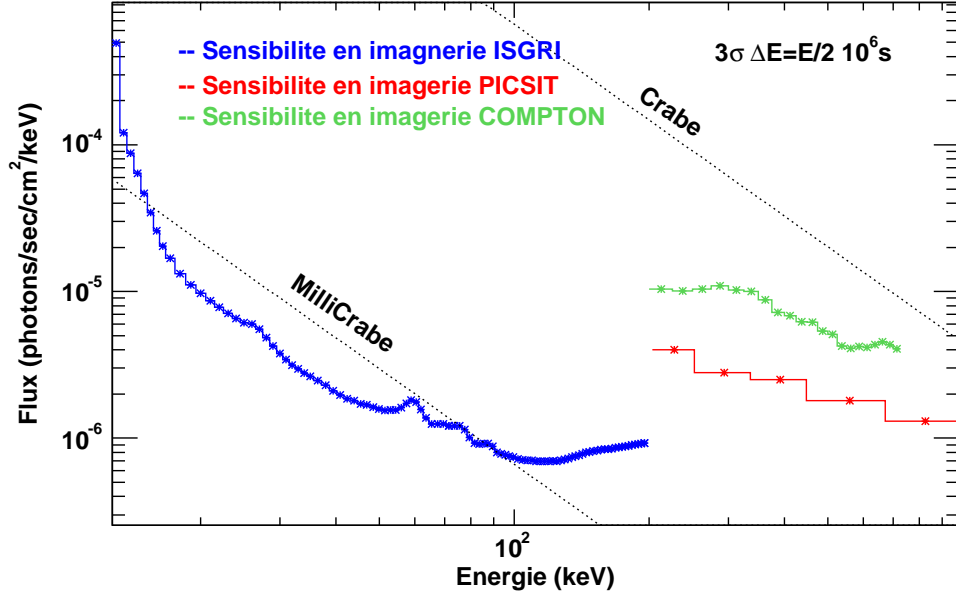


FIG. 5.15: Sensibilité du mode Compton en imagerie pour le mode Compton comparée à celle de PICSIT et d'ISGRI

polarisation de sources astrophysiques. Pour une source polarisée on aura donc une distribution N_ϕ de la forme :

$$N(\phi) = A_0 \cos(2(\phi - \phi_0)) + N_0; \quad (5.14)$$

L'angle P_a et la fraction P_f de polarisation sont donnés par :

$$P_a = \phi_0 \pm \pi; P_f = \frac{Q}{Q_{100}} \quad (5.15)$$

avec $Q = A_0/N_0$ définit comme étant le facteur de modulation et Q_{100} est un facteur de normalisation dépendant de l'instrument et donnant le facteur de modulation obtenue pour une source 100% polarisée. Ce facteur dépend des dimensions physiques de l'instrument, sa géométrie, le niveau de bruit, le seuil bas des détecteurs... Il est en général possible d'avoir une idée de l'ordre de grandeur de ce paramètre en utilisant son expression analytique donnée par :

$$Q_{100} = \frac{\sin^2(\theta)}{\epsilon^{-1} + \epsilon - \sin^2(\theta)} \quad (5.16)$$

L'évolution de ce paramètre avec l'angle de diffusion polaire θ et ce pour différentes bandes en énergies est présentée sur la Figure 5.16

Pour des énergies grandissantes allant de 100 keV à 5 MeV, le maximum de Q_{100} est atteint pour des valeurs de θ de plus en plus faibles. La plus grande sensibilité atteinte pour un télescope Compton serait autour de 100 keV et pour des angles de diffusion perpendiculaires à la direction incidente. Le polarimètre idéal pour de futures mission spatiales observerait le ciel autour de 100 keV et serait constitué de deux détecteurs faisant un angle droit l'un avec l'autre.

5.4.3 Principe de l'analyse en polarimétrie avec le mode Compton d'IBIS

Pour étudier la distribution azimuthale avec le mode Compton d'IBIS il suffit d'ajouter une sélection supplémentaire aux événements Compton avant déconvolution.

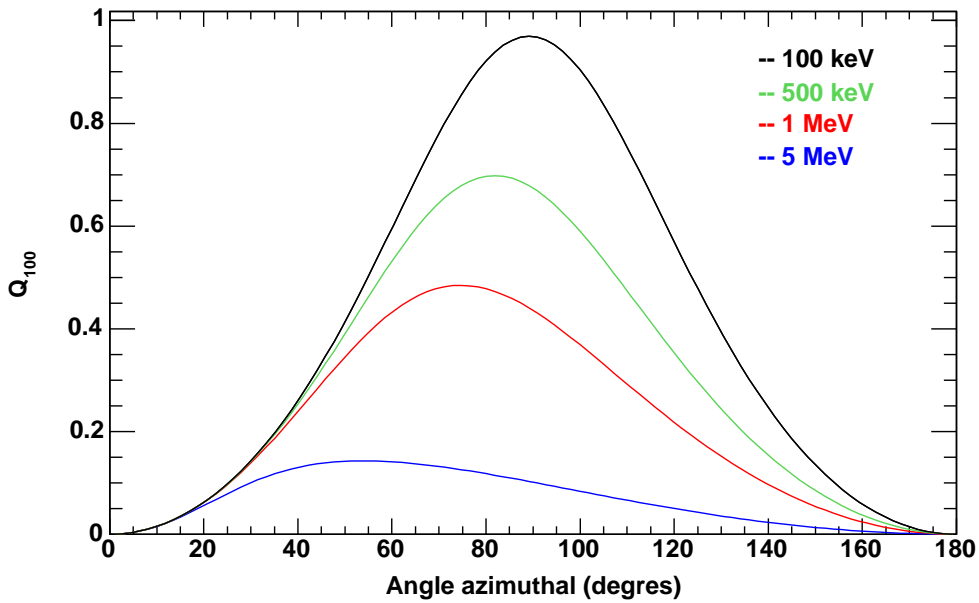


FIG. 5.16: Évolution du paramètre Q_{100} avec l'angle polaire de diffusion pour différentes bandes en énergies.

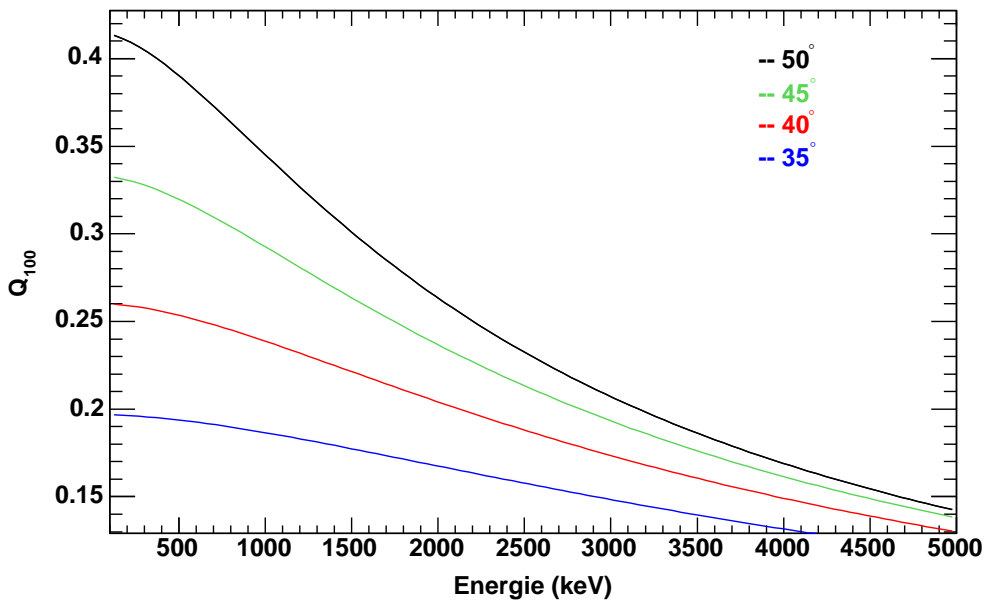


FIG. 5.17: Évolution du paramètre Q_{100} avec l'énergie du photon incident pour différents angles polaires de diffusion.

Le flux et l'erreur pris à la position de la source dans les différentes cartes déconvoluées pour chaque bin en angle azimuthal seront utilisées pour tracer la distribution. La sensibilité en polarisation étant comme nous l'avons vu plus grande à basse énergie, seuls les événements *forward* pour lesquels la diffusion s'opère d'ISGRI vers PICSIT seront utilisés. Dans ce domaine d'énergie le facteur de modulation renormalisée Q_{100} a son maximum pour une diffusion à 90° .

Malheureusement la géométrie des détecteurs ainsi que leur distance respective implique un angle polaire de diffusion n'excédant pas 40° . Dans ce domaine Q_{100} a une valeur proche de 0.25. Mais la valeur finale de ce facteur dépend de la distribution des photons diffusés avec l'énergie et l'angle polaire. Pour ce, des simulations avec GEANT 3 ont été effectuées et présentées dans la section suivante.

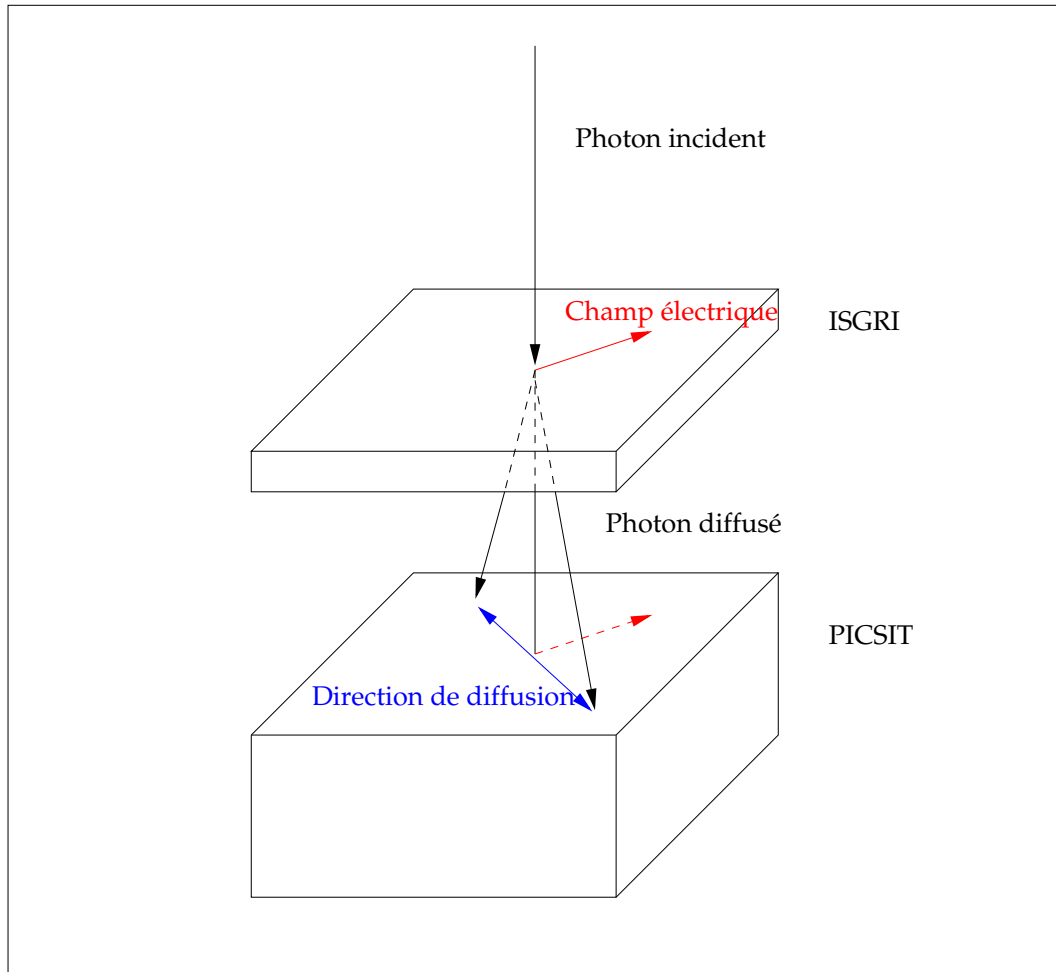


FIG. 5.18: Diffusion préférentielle d'un photon d'ISGRI sur PICSIT.

5.4.4 Performances et calibrations

Pour déterminer le paramètre Q_{100} des simulations ont été effectuées avec GEANT 3. Sur la Figure 5.19 est présentée la distribution de photons diffusés selon l'angle azimutal de diffusion et ce pour une source 100 % polarisée à 45° entre 200 keV et 500 keV.

La facteur de modulation trouvé est proche de 26.70 ± 0.03 et l'angle de polarisation définit comme étant le minimum de la courbe $\pm\pi$ est de $43 \pm 3^\circ$. En répétant cette opération dans différentes bandes en énergies il est alors possible de tracer l'évolution de Q_{100} avec l'énergie.

Sur la Figure 5.20 Q_{100} décroît comme nous l'avons vu précédemment avec l'énergie et devient quasiment constant au delà de 500 keV. Grâce à ces valeurs il est maintenant possible d'évaluer la sensibilité du mode Compton pour la polarisation.

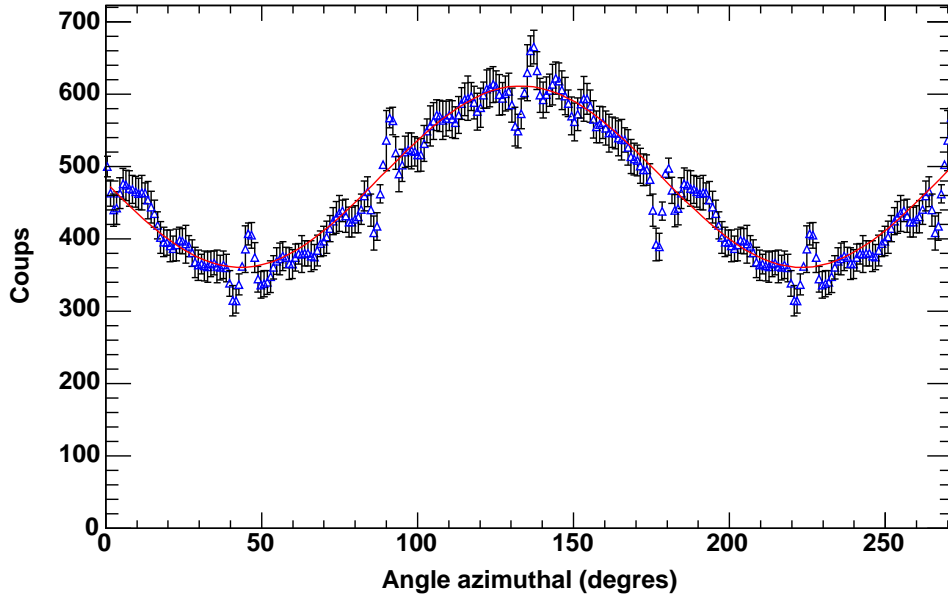


FIG. 5.19: Simulation GEANT3 de la distribution de photons selon l'angle azimutal de diffusion pour une source 100 % polarisée avec un angle de polarisation de 45° entre 200 keV et 500 keV. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$

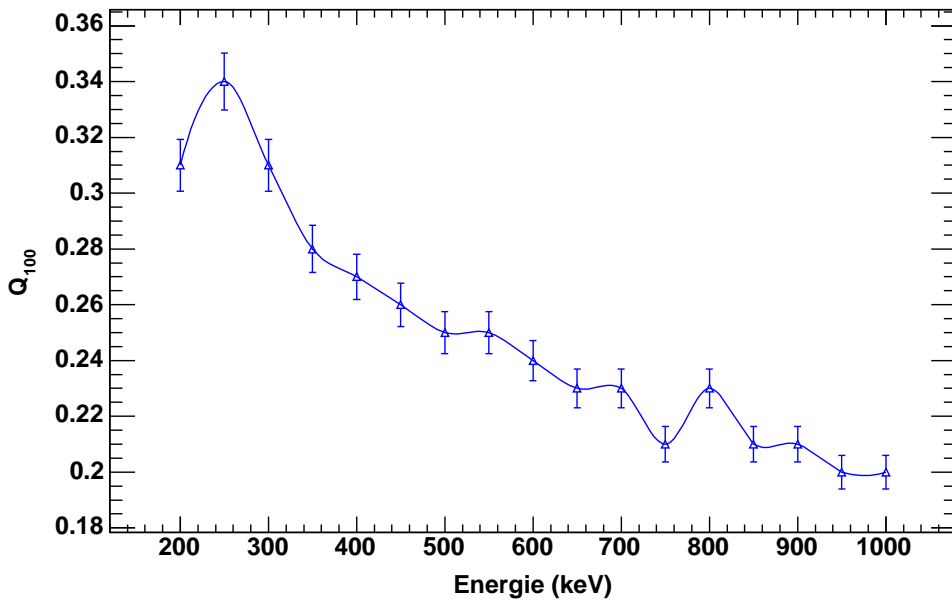


FIG. 5.20: Évolution de Q_{100} avec l'énergie pour le mode Compton d'IBIS obtenue avec des simulations en GEANT3.

5.4.5 Sensibilité en polarisation du mode Compton d'IBIS

La sensibilité d'un polarimètre astrophysique à une source 100 % polarisée peut être déterminée selon :

$$S = \frac{\eta_\sigma}{\epsilon Q} \sqrt{\frac{B}{AT\Delta E}} \quad (5.17)$$

Dans cette formule, S est le flux minimum d'une source polarisée à 100% (en $ph\ s^{-1}\ cm^{-2}\ keV^{-1}$) pouvant être détectée avec une significativité de η_σ et ce avec une efficacité en détection de ϵ et un niveau de fond B en $coups\ s^{-1}\ cm^{-2}\ keV^{-1}$. A est la surface de détection effective (cm^{-2}), T est le temps d'observation en secondes et ΔE est la bande d'énergie considérée en keV. La sensibilité résultante est présentée sur la Figure 5.21.

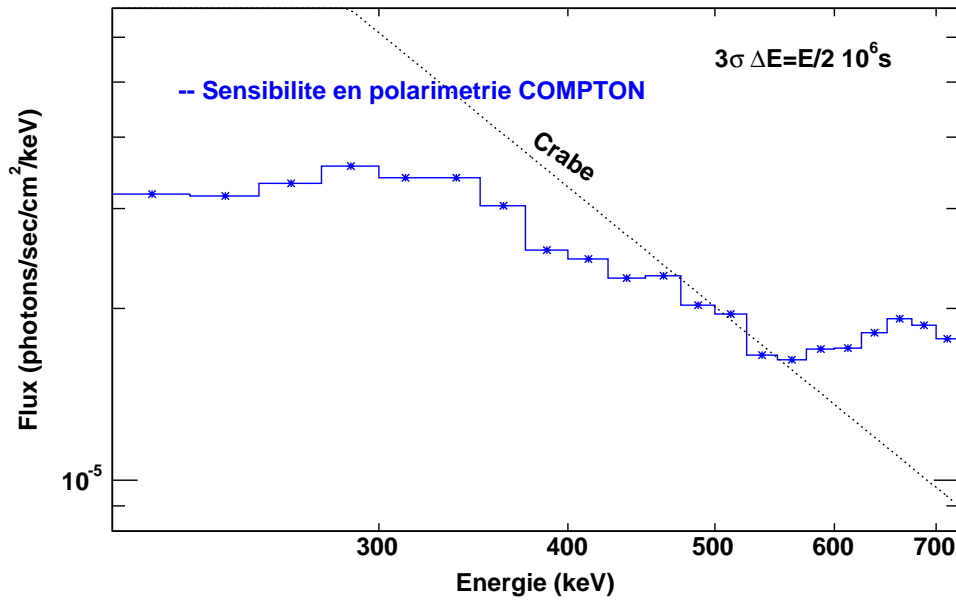


FIG. 5.21: Sensibilité du mode Compton en polarimétrie.

Pour des énergies supérieures à 200 keV le mode Compton d'IBIS est suffisamment sensible pour mesurer la polarisation de sources persistantes fortes comme le crabe mais également de sursauts γ .

5.4.6 Pseudo réponse en polarisation induite dans le mode Compton d'IBIS

Dans les polarimètres Compton, de nombreux effets peuvent déformer la distribution de photons diffusée selon l'angle azimutal. Cette déformation peut même parfois induire une réponse proche de celle d'une source polarisée, c'est à dire une sinusoïde. C'est pour cette raison que l'évaluation et la correction de ces déformations sont très importantes pour éviter toute fausse déclaration de détection de polarisation. Cette étude est effectuée grâce aux sources de calibrations au sol.

Distribution du fond et des fortuits

Comme cela a été mentionné précédemment, les événements marqués comme Compton sont composés d'événements ayant subi une diffusion Compton venant du fond ou de la source ainsi que des événements fortuits. La première étape est donc de vérifier si les événements du fond et fortuits n'induisent pas de modulations dans la distribution de photon suivant l'angle azimutal.

Le fond

La distribution d'événements Compton venant du fond durant les tests d'étalonnage au sol est présentée sur la Figure 5.22. Les axes ΔY et ΔZ correspondent à la différence de position des deux photons en coïncidence temporelle détectés sur ISGRI et PICSIT en unité de pixels ISGRI. L'angle azimutal est donc déterminé par $\phi = \arctan(\Delta Y/\Delta Z)$. L'absence d'événements au centre du diagramme pour ΔY et ΔZ proche de 0 est due aux seuils bas d'ISGRI et PICSIT (17 keV et 200 keV respectivement) qui impliquent un angle de diffusion polaire minimum et donc une distance au centre du diagramme minimum.

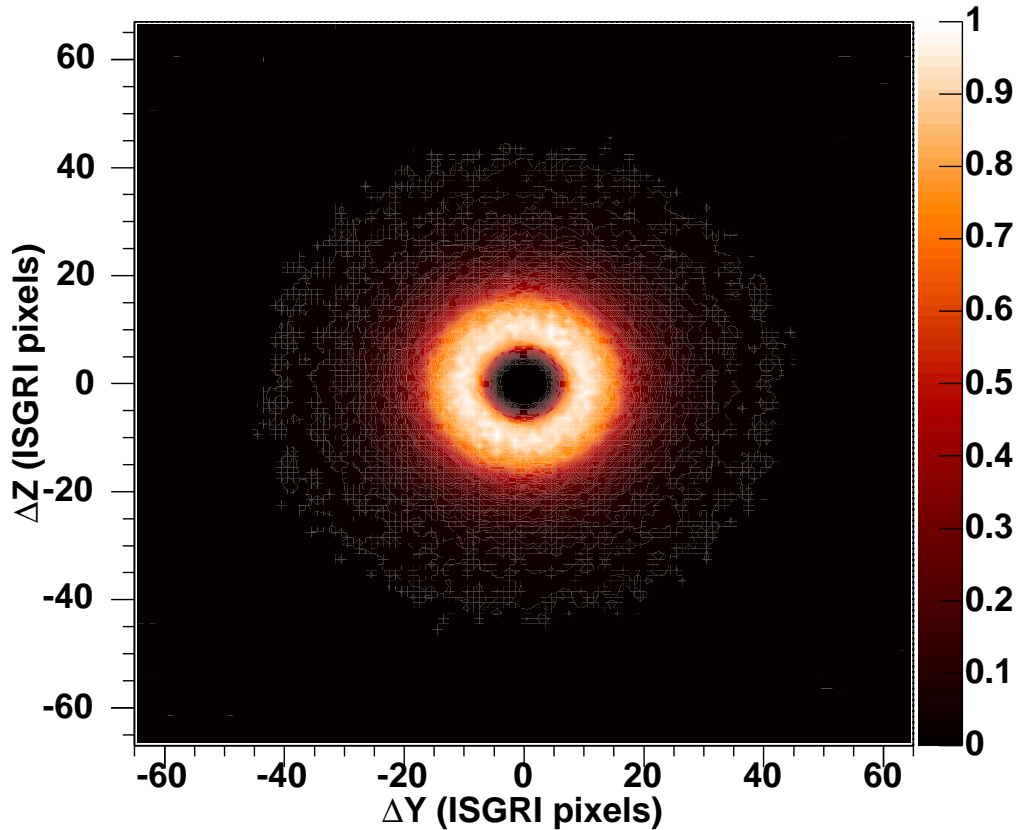


FIG. 5.22: Distribution des événements du fond pendant les tests d'étalonnage selon ΔY et ΔZ .

La distribution est uniforme selon l'angle azimutal ϕ . Le fond n'induit donc pas de modulation de la distribution en ϕ .

Les fortuits

La distribution de fortuits est elle loin d'être uniforme dans le plan ΔY , ΔZ (5.23). Les événements fortuits ont été construits en associant de façon aléatoire des événements ISGRI et PICSIT pris dans les données de calibration pour une source à 392 keV. Le nombre d'événements détectés semble plus prononcé le long des axes Y et Z et de ce fait une légère ondulation apparaît dans la distribution d'angle azimutal. Mais après une sélection Compton pour laquelle seuls les photons dont la différence entre l'angle de diffusion et l'angle Compton est inférieure au champ de vue, cette modulation disparaît. On peut voir clairement cet effet sur la Figure 5.24. Avec

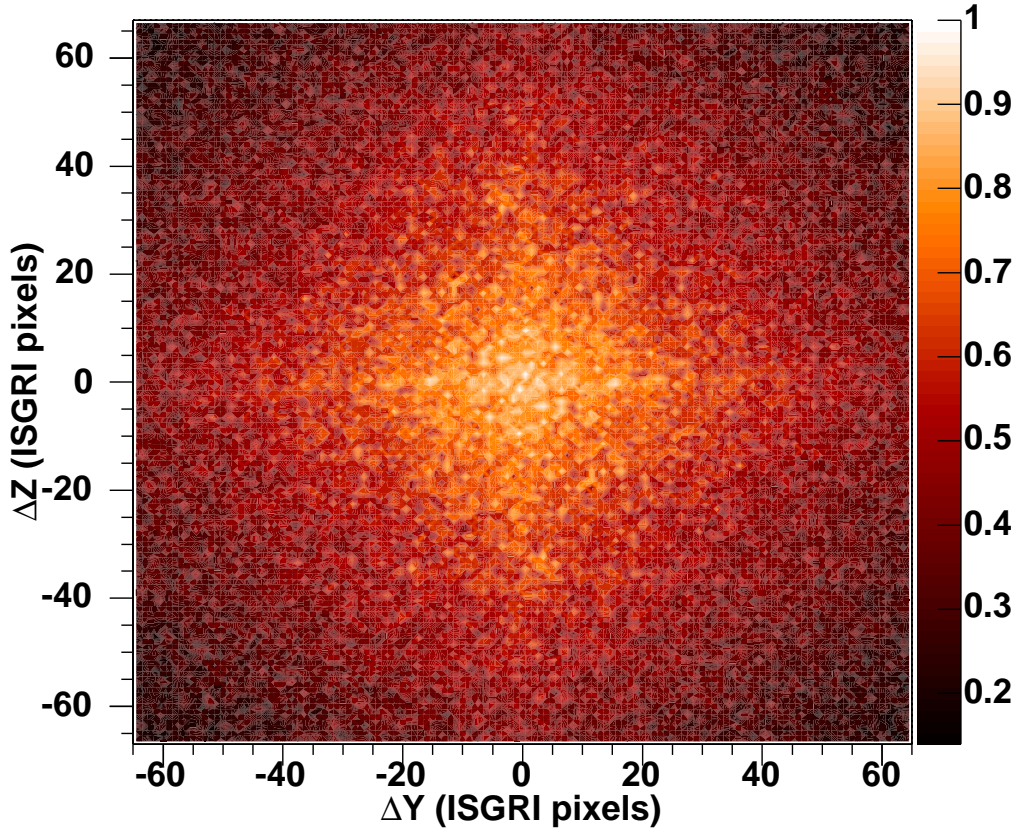


FIG. 5.23: Distribution des événements fortuits dans le plan ΔY et ΔZ sans sélection Compton.

une simple sélection Compton, la distribution de ce type d'évènements suivant l'angle azimuthal devient alors plate et ne peut donc induire une fausse détection de polarisation.

5.4.7 Effets géométriques pouvant induire une modulation

Effets hors axes

Des instruments comme COMPTEL ou INTEGRAL ne sont pas dédiés à la polarisation et doivent donc en général traiter des source hors axes. Cette incidence non nulle peut en général induire une déformation de la réponse en polarisation comme nous le montre la Figure 5.25 pour une source située à $\theta = 30^\circ$ $\phi = -30^\circ$ par rapport à l'axe Y. Il est alors nécessaire de transformer tout point dans le plan ΔY , ΔZ sur un plan de déplacement perpendiculaire à la direction incidente. Si l'on suppose que la direction incidente des photons est (θ, ϕ) alors la transformation s'effectue selon :

$$\Delta Y' = (\Delta Y \cos(\phi) + \Delta Z \sin(\phi)) \cos(\theta) - D_0 \sin(\theta) \quad (5.18)$$

$$\Delta Z' = \Delta Z \cos(\phi) - \Delta Y \sin(\phi) \quad (5.19)$$

où D_0 est la distance entre ISGRI et PICSIT et $(\Delta Y', \Delta Z')$ sont les nouvelles coordonnées dans le plan de déplacement. Souvent cette correction n'est pas nécessaire car les sources observées sont proches de l'axe ($\leq 5^\circ$) et ce surtout pour des observations dédiées. De plus cette

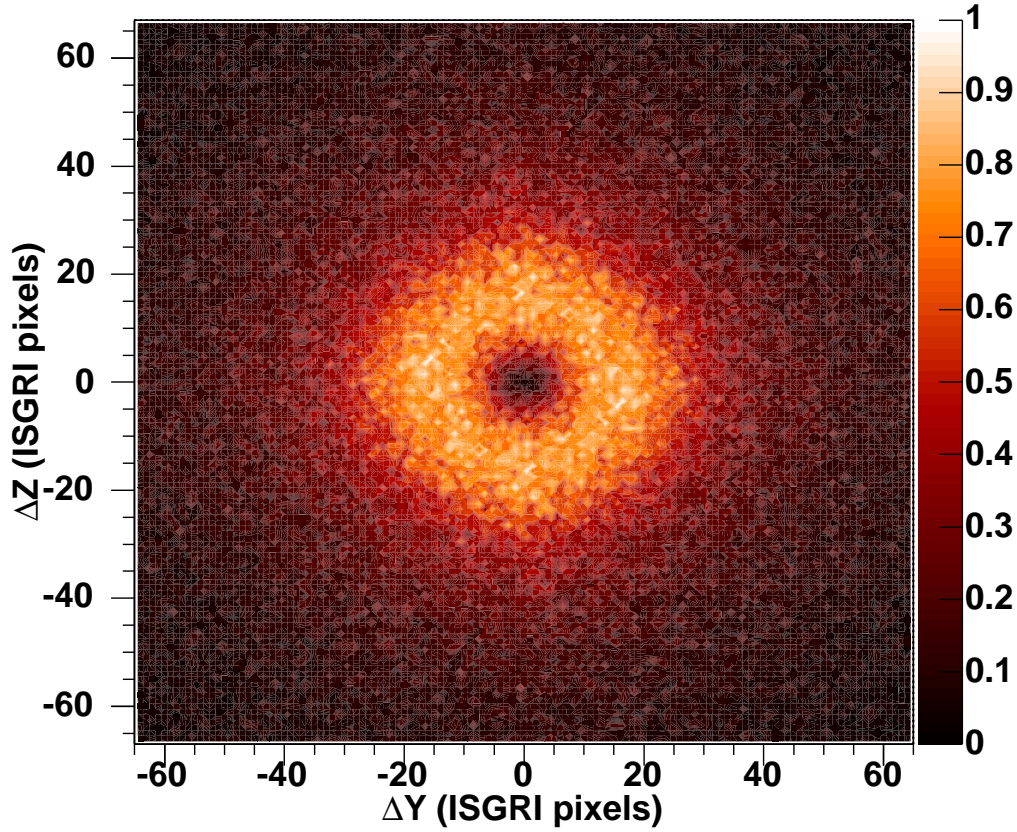


FIG. 5.24: Distribution des événements fortuits dans le plan ΔY et ΔZ avec la sélection Compton.

transformation dépend de la position d'une source et ne peut donc être appliquée à une recherche systématique de polarisation dans un champ de vue sans a priori. La distribution du fond très proche de celle d'une source sur l'axe sera de plus déformée durant cette opération. Une autre solution doit donc être trouvée.

Pour une source non polarisée, la distribution de photons selon l'angle azimutal de diffusion déduite de la carte de déplacement suit une variation en cosinus 2π périodique selon l'angle azimutal $\phi = \arctan(\Delta Z/\Delta Y)$ avec un maximum dans la direction de la source et ce quelque soit la direction incidente. Cette modulation peut donc être corrigée en repliant la distribution sur une période de π . La distribution résultante sera donc plate pour n'importe quelle source non polarisée dans le champ de vue. Pour une source polarisée l'angle étant définie $\pm\pi$ la mesure de la polarisation en sera donc inchangée. Enfin il est grâce à cette technique possible d'améliorer la statistique dans chaque bin d'angle et d'améliorer le signal sur bruit par un facteur $\sqrt{2}$.

Effet induit par la géométrie même des détecteurs.

Comme la distribution des événements sur la plan détecteur dépend de la géométrie de ce dernier, des géométries non symétriques peuvent induire également une déformation de la distribution du plan de déplacement et donc de la réponse en polarisation. Pour quantifier cet effet il faut étudier la réponse de l'instrument à une source non polarisée. Nous avons donc

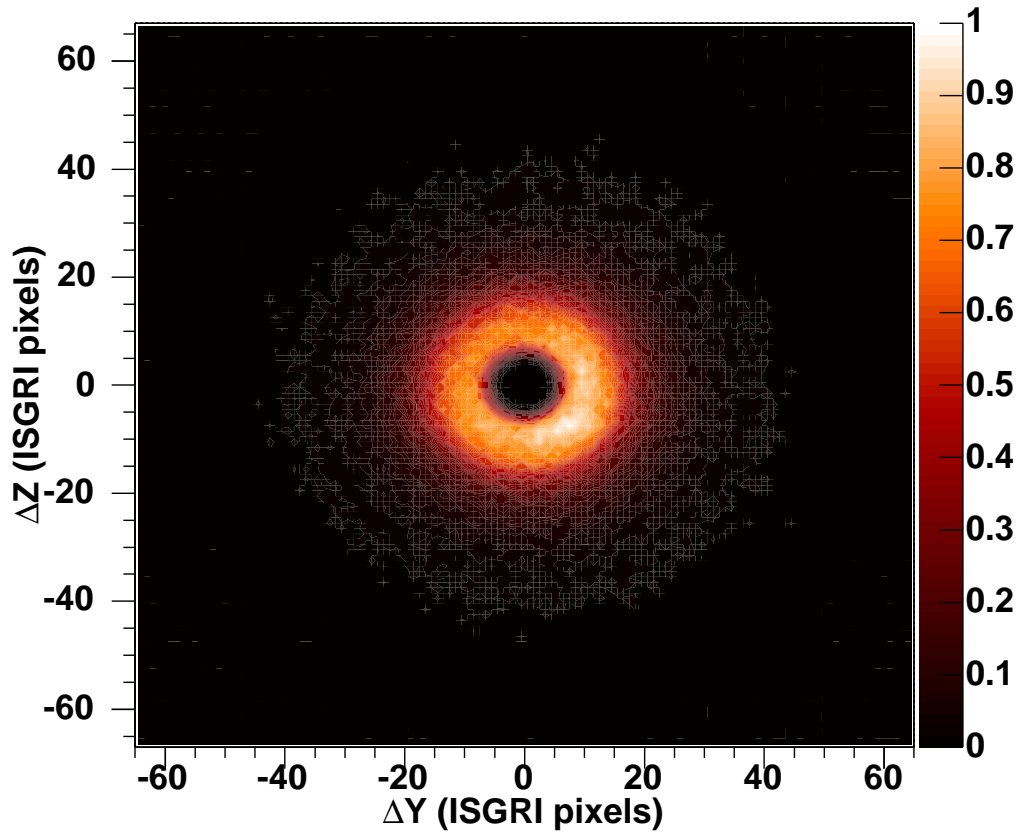


FIG. 5.25: Distribution des événements Compton pour une source de calibration hors axe à 392 keV.

étudié la distribution en angle de 3 sources de calibration à 392, 511 et 662 keV. Les résultats des modélisations obtenus de la distribution avec un cosinus Π périodique sont présentés sur la Table 5.3.

TAB. 5.3: Facteur de modulation pour 3 sources de calibration

Energie (keV)	Facteur de modulation	χ_2
392.	0.0127 ± 0.0127	3.090
511.	0.0232 ± 0.0083	3.790
662.	0.0262 ± 0.0145	1.681

La modulation est très faible et les χ_2 réduits obtenus sont suffisamment grand pour montrer qu'aucune modulation significative n'est visible.

Effet de la déconvolution du masque.

Dans la méthode d'analyse de polarimétrie du mode Compton chaque plan image détecteur obtenu après sélection des événements selon l'angle azimutal, est déconvolué pour obtenir l'image du ciel et donc le flux de la source pour un bin d'angle. Dans cette dernière opération la

géométrie du masque a donc un impact non négligeable. Pour quantifier cet impact il est possible de déconvoluer une image plan détecteur d'une source de calibration au sol, non polarisée. la distribution directement selon l'angle azimuthal est présenté sur la Figure 5.26.

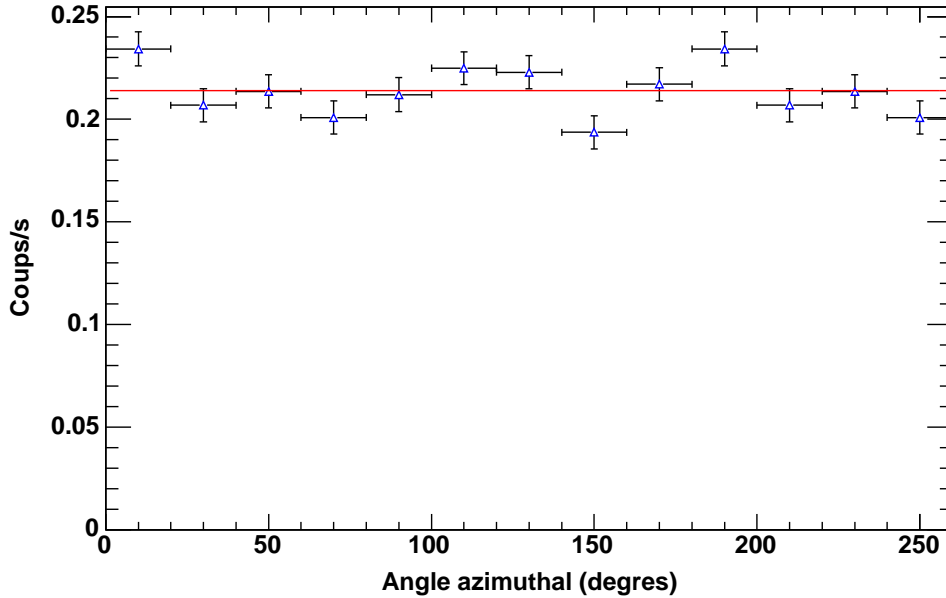


FIG. 5.26: Distribution des événements Compton pour une source de calibration hors axe à 392 keV après déconvolution. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$

La distribution est plate et aucune modulation significative apparaît.

Application à Cygnus X-1

Le test final pour valider notre méthode est d'étudier la distribution des événements suivant l'angle azimuthal de diffusion pour une source céleste observée en vol. Cygnus X-1 est une des sources les plus brillantes du ciel au delà de 200 keV. C'est donc tout naturellement que notre test se porta sur cette source. La distribution mesurée est présentée sur la Figure 5.27. Sur cette dernière aucune modulation spécifique n'est visible malgré le faible niveau de significativité. Notre méthode ne semble donc pas donner de pseudo réponse polarimétrique.

5.5 Conclusion

Le mode Compton d'IBIS est pour la première fois capable de combiner les avantages d'un télescope Compton traditionnel avec ceux induits par l'utilisation d'un masque codé. La cinématique Compton permet en effet de réduire le bruit de fond et le masque dote l'instrument d'une très bonne résolution angulaire indépendante de l'énergie (dans notre cas de $12'$). La sensibilité atteinte permet l'étude de sources persistantes fortes comme le Crabe et Cygnus X-1 ainsi que des phénomènes transitoires comme les sursauts γ . Mais l'adjonction d'un masque codé amène également de nouveaux problèmes comme la nécessité d'évaluer et de soustraire de façon très précise les événements taggés Compton et correspondant simplement à une détection simultanée de photons indépendants sur les deux plans détecteurs. Le champ de vue est de plus réduit et la surface collectrice est divisée par deux. Dans le domaine de la polarimétrie le mode Compton d'IBIS est suffisamment sensible pour étudier des sources comme le Crabe. En repliant

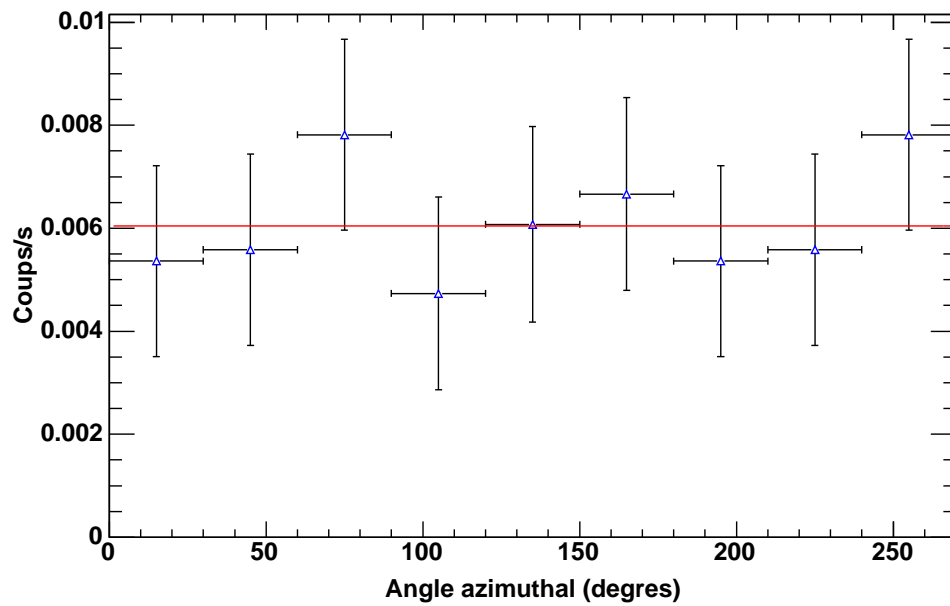


FIG. 5.27: Distribution des événements Compton pour Cygnus X-1 entre 200 et 800 keV. Le temps d'observation est d'environ 500 ks. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$

les différents angles de diffusion azimuthal sur une période de π l'ensemble des modulations non désirées et produites par le détecteur sont alors éliminées.

Article sur les calibrations du mode Compton d'IBIS

DRAFT VERSION.
Preprint typeset using L^AT_EX style emulateajp v. 11/26/04

COMPTON TELESCOPE WITH CODED APERTURE MASK: IMAGING WITH THE INTEGRAL/IBIS COMPTON MODE

M. FOROT¹, P. LAURENT¹, F. LEBRUN¹ AND O. LIMOUSIN¹

Draft version.

ABSTRACT

Compton telescopes provide a good sensitivity over a wide field of view in the difficult energy range running from a few hundred keV to several MeV. Their angular resolution is, however, poor and strongly energy dependent. We present a novel experimental design associating a coded mask and a Compton detection unit to overcome these pitfalls. It maintains the Compton performance while improving the angular resolution by at least an order of magnitude in the field of view subtended by the mask. This improvement is obtained only at the expense of the efficiency that is reduced by a factor two. In addition, the background corrections benefit from the coded mask technique, i.e. a simultaneous measurement of the source and background. This design is implemented and tested using the IBIS telescope on board the INTEGRAL satellite to construct images with a 12' resolution over a 29x29 field of view in the energy range from 200 keV to a few MeV. The details of the analysis method and the resulting telescope performance, particularly in terms of sensitivity, are presented.

Subject headings: gamma rays:observation – instrument:Compton – telescopes

1. INTRODUCTION

The development of Compton telescopes began in the 1970's with balloon flights (Schönfelder & Lichti 1973; Herzo et al. 1975; Lockwood et al. 1979) and culminated with the flight of COMPTEL (Schönfelder et al. 1993) on board the Compton Gamma Ray Observatory (CGRO). COMPTEL has shown for more than 9 years the capabilities of a Compton telescope to image the sky between 1 and 30 MeV thanks to the Compton kinematics information (Boggs & Jean 2000). The study of astrophysical sites of nucleosynthesis, as illustrated by the first ²⁶Al skymap (Diehl et al. 1995), largely progressed with the COMPTEL data. On the other hand, COMPTEL barely achieved a 5 FWHM angular resolution at 1 MeV. Future Compton telescopes could benefit from the very significant detector progress, particularly in the semiconductor domain, to improve the spectral resolution, thus the angular resolution (Limousin 2003). The latter is, however, intrinsically limited by what is referred to as the electron Doppler broadening which results from the fact that the scattering electron in a detector is bound. This limits the angular resolution to about 5 at 511 keV in the best case.

One way to overcome this limitation is to adjoin a coded aperture (mask) to a Compton telescope. This design, which has never been used for gamma-ray space telescopes, maintains the advantages of a Compton telescope (high-energy response, low background, wide field of view) over most of the wide field of view, but it adds the coded mask imaging properties (angular resolution, background subtraction) in the solid angle subtended by the mask. Indeed, in a coded mask system, source and background are measured simultaneously and the energy independent angular resolution is more than one order of magnitude better than in classical Compton telescopes.

With Coded Aperture Compton Telescopes (hereafter CACT), we can obtain low background images in the 200 keV–10 MeV energy range, with an angular resolution better than a fraction of degree (e.g. 10 arcmin). In this paper, we present the general principle of CACT, their application to the INTEGRAL mission, the difficulties inherent to the use of CACT, the analysis method of the IBIS Compton Mode and the resulting performance.

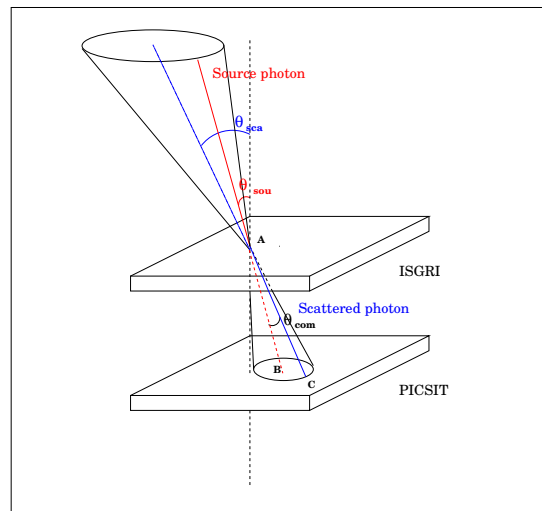


FIG. 1.— Forward scattering of a photon in the IBIS/Compton mode. An incident photon in red is scattered in ISGRI and absorbed in PICSIT (in blue). The energy and position measurements in A and C allow the derivation of the two angles: θ_{com} and θ_{sca} .

2. PRINCIPLE OF A CODED APERTURE COMPTON TELESCOPE

In a Compton telescope, consisting of two detector layers, gamma-ray photons are Compton scattered in one detector and absorbed in the second. The locations and

¹Service d'Astrophysique, CEA Saclay, 91191, GIF sur YVETTE, France
Electronic address: mforot@cea.fr

energy deposits of each interaction are measured, as illustrated in Figure 1 for the IBIS detectors. The direction of the scattered photon, \vec{u}_{sca} , is determined from the interaction locations in the two detectors. The Compton scattering angle, θ_{com} , is measured from the energy deposits, E_1 and E_2 , recorded in the two detectors and given by, for a forward scattering :

$$\cos \theta_{com} = 1 - \frac{m_e c^2}{E_2} + \frac{m_e c^2}{E_1 + E_2} \quad (1)$$

where $m_e c^2$ is the electron rest mass energy. In a Compton telescope, the direction of the incoming gamma-ray photon lies on the edge of a cone, the Compton cone, with axis \vec{u}_{sca} and aperture θ_{com} . The density distribution of all the projected event circles, intersection of the cone with the celestial sphere, allows to reconstruct sky maps and to locate sources. Source polarization can also be measured since the scattering azimuth is related to the polarization direction. The angular resolution of the telescope depends on the accuracy of the θ_{com} and \vec{u}_{sca} determinations and thus depends on the energy resolution and pixel sizes in each of the two detectors. Furthermore, background is hard to subtract and, as in optical cameras, several effects distort images. Using a coded mask to reconstruct sky images effectively addresses most of these difficulties.

In coded aperture telescopes, the source radiation is spatially modulated by a mask of opaque and transparent elements. The projection of the mask shadow recorded with a position sensitive detector produces a shadowgram. This allows simultaneous measurement of source plus background flux (shadowgram area corresponding to the mask holes), and background flux (shadowgram area corresponding to the opaque elements) (Caroli et al. 1987). The background is removed in the deconvolution of the shadowgram using the mask pattern. Mask patterns are designed to allow each source in the field of view to cast a unique shadow on the detector in order to avoid ambiguities in the reconstruction of the sky image. The energy-independent angular resolution is given by $d\alpha = \arctan(\frac{C}{H})$, where C is the size of a mask element and H is the distance between the coded mask and the detector. In such a telescope the field of view is limited and depends on the mask dimension, the detector dimension and the mask-detector distance. The total field of view is divided in two parts:

- FCFOV (Fully Coded Field Of View) for which the source radiation is completely modulated by the mask. This field exists only when the mask is larger than the detector.
- PCFOV (Partially Coded Field Of View) for which only a fraction of the source radiation is modulated by the mask.

The principle of a CACT takes advantage of both techniques. It is composed of a coded mask and two detector planes between which photons are Compton scattered. The flux on one detector is spatially modulated by the mask pattern. The sky image is obtained by a simple deconvolution of this shadowgram. Compton events that are incompatible with a given source direction can be

discarded from the shadowgram, so CACT can be regarded as a coded mask telescope where the Compton kinematics are used to reduce the background.

Then, two cases are possible: Either ones want to study a given source with a known position \vec{u}_{sou} in the celestial sphere or ones wish to make an image of a given field of view. In the first case, we can select, using Compton kinetics, events which fulfill the following condition:

$$\vec{u}_{sou} \cdot \vec{u}_{sca} = \cos(\theta_{com}) \quad (2)$$

within instrumental uncertainties, as, by definition, θ_{com} is the angle between the source and the scattered directions. In the case of a isotropical background, Eq. 2 enable typically to remove more than 90% of the background, while keeping 90% of the source flux.

When we want to study sources over a given field of view, the more conservative way of removing background events using the Compton kinetics, is to remove all events whose Compton cones, within uncertainties, do not intersect the field of view. This condition can be readily written in the plane containing the telescope axis and the source direction (for a forward scattering). Indeed, if we consider the case of a conical field of view of semi-angle θ_{FOV} , the selection condition means that the angle between the source direction and the telescope axis \vec{u}_{tel} , called θ_{sou} , should be greater than the angle θ_{FOV} . θ_{sou} can be easily computed from the Compton angle and the ones of the scattered photon (θ_{sca} such as $\cos(\theta_{sca}) = \vec{u}_{sca} \cdot \vec{u}_{tel}$). The background rejection condition become then:

$$\theta_{sou} = (\theta_{sca} - \theta_{com}) \geq \theta_{FOV} \quad (3)$$

A similar formula can be obtained in the backward scattering case.

3. THE INTEGRAL IBIS/COMPTON MODE

3.1. The IBIS telescope as a CACT

The IBIS instrument (Ubertini et al. 2003) is one of the two major coded aperture telescopes on board the ESA INTEGRAL gamma-ray observatory launched on October 17 2002. It consists of a dual detection layer designed and optimized to operate in the energy range between ~ 15 keV and 10 MeV. The upper detector layer, ISGRI, covering the energy range from ~ 15 keV to 1 MeV, is made of 128×128 Cadmium-Telluride (CdTe) semiconductor detectors (Lebrun et al. 2003). The lower detector layer, PICsIT, operating in the energy interval from ~ 190 keV to 10 MeV, is made of 64×64 Cesium-Iodide (CsI) scintillating crystals (Labanti et al. 2003). Events from these two detection layers are time stamped and an on board Hardware Event Processing Unit (HEPI) can associate the ISGRI and PICsIT events if their arrival times differ by less than a given time coincidence window (actually $3.8 \mu s$). In the following, these events are referred to as tagged Compton events. The detector spectral drifts (gain changes) can be monitored with a ^{22}Na On Board Calibration Unit (OBCU). The detector layers are actively shielded, encased on all but the sky side by bismuth germanate (BGO) scintillator elements. It is also passively shielded from the low energy celestial background with tungsten and lead foils. The coded mask is made of 16 mm thick

tungsten elements of 11.2 mm by side. This thickness guarantees a 50% modulation at 1 MeV. Placed 3.2 m above the CdTe detector plane, this mask ensures a 12 arcmin angular resolution over a 29×29 PCFOV. Composed of two detector planes (ISGRI and PICSIT) able to work in coincidence and covered with a coded mask, the IBIS telescope is the first in flight CACT.

3.1.1. Event types

Tagged Compton events from the celestial source under study can be of two kinds:

- true Compton events,
- or spurious events, where two independent ISGRI and PICsIT events, one of them coming from the source, fall by chance in the Compton coincidence time window, and are recorded falsely as a true Compton event.

Below 500 keV, the vast majority of Compton scatters corresponds to forward scattered events (ISGRI \rightarrow PICSIT). With increasing energy, photons can pass through ISGRI without any interaction, interact in PICSIT, and scatter back onto the ISGRI detection layer. In some cases, more than one scattering occurs. Multiple interactions in ISGRI are, however, discarded on board. In this paper we will use only the events that underwent a forward scattering in ISGRI with a single energy deposit in PICSIT.

3.1.2. spectral resolution

In standard Compton telescopes, the spectral resolutions of each detector are key parameters since they directly affect the angular resolution which, in turn, governs the sensitivity. For CACT, the angular resolution is driven by the mask geometrical properties (C and H), but the sensitivity strongly depends on background rejection. The latter is based on measuring \vec{u}_{sca} and θ_{com} . The uncertainty on θ_{com} , due to the detector spectral resolution, is larger in IBIS than that on \vec{u}_{sca} which relates to pixel size.

We have used the Compton data tagged as calibration events by the On Board Calibration Unit to measure the on board spectral resolution of the IBIS Compton mode. The FWHM of the two lines of the ^{22}Na source (511 keV and 1274 keV) and the resulting energy resolution are presented in Table 1.

TABLE 1
IN FLIGHT IBIS COMPTON MODE ENERGY RESOLUTION

Energy(keV)	Energy resolution (% FWHM)
511	20
1274	15

4. IMAGING THE SKY WITH THE IBIS CODED APERTURE COMPTON TELESCOPE

In this section we focus on imaging analysis and performance of the IBIS/Compton mode.

4.1. The IBIS Compton mode imaging analysis

4.1.1. Events selection

The first step to analyze the IBIS Compton mode data is to apply selections on the events: selection in energy (generally between 200 keV and 1 MeV), and selection of ISGRI events in rise time between 0.6 and 3.8 μs (see Lebrun et al., 2003, for a description of ISGRI data).

Then, we remove background events using the Compton kinetics, as described in paragraph 2. As discussed there, depending on the purpose, there are two types of selection.

- *The field of view selection:* The IBIS field of view semi-angle being $\theta_{FOV} \simeq 15^\circ$, only photons with $\theta_{sca} - \theta_{com} < 15^\circ$ are kept.
- *The dedicated source selection:* for a source of known direction \vec{u}_{sou} , a more restrictive selection given by Eq. 2 is applied. This condition can be rewritten as: $|\vec{u}_{sou} \cdot \vec{u}_{sca} - \cos(\theta_{com})| < \delta_{lim}$ where δ_{lim} is related to the instrumental error.

We compute values of δ_{lim} in order to maximize the source signal to noise ratio, using ground calibration measures. We have used the Compton events obtained from three on-axis calibration sources, namely ^{133}Sn (392 keV), ^{22}Na (511 keV), and ^{137}Cs (662 keV). In fact, for a on-axis source, the telescope axis and source direction coincide, so

$$\vec{u}_{sou} = \vec{u}_{tel} \quad (4)$$

then, from Equation 2, we get

$$\cos(\theta_{com}) = \vec{u}_{sou} \cdot \vec{u}_{sca} = \vec{u}_{tel} \cdot \vec{u}_{sca} = \cos(\theta_{sca}) \quad (5)$$

by definition of θ_{sca} . Equation 2 then simplify to :

$$\Delta\theta = \theta_{com} - \theta_{sca} = 0 \quad (6)$$

Figure 2 shows the angular shift $\Delta\theta$ diagrams. This distribution, centered on zero, is not a Dirac distribution because of instrumental uncertainties. Also, this distribution narrows with energy due to a better reconstruction of θ_{com} , linked to a better Compton mode energy resolution at high energy. Yet, this variation with energy is small and the optimal choice of δ_{lim} (related to the width of the distribution shown in figure 2) has been checked not to change much with energy between 200 keV and 1 MeV.

Figure 3 illustrates how the signal to noise ratio varies with the allowed range of $\Delta\theta \in [-\theta_{lim}, \theta_{lim}]$ for the ^{133}Sn calibration source. The best value of θ_{lim} at 392 keV is around $10 - 12^\circ$.

4.1.2. Spurious events subtraction

Spurious events are generally neglected in standard Compton telescopes. Their uniform distribution does not induce false source detection. But the situation for CACT is different and their contribution must be removed with high accuracy. Indeed, as spurious events are composed by one source and one random event, they keep the mask signature so they are not subtracted by the deconvolution process.

TABLE 2
RESPONSE MAPS GAUSSIAN FITS

Source	Energy(keV)	σ
^{113}Sn	392	73 ± 3
^{22}Na	511	74 ± 3
^{137}Cs	662	71 ± 4
^{54}Mn	835	72 ± 2
^{54}Zn	1120	73 ± 3
Background	200 – 5000	74 ± 3

$$D = S \times R_S + B \times R_B \quad (11)$$

The modulation from the mask pattern is weak compared to the larger scale deformations we study here. To compare R_S and R_B in the same conditions, we need in-flight data from a source strong enough as well as background. Whereas we have used the in-flight background distribution, there is no such source observed in-flight in Compton mode, so we used data from on-ground calibration to determine R_S .

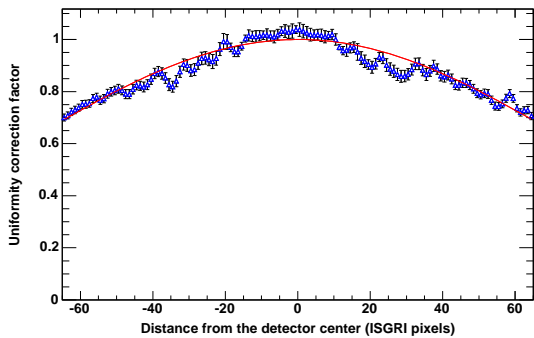


FIG. 5.— Distribution of background events with distance from the detector center. This distribution is well fitted by a 2D gaussian shown in red.

Both the background and source response maps are well fitted by a 2D gaussian function (see Figure 5). The results are presented in Table 2 for the in-flight background measurements and the on-ground calibration source data for on-axis sources. The background and source response maps in several energy bands are found to be consistent. Off-axis sources have also been studied and display equivalent response maps.

Residual background deformations on smaller scales, similar what is observed in ISGRI images (Terrier et al. 2003), are still present; their correction is under study.

The final step is therefore to deconvolve the corrected shadowgram D/R , renormalized to the total number of events, to reconstruct the source flux, using standard deconvolution techniques.

4.1.4. Image deconvolution

Representing the mask with an array M of 1 (transparent) and 0 (opaque) element, the detector plane by an array D , and denoting by G^+ and G^- the decoding arrays related to the coded mask (see (Goldwurm et al. 2003),

the image deconvolution in the fully coded field of view (FCFOV) can be extended to the total (fully coded and partially coded) by performing the correlation of D in a non cyclic form with the G array extended and padded with 0 elements outside the mask (Gros et al. 2003). Since the number of correlated (transparent and opaque) elements in the partially coded field of view is not constant as in the FCFOV, the sum and subtractions for each sky position must be balanced and renormalized. The sky flux map is given by :

$$F = \frac{(WD * G^+) - (WD * G^-) \frac{(W * G^+)}{(W * G^-)}}{(W * G^+ M) - (W * G^- M) \frac{(W * G^+)}{(W * G^-)}} \quad (12)$$

and the variance map by:

$$V = \frac{(W^2 D * G^{+2}) + (W^2 D * G^{-2}) \left(\frac{(W * G^+)}{(W * G^-)} \right)^2}{\left((W * G^+ M) - (W * G^- M) \frac{(W * G^+)}{(W * G^-)} \right)^2} \quad (13)$$

In the previous formulae, the W matrix removes dead or noisy pixels.

In the FCFOV, the variance is quite uniform and equals the total number of detector counts. All this analysis procedure can be easily carried out by means of Fast Fourier transforms. The result on a Crab pulsar observation is presented on Figure 6.

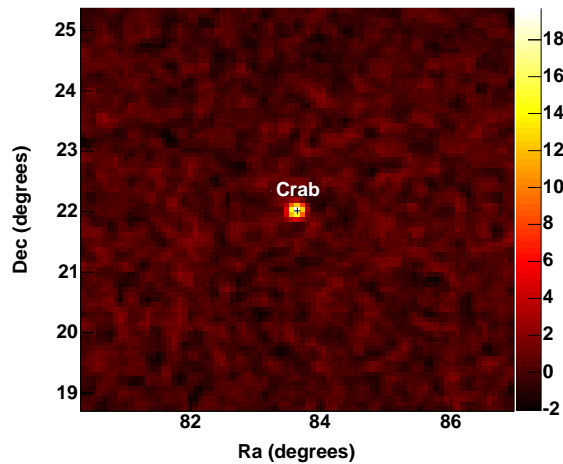


FIG. 6.— Deconvolved significance map for the Crab pulsar using the Compton mode between 200 keV and 500 keV for an exposure time of 300 ks.

4.1.5. Angular shift diagrams as a check for the analysis method

Angular shift diagrams illustrate the effectiveness of the spurious event subtraction. One can use Compton tagged events from an on-axis calibration source and analyze them in regularly spaced $\Delta\theta$ bins. Then we select them in energy and rise time as above. Their shadowgram are corrected for the spatial response and deconvolved to get the total source count rate displayed in

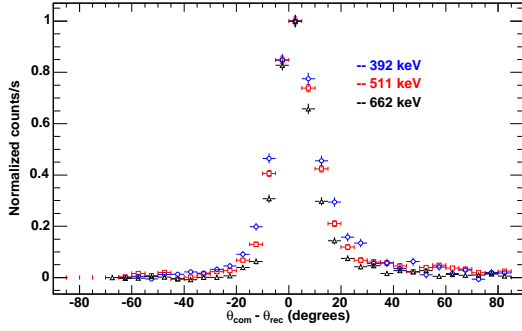


FIG. 2.— Distribution of Compton events with the angular shift $\Delta\theta = \theta_{com} - \theta_{rec}$, after spurious events removal, using on-ground calibration data from ^{133}Sn (392keV), ^{22}Na (511keV), ^{137}Cs (662keV) sources.

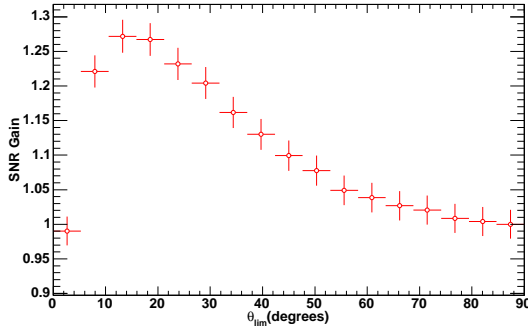


FIG. 3.— Evolution of the signal to noise ratio gain with θ_{lim} for the ^{133}Sn calibration source at 392 keV on axis.

The dedicated source selection has the strong advantage of largely reducing the number of spurious events, as most of them does not obey Equation 2, but their remaining contribution is not negligible. A statistical method must be applied to evaluate and subtract them.

To do so, we make use of the ISGRI and PICSIT single events recorded in the same observation, to artificially associate them and create a sample of spurious events, called hereafter the “fake spurious events sample”. We apply to this sample the same selections in energy, rise time, and scattering angle as described above in order to produce a fake shadowgram. The latter is scaled, by a scaling factor called hereafter “spurious factor” or “ α ”, to the number of spurious events recorded during the observation and then subtracted from the Compton data shadowgram.

The spurious count rate, N_{Sp} scales with the width the time coincidence window ($\sim 2\Delta T_e$), the total number of PICSIT events ($N_{PICSIT} = N_P + N_{OBCU}$ from PICSIT simple and multiple detections, and from calibration events), and the total number of ISGRI events ($N_{ISGRI} = N_I + N_{Sp}$ from ISGRI single events and spurious events). The calibration events in ISGRI are tagged and discarded on board. Using Poisson statistics in the coincidence window, one obtains the number of spurious events:

$$N_{Sp} = (1 - e^{-(2\Delta T_e - \delta T)(N_{PICSIT})})N_{ISGRI} \quad (7)$$

where δT is the on-board time resolution. Yet, one measures only N_I , so the scaling factor is

$$N_{Sp}/N_I = (e^{(2\Delta T_e - \delta T)(N_{PICSIT})} - 1) \quad (8)$$

One has to further correct this factor for the multiple PICSIT events in order to get the scaling factor for the single spurious events only. For a proportion of PICSIT single events of

$$\beta = \frac{N_P^{simple} + N_{OBCU}}{N_P^{simple} + N_P^{multiple} + N_{OBCU}} \quad (9)$$

one gets the spurious factor

$$\alpha = \beta(e^{(2\Delta T_e - \delta T)(N_{PICSIT})} - 1) \quad (10)$$

Figure 4 shows the evolution of the spurious factor for Crab observations through the mission lifetime. It varies from 2.82 % early in the mission (revolution 39) when ΔT was about 5.0 μs , to around 1.1 % after revolution 102 when ΔT was decreased to 1.9 μs . α is quite constant for a given coincidence window during a short time, but rises on longer periods (Rev. 102 – 103 – 170 – 239), due to the increase of the background flux, following the solar cycle.

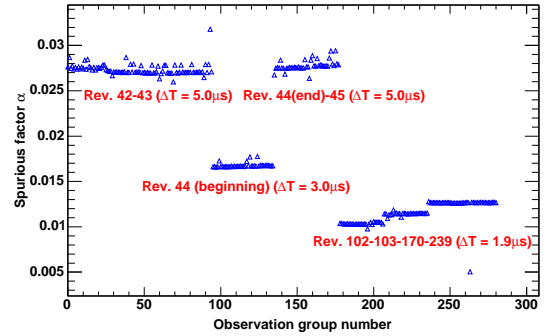


FIG. 4.— Evolution of the spurious factor for different values of the time coincidence window as derived from Crab pulsar observations..

The next step is to correct the resulting shadowgram (after subtraction of the spurious events) for its non-uniformity and to deconvolve it.

4.1.3. Uniformity correction

Compton mode shadowgrams are not spatially flat. The count rate falls near the edges because we lose the events which scatter at the edge of ISGRI and miss PICSIT. This non-uniformity is magnified by the decoding process so, if not corrected, strong systematic structures may result in the deconvolved images with spatial frequencies similar to those originally present in the shadowgram. The shadowgram, D , consists of a source component, with count rate S and a spatial response map R_S , and a background component, with count rate B and response map R_B , thus

red in Figure 7. The corresponding constructed spurious event sample has been analyzed in the very same way and its count rate per $\Delta\theta$ bin, scaled by the measured α factor, is displayed in blue, showing that the spurious factor is adequate. The angular shift $\Delta\theta$ distribution of real Compton events (after subtraction of the spurious ones) is well centered around zero and fall to zero for $|\Delta\theta| \geq 19^\circ$ whereas the spurious distribution is clearly offset to negative values, as expected because most spurious events have a low energy deposit in ISGRI.

For celestial γ -ray sources above 200 keV, the spurious rate dominates over the source one. Several Crab on-axis observations have been used to construct a $\Delta\theta$ diagram, using the variance weighted sum of the flux at the source position in each sky image. Thanks to the coded mask background subtraction capabilities, only the true Compton and spurious contributions as defined in Paragraph 3.1.1, are visible on Figure 8. The spurious component severely dominates, its negative offset being well marked. True Compton events are around zero, as foreseen, and the small flux excess of events for $\Delta\theta \sim 20^\circ - 40^\circ$ is due to backward scattered events.

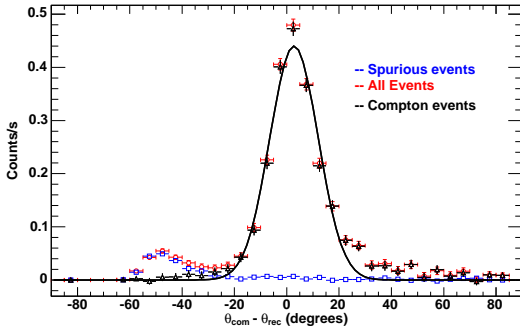


FIG. 7.— Angular shift distribution of events for a calibration source of ^{133}Sn at 392 keV during on-ground calibration.

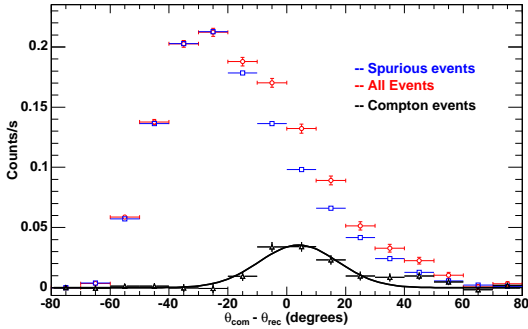


FIG. 8.— Crab count rate between 200 keV and 500 keV in different $\Delta\theta$ bins. The total observation time is about 700 ks.

4.2. The IBIS Compton mode sensitivity

The analysis method described above has been applied to evaluate the signal to noise ratio of the Crab pulsar in different energy bands. The sensitivity of the IBIS Compton mode is presented on Figure 9. It is greater than that of PICSIT for a similar angular resolution. Anyway, we will improve this sensitivity by taking into account in the next future backward scattered events and PICSIT multiple events. Yet, unlike PICSIT, the Compton mode has no major strong background problems, allows to study photons up to a few MeV in very small energy bands, in particular around spectral lines, with an angular resolution better than that of SPI. It also allows to perform polarization studies and imaging studies of compact objects with a good timing resolution ($\sim 100\mu\text{s}$).

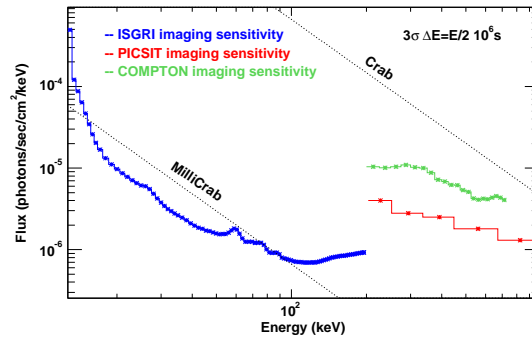


FIG. 9.— Sensitivity of the IBIS Compton mode compared to the ISGRI and PICSIT one.

The next step we foresee in our analysis is to incorporate backward scattered events, PICSIT multiple events, and compute background Compton correction maps (first order background shadowgram from empty field observations and second order summed sky images after source subtraction) to reduce the residual structures in the response maps.

An important goal of the IBIS Compton mode is also polarimetry. The interest of the astrophysics community to such detection is growing. It is in fact a powerful and a direct tool to constrain theoretical model on GRB, pulsars, solar flares, etc ...

The calibration and results of the IBIS Compton mode polarimeter will be presented in a forthcoming paper.

5. CONCLUSIONS

The IBIS Compton mode is functional and provides a new efficient means to observe the sky at energies beyond ~ 190 keV up to a few MeV. With only forward scattered events and thus thanks to the ISGRI shadowgram, we can reconstruct images with high spatial resolution taking advantage of the coded mask aperture system. We have devised a scheme for subtracting the large contribution from spurious coincidences between the two detector planes. The resulting sensitivity, evaluated with in-flight data from the Crab pulsar, opens new perspectives for polarimetric and imaging studies in the 0.2-5 MeV energy band.

REFERENCES

- Boggs, S.E., & Jean, P. 2000, *A&AS*, 145, 311
Caroli, E., Stephen, J.B., di Cocco, G., Natalucci, L., & Spizzichino, A. 1987, *Space Science Reviews*, 45, 349
Diehl, R., et al. 1995, *A&A*, 298, 445
Goldwurm, A., et al. 2003, *A&A*, 411, L223
Gros, A., Goldwurm, A., Cadolle-Bel, M., Goldoni, P., Rodriguez, J., Foschini, L., Del Santo, M., & Blay, P. 2003, *A&A*, 411, L179
Herzo, D., et al. 1975, *Nucl. Inst. Meth.*, 123, 583
Labanti, C., et al. 2003, *A&A*, 411, L149
Lebrun, F., et al. 2003, *A&A*, 411, L141
Limousin, O. 2003, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 504, 24
Lockwood, J. A., Hsieh, L., Friling, L., Chen, C., & Swartz, D. 1979, *J. Geophys. Res.*, 84, 1402
Terrier, R., et al. 2003, *A&A*, 411, L167
Ubertini, P., et al. 2003, *A&A*, 411, L131
Schönfelder, V., et al. 1993, *ApJS*, 86, 657
Schönfelder, V., & Lichti, G. 1973, *International Cosmic Ray Conference*, 4, 2709

Chapitre 6

Mesure de la polarisation γ du Crabe

Sommaire

6.1 Émissions haute énergie polarisées	92
6.1.1 Émission bremsstrahlung magnétique	92
6.1.2 Émission Bremsstrahlung	95
6.1.3 Émission Compton	95
6.1.4 Séparation magnétique de photons	96
6.2 Polarisation du Crabe	96
6.2.1 Observation de la polarisation γ du Crabe avec le mode Compton d'IN-TEGRAL.	97
6.2.2 Polarisation attendue pour les différents modèles d'émission des nébuleuses	103
6.3 Conclusions	107

Avant propos : *L'étude de la polarisation des émissions d'un pulsar est un outil très puissant afin de contraindre les processus d'accélération et d'émission des particules proche du pulsar et en deçà du choc terminal. Les émissions pulsées peuvent en effet soit venir de la magnétosphère proche des pulsars (slot gap, outer gap, slot gap) soit d'une zone plus lointaine le long du plan équatorial (striped wind). La polarisation dépendant fortement de la géométrie de la zone émissive, en étudiant l'évolution de cette dernière avec la phase de pulsation il est alors possible de contraindre très fortement ces mécanismes d'accélération. Une telle mesure dans le domaine gamma n'a encore jamais été effectuée. Mais avec le mode Compton d'IBIS une telle mesure est maintenant possible. Dans cette partie j'ai donc appliqué l'ensemble de la chaîne de traitement de données présentées dans la partie précédente au pulsar du Crabe ainsi qu'à sa nébuleuse*

Foreword : *Polarization could put severe constraints on acceleration and high energy emission processes. Such constraints are particularly important close to the pulsar where all the current acceleration models (slot gap, outer gap, polar caps) have their own polarization signature. The polarization evolution with phase seems thus to be the Graal to discriminate between these models. Such study has only been performed in optical and UV energy domain for the Crab pulsar. Thanks to the IBIS Compton mode, we can add gamma-ray polarization constraints that apply to the first generations of particles in the cascades.*

6.1 Émissions haute énergie polarisées

L'étude de la polarisation γ d'un objet astrophysique est un des moyens les plus efficaces d'étudier la géométrie des zones émissives. La plupart des mécanismes responsables des émissions haute énergie de ces objets sont non thermiques et induisent un très haut degré de polarisation suivant la géométrie de l'objet.

6.1.1 Émission bremsstrahlung magnétique

Quand une particule se déplace à la vitesse \vec{v} dans un milieu où le champ magnétique \vec{B} est constant et en absence d'un champ électrique une force F s'exerce sur la particule. Cette force est donnée par :

$$F = \frac{Ze(\vec{v} \times \vec{B})}{c} \quad (6.1)$$

La force s'exerçant donc sur la particule est perpendiculaire à \vec{v} et \vec{B} et si ces deux vecteurs sont eux mêmes perpendiculaires entre eux, alors la particule décrira un cercle autour de la direction du champ magnétique. Dans le cas où \vec{v} et \vec{B} font un angle quelconque θ la particule cette fois décrira une hélice autour de B avec une fréquence ν_r donné par :

$$\nu_r = \frac{ZeB}{2\pi\gamma m_e c} \quad (6.2)$$

où c est la vitesse de la lumière, Z est la charge de la particule, e la charge élémentaire, m_e est la masse de la particule chargée et γ son facteur de Lorentz. Cette particule aura une accélération constante et émettra de la lumière au taux :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\sigma_T}{4\pi} \left(\frac{v}{c}\right)^2 c\gamma^2 B^2 \sin^2(\theta) \quad (6.3)$$

où σ_T est la section efficace de Thompson.

Dans le cas général cette émission est connue sous le nom d'émission *bremsstrahlung magnétique*. Dans le cas non relativiste elle est plus communément dénommé émission cyclotron alors que dans le cas ultrarelativiste elle est appelée radiation synchrotron. Le rayonnement de courbure correspond à l'émission d'une particule se déplaçant le long d'une ligne de champ magnétique courbe. Dans la plupart des cas les particules émettant de l'émission bremsstrahlung magnétique sont les électrons. En effet à cause de leur faible masse ces derniers sont plus faciles à accélérer que les protons, par exemple, beaucoup plus lourd. C'est pourquoi nous nous limiterons dans cette partie à décrire seulement l'émission des électrons.

Émission cyclotron

Dans le cas non relativiste où v est bien inférieure à c , $\gamma = 1$ et l'équation 6.3 devient alors :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{\sigma_T}{4\pi} \left(\frac{v}{c}\right)^2 cB^2 \sin^2(\theta) \quad (6.4)$$

Les électrons émettent alors un rayonnement dipolaire. La puissance rayonnée par unité d'angle solide varie comme $\sin^2(\theta)$ par rapport au vecteur d'accélération \vec{a} . Le photon émis est polarisé dans le plan contenant le vecteur accélération \vec{a} ainsi que la direction de la photon.

Pour un observateur extérieur, quand le champ magnétique est perpendiculaire à la ligne de visée, le photon détecté sera vu comme polarisé linéairement. Dans le cas contraire, où le champ magnétique est cette fois parallèle à la ligne de visée, l'électron décrit une trajectoire circulaire et l'émission observée est alors polarisée circulairement à 100 %. Si l'angle entre \vec{B} et la ligne de visée est quelconque la polarisation observée est intermédiaire entre les deux cas extrêmes présentés précédemment. Elle est donc elliptique.

Pour de l'émission cyclotron la fréquence relativiste ν_g se simplifie en

$$\nu_g = \frac{eB}{2\pi m_e c} \quad (6.5)$$

où m_e est la masse de l'électron. Cependant même pour de faibles vitesses, l'intégralité de l'émission cyclotron ne sera pas émis à la fréquence ν_g . En effet il existe de faibles effets

relativistes qui écartent la distribution en intensité de sa distribution en $\sin^2(\phi)$. Le système peut en effet être décomposé de façon équivalente à une somme de dipôles émettant un rayonnement aux harmoniques l de ν_g avec une intensité I_l :

$$I_l \alpha \left(\frac{v}{c}\right)^{2(l-1)} \quad (6.6)$$

où $l = 1$ correspond à la première harmonique, $l = 2$ à la seconde...

L'énergie émise pour les harmoniques les plus hautes est petite quand la particule n'est pas relativiste et devient non négligeable pour des vitesses supérieures à $0.1c$. L'élargissement Doppler devient lui aussi important pour ces fréquences et on peut alors détecter une grande quantité de fréquences d'émission. La conséquence directe est un élargissement du spectre d'émission pour les plus basses harmoniques et l'obtention d'un spectre quasi continu pour les harmoniques les plus hautes.

Pour un champ magnétique typique d'une étoile à neutrons de l'ordre de $10^9 T$, l'énergie maximum de l'émission cyclotron sera aux alentours de 100 keV. Le mode Compton d'INTEGRAL étant opérationnel qu'à partir de 200 keV cette émission ne sera pas observée.

Émission synchrotron

Le rayonnement synchrotron est collimaté dans la direction de propagation de l'électron. Une partie significative du rayonnement est alors contenu dans un cône d'axe la direction de la particule et d'angle au sommet $1/\gamma$. L'observateur a donc de grandes chances de louper l'émission synchrotron d'une particule si il ne se trouve pas le long de sa trajectoire.

L'émission synchrotron étant la version relativiste du rayonnement cyclotron le spectre résultant est comme nous l'avons vu précédemment non plus discret mais continu. Ainsi pour étudier les propriétés de l'émission synchrotron il est nécessaire de trouver une expression de la distribution spectrale.

Il est possible d'exprimer la puissance synchrotron émise par un seul électron en la décomposant en une partie parallèle et perpendiculaire à la direction du champ magnétique. La composante perpendiculaire est donnée par :

$$P_{\perp}(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin(\alpha)}{4\pi m_e c^2} (F(x) + G(x)) \quad (6.7)$$

et la composante parallèle est donnée par :

$$P_{\parallel}(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin(\alpha)}{4\pi m_e c^2} (F(x) - G(x)) \quad (6.8)$$

Dans ces équations $F(x) = x \int_x^{\infty} K_{5/3}(z) dz$ et $G(x) = x K_{2/3}(x)$ sont les fonctions de Bessel modifiées et $x = 2\omega_r r / 3c\gamma^3$, ω_r est la fréquence de rotation relativiste et r est le rayon de courbure pour l'électron donné par $r = v/\omega_r \sin(\alpha)$. Il est en général très commode de définir un fréquence critique ω_c définie par :

$$\omega_c = \frac{3c\gamma^3}{2r} \quad (6.9)$$

De cette façon $x = \frac{\omega}{\omega_c}$ et

$$\omega_c = 2\pi\nu_c = \frac{3}{2} \left(\frac{c}{v}\right) \gamma^3 \omega_r \sin(\alpha) \quad (6.10)$$

La puissance totale émise donc par unité de fréquence et ce pour une seule particule est alors donnée par :

$$P(\omega) = \frac{\sqrt{3}e^3 B \sin(\alpha)}{2\pi m_e c^2} F(x) \quad (6.11)$$

Cette puissance possède un maximum pour une fréquence $\nu_{max} = 0.29\nu_c$.

En général le spectre d'électrons d'une source astrophysique peut souvent être approximé par une loi de puissance

$$N(E)dE = kE^{-\alpha}dE \quad (6.12)$$

où k et α sont des constantes. En intégrant la puissance émise par un seul électron sur la distribution précédente on obtient en général une puissance totale de la forme :

$$P(\nu)d\nu \propto \nu^{-(\alpha-1)/2} \quad (6.13)$$

Le spectre synchrotron résultant est donc lui aussi une loi de puissance.

Une autre caractéristique importante du rayonnement synchrotron est sa polarisation. Le photon est polarisé elliptiquement mais tend vers une polarisation linéaire au fur et à mesure que son énergie augmente. Cela est du comme nous l'avons vu au fait qu'une partie significative du flux est vu seulement dans le cas où le cône d'émission est proche de la ligne de visée. Ainsi si un électron arrive avec un angle d'incidence de 90° l'émission synchrotron observée sera polarisée linéairement car la projection du vecteur accélération sera vu comme étant dans la même direction. Pour un angle d'incidence quelconque le vecteur accélération sera vu en rotation quand le cône passera devant l'observateur. Cela introduit donc une polarisation circulaire qui mélangée avec la précédente donnera une polarisation totale elliptique. Mais quand l'énergie de l'électron augmente le cône d'émission devient alors de plus en plus étroit et le vecteur accélération n'a pas le temps de tourner durant le court laps de temps pendant lequel le cône est visible. La polarisation apparaît donc linéaire. Pour une population d'électrons maintenant, la polarisation résultante est trouvée en intégrant les différentes polarisations sur l'ensemble des particules se trouvant dans le cône d'émission. Vu que les composantes elliptiques de chaque côté de la ligne de visée s'annule la polarisation résultante est alors linéaire.

Pour un seul électron le degré de polarisation Π est donné par :

$$\Pi = \frac{P_{\perp}(\omega) - P_{\parallel}(\omega)}{P_{\perp}(\omega) + P_{\parallel}(\omega)} = \frac{F(x)}{G(x)} \quad (6.14)$$

et pour une distribution de particules en loi de puissance :

$$\Pi = \frac{\int_0^{\infty} G(x)x^{(\alpha-3)/2}dx}{\int_0^{\infty} F(x)x^{(\alpha-3)/2}dx} = \frac{\alpha + 1}{\alpha + 7/3} \quad (6.15)$$

Pour des indices spectraux typiques de l'ordre de 1.5-5.0 le degré de polarisation attendue est alors compris entre 65% et 80%.

Rayonnement de courbure

Un électron se déplaçant dans un milieu où le champ magnétique n'est pas uniforme aura tendance à suivre la direction des lignes de champ. Si le rayon de courbure est petit une partie significative d'émission bremsstrahlung magnétique sera émise. Dans le cas relativiste les équations relatives au rayonnement de courbure peuvent être obtenues en remplaçant le rayon de giration par le rayon de courbure de la ligne de champ. Ce rayon ne dépend pas du facteur de Lorentz, la puissance émise par ce type de rayonnement sera alors supérieure à la puissance synchrotron d'un facteur γ . Les caractéristiques en polarisation de ce rayonnement sont les mêmes que celles de l'émission synchrotron sauf bien sûr le fait que le vecteur de polarisation est cette fois-ci parallèle au champ magnétique.

6.1.2 Émission Bremsstrahlung

Ce type de rayonnement est associé à l'accélération d'une particule dans le champ électrostatique d'un ion ou d'un proton. Il se produit généralement au sein de gaz très chaud où la densité d'électrons libres est grande. Comme pour l'émission Bremsstrahlung magnétique, ce rayonnement est beaucoup plus important pour les électrons que pour les particules plus lourdes. Cependant durant certains types d'événements comme les éruptions solaires ce rayonnement pour les ions plus lourd devient significatif.

L'énergie maximum d'un photon émis par une émission Bremsstrahlung pour un ensemble de deux particules chargées est donné par (Heristchi 1986) :

$$E_{max} = \frac{m_2 E_1}{m_2 + m_1 + E_1 - M \cos(\theta)} \quad (6.16)$$

où E_1 , M et m_1 sont respectivement l'énergie cinétique, le moment et la masse de la particule incidente. m_2 est la masse de la particule cible et θ est l'angle entre la direction du photon émis et la particule incidente. Dans le domaine gamma où le milieu est optiquement mince à l'émission, la puissance émise ne dépend que très peu de la fréquence et produit un spectre continu. Le degré de polarisation linéaire de l'émission Bremsstrahlung d'un système proton-électron a été étudiée par (Gluckstern et al. 1953). Le vecteur de polarisation tend à être parallèle à la direction du vecteur accélération et les photons sont en général émis dans le plan perpendiculaire au mouvement des électrons. Le degré de polarisation linéaire peu en général atteindre de très grandes valeurs de l'ordre de 80%.

6.1.3 Émission Compton

Une diffusion Compton se traduit par un transfert d'énergie et de moment entre un photon et un électron. En astrophysique ce genre de diffusion a un double intérêt. La première correspond au cas général d'une diffusion entre un photon de haute énergie avec un électron libre. L'énergie du photon est en général suffisamment grande pour que l'énergie de liaison de l'électron soit négligée et qu'ainsi l'électron soit considéré comme libre. Le deuxième cas implique un photon de plus basse énergie avec un électron relativiste. Ce procédé est connu comme diffusion Compton inverse. L'énergie moyenne du photon diffusé est alors donné par :

$$E_{ave} = \frac{4}{3} \gamma^2 \left(\frac{v}{c}\right)^2 E_0 \quad (6.17)$$

où E_0 est l'énergie du photon incident. Il est donc possible pour des électrons de facteur de Lorentz proche de 1000 par exemple de diffusé des photons optiques jusqu'aux rayons gamma dans le domaine du MeV.

Pour une distribution en loi de puissance d'indice spectral α la puissance émise dans le domaine de fréquence entre ν et $\nu + d\nu$ est donné par :

$$P(\nu)d\nu \propto \nu^{-(\alpha-1)/2} \quad (6.18)$$

Le spectre a donc la même allure que le spectre synchrotron. C'est pour cette raison qu'il est des fois dur de trancher pour savoir quel mécanisme est responsable d'une émission. Cependant le degré de polarisation linéaire attendu pour de l'émission synchrotron est bien différent de celui du à une diffusion Compton. L'étude de la polarisation peut alors être un outil très puissant pour discriminer l'un de ces deux mécanismes.

Pour étudier les propriétés de la polarisation de ce type de diffusion il est possible d'étudier le phénomène dans le cas d'une diffusion Compton simple, l'autre cas dérivant de ce dernier par simple changement de référentiel.

Une étude détaillée de la polarisation attendue après une diffusion Compton est présentée dans (Fernandez et Molinari 1993) et (Matt et al. 1996). Pour résumer la probabilité

qu'un photon diffuse avec un angle θ est donné par la section différentielle de Klein-Nishina pour un électron libre. Cette formule fut donné dans la paragraphe précédent dans le cas du mode Compton d'INTEGRAL mais pour rappel :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 \epsilon^2}{2} \left(\frac{1}{\epsilon} + \epsilon - 2 \sin^2(\theta) \cos^2(\phi) \right); \quad (6.19)$$

Dans cette équation ϵ est la rapport entre l'énergie du photon diffusé et celle du photon incident, r_0 est le rayon classique de l'électron et ϕ est l'angle azimutal de diffusion entre le plan de diffusion et la direction de polarisation. Le degré de polarisation linéaire attendue est alors de :

$$\Pi = 2 \frac{1 - \sin^2(\theta) \cos^2(\phi)}{\epsilon + \epsilon^{-1} - 2 \sin(\theta) \cos(\eta)} \quad (6.20)$$

Le taux de polarisation peut en général être très élevé mais après plusieurs diffusion il est en général bien réduit. Pour une distribution isotrope de photons incidents le faisceau émergeant sera composé de rayonnements polarisés dans toutes les directions créant ainsi une polarisation résultante nulle.

6.1.4 Séparation magnétique de photons

Pour des champ magnétiques extrêmes où B approche le champ critique

$$B_{cr} = \frac{m_e c^3}{eh} = 4.413 \times 10^{13} G \quad (6.21)$$

la formation de deux photons à partir d'un seul photon commence. Ce phénomène est prédit par l'électrodynamique quantique et peut être un mécanisme prépondérant d'émission de photons γ (Mitrofanov et al. 1986; Baring 1993) pour des objets comme les magnétars (étoile à neutrons avec champ magnétique extrême) par exemple. Cette émission a le même effet que la création de paires sur la redistribution des photons γ . Le rayonnement émergeant après un tel processus est en général polarisé à 20-30% avec une inversion de polarisation au pic du spectre d'émission. L'étude de la polarisation est donc la aussi très importante pour discerner quel mécanisme est responsable de la redistribution des photons dans le spectre total. De plus le changement de l'angle de polarisation avant et après le pic en émission, peut être observationnellement un indice très fort de la présence d'un tel mécanisme au sein d'une source astrophysique.

6.2 Polarisation du Crabe

La polarisation du Crabe a été étudiée depuis plus de 30 ans dans le domaine radio (Wilson 1972a; Velusamy 1985) optique (Hickson et van den Bergh 1990; Michel et al. 1991; Smith et al. 1988; Kanbach et al. 2005), UV (Graham-Smith et al. 1996) et des rayons X mous (Weisskopf et al. 1978; Silver et al. 1978). Les caractéristiques communes de ces domaines d'énergie dans le domaine de la polarisation firent alors penser à ces auteurs que l'émission synchrotron se faisait sur des régions similaires et ce sur un très grand domaine d'énergie allant des ondes radio aux rayons X mous. Pour l'émission non pulsée ces régions semblent être liées à la structure de jet+tore observées alors que pour l'émission pulsée, il semblerait que les zones émissives proviennent de la magnétosphère proche du pulsar à l'intérieur du cylindre de lumière. Mais dans cette région la plus proche différents mécanismes d'accélération peuvent expliquer et reproduire les observations. En effet cette dernière peut s'opérer proche des calottes polaires, le long de la dernière ligne de champ ouverte à des altitudes plus grandes, dans la magnétosphère ouverte plus lointaine proche du cylindre de lumière, ou bien au delà de ce dernier dans le plan équatorial où le champ magnétique s'inverse (voir (Grenier et Harding 2006)) pour références.

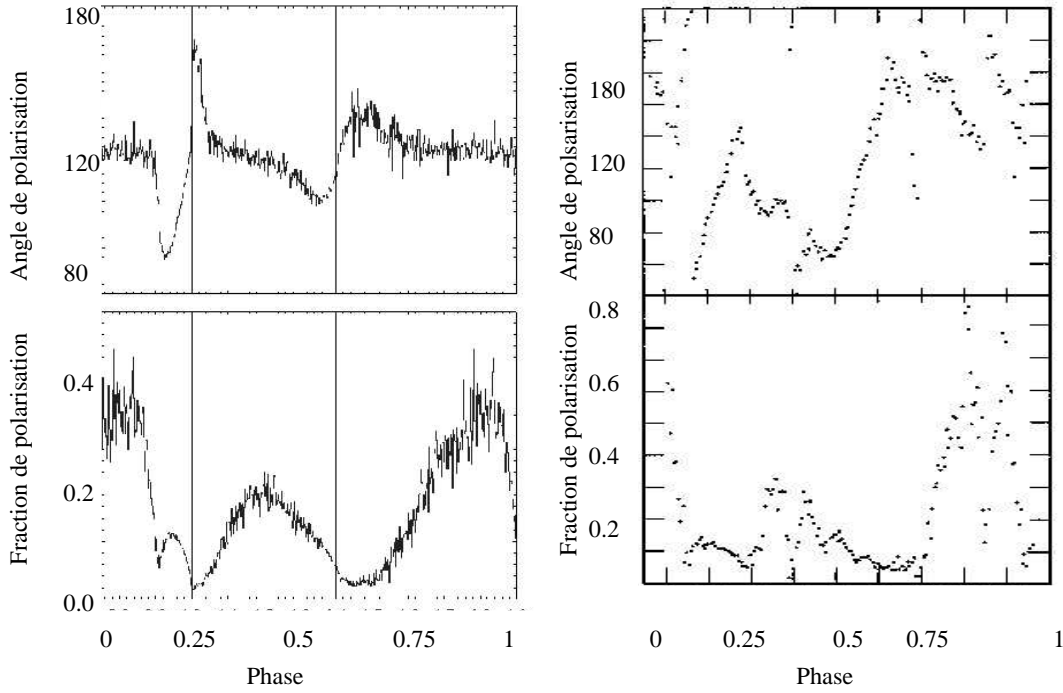


FIG. 6.1: Polarisation du pulsar du Crabe en fonction de la phase de rotation observée en optique (à gauche) et en UV (à droite).

6.2.1 Observation de la polarisation γ du Crabe avec le mode Compton d'INTEGRAL.

Comme nous l'avons vu, la distribution d'événements Compton selon l'angle azimutal de diffusion est modulée pour une source polarisée. Cette distribution $N(\phi)$ est en effet de la forme :

$$N(\phi) = A_0 \cos(2(\phi - \phi_0)) + N_0 \quad (6.22)$$

avec ϕ l'angle azimutal de diffusion. L'angle de polarisation ainsi que la phase sont alors données par :

$$\begin{cases} P_a &= \phi_0 \pm \frac{\pi}{2} \\ P_f &= Q/Q_{100} \end{cases} \quad (6.23)$$

où $Q = A_0/N_0$ est le facteur de modulation et Q_{100} un coefficient donnant ce même facteur pour une source 100% polarisée.

Le pulsar du Crabe a été observé pendant plus de 4 ans avec le télescope Compton à maque codé à bord d'INTEGRAL. Le temps d'exposition est d'environ 700 ks réparti entre 2002 et 2006. Dans le but de faire une analyse en phase chaque temps d'arrivée des photons a été converti comme nous le verrons plus en détail dans un prochain chapitre en temps barycentré en utilisant la position du pulsar ainsi que celle du satellite. Ensuite grâce aux éphémérides données par les archives *Jodrell Bank Observatory* chaque temps barycentré est converti en phase de rotation du pulsar, cette phase étant comprise bien évidemment entre 0 et 1. Les photons furent par la suite sélectionnés suivant cette phase en 8 bandes (voir (Kuiper et al. 2001) pour la définition de ces bandes) pour construire la courbe de lumière. Cette dernière est représentée sur la courbe 6.2

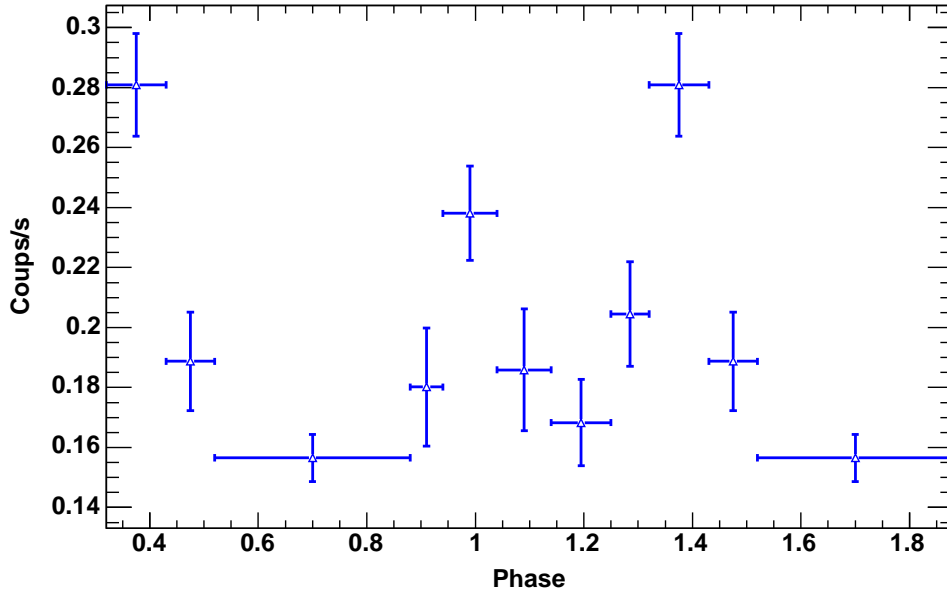


FIG. 6.2: Courbe de lumière Compton obtenue entre 200 et 800 keV dans les 8 bandes définies par Kuiper et al. en 2001.

On peut déjà remarquer que la réjection de fortuits a correctement été effectuée car le rapport d'intensité entre les deux pics P2/P1 (P1 pour premier pic et P2 pour deuxième pic) est supérieur à 1. En effet si le signal observé était dominé par les fortuits, on aurait alors la signature dans la courbe de lumière des événements ISGRI simples de basses énergies pour lesquels P2 est beaucoup plus petit en amplitude que P1. Ce rapport s'inverse autour de 100 keV et P2 devient prépondérant au delà de 200 keV.

Pour l'étude de la polarisation seules 6 bandes de phase ont été retenues. La définition de ces bandes a été effectuée pour prendre en compte les inversions de polarisation aux pics observés dans d'autres domaines de longueurs d'onde (Smith et al. 1988; Kanbach et al. 2005; Graham-Smith et al. 1996). Ces bandes sont présentées dans le Tableau 6.1. Elles correspondent aux phases non pulsées (OP), à l'interpulse (B), aux phases pré-pics (L1 et L2) ainsi qu'aux phases post-pics (T1 et T2).

TAB. 6.1: Bandes en phase utilisées

Bande	Limites
OP (offpulse)	0.52 – 0.88
L1 (Leading 1)	0.88 – 1.0
T1 (Trailing 1)	0.0 – 0.14
B (Bridge)	0.14 – 0.25
L2 (Leading 2)	0.25 – 0.4
T2 (Trailing 2)	0.4 – 0.52

D'autres sélections sont ensuite ajoutées comme des sélections en énergie entre 200 et 800 keV ainsi qu'une sélection Compton pour augmenter le signal sur bruit. La suite de la chaîne de traitement est la même que celle présentée dans le chapitre précédent pour l'étude de la polarisation de Cygnus X-1.

Les profils de distribution selon l'angle azimuthal obtenus dans certaines bandes de

phase notamment OP, B, L1 et L2 montrent une modulation significative alors que ceux trouvés en T1 et T2 sont consistants avec une distribution plate.

Dans un premier temps il est nécessaire d'évaluer la probabilité que la possible modulation observée soit due à des événements aléatoires. Pour cela on utilise la statistique de Rayleigh.

Ce test évalue en général la significativité d'un signal périodique dans des données temporelles. Mais la recherche de période n'est pas le seul intérêt de ce genre de test. En effet notre signal est lui même périodique et son niveau de confiance peut lui aussi être évalué grâce à ce test.

Si il existe un signal périodique dans notre distribution en angle, certaines valeurs de l'angle azimutale reviendront plus souvent que d'autres si cet angle est une variable aléatoire. Pour quantifier ce phénomène on peut alors construire un vecteur \vec{R} de norme :

$$|\vec{R}|^2 = \frac{2}{N} \left\{ \left(\sum_{i=1}^N \cos(2\pi\phi_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin(2\pi\phi_i) \right)^2 \right\} \quad (6.24)$$

où N est le nombre d'événements total et ϕ_i est l'angle azimutal de diffusion du photon i. Pour accéder à la significativité d'une quelconque périodicité, nous avons besoin d'avoir la probabilité d'avoir un vecteur \vec{R} d'une longueur comparable avec des photons distribués de manière aléatoire suivant la phase. R^2 suit en général une distribution de χ^2 et la probabilité que notre observation puisse être reproduite par des photons de phase aléatoire est donnée par :

$$P = \exp^{-\frac{R^2}{2}} \quad (6.25)$$

Les différentes probabilités obtenues dans les 6 bandes en phase sont présentées sur la Figure 6.3. Sur cette dernière on voit clairement que le signal obtenu dans les phases non pulsées (OP-B) ainsi que pré-pulsées (L1, L2) a de fortes chances de ne pas être du à un arrangement aléatoire statistique. En revanche dans les phases post-pulsées cette probabilité est loin d'être nulle. Pour illustrer ces variations nous avons tracé les profils de distribution dans les bandes (OP+B), (T1+T2), et (L1+L2) respectivement sur les Figures 6.4, 6.5, 6.6.

La probabilité que la modulation obtenue soit due à des événements aléatoires est alors de 2% dans la bande OP+B. La fraction de polarisation correspondante est de $62\% \pm 22\%$ avec un facteur moyen Q_{100} avoisinant les 0.32 et l'angle de polarisation obtenu est de $116^\circ \pm 9^\circ$. Dans la bande L1+L2, la probabilité de Rayleigh est proche de 3.5% avec une fraction de $62\% \pm 20\%$ et un angle de $68^\circ \pm 8^\circ$. Enfin dans la dernière bande (T1+T2), la probabilité est grande et avoisine les 60%. Il n'y a donc pas de fortes indications d'un signal polarisé dans ce domaine en phase. Cela donne une limite supérieure pour la fraction de 17.7%. Cette limite correspond à la limite de sensibilité en polarisation du mode Compton d'IBIS.

La fraction et l'angle de polarisation ont par la suite été étudiés dans les 6 bandes en phase présentées précédemment. Les résultats obtenus sont présentés sur les Figures 6.7 et 6.8.

Tout d'abord nous pouvons remarquer que les très fortes limites inférieures obtenues dans les phases autres que T1 et T2 suggèrent que l'émission synchrotron domine les émissions X dures et ce sur de très grands domaines de phases. Ces limites sont d'ailleurs très proche de la polarisation maximum obtenue pour un spectre du type $E^{-2.27 \pm 0.013}$ à ces énergies (Kuiper et al. 2001). En effet cette limite est alors donnée par $(\gamma + 1)/(\gamma + 7/3) = 71\%$.

L'émission non pulsée est elle fortement polarisée avec une fraction supérieure à 38% et un angle de $126.2^\circ \pm 9.0^\circ$. Cette valeur est totalement en accord avec l'angle de projection de l'axe de rotation sur le plan du ciel $\Psi = 124^\circ \pm 0.1^\circ$ (Ng et Romani 2004). Ces caractéristiques sont également totalement en accord avec les valeurs trouvées en optique ($P_A = 119^\circ$, $P_f = 33\%$) très proche du pulsars à 0.01 pc du pulsar (Kanbach et al. 2005). Smith et al. (Smith et al. 1988) trouvèrent également des valeurs proches de celles observées par INTEGRAL avec une polarisation de $47\% \pm 10\%$ et un angle de 130° et ce dans une zone très proche du pulsar ($<1''$).

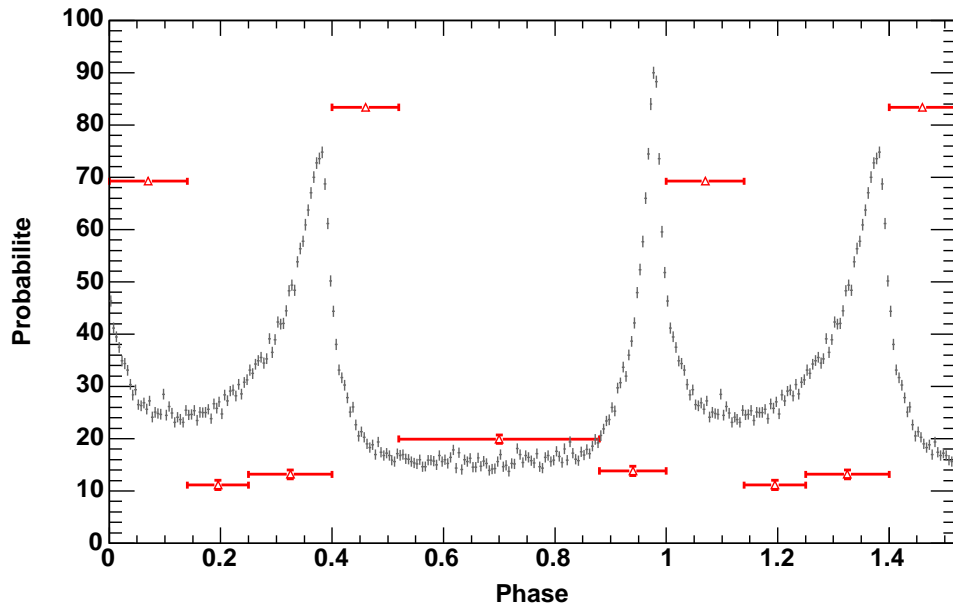


FIG. 6.3: Probabilité de Rayleigh obtenue dans les 6 bandes en phase.

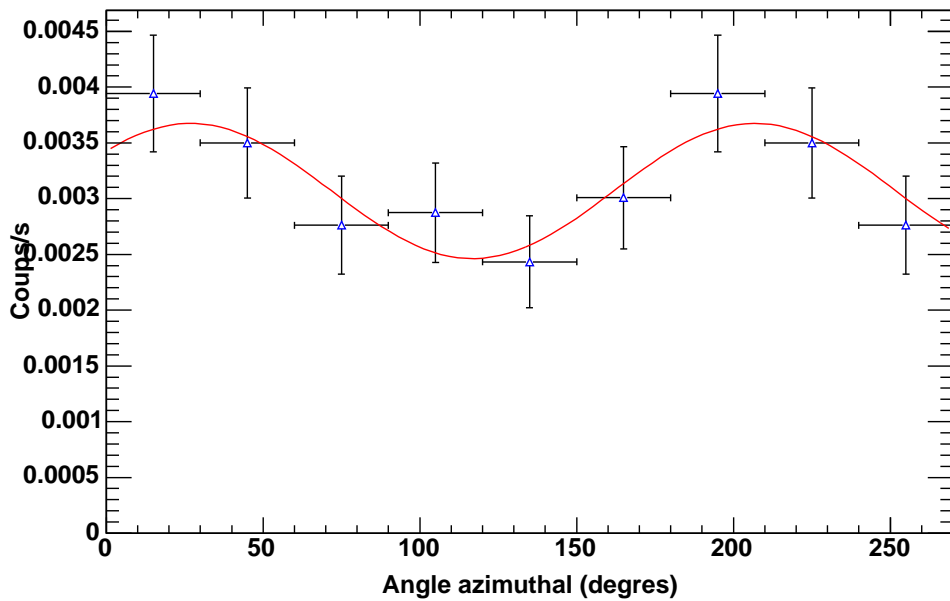


FIG. 6.4: Distribution des événements Compton diffusés selon l'angle de diffusion azimuthal entre 200 et 800 keV dans les domaines OP+B de la phase de rotation du pulsar du Crabe. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$. 6 bins d'angle azimuthal ont donc été pris pour construire ce profil.

Des angles plus grands ainsi que de plus petites fractions furent trouvées loin du pulsar : ($8.1\% \pm 0.4\%$) à $152^\circ \pm 2^\circ$ en optique à une distance de 0.02-0.04 pc (Smith et al. 1988; Kanbach et al. 2005). Les valeurs de 12.4% et 146° trouvées à 0.06 pc dans la région sud-est (Hickson et van

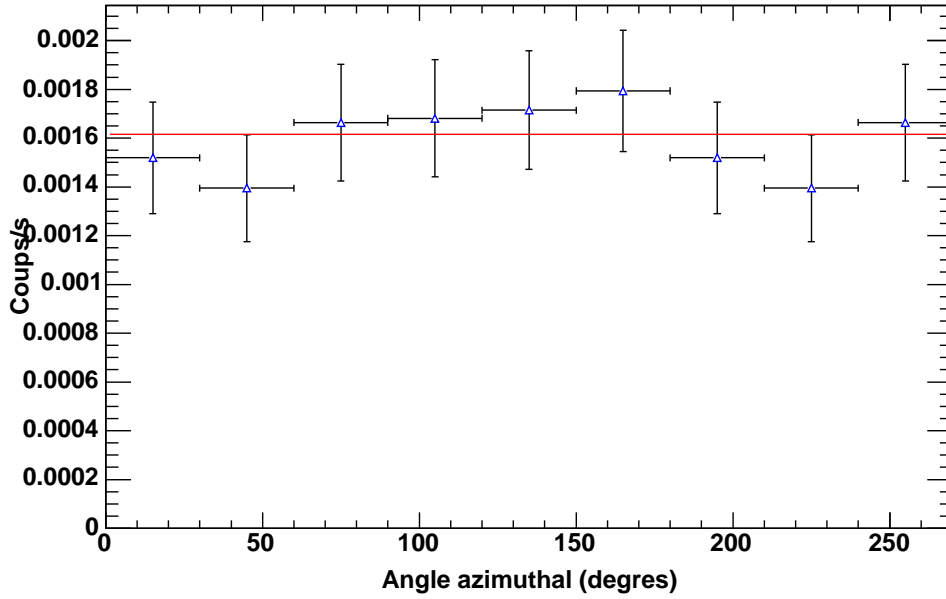


FIG. 6.5: Distribution des événements Compton diffusés selon l'angle de diffusion azimuthal entre 200 et 800 keV dans les domaines T1+T2 de la phase de rotation du pulsar du Crabe. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$. 6 bins d'angle azimuthal ont donc été pris pour construire ce profil.

den Bergh 1990) correspondent spatialement à la région des wisps ainsi qu'à la magnétosphère lointaine du pulsar à des distances de 0.3-0.5 pc. Ces valeurs sont en accord avec ce qui fut trouvé en radio dans la magnétosphère lointaine (Velusamy 1985). Sur encore de plus grandes distances, l'émission radio et visible devient plus prononcée le long des bords de la nébuleuse. L'émission X de l'ensemble de la nébuleuse est elle polarisée à $19.2\% \pm 1.0\%$ avec un angle de $156.4^\circ \pm 1.4^\circ$ à 2.6 keV, et à $19.5\% \pm 2.8\%$ avec un angle de $152.6^\circ \pm 4.0^\circ$ à 5.2 keV (Weisskopf et al. 1978). De même que pour ces mesures, la résolution angulaire d'IBIS ne permet pas de séparer les différentes composantes. La polarisation mesurée est donc celle de l'ensemble pulsar+nébuleuse. Or nous savons que le spectre de particules est censé s'adoucir avec la distance (vieillessement synchrotron) et que les particules les plus énergétiques sont supposées se trouver dans la plan équatorial proche du choc terminal (Del Zanna et al. 2006). Les particules responsables de l'émission vue par IBIS ont des énergies comprises entre 200 et 500 TeV dans le champ moyen de $16.2 \pm 1.8 nT$ (Aharonian et al. 2004). Ces énergies extrêmes ainsi que le bon accord entre les mesures de la polarisation optique à une distance $< 0.1 pc$ et γ , suggèrent que les photons γ polarisés proviennent pour la plupart d'entre eux d'une région très proche du pulsar, bien en deçà de la surbrillance X (supposée correspondre au choc terminal) et des wisps associés.

Du fait de la faible résolution angulaire de notre instrument (comparé aux instruments X et optiques bien sûr..) l'importance relative du rayonnement venant de la nébuleuse par rapport à l'émission continue venant du pulsar est inconnue. Une émission polarisée peut donc venir de régions très proche du pulsar tout comme venir d'une région un peu plus lointaine mais comprise dans la zone d'observation optique centrale (région $< 0.1 pc$, où l'angle de polarisation est proche de la projection de l'axe de rotation). Cette région inclus le point brillant découvert par le télescope spatial Hubble le long du jet à $0.65''$ au sud est (Hester et al. 1995). Ce point a été interprété comme étant du à de l'effet Doppler sur les émissions internes du choc en arc le long du flot équatorial (Komissarov et Lyubarsky 2004). Le jet est lui aussi une source

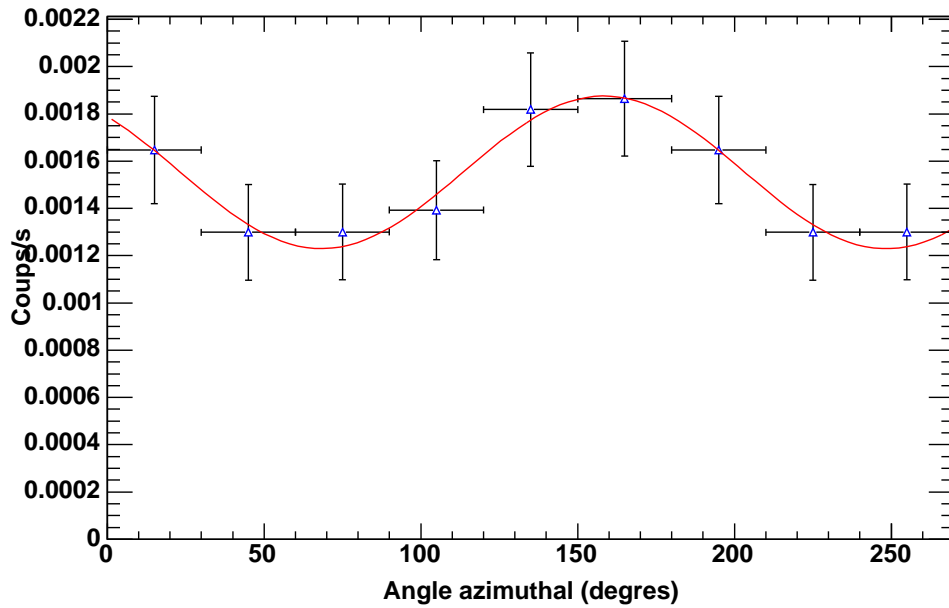


FIG. 6.6: Distribution des événements Compton diffusés selon l'angle de diffusion azimuthal entre 200 et 800 keV dans les domaines L1+L2 de la phase de rotation du pulsar du Crabe. La distribution fut repliée entre 0 et π , pour être ensuite affichée entre 0 et $3\pi/2$. La courbe entre π et $3\pi/2$ est donc une réplique de celle prise entre 0 et $\pi/2$. 6 bins d'angle azimuthal ont donc été pris pour construire ce profil.

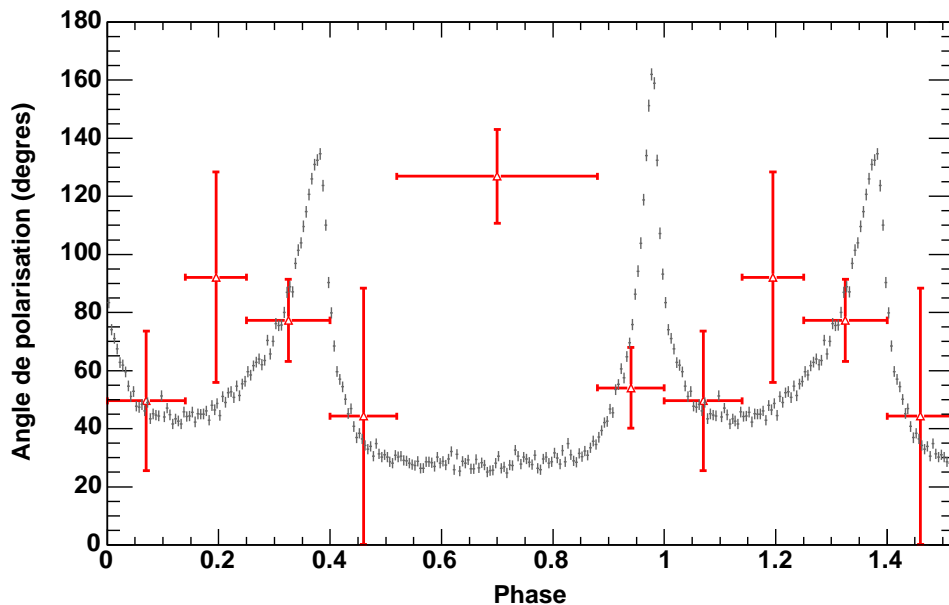


FIG. 6.7: Angle de polarisation évalué dans les 6 bandes en phase pour le Crabe entre 200 keV et 800 keV. La courbe en grise représente une courbe de lumière ISGRI entre 15 et 50 keV.

possible de rayonnement polarisé. Dans cet environnement complexe, la polarisation prédite par les modèles MHD est maximale au niveau du pulsar même ainsi qu'au niveau du jet. La direction

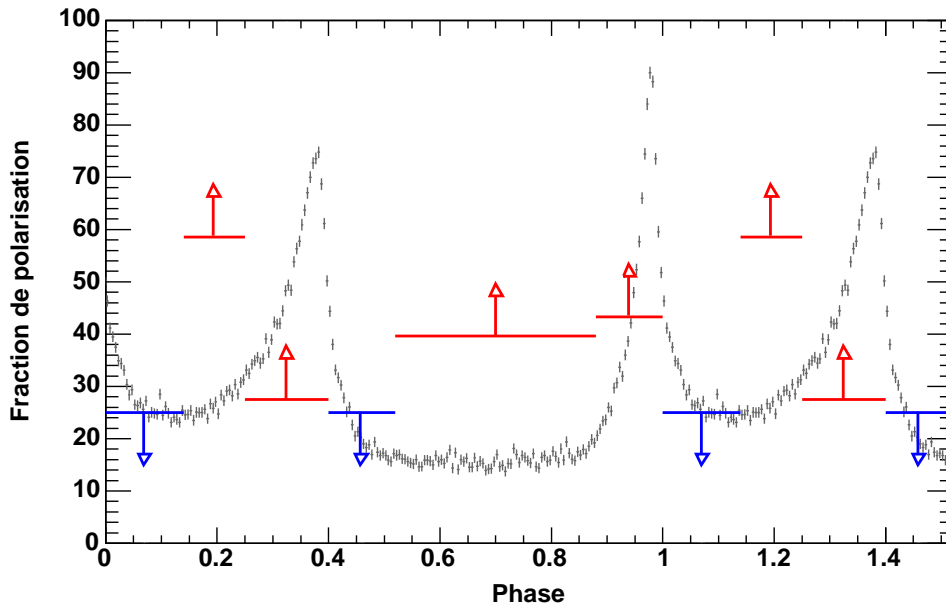


FIG. 6.8: Fraction de polarisation évaluée dans les 6 bandes en phase pour le Crabe entre 200 keV et 800 keV. La courbe en grise représente une courbe de lumière ISGRI entre 15 et 50 keV. Les limites supérieures sont dessinées en bleu alors que celles inférieures sont affichées en rouge. Ces limites sont données à un niveau de confiance de 1σ .

de polarisation est dans ce cas supposée être parallèle à l'axe de rotation, ce qui est en accord avec les mesures optiques et γ .

Les ordres de grandeurs trouvés dans le domaine pulsé par le mode Compton d'IBIS, sont eux aussi en accord avec les mesures optiques (Smith et al. 1988; Kanbach et al. 2005). Nous trouvons en effet un rayonnement très fortement polarisé dans la région B ($> 58\%$ contre $\sim 24\%$ en optique) à un angle comparable voir légèrement en dessous de celui trouvé dans la zone OP. Un contraste est également visible entre les zones juste avant (L1 et L2) et après le pics (T1 et T2). Ce contraste est également visible en optique.

6.2.2 Polarisation attendue pour les différents modèles d'émission des nébuleuses

L'origine des émissions hautes énergies et de l'accélération de particule proche des pulsars est encore aujourd'hui très controversée. Jusqu'à maintenant cette émission a été expliquée comme venant soit des calottes polaires *polar cap* soit le long de la dernière ligne de champ ouverte *outer gap*. Mais récemment une nouvelle variante de ces modèles fut proposée dans laquelle la zone d'accélération s'étendrait des calottes polaires au cylindre de lumière sur une épaisseur fixe et ce le long de la dernière ligne de champ ouverte, le modèle de *slot gap/two pole caustics*.

Récemment comme nous l'avons vu un dernier modèle proposant un autre site d'accélération et de production d'émission pulsée fut proposé (Kirk et al. 2002; Kirk et Lyubarsky 2001; Pétri et Kirk 2005). Dans ce modèle les particules sont accélérées le long du plan équatorial dans une fine couche où le champ magnétique torroïdal inverse son orientation. Dans la phase OP le rayonnement est supposé polarisé entre 30 et 40 % à un angle constant donné par la projection de l'axe de rotation sur le plan du ciel. Cette valeur est en accord avec les mesures faites en optique ainsi que par celles obtenues avec le mode Compton d'IBIS. Un changement brutal d'angle ainsi qu'une chute de la fraction de polarisation est attendue dans ce modèle au sein des pics. Enfin de

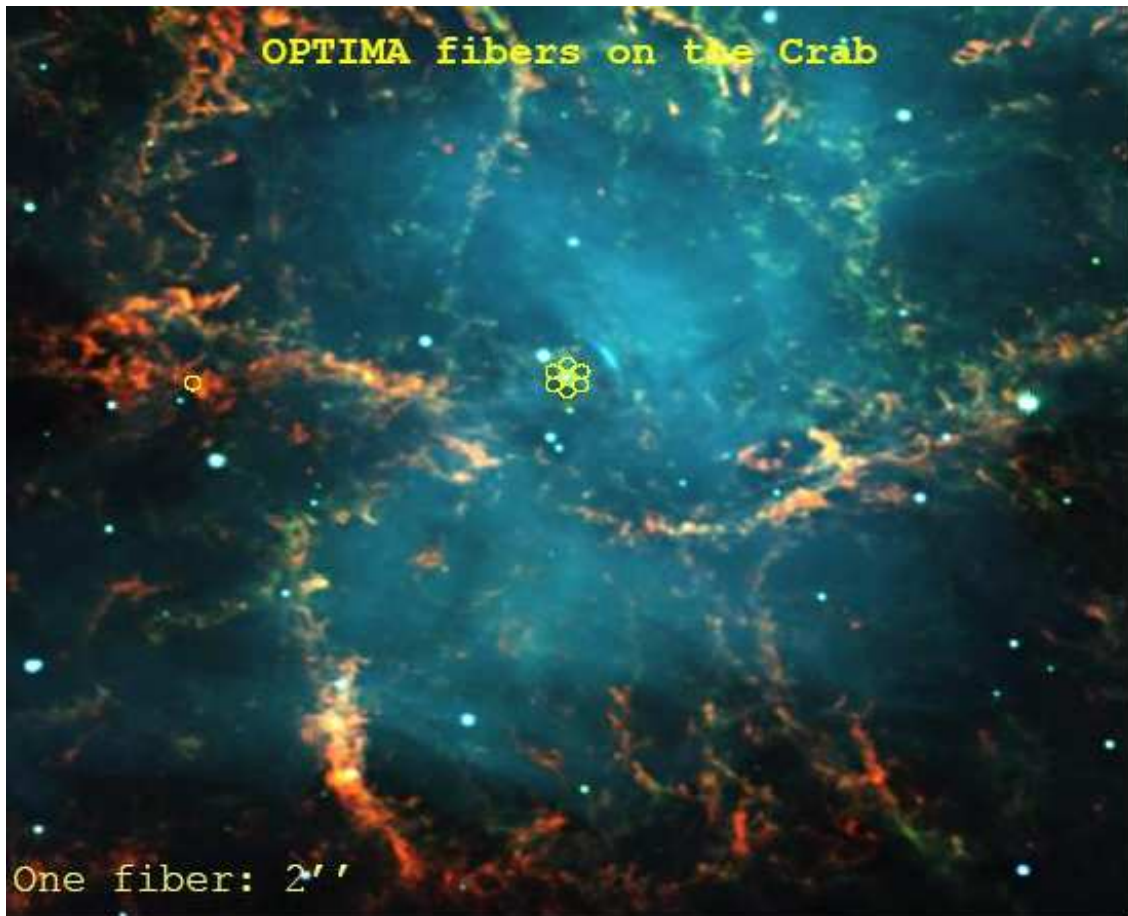


FIG. 6.9: Zone d'observation de la polarisation optique.

par la géométrie bien définie de cette zone indépendante de la géométrie du champ magnétique proche de la surface, l'évolution de la fraction et de l'angle avec la phase ne semble pas dépendre du facteur de Lorentz, ni du spectre en émission. Ce modèle semble donc en accord global avec les observations même si la chute de la fraction s'opère au centre du pic et non pas derrière le pic comme le suggère les observations.

Dans le modèle du *polar cap* où l'accélération s'effectue à quelques rayons stellaires au dessus de la surface de l'étoile, l'émission est polarisée avec une fraction constante quelque soit la phase et l'angle lui varie de manière sinusoïdale avec cette même phase (Dyks et al. 2004).

Quant au modèle traditionnel de l'*outer gap* (Cheng et al. 2000), il prédit pour les angles (α, ζ) du Crabe, qu'aucune émission non pulsée (OP) ne peut être détectée. De plus la fraction trouvée semble maximale dans les pics, diminue d'un facteur 2 par rapport à cette valeur dans l'interpic (B).

Ces deux modèles semblent en désaccord avec les observations faites en optique, UV et maintenant γ . Cependant ces dernières années le modèle traditionnel de l'*outer gap* fut modifié pour étendre les zones émissives à des altitudes plus faibles et sur des épaisseurs plus grandes. Dans ce cas l'observateur doit voir le Crabe à un angle d'incidence beaucoup plus grand que celui trouvé précédemment ($\zeta = 100^\circ$) pour avoir une composante suffisamment polarisée dans la phase non pulsée (OP) et dans l'interpic (B). Les fractions respectives trouvées dans ces deux domaines en phase sont de $\sim 35\%$ et $\sim 15\%$ et sont donc en accord avec les valeurs trouvées en optique. Elles sont en revanche un peu en dessous de celles observées en γ . Mais malheureusement le flux prédit par ce modèle est encore très faible et ne permet pas d'expliquer la composante continue observée. De plus aucune dissymétrie apparaît entre les phases avant et après les pics.

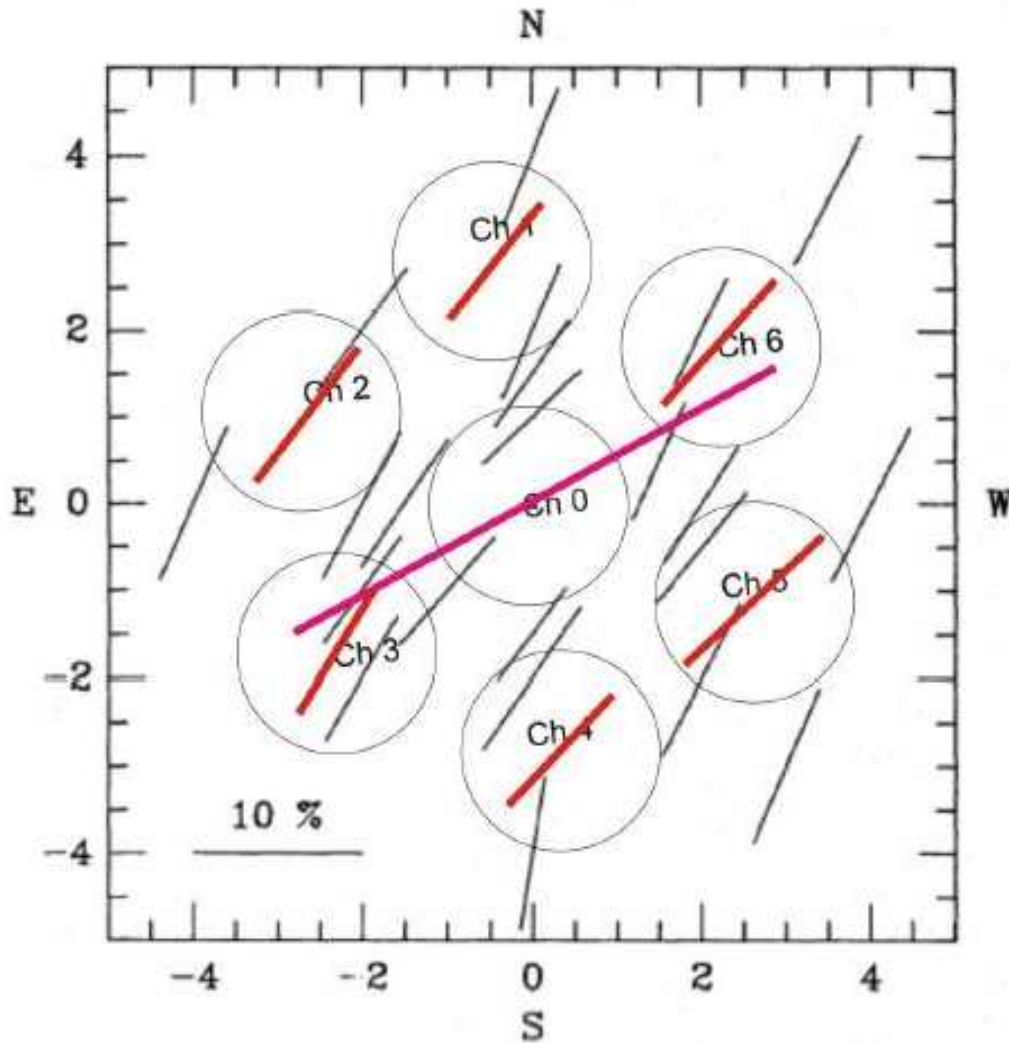


FIG. 6.10: Angle de polarisation obtenu dans les différentes zones d'observation.

Le seul modèle proche de l'étoile permettant de reproduire une telle signature est donc le modèle du *slot gap* (Muslimov et Harding 2003). Dans ce modèle la polarisation est trouvée constante loin des pics d'émission et ce pour une très grande variété d'inclinaison du pulsar par rapport à l'observateur (Dyks et al. 2004). La situation semble s'inverser au sein des pics où aucune polarisation n'est prédite et ce plus particulièrement dans les zones juste après les pics à cause d'aberrations relativistes. Dans la géométrie du Crabe la fraction et l'angle de polarisation sont de plus supposés augmenter avec l'intervalle dans les régions OP et B. Malheureusement IBIS n'est pas suffisamment sensible pour voir de telles variations. En accumulant du temps d'observation, une telle étude sera peut être possible dans le futur. Enfin notons que les angles de polarisation trouvés dans la phase constante de ce modèle varient entre 20° et 40° ce qui est loin des valeurs mesurées en optique et en γ .

6.3 Conclusions

Grâce au mode Compton d'IBIS et à sa sensibilité pour mesurer la polarisation de sources célestes à des énergies supérieures à 200 keV, les mécanismes d'accélération proche de l'étoile dans le cas du Crabe ont été contraints. En effet grâce au mode Compton il a été possible

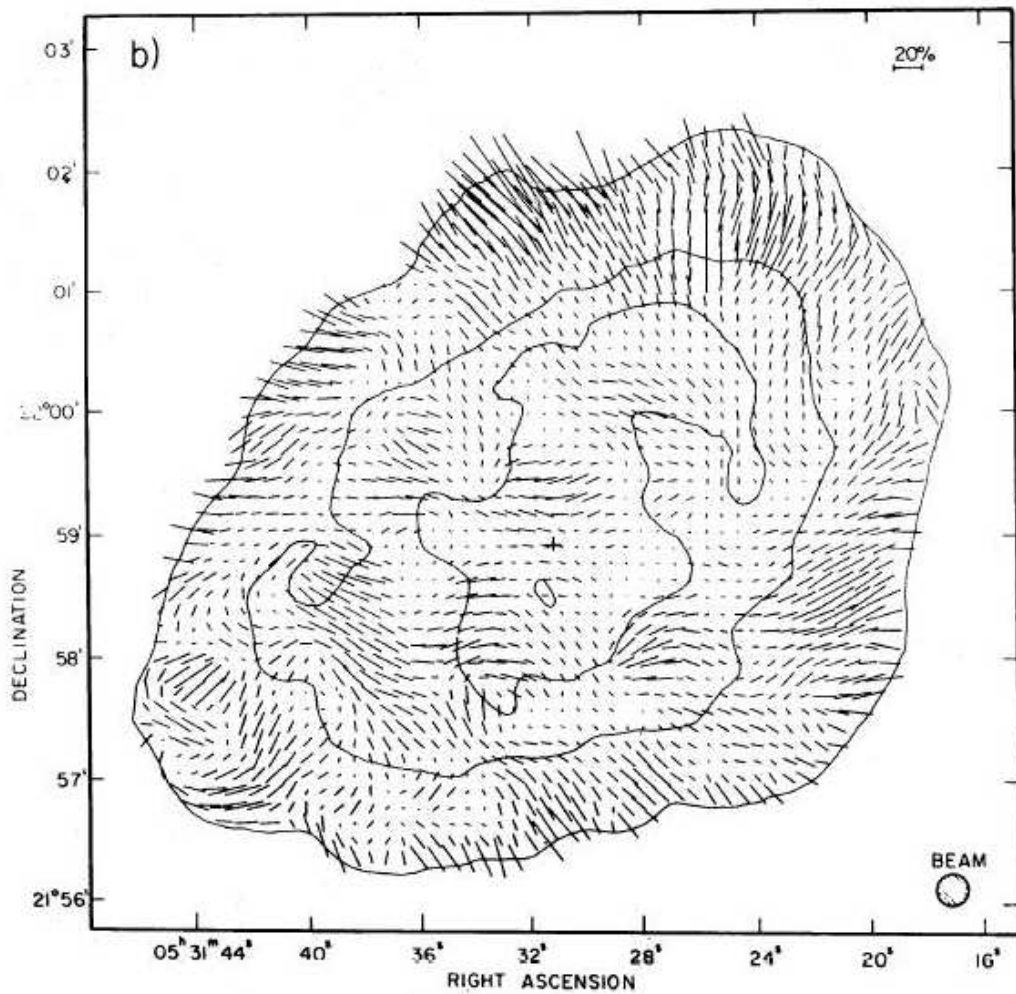


FIG. 6.11: Polarisation radio de la nébuleuse du Crabe.

d'étudier l'évolution de l'angle et de la fraction de polarisation dans différentes bandes de phase. Le profil global est en accord avec celui trouvé en optique. L'angle de polarisation trouvé dans la phase non pulsée (OP) ($126^\circ \pm 9.0^\circ$) est en accord avec la projection de l'axe de rotation dans le plan du ciel ($124^\circ \pm 0.1^\circ$) et avec celui trouvé en optique très proche du pulsar à des distances inférieures à 0.01 pc. Cette observation jointe au fait que les particules observées avec IBIS au delà de 200 keV ont des énergies de l'ordre de plusieurs centaines de TeV, nous indique sûrement que les photons γ polarisés dans la phase non pulsée (OP) ont de fortes chances de venir d'une région très proche du pulsar (jet, plan équatorial avec les reconnexions magnétiques...). Une émission continue venant de l'intérieur du cylindre de lumière est également possible mais les modèles actuels les plus prometteurs (*slot gap*, *extended outer gap*) ne prévoient pas pour le moment d'angle de polarisation aligné à l'axe de rotation. Un autre point marquant vient du fait qu'aucune polarisation ne semble être détectée dans les zones juste après le pic. Ceci est encore cohérent avec les observations optiques et suggèrent que des effets caustiques sur les régions d'altitudes différentes le long de la dernière ligne de champ ouverte sont présents. Cet effet est prédit par le modèle des *slot gap*.

De plus amples observations sont maintenant nécessaires pour augmenter la statistique et ainsi établir plus précisément le lien entre la polarisation γ et optique. Etudier la variation spectrale de la signature en polarisation d'un pulsar peut en effet donner d'importantes infor-

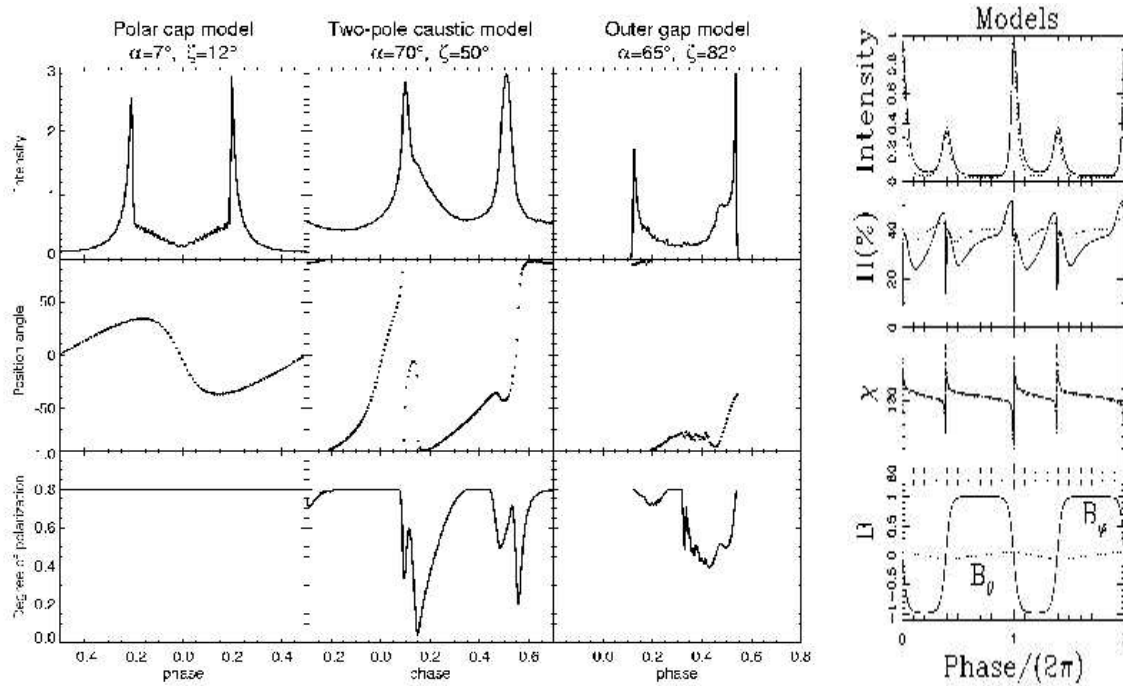


FIG. 6.12: Différents modèles théoriques de polarisation en fonction de la phase (*polar cap*, *slot gap*, *outer gap*, *striped wind*).

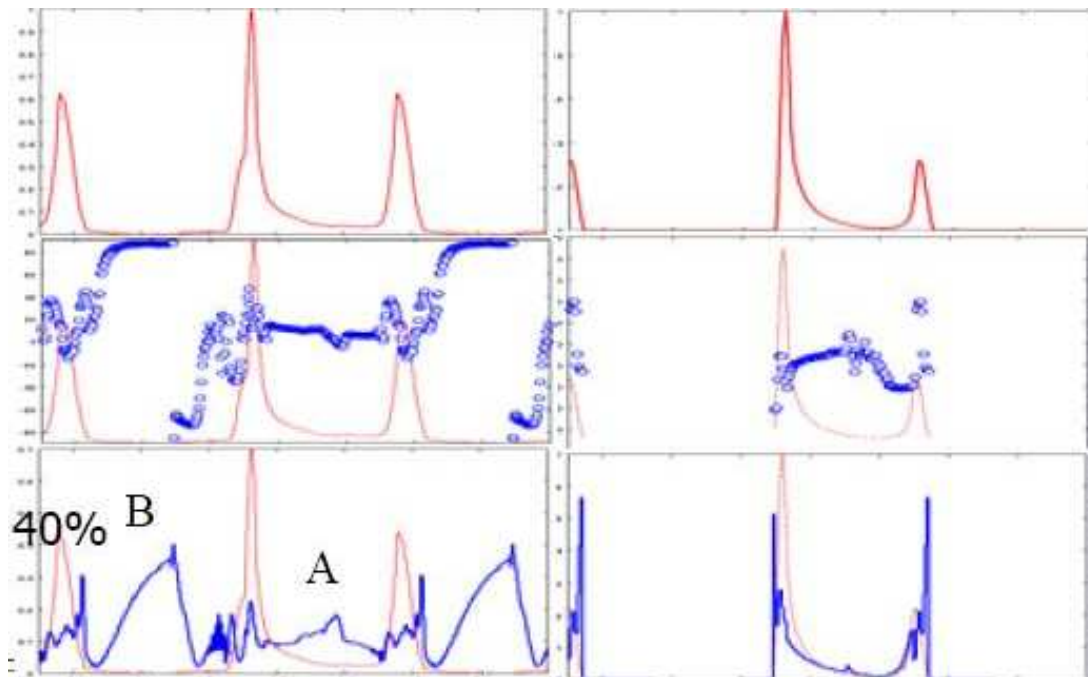


FIG. 6.13: Profil de polarisation attendu en fonction de la phase pour le modèle de l'*outer gap* étendu (à gauche) ainsi que dans l'*outer gap* standard. En haut : courbe de lumière. Au milieu : Angle de polarisation. En bas : Fraction de polarisation.

mations sur la structure du vent proche du pulsar, sur l'émission continue du pulsar et aussi les effets caustiques dans la magnétosphère.

Article sur la mesure de la
polarisation γ du Crabe avec le mode
Compton d'IBIS

DRAFT VERSION.
Preprint typeset using L^AT_EX style emulateapj v. 11/26/04

GAMMA-RAY POLARIZATION OF THE CRAB PULSAR AND NEBULA AS SEEN BY THE INTEGRAL-IBIS COMPTON CODED-MASK TELESCOPE

M. FOROT¹, P. LAURENT², I. A. GRENIER¹, F. LEBRUN² AND O. LIMOUSIN¹

AIM-UMR 7158, CEA Saclay, 91191 Gif sur yvette, France and

APC-UMR 7164, 11 place M.Berthelot, 75231 Paris, France

Draft version.

ABSTRACT

Polarimetric measurements provide a unique insight into the magnetic configuration of the emission regions in high-energy sources. The INTEGRAL-IBIS telescope has been used in its Compton mode to search for linearly polarized emission at energies above 200 keV by measuring asymmetries in the azimuthal distribution of the Compton scattered events. The method takes advantage of background rejection and uniform azimuthal response by combining the coded mask aperture and the precise double-layer Compton detector. We present the method, its calibration and the resulting performance.

The achieved sensitivity opens a new window for polarimetric studies at energies between 0.2 and 0.8 MeV. Whereas, no polarization is found from Cygnus X-1, we obtain convincing evidence for a highly polarized signal from the Crab pulsar and its nebula. Polarization fractions and angles are measured at different phases of rotation. The results closely follow the optical measurements in the central region (< 0.1 pc) around the pulsar, with a high degree of polarization parallel to the rotation axis for the off-pulse emission, and a lack of polarization on the trailing sides of the peaks. Possible origins for the polarized emissions are discussed.

Subject headings: gamma rays:observation – instrument:polarimeters – pulsars: Crab pulsar and nebula

1. INTRODUCTION

The Crab nebula polarization has been detected at different angular scales in the radio (Wilson 1972; Velusamy 1985), optical (Hickson & van den Bergh 1990; Michel et al. 1991; Smith et al. 1988; Kanbach et al. 2005; Slowikowska et al. 2006), UV (Graham-Smith et al. 1996), and in X rays up to several keV (Weisskopf et al. 1978; Silver et al. 1978). Polarization from synchrotron radiation provides extensive information about the magnetic field geometry, the degree of disorder in the field, and particle pitch angle distributions. In the central regions, the largely toroidal structure of the jets and equatorial flow of the wind implies high degrees of polarization along the rotation axis for the unpulsed radiation at all energies. The rotation of the magnetic dipole inside the light cylinder provides characteristic polarization patterns when the pulsar emission beams sweep by the Earth. Different acceleration sites are currently explored to explain the pulsed beams. They are located near the neutron star polar caps, in a slot gap extending to higher altitudes along the last open field lines, far in the outer open magnetosphere near the light cylinder, or outside the latter in the striped wind (see (Grenier & Harding 2006) for references). A powerful tool to constrain these models is to measure the radiation polarimetry with the pulsar rotational phase, but polarimetry is a great challenge when dealing with γ -ray photons.

Polarimetric measurements at high energy have become possible with Compton telescopes since the 1970s. Compton scattered photons follow an azimuthal distribution about the source direction that allows to quantify the degree and direction of polarization. In practice, no dedicated instrument has yet been launched and instrument designs were often not optimized for polarimetry. Asymmetries in the detector response induced a pseudo polarimetric response that hampered measurements and required careful corrections. Large back-

ground rates and their non uniformity in the detector, as often found in gamma-ray telescopes, also limit the sensitivity to any polarization modulation.

Correcting these effects was a great challenge for standard Compton telescopes such as COMPTEL (Schoenfelder et al. 1993). The IBIS Compton mode onboard the INTEGRAL telescope (Ubertini et al. 2003) is better suited to measure polarization. It is a Compton Coded Mask Telescope (Forot et al. 2006) for which the background is automatically subtracted by deconvolution of the projected coded-mask shadow on the primary detector. The angular resolution is energy independent and the two detector planes are close enough to each other to detect scattered events at large angles, thus improve the polarimetric sensitivity. We first describe the polarimetry method we have developed for the IBIS Compton mode. We then check the level of asymmetries in the detector response using calibration sources, in-flight data from empty fields and files of spurious Compton events, and in-flight data from Cygnus X-1. The calibration and sensitivity are presented next, before applying the method to the Crab pulsar and nebular emission in various phase intervals. We present evidence for the first detection of polarization from an astrophysical source at energies above 200 keV. We finally discuss possible origins for the pulsed and unpulsed polarized emissions in the framework of the current pulsar and wind models.

2. THE IBIS/COMPTON MODE AS A GAMMA-RAY POLARIMETER

2.1. Compton polarimetry

The differential Compton scattering cross-section $d\sigma$ gives the probability that a photon of energy E is scattered to an energy E' , within a solid angle $d\Omega$, in a medium with electron density 1 cm^{-3} (?).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_0^2 \epsilon^2}{2} \left(\frac{1}{\epsilon} + \epsilon - 2 \sin^2 \theta_{com} \cos^2 \phi \right); \quad (1)$$

where $\epsilon = E'/E = [1 + \alpha(1 - \cos \theta_{com})]^{-1}$, $\alpha = E/m_e c^2$, r_0

is the classical electron radius, m_e its mass, θ_{com} is the Compton angle between the incident and scattered photon directions, and ϕ is the azimuthal angle of the scattered photon with respect to the electric vector of the incident one. The cross-section is maximum for photons scattered at right angles to the direction of the incident electric vector. This leads to an asymmetry in the azimuthal profile of scattered photons, $N(\phi)$, that can be exploited to determine the direction and degree of polarization. If $N(\phi)$ is given by

$$N(\phi) = A_0 \cos[2(\phi - \phi_0)] + N_0 \quad (2)$$

for a polarized source, the polarization angle, P_a , and its fraction, P_f , can be evaluated according to

$$P_a = \phi_0 \pm \pi; \quad P_f = \frac{Q}{Q_{100}} \quad (3)$$

where $Q = A_0/N_0$ is the modulation factor and Q_{100} is an instrument dependent normalization factor which gives the modulation factor for a 100% polarized source. This factor Q_{100} depends on the physical dimensions of the scatterer and detectors, the presence of passive materials, the low energy thresholds of the detectors, and the background levels. In our case, Q_{100} will be evaluated using GEANT3 simulations on the IBIS Mass Model.

It is usually possible to give an order of magnitude estimate of this parameter. Using equation 1, Q_{100} can be expressed as (Lei et al. 1997):

$$Q_{100} = \frac{\sin^2 \theta_{com}}{\epsilon^{-1} + \epsilon - \sin^2 \theta_{com}} \quad (4)$$

The evolution of Q_{100} with the scattered angle θ_{com} in different energy bands is presented in Figure 1. Similarly, its evolution with energy for different θ_{com} is displayed in Figure 2. Because of the telescope geometry, Compton deviations are limited to $\theta_{com} \leq 50^\circ$. The maximum Q_{100} value decreases with energy and progressively shifts to lower θ_{com} angles. It is why the polarimetric signature will be maximum at right angles and low energies. Typical values of 30 % and 15 % are found respectively at the low and high ends of the IBIS energy band. The ideal polarimeter for future missions will thus observe around 100 keV and consist of two detectors disposed at right angles.

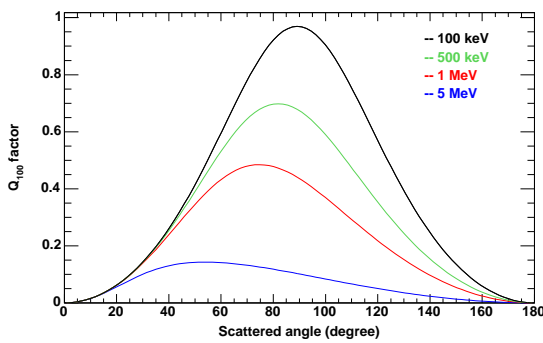


FIG. 1.— Q_{100} vs scatter angle for various incident photon energies

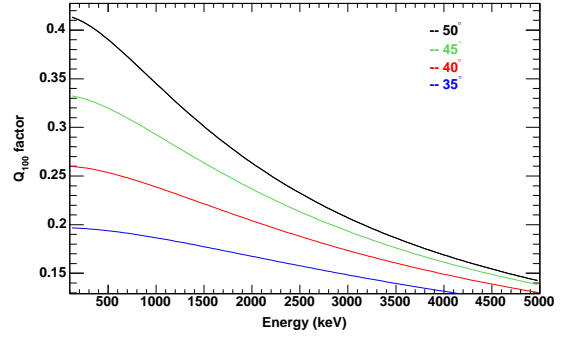


FIG. 2.— Q_{100} vs energy for various scatter angles

2.2. Polarimetric analysis with the IBIS/Compton mode

The IBIS instrument launched on board the ESA INTEGRAL (Ubertini et al. 2003) observatory on October 17 2002 is a coded aperture telescope. It consists of a dual detection layer designed and optimized to operate in the energy range between ~ 15 keV and 10 MeV. The open end pixelized detector plane, ISGRI, is composed of 128 by 128 Cadmium–Telluride (CdTe) semiconductor detectors covering the energy range from ~ 15 keV to 1 MeV (Lebrun et al. 2003). Below this plane, there is a second detector, PiCSIT, comprising 64 by 64 Cesium–Iodide (CsI) scintillation pixels operating in the energy interval from ~ 190 keV to 10 MeV (Labanti et al. 2003). The two planes can work in coincidence to study Compton events that have been detected within a time window of $3.8 \mu s$. They are marked as Compton events by the on board Hardware Event Processing Unit (HEPI). The coded mask is placed 3.2 m above the CdTe detector plane. A detailed description of the IBIS Compton mode and its performance is presented in (Forot et al. 2006). There exists two kinds of Compton-tagged events:

- true Compton scattered events for which the source reconstructed direction is compatible with the true source inclination within the uncertainties.
- Spurious events for which two independent ISGRI and PiCSIT events fall by chance in the same coincidence time window.

The Compton to spurious ratio is optimized by applying angular cuts on the difference between the reconstructed source direction and the true one. The remaining spurious events induce a false source detection and must be removed with high accuracy (Forot et al. 2006). After this subtraction, the ISGRI shadowgram is deconvolved to get a sky image. The background is automatically subtracted in the deconvolution. The Compton Imaging analysis method can be used for polarimetry by selecting events according to their azimuthal scatter angle ϕ before the spurious subtraction and deconvolution.

To compute the azimuthal profile, $N(\phi)$, we first evaluate the source flux and its associated error from sky images in regularly spaced bins in azimuth following the method described above. The polarimetric signature being stronger at energies below 500 keV, we only keep forward scattered events from ISGRI to PiCSIT (see Figure 3). We also restrict the observations to those where the source is fully coded, i.e. the mask shadow covers the entire ISGRI detector. For a partially coded

source, an intrinsic azimuthal asymmetry would appear because we miss the abundant events that scattered near the edge of ISGRI and missed PICSIT.

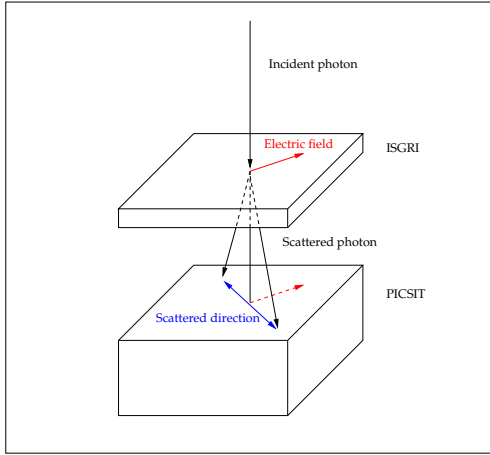


FIG. 3.—Scattering geometry between ISGRI and PiCsIT. The photon is preferably scattered in a plane perpendicular to the incident electric field.

2.3. Calibration and performances

2.3.1. GEANT3 simulations of the instrumental response

The polarimetric sensitivity of the INTEGRAL/IBIS Compton mode depends on the Q_{100} factor which, in turn, depends on photon energy and the Compton scattering angle θ_{com} . To determine this factor, GEANT3 simulations have been performed using the IBIS Mass Model. Polarized sources were simulated. We show in Figure 4 the azimuthal profile obtained for a 100% polarized source, shining on-axis between 200 keV and 400 keV, with a polarization angle of 45° . It yields a polarization angle of $43^\circ \pm 3^\circ$ in remarkable agreement with the original one, and a polarization fraction of 26.7 ± 0.03 percent. The curve glitches that are seen every 45° or so are due to numerical artifacts.

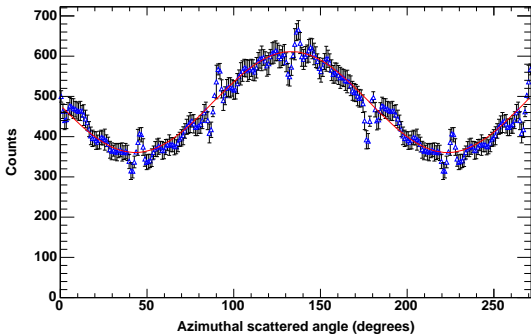


FIG. 4.—Azimuthal distribution of scattered photons given by GEANT3 simulation of a 100 percent polarized source with a polarization angle of 45° .

Simulations have been run in small energy intervals to evaluate Q_{100} as a function of energy, as displayed in Figure 5. $Q_{100}(E)$ decreases from 33 % near 200 keV to $\sim 21\%$ above 600 keV.

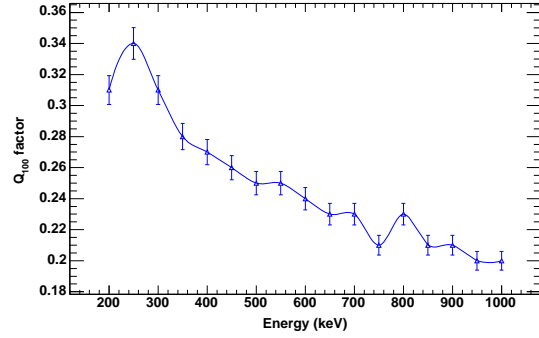


FIG. 5.—Simulated evolution of Q_{100} with energy for various scatter angles using Geant3.

2.3.2. Polarization sensitivity of the INTEGRAL/IBIS Compton mode

The sensitivity of a polarimeter to a 100% polarized source is given by the formula:

$$S = \frac{\eta_\sigma}{\epsilon Q} \sqrt{\frac{B}{AT\Delta E}} \quad (5)$$

where S is the minimum flux that can be detected (in $phs^{-1}cm^{-2}keV^{-1}$) for a 100% polarized source, η_σ is the significance level, ϵ the photon to count detection efficiency, B the background noise (in $counts s^{-1}cm^{-2}keV^{-1}$), A the detection area (in cm^2), T the observation time in seconds, and ΔE is the energy band in keV. The resulting sensitivity of the INTEGRAL/IBIS Compton mode as a polarimeter is presented in Figure 6.

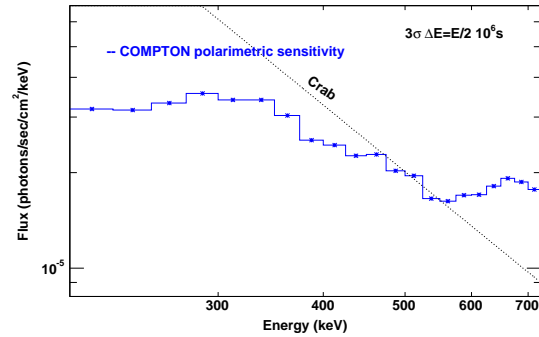


FIG. 6.—Polarimetric sensitivity of the IBIS Compton mode compared to the imaging ones of ISGRI and PiCsIT.

For energies higher than 200 keV, the IBIS Compton mode is sensitive enough to try to measure the polarization of strong gamma-ray sources like the Crab, Cygnus X-1, gamma-ray bursts, and solar flares.

3. PSEUDO POLARIMETRIC RESPONSE IN THE IBIS COMPTON MODE

In Compton polarimetry several effects can distort the azimuthal profile of scattered angles and induce a false polarimetric signature. It is why the evaluation and correction of such effects are critical to avoid a false polarimetric claim. The various causes of distortion are explored in this section.

To map the orientation of the scattered plane on the 2D plane of PICSIT, we note the displacements ΔY and ΔZ of the PICSIT events with respect to the footprint of the incident direction onto PICSIT. The azimuthal distribution $N(\phi)$ of equation 2 is simply the integral in azimuth ($\phi = \arctan(\Delta Y/\Delta Z)$) of the 2D map. We studied background and spurious Compton data obtained from empty field observations, as well as on-axis and off-axis calibration sources.

3.1. Background distribution

To construct the displacement map of in-flight background events, as shown in Figure 7, we assumed an average inclination of zero because of their random incidences. The lack of events for ΔY and ΔZ close to zero is due to the low-energy thresholds of about 17 keV for ISGRI and 150 keV for PICSIT which imply a minimum polar scatter angle. The distribution is uniform with ϕ and no pseudo polarimetric response is visible.

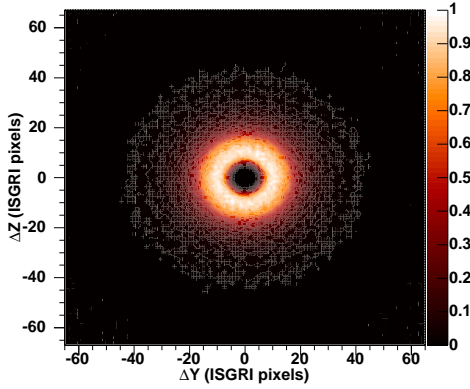


FIG. 7.—Displacement map of in-flight background Compton events between 200 keV and 500 keV.

3.2. Spurious distribution

For spurious events (see Figure 8), the displacement map displays clear asymmetries parallel to the detector sides due to the segmentation of the ISGRI and PICSIT detectors. This creates a small modulation ($Q \leq 3\%$) of the azimuthal angle distribution. This modulation disappears when applying the standard angular cut used in Compton imaging to optimize the Compton to spurious ratio, i.e. events are rejected when they are reconstructed outside the field of view (Forot et al. 2006). This effect is illustrated in Figure 9 where the displacement distribution becomes much more uniform with azimuth (within 1 %).

3.3. Off-axis source

Several geometrical effects, such as off-axis incidence, the non-axisymmetric geometry of the detectors (grids and corners for instance), or the non-linear response of the various parts of the detector, could distort the displacement map and mask the polarimetric signature or create a fake one. To study the projection effect from an off-axis source, we have analyzed the data from a 392 keV source inclined at 30° from the telescope axis during the calibration campaign.

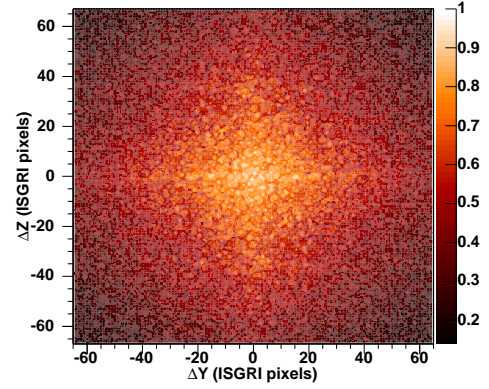


FIG. 8.—Displacement map of in-flight spurious events recorded between 200 keV and 500 keV.

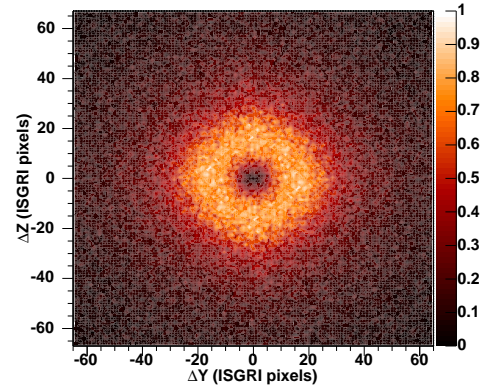


FIG. 9.—Displacement map of the spurious events reconstructed within the field of view, for energies between 200 keV and 500 keV.

Given the IBIS/Compton field of view and the dithering pattern of the observation mode, sources are seen at inclinations $< 15^\circ$. For fully coded sources, inclinations are limited to 5° . Such incidence and the subsequent projection effects introduce a distortion in the displacement map which is clearly visible on Figure 10 if one assumes an on-axis source to construct the map. We have checked that this asymmetry fades away if we take the real footprint of the inclined source on PICSIT or, alternatively, if we rotate the $(\Delta Y, \Delta Z)$ plane to that perpendicular to the incident direction. So, it is purely due to a projection effect. Since the numerous background and spurious events can dominate over source ones and since they have random inclinations, it is not recommended to blindly apply this rotation correction to all events.

The integrated azimuthal profile $N(\phi)$ derived from Figure 10 follows a cosine function with period 2π . So, folding this profile over π will yield a flat one, independent of the source direction. It will preserve the polarization pattern which has a period of π . The exposure time in each bin being twice the original one, the signal to noise ratio will increase by a factor $\sqrt{2}$.

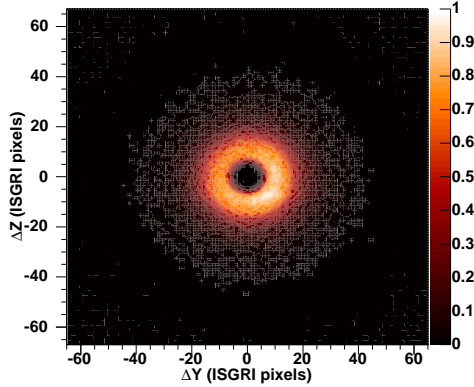


FIG. 10.—Displacement map of Compton events from an off-axis, unpolarized source with inclination 30° and azimuth -30° with respect to the Y axis, for energies between 200 keV and 500 keV. The distribution peaks at $\phi = \arctan(\frac{\Delta Z}{\Delta Y} = -30^\circ)$.

TABLE 1
MODULATION FACTOR Q FOR 3 UNPOLARIZED CALIBRATION SOURCES

Energy(keV)	Q	χ^2
392.	0.0127 ± 0.0127	3.090
511.	0.0232 ± 0.0083	3.790
662.	0.0262 ± 0.0145	1.681

3.4. On-axis source

To study the intrinsic detector effects (geometry and non-linear response), we have analyzed the data from on-axis unpolarized sources obtained at 392, 511 and 662 keV during the on-ground calibration campaigns. The source counts dominate over background and spurious events. The integrated azimuthal profiles have been folded over π , then fitted with the function given in equation 2. The results are presented in Table 1. We find very small Q factors $< 2.5\%$ at all energies and rather large reduced χ^2 , indicating that the azimuthal distortion due to the detector response is very low in the IBIS case.

3.5. Effect of the mask deconvolution

One has also to check for the possible distortion due to the mask deconvolution. In the above sections, we used all the photons without subtracting the spurious contribution and without deconvolving the ISGRI shadowgram. The final strategy is to construct a Compton sky image to estimate the source flux for events selected in specific energy intervals and azimuth bins (modulo π to erase potential projection effects). The Compton imaging steps largely suppress the spurious and background flux. It is therefore important to check whether the mask deconvolution induces asymmetries. The mask is square and not spatially uniform, so deconvolution with the mask pattern could depend on azimuth.

We have analyzed an on-axis, unpolarized, calibration source at 392 keV and the resulting azimuthal profile, folded over π , is given in Figure 11. The distribution is flat and no specific modulation due to the mask deconvolution is visible.

3.6. Cygnus X1 distribution

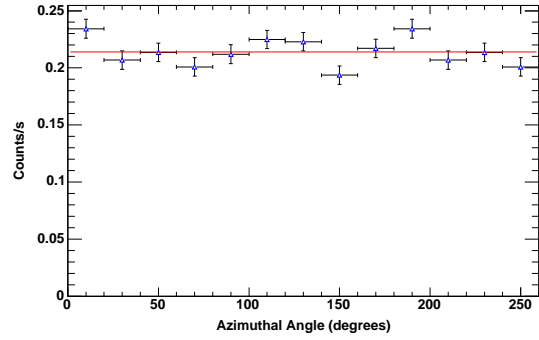


FIG. 11.—Azimuthal profile of scattered photons from an unpolarized calibration source at 392 keV after mask deconvolution.

The method has been applied to Cygnus X1 observations (~ 500 ks) between 200 and 800 keV. The resulting distribution is presented in Figure 12. The azimuthal profile is flat, no modulation is visible. The error bars are large because of the low statistics on this source. Under the assumption that it is not or little polarized, the flat profile shows that no pseudo-polarimetric modulation has been created or remains after the analysis.

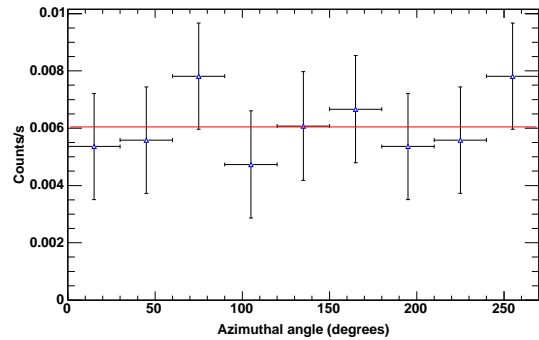


FIG. 12.—Azimuthal profile of scattered photons from Cygnus X1 between 200 and 800 keV after mask deconvolution.

4. APPLICATION TO THE CRAB PULSAR

4.1. Observation and Data analysis

The Crab pulsar was observed for more than 4 years with the Compton Coded Mask Telescope onboard the INTEGRAL spacecraft. The exposure time consists of about 700 ks of dedicated observations on the Crab pulsar spanning from 2002 to 2006. This long observation is divided into more than 400 groups of about 30 mn each. In order to study the Crab polarimetry with phase, arrival times are converted to the solar system barycentre using the pulsar position and to phase according to the Jodrell Bank ephemerides. The resulting lightcurve in the 8 phase intervals defined by (Kuiper et al. 2001) is given in Figure 13. It shows that the spurious event rejection is efficient since the P2/P1 flux ratio exceeds one, as expected at 0.2-0.8 MeV energies. Spurious events have lower energies and would produce a pulsed lightcurve with a P2/P1 ratio lower than 1.

For polarimetry, we have considered the 6 phase intervals presented in Table 2. They were selected to preserve count

TABLE 2
 PHASE INTERVALS FOR POLARIMETRY

Name	Phase intervals
OP	0.52 – 0.88
L1	0.88 – 1.0
T1	0.0 – 0.14
B	0.14 – 0.25
L2	0.25 – 0.4
T2	0.4 – 0.52

statistics and the largest polarization swings observed at other wavelengths.

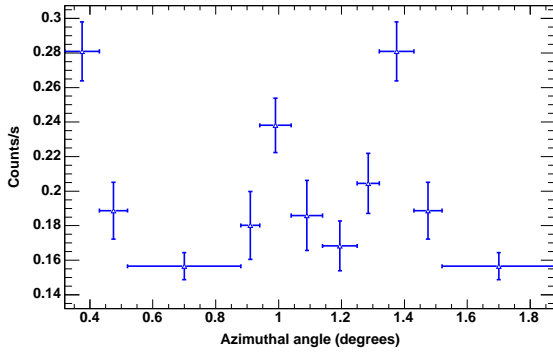


FIG. 13.—Lightcurve of the Crab pulsar and its nebula between 200 keV and 800 keV, after background subtraction. One and a half periods are shown.

4.2. Polarization with phase

The events recorded in each phase interval with energies between 200 and 800 keV have been processed as described above to produce azimuthal profiles. Those obtained in the L1, L2, B, and OP phase intervals exhibit a significant modulation whereas flat profiles are found on the trailing sides of the peaks. A Rayleigh test has been applied to assess the confidence of detecting a periodic modulation in these profiles with certain scattered angles occurring more frequently and in the right order than they would if they were purely random events. To quantify this significance, the following vector can be constructed using the data:

$$R^2 = \frac{2}{N} \left\{ \left(\sum_{i=1}^N \cos(2\pi\phi_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N \sin(2\pi\phi_i) \right)^2 \right\} \quad (6)$$

where N is the number of events and ϕ_i their scattered angle. Since R^2 follows a χ^2 distribution with 2 degrees of freedom, the probability P of getting a vector R of the same length from a list of random numbers is given by $P = \exp(-R^2/2)$.

Figure 14 shows the chance probability obtained in each phase interval. The chance is low that the azimuthal modulations seen in the bridge, off-pulse and leading peak intervals have a random origin. Conversely, there is no indication of a polarized signal in the trailing peak regions. For the total pulsed and unpulsed data (OP+L1+T1+B+L2+T2), there is only a 12% chance that the measured polarization ($33\% \pm 13\%$ polarization at $84^\circ \pm 12^\circ$) have a random origin.

Figures 16 and 15 illustrate the contrast between the modulated azimuthal profile obtained in the B and OP intervals

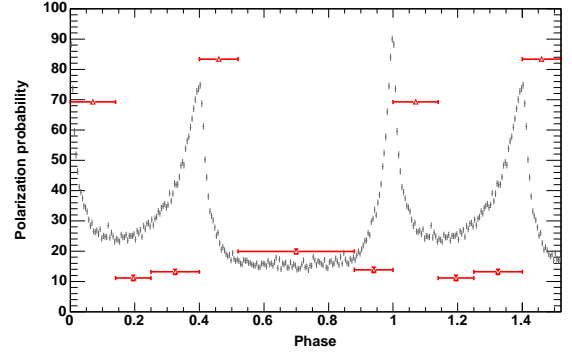


FIG. 14.—Estimates of the chance probability that the observed azimuthal modulation is due to statistical fluctuations from an unpolarized source.

versus the flat trailing T1 and T2 ones. The combined chance probability of a random effect in the B+OP intervals amounts to 2%. The corresponding modulation factor is 0.197 ± 0.07 which gives a polarization fraction of $62\% \pm 22\%$ for a mean Q_{100} factor of 0.32. The radiation is polarized at $116^\circ \pm 9^\circ$. For the leading L1+L2 regions, the random probability is 3.5%. The radiation is $62\% \pm 0.20\%$ polarized at $68^\circ \pm 8^\circ$. In the T1+T2 region, no modulation is visible and the chance probability reaches 60%, so there is no indication of a polarized signal coming from the Crab or its nebula at these phases. It is less than 17.7% polarized.

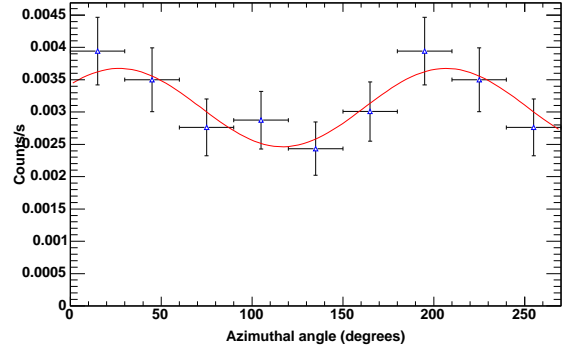


FIG. 15.—Azimuthal profile of scattered photons for the Crab pulsar in the off-pulse and bridge phase intervals, between 200 keV and 800 keV.

The polarization angles and fractions have been analyzed as a function of phase and the results are presented in Figures 17 and 18, respectively. They were obtained by a χ^2 fit to the observed azimuthal profiles. The large lower limits on the polarized fraction obtained outside the trailing peak intervals confirm that synchrotron radiation dominates the hard X-ray emission at nearly all phases. They are close to the maximum of $71\% = (\gamma + 1)/(\gamma + 7/3)$ allowed for the $E^{-2.227 \pm 0.013}$ spectrum recorded at these energies (Kuiper et al. 2001).

The *off-pulse* emission is highly polarized, with a fraction $> 38\%$, at an angle of $126.2^\circ \pm 9.0^\circ$ which is fully consistent with the north-to-east angle $\Psi = 124^\circ \pm 0.1^\circ$ of the projected rotation axis on the plane of the sky (Ng & Romani 2004). Any toroidal magnetic configuration (jet, torus, Parker spiral) would exhibit such an angle. These properties closely match the values of 33% and 119° recorded in the optical

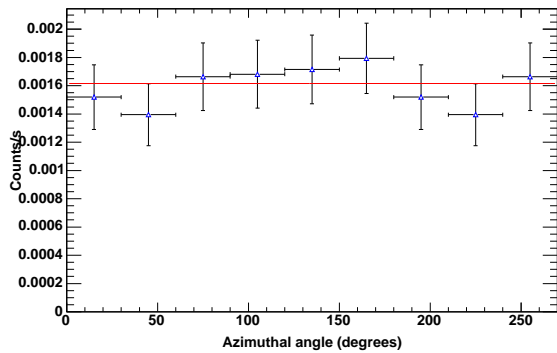


Fig. 16.—Azimuthal profile of scattered photons for the Crab pulsar in the phase intervals trailing the two peaks, between 200 keV and 800 keV.

within 1.15" or 0.01 pc from the pulsar at the same phase (Kanbach et al. 2005; Slowikowska et al. 2006). Smith et al. (Smith et al. 1988) also found $(47 \pm 10)\%$ polarized radiation at 130° within 1" from the pulsar after subtraction of the nebular background just outside the central position.

Larger angles and somewhat lower fractions have been measured further away from the pulsar. The degree falls to $(8.1 \pm 0.4)\%$ and the orientation rotates to $152^\circ \pm 2^\circ$ in the optical at a distance of 0.02-0.04 pc (Smith et al. 1988; Slowikowska et al. 2006) from the pulsar. The optical values of 12.4 % and 146° found at 0.06 pc toward the south-west (Hickson & van den Bergh 1990) also apply to the wisps region and to the pulsar environment as far as 0.3-0.5 pc. They correspond to the radio data (Velusamy 1985). At larger scale, the visible and radio emissions become more polarized near the edge of the nebula, with magnetic vectors generally parallel to the rim (electric vectors pointing outward). X rays from the whole nebula are $(19.2 \pm 1.0)\%$ polarized at $156.4^\circ \pm 1.4^\circ$ at 2.6 keV, and $(19.5 \pm 2.8)\%$ polarized at $152.6^\circ \pm 4.0^\circ$ at 5.2 keV (Weisskopf et al. 1978). As for the X-ray measurement, the IBIS angular resolution encompasses the entire pulsar and its nebula. Yet, the nebular spectrum is known to soften with distance from the pulsar and the highest particle energies are predicted in the equatorial wind very near the terminal shock (Del Zanna et al. 2006). The synchrotron radiating particles traced by IBIS can have energies as high as 200-500 TeV in the average 16.2 ± 1.8 nT nebular field (Aharonian et al. 2004). These extreme energies and the close agreement that is found between the γ -ray polarization and the optical one within 0.01 pc of the pulsar suggests that the polarized γ rays mostly come from the very inner regions, well inside the X-ray ring (supposedly the wind terminal shock) and its wisps.

Following this assumption, we can consider the different sites that can spawn unpulsed polarized emission at high energy. Within the light cylinder, the slot-gap and extended outer-gap models (Dyks et al. 2004; Takata et al. 2006) predict a small contribution of highly polarized DC emission for the magnetic obliquity ($\alpha \sim 60^\circ$) and observer inclination ($\zeta = 61.3^\circ \pm 0.1^\circ$) of the Crab pulsar (Ng & Romani 2004). But the predicted angles are at variance with the optical and γ -ray data. The estimates for the slot gap vary between 20° and 40° , far from the present measurement. The outer-gap estimates reflect the observer's inclination instead of the apparent angle of the rotation axis. These models are further discussed below for their pulsed components.

The ratio of pulsar DC emission to wind radiation is unknown. The central optical measurement also includes the bright knot discovered by the Hubble Space Telescope 0.65" south-east of the pulsar, along the jet axis (Hester et al. 1995). It has been interpreted as Doppler boosted radiation from the inner part of the arch shock that forms on the upper and lower sides of the equatorial flow, near the pulsar, well inside the torus-like terminal shock that forms in the equatorial plane (Komissarov & Lyubarsky 2004). The polar jets are also sources of polarized emission. In this complex environment, MHD models predict that polarization is strongest at the pulsar and along the jets and that it should be parallel to the rotation axis as we find in the optical and IBIS data (Del Zanna et al. 2006).

The polarization pattern we find in γ rays for the *pulsed* part of the lightcurve is also consistent with the optical measurements (Smith et al. 1988; Slowikowska et al. 2006), but with large uncertainties. Namely, we find highly polarized radiation in the bridge ($> 58\%$ versus $\sim 24\%$ in the optical), at an angle comparable to or lower than the off-pulse one. We also find some evidence in γ rays for the contrast seen in the visible between the leading and trailing sides of both peaks. The polarization degree in γ rays is larger than 51 % in the combined leading L1+L2 intervals and $< 17.7\%$ in the trailing T1+T2 sides.

In the striped wind model outside the light cylinder (Kirk & Lyubarsky 2001; Pétri & Kirk 2005), particle acceleration and pulsed high-energy emission occur in a thin layer along the equatorial plane where the toroidal magnetic field from the oblique rotator reverses its orientation and dissipates. Calculations yield 30-40% polarized emission at a constant angle parallel to the rotation axis outside the peaks, in agreement with the optical and IBIS data. A large angle swing and fraction drop is expected within the peaks. Because of the robust geometry of the striped wind, the angle and fraction profiles with phase do not depend much on the wind Lorentz factor, radiation spectrum, or on the observer's inclination. Yet, the polarized fraction should drop at the center of the peaks, not particularly on their trailing sides as seen in the optical and probably in γ rays.

For the polar-cap accelerator located at a few stellar radii above the neutron-star surface, one expects a constant polarization with a smooth sine-like swing across all phases (Dyks et al. 2004), at odds with the optical and γ -ray data.

The traditional outer-gap model is located between the null surface and the light cylinder (Cheng et al. 2000). For the Crab obliquity and viewing angles, one gets no off-pulse emission, a polarization fraction that sharply peaks in both pulses and drops by a factor of 2 in the bridge, and a monotonic swing about 40° across the whole pulsed phase interval (Dyks et al. 2004). The optical and IBIS data do not support these predictions. The model has been recently modified to account for these discrepancies (1; Takata et al. 2006). The gap has been extended both inward, with cascades reaching lower altitudes along the field lines, below the null surface, and in thickness with cascades produced at higher altitudes perpendicular to the last open field line. In this case, the observer should view the Crab at larger inclination ($\zeta \sim 100^\circ$) to get substantially polarized DC and bridge emissions. The respective fractions of $\sim 35\%$ and $\sim 15\%$ agree with the optical data and are lower than the fractions seen in Figure 18. No sharp contrast is predicted between the leading and trailing sides of the peaks.

The only model that accounts for the latter signature is

the slot-gap model where pair acceleration and cascades occur along the last open field lines from the inner polar cap to high altitudes not far from the light cylinder (Muslimov & Harding 2003). One gets high and constant polarization away from the main peaks for a large variety of observer inclinations (Dyks et al. 2004). Emission is depolarized at the peak centers, and particularly on their trailing side, because of the caustic effects (relativistic aberration and retardation) that pile up photons born at different altitudes at the same phase, thus mixing and nulling their electric vectors. So, observing a polarization drop after the two peaks in the optical, and probably in gamma rays, suggests that their emission extends over a large fraction of the light-cylinder radius, along the last open field lines, on the trailing sides. For the Crab geometry, the polarized fraction and angle should increase across the bridge and the off-pulse intervals as the high-altitude emissions along the leading lines sweep in front of the observer, but the IBIS data is too sparse to test this effect. No such swing is seen in the optical bridge data.

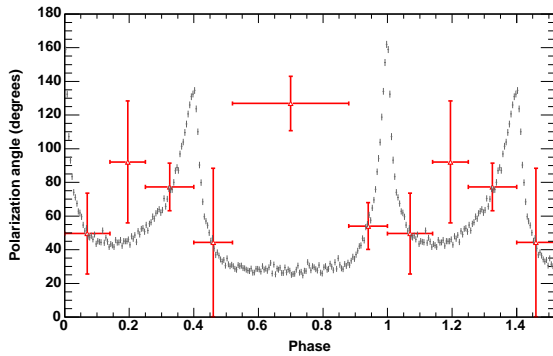


FIG. 17.—Phase dependence of the polarization angle found between 200 keV and 800 keV. One and a half periods are shown.

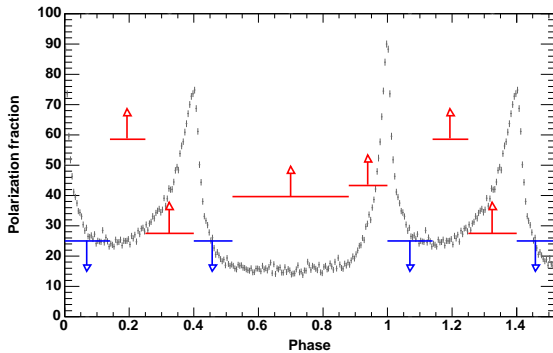


FIG. 18.—Phase dependence of the polarization fraction found between 200 keV and 800 keV. All the upper and lower limits are given at the 1σ level. One and a half periods are shown.

5. CONCLUSIONS

The polarimetric sensitivity of the IBIS telescope in the Compton mode has been calibrated and potential anisotropies in the azimuthal response have been investigated and tested against unpolarized calibration sources and the in-flight data from empty fields and Cygnus X-1. Reasonable evidence has been found for linearly polarized emission between 0.2 and 0.8 MeV from the Crab pulsar and its nebula, with a chance probability of 0.2 % of a random effect. The polarization characteristics at different phases of rotation match the optical ones. Two important properties are found. First, the electric vector of the off-pulse emission ($126.2^\circ \pm 9.0^\circ$) is parallel to the projection of the rotation axis in the sky ($124^\circ \pm 0.1^\circ$). The off-pulse polarization nicely compares with the optical one in the central region (< 0.01 pc) around the pulsar whereas the optical polarization changes further out. This relation, together with the extreme energy of the radiating particles seen by IBIS, suggests that the off-pulse polarized γ rays come from the very inner wind regions (the striped wind, the jets, and/or the equatorial wind near the bright knot). DC emission from inside the light-cylinder is also possible, but the current slot-gap and extended outer-gap models do not predict electric vectors aligned with the rotation axis. Second, no polarization is detected on the trailing sides of the peaks. This is consistent with the optical data and suggests the presence of caustic effects that point to extended emission from low to high altitudes along the trailing last open field lines.

Confirming with more γ -ray statistics the apparent relation between the γ -ray polarization and the high-resolution optical data, in other words testing the frequency dependence of the polarization pattern over a wide range of energies, will be crucial in the near future to explore the complex structure of the inner wind region, the possible DC emission from the pulsar itself, and to confirm the caustic signature in the pulsed beams that is key to localizing them in the open magnetosphere.

REFERENCES

- Aharonian, F., et al. 2004, *ApJ*, 614, 897
 Chang, H.-K., & Takata, J. 2006, American Astronomical Society Meeting Abstracts, 208, #04.04
 Cheng, K. S., Ruderman, M., & Zhang, L. 2000, *ApJ*, 537, 964
 Del Zanna, L., Volpi, D., Amato, E., & Bucciantini, N. 2006, *A&A*, 453, 621
 Dyks, J., Harding, A. K., & Rudak, B. 2004, *ApJ*, 606, 1125
 Forot, M., et al. 2006, submitted to *ApJS*

- Graham-Smith, F., Dolan, J. F., Boyd, P. T., Biggs, J. D., Lyne, A. G., & Percival, J. W. 1996, MNRAS, 282, 1354
- Grenier, I. A., & Harding, A. K. 1996, astro-ph/0604072
- Hester, J. J., et al. 1995, ApJ, 448, 240
- Hickson, P., & van den Bergh, S. 1990, ApJ, 365, 224
- Kanbach, G., Słowikowska, A., Kellner, S., & Steinle, H. 2005, AIP Conf. Proc. 801: Astrophysical Sources of High Energy Particles and Radiation, 801, 306
- Kirk, J. G., & Lyubarsky, D. Y. 2001, Publications of the Astronomical Society of Australia, 18, 415
- Komissarov, S., & Lyubarsky, Y. 2004, Ap&SS, 293, 107
- Kuiper, L., Hermsen, W., Cusumano, G., Diehl, R., Schönfelder, V., Strong, A., Bennett, K., & McConnell, M. L. 2001, A&A, 378, 918
- Labanti, C., et al. 2003, A&A, 411, L149
- Lebrun, F., et al. 2003, A&A, 411, L141
- Lei, F., Dean, A.J., & Hills, G.L. 1997, Space Science Reviews, 82, 309
- Michel, F. C., Scowen, P. A., Dufour, R. J., & Hester, J. J. 1991, ApJ, 368, 463
- Muslimov, A. G., & Harding, A. K. 2003, ApJ, 588, 430
- Ng, C.-Y., & Romani, R. W. 2004, ApJ, 601, 479
- Pétri, J., & Kirk, J. G. 2005, ApJ, 627, L37
- Schoenfelder, V., et al. 1993, ApJS, 86, 657
- Silver, E. H., Kestenbaum, H. L., Long, K. S., Novick, R., Wolff, R. S., & Weisskopf, M. C. 1978, ApJ, 225, 221
- Słowikowska, A., Kanbach, G., & Stefanescu, A. 2006, Proc. IAU General Assembly, Prague
- Smith, F. G., Jones, D. H. P., Dick, J. S. B., & Pike, C. D. 1988, MNRAS, 233, 305
- Takata, J., Shibata, S., Hirofani, K., & Chang, H.-K. 2006, MNRAS, 366, 1310
- Takata, J., Chang, H. K., & Cheng, K. S. 2006, Proc. of Neutron Stars and Pulsars, Bad Honnef, Germany
- Ubertini, P., et al. 2003, A&A, 411, L131
- Velusamy, T. 1985, MNRAS, 212, 359
- Weisskopf, M. C., Silver, E. H., Kestenbaum, H. L., Long, K. S., & Novick, R. 1978, ApJ, 220, L117
- Wilson, A. S. 1972, MNRAS, 157, 229

Chapitre 7

Vers un code GRMHD pour la simulation de la magnétosphère proche.

Sommaire

7.1	La GRMHD, un véritable challenge	119
7.2	Les décompositions spectrales à la base de LORENE	120
7.2.1	Décomposition d'une fonction en symétrie sphérique	120
7.2.2	Décomposition de f selon ϕ	121
7.2.3	Décomposition de f selon θ	121
7.2.4	Décomposition de f selon r	123
7.2.5	Intérêt des méthodes spectrales	123
7.2.6	Grille multi-domaines	123
7.3	Le formalisme 3+1 en relativité générale	124
7.3.1	Lapse et shift	124
7.3.2	3-métrique	124
7.3.3	Application de ce formalisme	124
7.4	Configuration d'équilibre de l'étoile à neutrons en rotation	125
7.4.1	Equations d'Einstein en formalisme 3+1	126
7.4.2	Les équations d'hydrodynamiques en formalisme 3+1	126
7.4.3	Résolution numérique	127
7.5	Champ magnétique d'une étoile à neutrons en rotation	128
7.5.1	Les équations de Maxwell en formalisme 3+1	128
7.5.2	Configuration du champ magnétique autour de l'étoile	130
7.6	Conclusion	131

Avant propos : *Comme nous l'avons vu l'approximation dipolaire est aujourd'hui couramment utilisée comme base à l'ensemble des modèles d'accélération et d'émissions haute énergie dans la magnétosphère proche des pulsars. Cette approximation n'est cependant pas réaliste et suivant la géométrie du champ les caractéristiques des différents modèles, notamment la polarisation changent radicalement. Des simulations GRMHD (Magnéto-Hydrodynamique en Relativité Générale) sont alors nécessaires pour contraindre cette géométrie. C'est dans cet esprit que j'ai dans un premier temps résolu numériquement les équations de Maxwell dans le vide dans la métrique d'une étoile à neutrons en rotation et ce pour différentes équations d'état. L'ensemble de ces simulations a été réalisé grâce à la librairie LORENE au Laboratoire de l'Univers et de ses Théories (LUTH) à Meudon. Cette librairie n'ayant été développée initialement pour l'étude de systèmes symétrique par rapport au plan équatorial, ma première contribution à cette librairie fut de redévelopper l'ensemble des décompositions et opérateurs dans le cas général, c'est à dire sans hypothèse de symétrie par rapport à ce plan. Ce travail se poursuivra l'année prochaine avec cette fois la résolution de équations GRMHD dans la magnétosphère chargée proche de l'étoile afin de*

voir la géométrie exacte des zones accélératrices proches de l'étoile.

Foreword : *All acceleration processes close to the pulsars are based on dipole (within the light cylinder) and split monopole (outside) approximation for the magnetic field. The real magnetic geometry in the neutron star metric is not known. It could affect the frame-dragging electric strength and the interpretation of the polarimetric data. GRMHD simulations near the star surface are necessary to better constrain this geometry. I have first resolved Einstein and Maxwell equations around the rotating star to find the electrical and magnetic field geometry solution in vacuum. This study has been performed thanks to the LORENE library based on spectral methods. This is a first step to explore later the charged magnetosphere configuration.*

7.1 La GRMHD, un véritable challenge

L'étude des objets astrophysiques nécessite en général de nombreuses connaissances et ce dans de nombreux domaines de la physique tels que la Magnéto-hydrodynamique (MHD), la chimie, la physique nucléaire, la physique statistique, la gravitation... Les physiciens ont en général développé de nombreuses techniques numériques pour résoudre des problèmes dans chacun de ces domaines mais pour étudier des phénomènes complexes où des techniques de différents domaines interfèrent, une compatibilité entre ces techniques est généralement requise.

En relativité générale, les systèmes d'équations aux dérivées partielles ont une structure en général plus compliquée qu'en physique newtonienne. En effet de nouveaux concepts apparaissent alors tel que la topologie, l'isométrie, les dérivées de Lie, les vecteurs de Killing, la courbure... Bien sûr l'ensemble de ces notions existent en relativité restreinte mais de façon beaucoup plus simples (sauf la courbure bien évidemment).

Au plus proche d'une étoile à neutrons ou d'un trou noir, le potentiel gravitationnel n'est en rien scalaire. Les 10 composantes indépendantes de la métrique $g_{\alpha\beta}$ remplacent en général ce potentiel et ainsi les équations gravitationnelles peuvent s'écrire d'une forme simple et concise des équations d'Einstein :

$$R_{\alpha\beta} - \frac{1}{2}Rg_{\alpha\beta} = \frac{8\pi G}{c^4}T_{\alpha\beta} \quad (7.1)$$

où $R_{\alpha\beta} = R_{\beta\alpha}$ et R sont respectivement le tenseur de Ricci et la courbure $R = R_{\alpha}^{\alpha}$ associée à la métrique $g_{\alpha\beta}$ et $T_{\alpha\beta}$ le tenseur énergie impulsion. Les équations du mouvement s'écrivent elles

$$\nabla_{\alpha}T_{\beta}^{\alpha} = 0 \quad (7.2)$$

Si un champ électromagnétique est présent alors les équations de Maxwell s'ajoutent aux dernières

$$\nabla_{\alpha}F_{\beta}^{\alpha} = J_{\beta} \quad (7.3)$$

où F_{β}^{α} est le tenseur électromagnétique et J_{β} est le quadri-vecteur courant électrique. La simplicité de ces équations n'est qu'apparente et derrière se cachent plus d'une centaine de termes explicites. Résoudre l'ensemble de ces équations en relativité générale en géométrie 3D est le *graal* de la relativité numérique et demeure encore actuellement un véritable challenge. Dans les applications GRMHD en astrophysique, différentes méthodes numériques existent. La majorité des modèles numériques est basée sur les méthodes de différences finies et d'éléments finis (ou volumes finis). Dans la méthode des différences finies, les systèmes physiques sont représentés dans une grille spatio-temporelle discrétisée. Ainsi, les fonctions qui décrivent le système sont connues localement en chaque point de la grille. Le calcul de la dérivée d'une fonction f est alors donné par le développement en série de Taylor de la fonction sur la grille. Ces méthodes

numériques de différences finies s'appliquent seulement dans le cas d'écoulement dépendant du temps. En effet, dans le cas des écoulements stationnaires, la résolution des équations MHD est rendue complexe avec ces méthodes à cause de l'existence de points critiques qui imposent des conditions aux contours internes du fluide. En plus, les équations aux dérivées partielles changent du régime elliptique au régime hyperbolique.

Pour ces raisons, nous avons opté pour l'utilisation de méthodes spectrales implémentées dans la librairie LORENE. En effet cette méthode donne une description globale des grandeurs physiques qui permet de traiter les surfaces critiques. De plus ces méthodes utilisent un schéma itératif de relaxation pour résoudre les équations MHD stationnaires. Dans cette bibliothèque est également implémentée une résolution multi-domaines ce qui permet d'intégrer les équation dans des régions où les conditions physiques sont différentes et indépendantes les unes des autres.

7.2 Les décompositions spectrales à la base de LORENE

La méthode est basée sur une description globale des fonctions du problème physique dans tout le domaine. Elle consiste à projeter une fonction f sur une base finie de fonctions orthogonales aux propriétés connues. Dans le cas d'une fonction f à une seule variable radiale r on a :

$$f(r) = \sum_{k=0}^N f_k \Psi_k(r) \quad (7.4)$$

où f_k sont des constantes indépendantes de r appelées coefficients de développement. Elles représentent les composantes de la projection de la fonction f sur la base des fonctions Ψ_k . L'utilité de la fonction f sur cette base de fonctions Ψ_k est de simplifier le problème numérique de la dérivée et de l'intégrale. En effet, ce développement permet de transformer le problème de la dérivée de f et de son intégrale en dérivées et en intégrales des fonctions connues usuelles Ψ_k

$$\frac{\partial f(r)}{\partial r} = \sum_{k=0}^N f_k \dot{\Psi}_k(r) \quad (7.5)$$

où $\dot{\Psi}_k(r)$ sont les dérivées des fonctions de la base par rapport à r , ces fonctions étant connues de façon exacte.

Dans notre cas nous nous intéressons principalement aux résolutions des équations d'Einstein et de Maxwell dans le vide et donc à la résolution des équations de type Poisson. Jusqu'à maintenant ces équations furent résolues dans le cas axisymétrique mais malheureusement ce cas limite est difficilement applicable au calcul de la magnétosphère des pulsars. En effet l'axe magnétique est en général non aligné à l'axe de rotation. C'est pour cette raison que j'ai consacré dans un premier temps une partie de ma thèse au développement des décompositions et des différents opérateurs de LORENE dans le cas général et ce pour des solutions des équations de Poisson. Cette partie très analytique est présentée dans ce paragraphe.

7.2.1 Décomposition d'une fonction en symétrie sphérique

Le choix des bases sur lesquelles est projetée f est arbitraire. Par simplicité la base angulaire de référence est celle de Fourier en $\cos(q\theta)$ ou $\sin(l\theta)$ pour laquelle un algorithme rapide de décomposition existe (FFT). Cependant la base angulaire la plus intéressante pour la résolution des équations de Poisson (et donc pour la détermination du champ magnétique dans la magnétosphère de l'étoile à neutrons) se trouve être les polynômes de Legendre en $\cos(\theta)$. Hélas à notre connaissance il n'existe encore aucun algorithme rapide de passage sur cette base. C'est pour cette raison que nous développerons f dans un premier temps sur la base de Fourier puis transformerons cette décomposition sur la base de Legendre par un simple changement de base.

En ce qui concerne la base radiale, les polynômes de Tchebychev $T_n(x) = \cos(n \arccos(x))$ sont retenus en raison de l'existence d'un algorithme rapide de passage (FCT).

En toute rigueur les bases sont infinies, mais le traitement informatique impose de les tronquer. Cette limitation est duale de celle sur la discrétisation spatiale : une fonction f sera représentée aussi bien par la donnée de ces coefficients spectraux que par la valeur qu'elle prend en ces points spatiaux.

En coordonnées cartésiennes une fonction quelconque peut se décomposer de la façon suivante :

$$f(x, y, z) = \sum a_{uvw} x^u y^v z^w \quad (7.6)$$

en posant

$$\begin{cases} \zeta &= x + iy &= r \sin(\theta) e^{i\phi} \\ \bar{\zeta} &= x - iy &= r \sin(\theta) e^{-i\phi} \end{cases} \quad (7.7)$$

Si f est polynomiale en (x, y, z) alors f sera polynomiale en $(\zeta, \bar{\zeta}, z)$ et on aura

$$f(\zeta, \bar{\zeta}, z) = \sum b_{uvw} \zeta^u \bar{\zeta}^v z^w \quad (7.8)$$

cela nous donne une expression de f en coordonnées sphériques (r, θ, ϕ) de la forme :

$$f(r, \theta, \phi) = \sum_{mvw} b_{mvw} r^{m+2v+w} \sin^{m+2v}(\theta) \cos^w(\theta) e^{im\phi} \quad (7.9)$$

avec $m = u - v$.

7.2.2 Décomposition de f selon ϕ

La fonction f peut donc se mettre de façon générale sous la forme :

$$f(r, \theta, \phi) = \sum_m c_m(r, \theta) e^{im\phi} \quad (7.10)$$

avec $c_m(r, \theta) = \sum_{vw} b_{vw} r^{m+2v+w} \sin^{m+2v}(\theta) \cos^w(\theta)$. Ces différents coefficients seront trouvés à l'aide de transformées de Fourier.

7.2.3 Décomposition de f selon θ

Selon que m soit pair ou non nous pouvons distinguer 2 cas :

– **Cas m pair** alors $m = 2p$ et on a alors :

$$\begin{aligned} \sin^{m+2v}(\theta) \cos^w(\theta) &= \sin^{2(p+v)}(\theta) \cos^w(\theta) \\ &= (1 - \cos^2(\theta))^{p+v} \cos^w(\theta) \\ &= \sum_{l=0}^{p+v+w} \alpha_l \cos(l\theta) \end{aligned} \quad (7.11)$$

et on peut alors décomposer la dépendance en θ selon une base de $\cos(l\theta)$.

– **Cas m impair** alors $m = 2p + 1$ et on a alors :

$$\begin{aligned}
\sin^{m+2v}(\theta) \cos^w(\theta) &= \sin^{2(p+v)+1}(\theta) \cos^w(\theta) \\
&= \sin(\theta) (\sin^{2(p+v)}(\theta) \cos^w(\theta)) \\
&= \sin(\theta) \left(\sum_{q=0}^{p+v+w} \alpha_q \cos(q\theta) \right) \\
&= \sum_{l=0}^{p+v+w} \frac{\alpha_l}{2} (\sin((1+l)\theta) + \sin((1-l)\theta))
\end{aligned} \tag{7.12}$$

et on peut alors décomposer cette fois ci la dépendance en θ selon une base de $\sin(l\theta)$
En résumé f peut se mettre sous la forme suivante :

$$\begin{cases} f = \sum_{lm} d_{lm}(r) \cos(l\theta) e^{im\phi} & \text{pour } m \text{ pair} \\ f = \sum_{lm} d_{lm}(r) \sin(l\theta) e^{im\phi} & \text{pour } m \text{ impair} \end{cases} \tag{7.13}$$

Mais comme nous l'avons vu il serait préférable de décomposer f selon une base de polynôme de Legendre pour simplifier la résolution d'équations de Poisson. On décompose pour cela dans un premier temps notre fonction f selon la base de Fourier puis par un changement de base nous la développons sur la base de Legendre normalisée.

Fonctions de Legendre normalisées

Définissons tout d'abord la base des fonctions de Legendre normalisée comme étant l'ensemble des

$$\tilde{P}_l^m(\cos(\theta)) = \alpha_{ml} P_l^m(\cos(\theta)) \tag{7.14}$$

avec

$$\alpha_{ml} = \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{2(l+m)!}} \tag{7.15}$$

et

$$P_l^m(\cos(\theta)) = (-1)^m (1 - \cos^2(\theta))^{m/2} \frac{d^m P_l(\cos(\theta))}{d \cos(\theta)^m} \tag{7.16}$$

Dans cette dernière équation P_l est le polynôme de Legendre et P_l^m est la fonction associée de Legendre.

Avec ces définitions on a donc

$$\int_0^\pi \tilde{P}_l^m(\cos(\theta)) \sin(\theta) d\theta = 1 \tag{7.17}$$

et

$$\int_0^\pi \tilde{P}_l^{m'}(\cos(\theta)) \tilde{P}_l^m(\cos(\theta)) \sin(\theta) d\theta = \delta_{ll'} \delta_{mm'} \tag{7.18}$$

Matrice de passage de $\cos(j\theta)$ à $\tilde{P}_l^m(\cos(\theta))$ pour m pair

on peut développer $\cos(j\theta)$ en général de la façon suivante :

$$\cos(j\theta) = \sum_{l=m}^{N-1} A_{jl}^m \tilde{P}_l^m(\cos(\theta)) \tag{7.19}$$

avec le nombre de points de collocation entre $[0, \Pi]$

Les différents coefficients A_{jl}^m s'expriment de la façon suivante :

$$\begin{aligned} A_{jl}^m &= \int_0^\pi \cos(j\theta) \tilde{P}_l^m(\cos(\theta)) \sin(\theta) d\theta \\ &= \int_{-1}^1 T_j(x) \tilde{P}_l^m(x) dx \end{aligned} \quad (7.20)$$

Comme le montre l'équation précédente il est également possible d'utiliser les polynômes de Tchebychev.

Matrice de passage de $\tilde{P}_l^m(\cos(\theta))$ à $\cos(j\theta)$ pour m pair

De la même manière on a

$$\tilde{P}_l^m(\cos(\theta)) = \sum_{j=0}^{N-1} B_{lm}^j \cos(j\theta) \quad (7.21)$$

Mais cette fois ci l'ensemble des $\cos(j\theta)$ ne forment pas une base orthonormale de poids 1. Il faut donc les normaliser. On a

$$\int_0^\pi \cos(j\theta) \cos(j'\theta) d\theta = \frac{\pi}{2} (1 + \delta_{0j}) \delta_{jj} \quad (7.22)$$

Les coefficients B_{lm}^j se calculent donc de la sorte :

$$\begin{aligned} B_{lm}^j &= \left(\frac{2-\delta_{0j}}{\pi} \right) \int_0^\pi \tilde{P}_l^m(\cos(\theta)) \cos(j\theta) d\theta \\ &= \left(\frac{2-\delta_{0j}}{\pi} \right) \int_{-1}^1 \tilde{P}_l^m(x) T_j(x) \frac{dx}{\sqrt{1-x^2}} \end{aligned} \quad (7.23)$$

Ici aussi il est possible d'utiliser les polynômes de Tchebychev pour calculer ces coefficients. Pour le cas m impair, les matrices de passage seront calculées de la même façon. On a donc une décomposition finale de f qui se mettra sous la forme :

$$f = \sum_{lm} e_{lm}(r) \tilde{P}_l^m(\cos(\theta)) e^{im\phi} = \sum_{lm} e_{lm}(r) \sqrt{2\pi} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (7.24)$$

où $Y_{lm}(\theta, \phi)$ sont les harmoniques sphériques solutions de l'équation aux valeurs propres $\Delta Y_{lm}(\theta, \phi) = E_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi)$. Dans cette équation Δ est l'opérateur laplacien écrit en coordonnées sphériques sur la sphère de rayon unité. Ainsi une équation de Poisson de type :

$$\frac{\partial^2 f}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2 f}{\partial \theta^2} + \frac{\cos(\theta) \partial f}{\sin(\theta) \partial \theta} + \frac{\partial^2 f}{\sin^2(\theta) \partial \phi^2} \right) = S(r, \theta, \phi) \quad (7.25)$$

se mettra sous la forme :

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) e_{lm}(r) = S_{lm}(r) \quad (7.26)$$

Il reste à résoudre l'équation précédente en décomposant les $e_{lm}(r)$ sur une base adéquate.

7.2.4 Décomposition de f selon r

La fonction f sera décomposée selon r sur la base des polynômes de Tchebychev. Pour j pair les $e_{lm}(r)$ seront fonction de polynômes pairs et pour j impair ces coefficients dépendront seulement de polynômes impairs. Cette décomposition radiale permet de transformer l'équation différentielle précédente en un système linéaire sur les coefficients radiaux, prenant souvent sous la forme d'une matrice à bandes (relations de récurrence initialisées par les conditions aux limites).

7.2.5 Intérêt des méthodes spectrales

Le premier avantage des décompositions spectrales tient dans leur économie de degré de liberté. En effet pour un niveau de précision donné dans la solution trouvée, un nombre moins grand de degré de liberté est requis que dans le cas de différences finies par exemple. Plus précisément, nous pouvons dire qu'avec les méthodes spectrales le nombre de points sur la grille est réduit d'un facteur 5 par unité d'espace. Cela veut dire que dans le cas d'un système 3D, le nombre de points sur la grille est réduit d'un facteur 125. Le deuxième avantage réside dans le choix des coordonnées les mieux adaptées à notre problème pour éviter les singularités pouvant être présentes dans un système donné.

Les équations elliptiques et paraboliques sont adaptées à un traitement par méthodes spectrales. Cependant de bons résultats sont également possibles pour des équations hyperboliques si aucune discontinuité n'est présente dans la solution. Dans le cas d'une solution non continue, il est alors possible d'ajouter une viscosité spectrale artificielle pour obtenir une solution plus lissée. D'autres méthodes numériques comme les solveurs de Riemann ont été développées pour traiter ce genre de discontinuité. Dans le cas relativiste où l'on doit résoudre simultanément des équations elliptiques couplées à des équations hyperboliques, une bonne stratégie serait d'utiliser les méthodes spectrales pour les équations elliptiques conjointement à des techniques basées sur des solveurs de Riemann pour les équations hyperboliques où des discontinuités dans les solutions peuvent apparaître. Cette technique est appelé *Mariage des maillages*.

7.2.6 Grille multi-domaines

Les méthodes spectrales ne résolvent cependant pas tous les problèmes communs aux différentes méthodes numériques. En particulier :

- Elles ne sont efficaces que lorsque les conditions aux limites sont bien connues. Or ici, elles ne le sont qu'à l'infini. Il faut donc avoir accès directement à $r \rightarrow \infty$, non en tant que limite, mais dans la grille elle même.
- D'autre part, même si nos développements étaient infinis, un effet parasite de non convergence simple, dit *phénomène de Gibbs* peu apparaître en cas de discontinuité dans les fonctions que l'on désire approcher. Ce phénomène apparaît souvent entre l'intérieur et l'extérieur de l'étoile à neutrons. En outre, alors que l'erreur dans l'approximation d'une fonction C^∞ varie en e^{-N} où N est le cardinal de la base, elle ne décroît plus qu'en $N^{-(p+1)}$ dans le cas d'une fonction C^p . On a donc intérêt à se débarrasser d'une manière ou d'une autre de ces discontinuités.

L'introduction de plusieurs domaines permet de réduire l'impact de ces phénomènes. La limite entre deux domaines de la grille peut être placée le long du bord de l'étoile, ce qui permet d'éviter les problèmes de convergence. L'accessibilité à l'infini est ensuite assurée par un changement de variable en $1/r$ dans la zone la plus externe. Plus précisément, on définit trois zones radiales pour nos simulations.

- La première s'étend du centre de l'étoile à sa surface lorsqu'elle est suffisamment proche de la sphère. Dans cette zone, la variable x des T_n est reliée au rayon par $r = Rx$ avec $0 \leq x \leq 1$ et où l'on restreint l'intervalle en x pour des raisons de parité.
- La seconde s'étend de la surface à l'environnement proche de l'étoile. Ici, la variable x décrit tout l'intervalle $[-1, 1]$ et on a $r = R(1 + x)/2$.
- La dernière dite *zone compactifiée*, s'étend jusqu'à l'infini inclus grâce au changement de variable $r = R/x$ avec $0 \leq x \leq 1$.

Les équations sont donc résolues séparément sur ces trois domaines. Les conditions aux limites sont propagées depuis l'infini par l'exigence de continuité des fonctions et de leur dérivées radiales aux bornes des domaines ce qui garantit l'unicité des solutions.

Le principe de LORENE étant présenté, il nous reste maintenant à décrire l'ensemble des équations à la base de notre simulation. Dans une première partie, je présenterai de manière

général le formalisme 3+1 à la base des équations. Ceci sera suivi par une description détaillée des équations de GRMHD utilisée dans notre modèle.

7.3 Le formalisme 3+1 en relativité générale

L'intérêt du point de vue 3+1 de la physique relativiste est lié à la grande similitude avec les équations de la physique classique. En effet, en formalisme 3+1, le référentiel espace-temps (t, r, θ, ϕ) peut être séparé en hyper surfaces de type espace à 3 dimensions (r, θ, ϕ) auxquelles l'axe d'évolution temporelle t est perpendiculaire. Les hyper surfaces sont caractérisées par t constant. Sur ces hypersurfaces, les valeurs de toutes les grandeurs (densité, charge, vitesse, champs électriques et magnétiques) sont définies. Tandis que l'axe temporel donne l'évolution de ces grandeurs, la séparation entre la partie spatiale (l'espace absolue au sens galiléen) et la partie temporelle permet l'introduction d'un référentiel spatial cartésien local appelé FIDO pour *Fiducial Observer*. FIDO est défini comme l'observateur local au repos dans le référentiel en chute libre autour du trou noir de Schwarzschild ((Thorne 1968)). Il est défini en chaque point (r, θ, ϕ) par les vecteurs de base orthogonaux $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$. Le temps dans le référentiel FIDO est le temps propre τ mesuré par l'horloge locale du FIDO. Dans le FIDO, l'axe temporel est toujours perpendiculaire aux hypersurfaces spatiales. La relation entre le temps propre du FIDO, τ et le temps universel t est la suivante :

$$\frac{d\tau}{dt} = N \quad (7.27)$$

où N est la fonction lapse. Cette notion sera présentée plus en détails dans le paragraphe suivant. Le repère FIDO est ainsi déterminé complètement dans le formalisme 3 + 1 par les vecteurs de base orthogonaux $(\vec{e}_t, \vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$. La relation 7.27 nous permet de déduire une autre signification physique du facteur de courbure de l'espace N . Il est le temps propre qui s'écoule dans FIDO lorsqu'il s'écoule une unité de temps du temps universel t .

7.3.1 Lapse et shift

Si on définit par \vec{n} le champ de vecteurs normaux aux surfaces σ_t , orientés vers les t croissants. Ce sont les quadrivites d'observateurs dit *eulériens*. Entre σ_t et σ_{t+dt} ces observateurs mesurent :

- Une variation de leur temps propre $d\tau$. La fonction *lapse* N comme définit plus haut est donc le lien entre le temps coordonnée t et le temps propre τ .
- Une variation de leurs coordonnées spatiales, les vecteurs \vec{n} ne suivant pas forcément les lignes iso- x^i où x^i désigne la coordonnée voulue à la position de l'observateur (en sphérique r, θ où ϕ). Cela définit le vecteur *shift* \vec{N} tel que $x^i(t + dt) = x^i(t) - N^i dt$.

Ensemble le lapse et le shift forment une décomposition orthogonale du vecteur $\vec{e}_t = N\vec{n} + \vec{N}$ et $\vec{n} \cdot \vec{N} = 0$

7.3.2 3-métrie

On peut alors définir un opérateur de projection $h^\nu_\mu = \delta^\nu_\mu + n_\mu n^\nu$. En particulier, la métrique $g_{\mu\nu}$ se projette en une métrique spatiale γ sur σ_t selon $\gamma_{ij} = h^\mu_i h^\nu_j g_{\mu\nu}$. Ce qui donne sous forme développée :

$$g_{\mu\nu} = \begin{pmatrix} N^i N_i - N^2 & N_i \\ N_j & \gamma_{ij} \end{pmatrix} \text{ et } g^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} -1/N^2 & N^i/N^2 \\ N^j/N^2 & \gamma^{ij} - N^i N^j/N^2 \end{pmatrix} \quad (7.28)$$

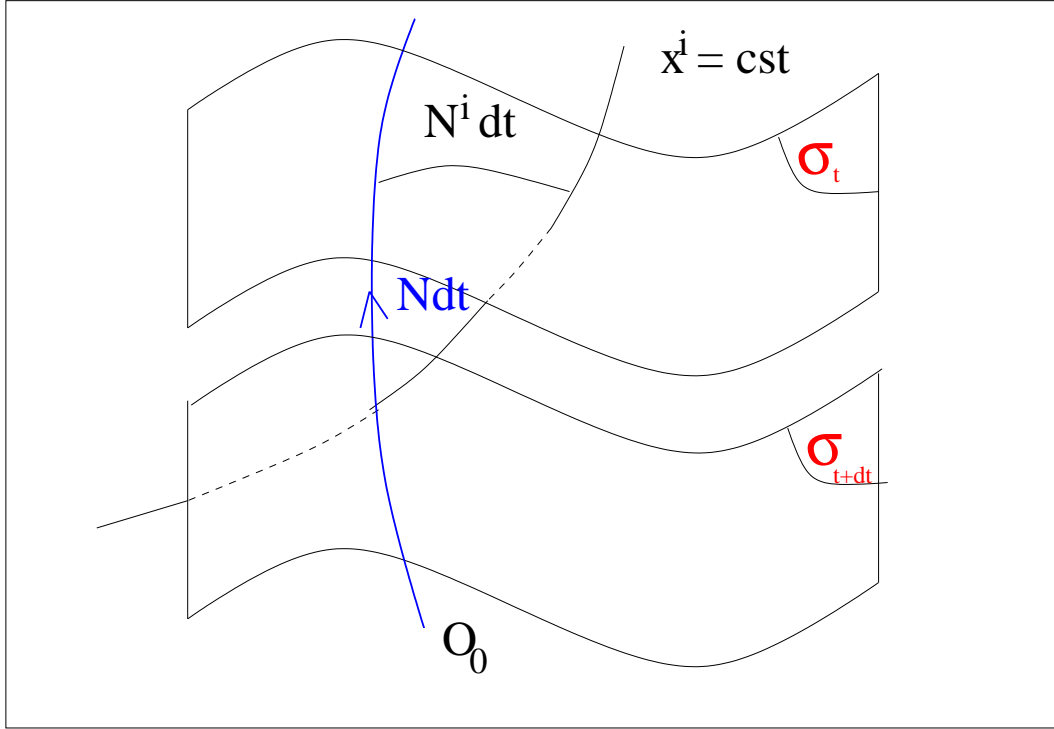


FIG. 7.1: Représentation de la structure en couche du formalisme 3+1.

Il reste encore à exprimer la manière dont les différentes métriques spatiales γ_{ij} sont reliées entre elles d'un σ_t à l'autre. Cela est le rôle du tenseur de courbure intrinsèque $K_{ij} = -\frac{1}{2}\mathcal{L}_n\gamma_{ij}$ où \mathcal{L}_n désigne la dérivée de Lie selon le vecteur \vec{n} .

Dans toute cette partie, on notera D la dérivée par rapport à la métrique γ_{ij} et \mathcal{D} la dérivée par rapport à la métrique plate de f_{ij} .

7.3.3 Application de ce formalisme

Métrique adéquate

Pour pouvoir utiliser ce formalisme, il est nécessaire de se choisir un système de coordonnées sur chacun des feuillet ainsi qu'un feuilletage de l'espace temps.

Feuilletage

Le feuilletage adopté par la suite est connu sous le nom de *feuilletage maximal*. C'est à dire que le 3-volume de chacun des feuillet est maximal, ce qui revient à imposer $K_i^i = 0$. Son principal avantage est de donner des espaces asymptotiquement euclidiens à l'infini, ainsi que d'éviter les singularités lors des effondrements pour les simulations dynamiques.

Choix des coordonnées

La jauge choisie est ici *quasi-isotrope*, entre autres pour les raisons suivantes :

- Elle amène les équations du champ sous forme elliptique, ce qui garantit les théorèmes d'existence et d'unicité des solutions trouvées.
- Elles recouvrent tout l'espace, ce qui permet d'avoir accès aux conditions aux limites à l'infini, les seules connues avec exactitude.

Cela nous amène, en accord avec les conventions du formalisme 3+1, à considérer le tenseur métrique pour l'espace temps de la forme :

$$g_{\alpha\beta}dx^\alpha dx^\beta = -N^2 dt^2 + B^2 r^2 \sin^2(\theta)(d\phi - N^\phi dt)^2 + A^2(dr^2 + r^2 d\theta^2) \quad (7.29)$$

où N, N^ϕ, A et B sont des fonctions de (r, θ) seulement grâce aux hypothèses de stationnarité et de symétrie de révolution.

7.4 Configuration d'équilibre de l'étoile à neutrons en rotation

L'ensemble des équations présentées ci après ont déjà été implémentées dans LORENE. Elles ne seront donc pas développées en détail mais juste présentées dans leur globalité. Elles permettent de résoudre les équations de gravitation et d'hydrodynamique pour trouver la configuration d'équilibre de l'étoile et la métrique résultante. On rappellera dans une première étape les expressions des équations de la gravitation ainsi que celles de l'hydrodynamique pour après présenter simplement la méthode de résolution de la configuration d'équilibre de l'étoile. Le champ magnétique ne sera pas inclus dans la recherche de cette configuration d'équilibre. En effet son effet commence à être non négligeable pour des champs magnétiques très élevés de l'ordre de $10^{16}G$. Ce cas extrême et assez rare sera traité dans de futurs travaux.

7.4.1 Equations d'Einstein en formalisme 3+1

Les équations d'Einstein $G_{ab} = 8\pi T_{ab}$ (où G est le tenseur d'Einstein associé à la métrique g_{ab} et T est le tenseur énergie impulsion) peuvent être projetées selon la direction normale n^a sur les couches spatiales σ . Cette projection mène à deux équations de contrainte. La projection selon le vecteur normal mène également à une équation d'évolution qui décrit comment le champ se propage d'une couche à l'autre. Cette équation contient en général des dérivées temporelles de second ordre de la métrique spatiale.

La contrainte hamiltonienne s'écrit :

$$R + K^2 - K_{ij}K^{ij} = 16\pi\rho \quad (7.30)$$

et le contrainte impulsienne :

$$D_j(K^{ij} - \gamma^{ij}K) = 8\pi S^i \quad (7.31)$$

L'équation d'évolution elle se met sous la forme :

$$\mathcal{D}_t K_{ij} = -D_i D_j N + N(R_{ij} - 2K_{ij}K_j^k + K K_{ij}) - 8\pi N(S_{ij} - \frac{1}{2}\gamma_{ij}(S - \rho)) + \mathcal{L}_\beta K_{ij} \quad (7.32)$$

ici les champs ρ, S_i et S_{ij} sont les projections du tenseur énergie impulsion le long de n^a et sur σ .

$$\begin{cases} \rho &= n_a n_b T^{ab} \\ S_i &= -\gamma_{ia} n_b T^{ab} \\ S_{ij} &= \gamma_{ia} \gamma_{jb} T^{ab} \end{cases} \quad (7.33)$$

Nous pouvons remarquer déjà que si les équations de contraintes sont satisfaites sur la première couche d'espace, elles le seront sur les suivantes grâce à l'équation d'évolution.

En résumé les projections de l'équation d'Einstein $R^{\mu\nu} - \frac{1}{2}Rg_{\mu\nu} = 8\pi T_{\mu\nu}$ se composent de :

- Trois équation de contraintes impulsionnelles, dont une seule non triviale grâce aux symétries.
- Une équation de contrainte hamiltonienne.
- Six équations d'évolution de K_{ij} , dont deux seules sont pertinentes ici. (celle sur $K_{\phi\phi}$ et celle sur la trace de K)

Ces quatre équations réarrangées, donnent un système d'équation de Poisson soluble numériquement (Bonazzola et al. 1993)

7.4.2 Les équations d'hydrodynamiques en formalisme 3+1

Pour un fluide parfait, le tenseur énergie impulsion T_{fluid}^{ab} se met sous la forme :

$$T_{fluid}^{ab} = \rho_0 h u^a u^b + P g^{ab} \quad (7.34)$$

où ρ_0 est la densité de masse pour un observateur en mouvement avec le fluide de vitesse u^a , P est la pression et h est l'enthalpie spécifique :

$$h = 1 + \epsilon + P/\rho_0 \quad (7.35)$$

avec ϵ la densité d'énergie interne spécifique. En l'absence de champ magnétique les équations de mouvement du fluide sont déduites de la conservation de l'énergie, de la quantité de mouvement :

$$\nabla_b T_{fluid}^{ab} = 0 \quad (7.36)$$

ainsi que de la conservation du nombre baryonique :

$$\nabla_a (\rho_0 u^a) = 0 \quad (7.37)$$

En suivant les notations de (Wilson 1972b) qui pose $D = \rho_0 W$, $E = \rho_0 \epsilon W$ et $S_a = \rho_0 h W u_a = (D + E + P W) u_a$ avec $W = N u^t = (1 + \gamma_{ij} u_i u_j)^{1/2}$ on a pour l'équation de continuité :

$$\partial_t (\gamma^{1/2} D) + \partial_j (\gamma^{1/2} D v^j) = 0 \quad (7.38)$$

pour la conservation de l'énergie :

$$\partial_t (\gamma^{1/2} E) + \partial_j (\gamma^{1/2} E v^j) = -P (\partial_t (\gamma^{1/2} W) + \partial_i (\gamma^{1/2} W v^i)) \quad (7.39)$$

et pour les équations d'Euler (Baumgarte et Shapiro 2003) :

$$\partial_t (\gamma^{1/2} S_i) + \partial_j (\gamma^{1/2} S_i v^j) = -N \gamma^{1/2} (\partial_i P + \frac{S_a S_b}{2 N S^t} \partial_i g^{ab}) \quad (7.40)$$

7.4.3 Résolution numérique

L'algorithme permettant d'établir la configuration d'équilibre d'une étoile à neutrons en rotation existait déjà avant le début de ma thèse (Salgado et al. 1994; Bocquet et al. 1995; Novak et Marcq 2003) et est maintenant une fonction de base dans Lorene. Pour décrire brièvement le principe :

- Dans une première étape l'ensemble des équations de Poisson gérant la gravité sont inversées permettant ainsi l'actualisation des différents paramètres de la métrique.
- Par la suite les quantités hydrodynamiques ainsi que le tenseur énergie-impulsion est mis à jour.
- L'intégrale première du mouvement est utilisée pour déduire le profil en enthalpie de l'étoile.

- L'équation d'état est alors utilisée pour déduire de l'enthalpie des densités baryoniques ainsi que l'énergie interne et la pression au sein du fluide.
- Les quantités hydrodynamiques sont une nouvelle fois réactualisées en tenant compte des nouvelles valeurs de la densité, de l'énergie interne ainsi que de la pression.
- Enfin les quatre potentiels gravitationnels servant de source à la résolution des équations de Poisson sont recalculés pour démarrer une nouvelle itération.

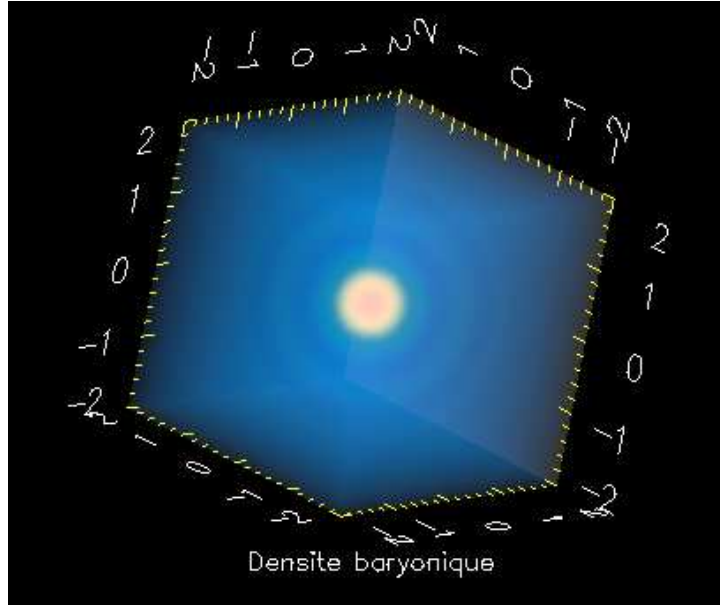


FIG. 7.2: Carte 3D de la densité baryonique de l'étoile.

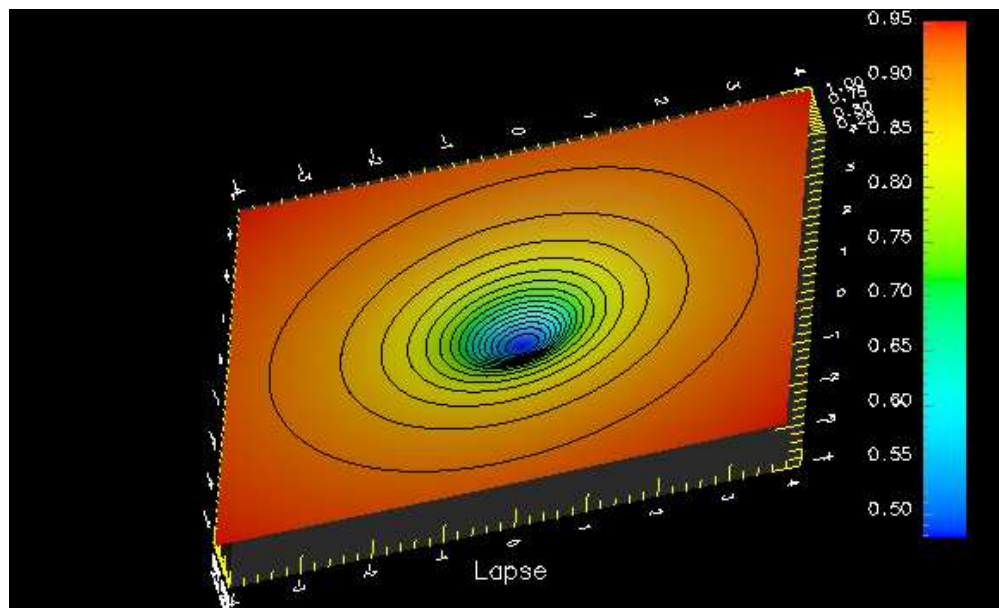
En utilisant ce schéma numérique et en posant comme équation d'état une équation de type Akmal (Akmal et al. 1998) on a comme configuration d'équilibre la configuration présentée dans le Tableau 7.1. Pour obtenir cet équilibre on a posé une vitesse de rotation de 30 Hz ainsi qu'une densité baryonique de $1.6M_{\odot}$.

TAB. 7.1: Configuration d'équilibre de l'étoile à neutrons

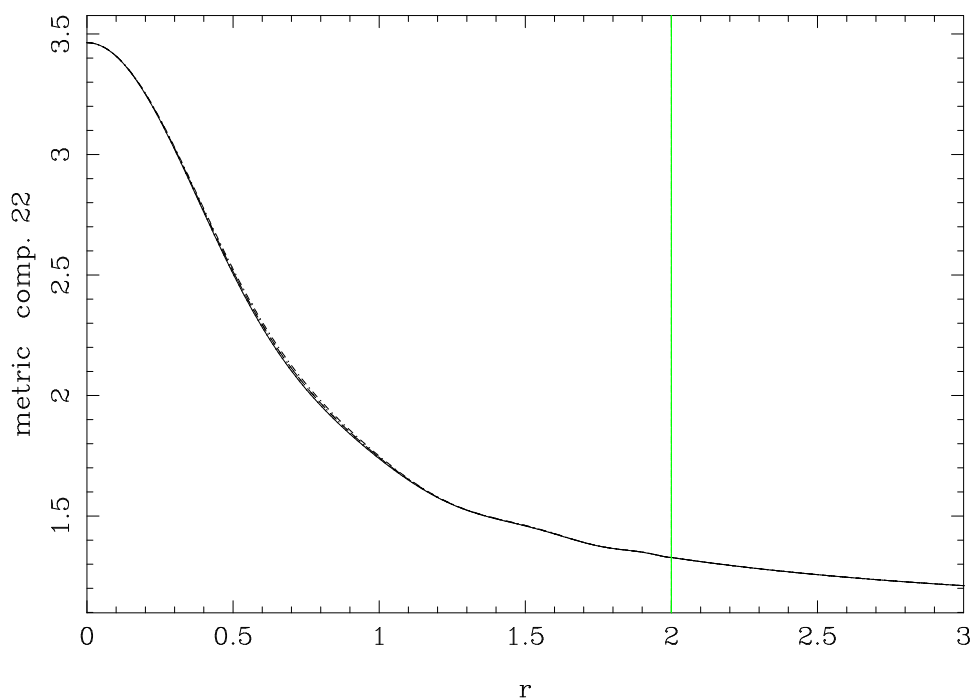
Paramètre	Valeur numérique
Enthalpie centrale	$0.4 c^2$
Densité baryonique au centre	$7.10692 \times 0.1 fm^{-3}$
Densité d'énergie au centre	$8.24868 \rho_{nuc} c^2$
Pression centrale	$2.3536 \rho_{nuc} c^2$
Lapse au centre	0.471798
Vitesse équatoriale	$0.007745 c$
Rayon d'équilibre au centre	$8.14405 km$

Les deux paramètres importants qui vont servir à la résolution des équations de Maxwell pour la détermination de E et B sont comme nous l'avons vu le *lapse* et le *shift*. La fonction lapse varie avec la distance à l'étoile et est représentée sur la Figure 7.3. Elle est minimum au centre de l'étoile et tend vers 1 loin de cette dernière, ce qui est en accord avec le fait que la métrique est plate loin de l'étoile.

Quant à la métrique γ_{ij} , elle est diagonale et ces trois termes sont égaux traduisant l'isotropie de notre système et la faible déformation de l'étoile sous l'effet de sa rotation. L'évolution de cet unique paramètre avec la distance est présentée sur la Figure 7.4

FIG. 7.3: Evolution du *lapse* avec la distance à l'étoile.

phi=0: th=0, pi/4, pi/2, phi=pi/4: th=0, pi/4

FIG. 7.4: Evolution du facteur γ_{22} avec la distance à l'étoile.

Une fois cette configuration établie, il nous reste maintenant à résoudre l'ensemble des équations de Maxwell pour voir la structure du champ magnétique.

7.5 Champ magnétique d'une étoile à neutrons en rotation

Cette partie correspond à la deuxième étape de mon investissement personnel dans la librairie LORENE et présente la résolution des équations de Maxwell dans la métrique donnée par la configuration d'équilibre de l'étoile.

7.5.1 Les équations de Maxwell en formalisme 3+1

On peut généralement décomposer le tenseur de Faraday F^{ab} de la façon suivante :

$$F^{ab} = n^a E^b - n^b E^a + \epsilon^{abc} B_c \quad (7.41)$$

où dans cette équation E^a et B^a sont respectivement le champ électrique et magnétique. Ces tenseurs sont purement spatiaux et donc :

$$E^a n_a = 0 \text{ et } B^a n_a = 0 \quad (7.42)$$

Le tenseur 3D de Levi-Civita ϵ_{abc} est lui défini de la sorte :

$$\epsilon^{abc} = \epsilon^{abcd} n_d \quad (7.43)$$

Nous pouvons également décomposer le quatre vecteur courant de la façon suivante :

$$\mathcal{J}^a = n^a \rho_e + J^a \quad (7.44)$$

avec ρ_e et J^a la densité spatiale de charge et de courant. Dans ces conditions les équations de Maxwell $\nabla_b F^{ab} = 4\pi \mathcal{J}^a$ se mettent en formalisme 3+1 sous la forme (Thorne et MacDonald 1982) :

$$\begin{aligned} D_i E^i &= 4\pi \rho_e \\ \partial_t E^i &= \epsilon^{ijk} D_j (N B_k) - 4\pi N J^i + N K E^i + \mathcal{L}_N E^i \\ D_i B^i &= 0 \\ \partial_t B^i &= -\epsilon^{ijk} D_j (N E_k) + N K B^i + \mathcal{L}_N B^i \end{aligned} \quad (7.45)$$

A ceci s'ajoute l'équation de conservation de charge $\nabla_a \mathcal{J}^a = 0$ qui devient en formalisme 3+1 :

$$\partial_t \rho_e = -D_i (N J^i) + N K \rho_e + \mathcal{L}_N \rho_e \quad (7.46)$$

Les équations de Maxwell en relativité restreinte peuvent alors être retrouvés facilement à partir de ces équations en prenant comme métrique celle de Minkowski $\gamma_{ij} = f_{ij}$. Dans cet espace temps $N = 1$, $K = 0$ et $N^i = 0$.

Il est souvent très utile pour la résolution numérique des équations de Maxwell d'introduire un quatre vecteur potentiel \mathcal{A}_a qui peut alors être décomposé selon :

$$\mathcal{A}_a = \Phi n_a + A_a \quad (7.47)$$

le vecteur A_a est ici purement spatial et est tel que $A_t = N^i A_i$. Il est en général possible et souvent très utile de réécrire les équations de Maxwell en fonction de ces potentiels. Avec l'identité $B^i = \epsilon^{ijk} A_{k,j}$ le terme $\epsilon^{ijk} D_j (N B_k)$ dans la deuxième relation de Maxwell devient alors :

$$\begin{aligned} \epsilon^{ijk} D_j (N B_k) &= \epsilon_{ijk} \epsilon^{klm} N^j A_{m,l} \\ &= (\delta_l^i \delta_m^j - \delta_m^i \delta_l^j) D_j (N D^l A^m) \\ &= D_j (N D^i A^j) - D_j (N D^j A^i) \end{aligned} \quad (7.48)$$

Or si l'on dénote par \mathcal{D} la dérivée par rapport à la métrique plate de Minkowski l'expression 7.48 peut alors se mettre sous la forme

$$\begin{aligned}\epsilon^{ijk} D_j(NB_k) &= D_j(N(D^i A^j - D^j A^i)) \\ &= D_j(T^{ij})\end{aligned}\quad (7.49)$$

avec $T^{ij} = N(D^i A^j - D^j A^i)$. Ce tenseur étant antisymétrique sa divergence s'exprime de la façon suivante :

$$\begin{aligned}\epsilon^{ijk} D_j(NB_k) &= \frac{1}{\sqrt{(\gamma)}} \mathcal{D}_j(\sqrt{(\gamma)} N(D^i A^j - D^j A^i)) \\ &= \frac{1}{\sqrt{(\gamma)}} \mathcal{D}_j(\sqrt{(\gamma)} N \gamma^{-1/3} (\mathcal{D}^i A^j - \mathcal{D}^j A^i))\end{aligned}\quad (7.50)$$

avec γ le déterminant de la métrique γ_{ij} . La dernière relation vient du fait que la métrique γ_{ij} est diagonale et que $\gamma_{00} = \gamma_{11} = \gamma_{22}$. Ainsi :

$$\begin{aligned}D^i A^j - D^j A^i &= \gamma^{ik} D_k A^j - \gamma^{jl} D_l A^i \\ &= \gamma^{ii} D_i A^j - \gamma^{jj} D_j A^i \text{ car } \gamma^{ij} = 0 \text{ si } i \neq j \\ &= \gamma^{-1/3} (\mathcal{D}^i A^j - \mathcal{D}^j A^i) \text{ car } \gamma^{kk} = \gamma^{-1/3} f^{kk} \forall k\end{aligned}\quad (7.51)$$

L'équation 7.50 implique en utilisant la condition de jauge ($\mathcal{D}_j A^j = 0$) :

$$\Delta A^i = \frac{\mathcal{D}_j(\ln(\gamma^{1/6} N))}{\gamma^{1/3}} (\mathcal{D}^i A^j - \mathcal{D}^j A^i) - \frac{\epsilon^{ijk} D_j(NB_k)}{N}\quad (7.52)$$

Le champ électrique lui s'exprime en fonction des potentiels de la sorte :

$$E^i = -\frac{1}{N} (\mathcal{D}^i(N\Phi) + \mathcal{D}_t A^i - \mathcal{L}_N A^i)\quad (7.53)$$

et ainsi avec l'équation 7.49 la deuxième équation de Maxwell en régime stationnaire ($\mathcal{D}_t = 0$) se met en fonction des potentiels sous la forme suivante :

$$\Delta A^i = \frac{\mathcal{D}_j(\ln(\gamma^{1/6} N))}{\gamma^{1/3}} (\mathcal{D}^i A^j - \mathcal{D}^j A^i) - \frac{(\mathcal{L}_N + KN) \left(\frac{\mathcal{D}^i(N\Phi)}{N} + \mathcal{L}_N A^i \right)}{N} - 4\pi J^i\quad (7.54)$$

De même en remplaçant l'expression 7.53 dans la première équation de Maxwell on a alors pour Φ la relation :

$$\Delta(N\Phi) = -\mathcal{D}_k \left(\ln \left(\frac{\sqrt{\gamma}}{N} \right) \right) (\mathcal{D}^k(N\Phi) - \mathcal{L}_N A^k) + \mathcal{D}_k(\mathcal{L}_N A^k) - 4\pi \rho_e N\quad (7.55)$$

Ces deux équations sont à la base des résolutions de Maxwell en formalisme 3+1 avec des méthodes spectrales en coordonnées sphériques. Elles seront utilisées par la suite, une fois la configuration d'équilibre de l'étoile obtenue, pour introduire une densité de courant à l'intérieur de l'étoile afin de déterminer la forme du champ magnétique et électrique. Ce courant à l'intérieur de l'étoile sera de la forme :

$$\begin{cases} J_r &= 0 \\ J_\theta &= f(r) \cos(\phi) \sin(\alpha) \\ J_\phi &= f(r) (\sin(\theta) \cos(\alpha) - \sin(\phi) \cos(\theta) \sin(\alpha)) \end{cases}\quad (7.56)$$

où $f(r)$ désigne l'évolution de la densité de courant avec le rayon de l'étoile. Cette fonction pourra être en $1/r^2$ par exemple.

7.5.2 Configuration du champ magnétique autour de l'étoile

Après avoir établie la configuration d'équilibre de l'étoile, les équations de Maxwell dans le vide furent résolues. Les lignes de champ magnétique obtenues sont présentées sur les Figure 7.5. Nous pouvons tout d'abord remarquer que le champ est approximativement dipolaire. La densité de courant fut prise dans un premier temps uniforme à l'intérieur de l'étoile à neutrons puis localisée dans une couche proche de la croûte de l'étoile. Le champ magnétique résultant varie légèrement suivant la configuration prise. De plus de faibles écarts apparaissent également suivant la métrique utilisée. Pour voir l'impact de cet écart sur les modèles d'accélération et d'émission hautes énergies des pulsars, il est maintenant important de résoudre ces équations dans une magnétosphère chargée. A la densité et au courant défini à l'intérieur de l'étoile à neutrons, doivent être ajoutés des termes liés à cette magnétosphère. Les zones où la composante du champ électrique parallèle au champ magnétique sera non nulle définiront les zones accélératrices. Dans le vide ces zones sont représentées sur la Figure 7.8. Deux régions principales apparaissent et correspondent à l'accélération proche des calottes polaires. La prolongation de cette zone le long de la dernière ligne de champ fermée, sera le but de mon travail de modélisation de la magnétosphère chargée. Ce travail se fera dès l'année prochaine au sein du LUTH à Meudon.

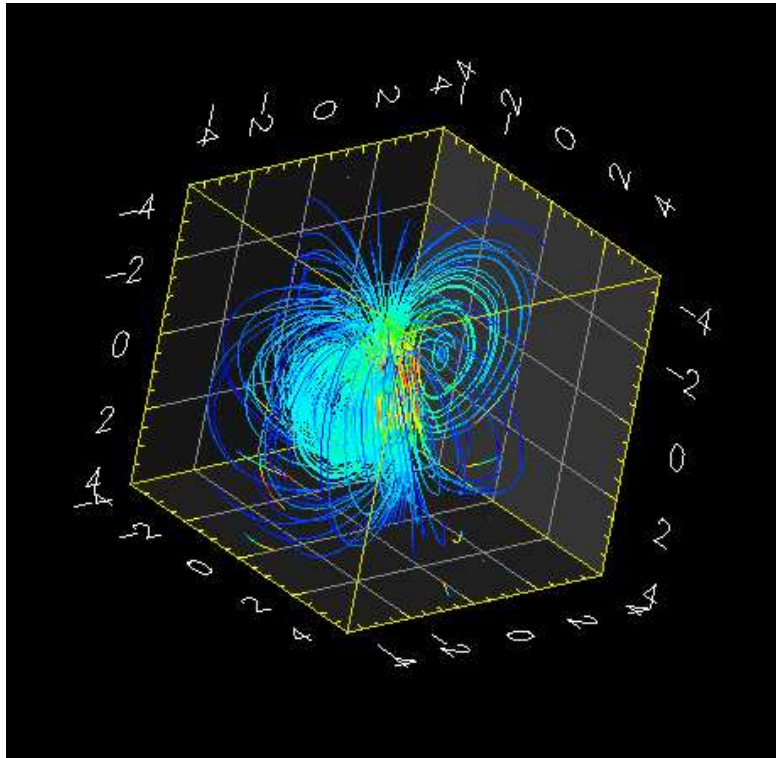


FIG. 7.5: Lignes de champ magnétique en 3D obtenues après résolution des équations de Maxwell pour une étoile à neutrons en rotation dans le vide.

7.6 Conclusion

Cette simple étude nous a tout d'abord montré que le champ magnétique pouvait être considéré comme dipolaire dans une première approximation mais qu'un écart à cette géométrie existait et dépendait de la métrique ainsi que de la géométrie de la densité de courant à l'intérieur de l'étoile. Les zones accélératrices dans le vide correspondent, elles, aux calottes polaires. Mais il est maintenant nécessaire de se placer dans une magnétosphère chargée pour voir la prolongation de ces zones accélératrices le long de la dernière ligne de champ ouverte. La détermination d'une

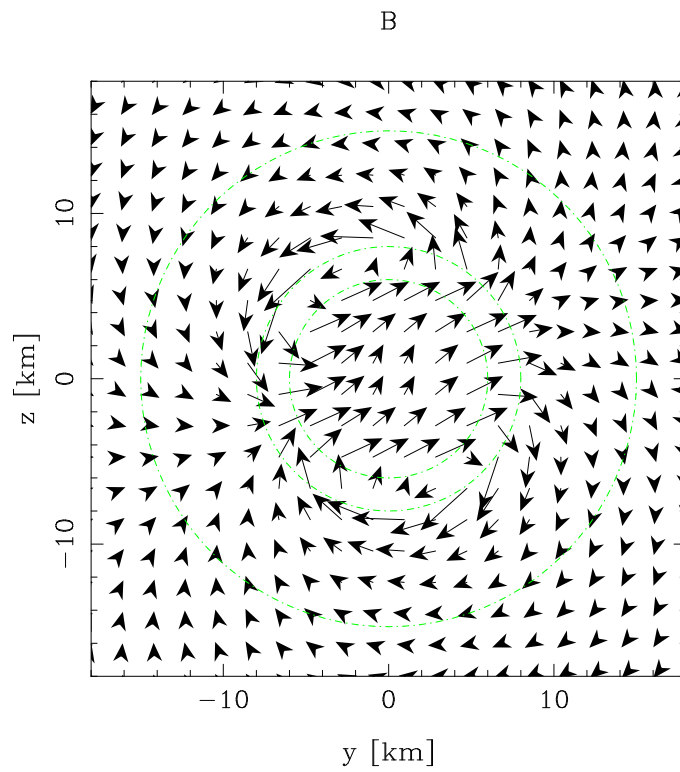


FIG. 7.6: Coupe de la configuration des lignes de champ magnétique dans le plan $x=0$ avec une densité et un courant situé dans une couche proche de la croûte de l'étoile.

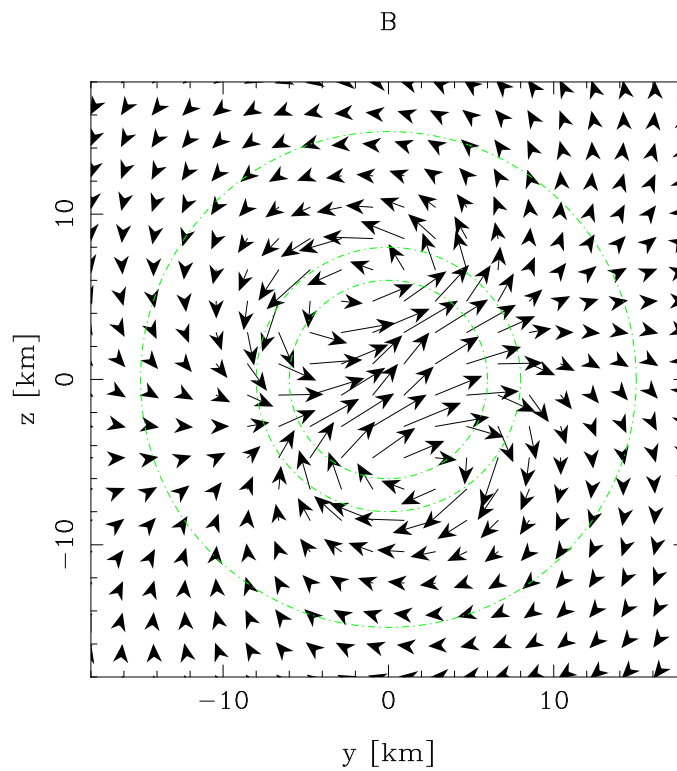


FIG. 7.7: Coupe de la configuration des lignes de champ magnétique dans le plan $x=0$ avec une densité et un courant uniforme dans l'étoile.

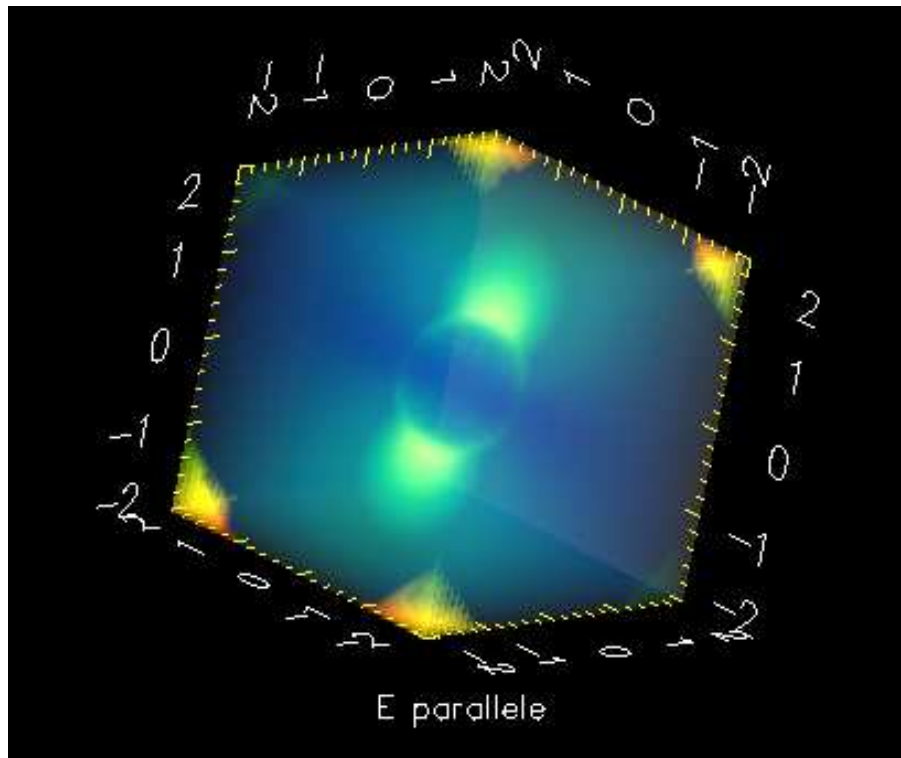


FIG. 7.8: Carte 3D de la composante de E parallèle au champ magnétique.

telle structure est très importante. Les modèles haute énergie dépendent en effet fortement de la géométrie des lignes de champ et des signatures observationnelles comme la polarisation ne peuvent être interprétées qu'en connaissance de cette configuration.

Troisième partie

Nouvelles contraintes sur les processus d'accélération au choc terminal

Chapitre 8

Étude des émission hautes énergies du vent de PSR B1509-58

Sommaire

8.1	Présentation de la région autour de PSR B1509-58	137
8.2	Observation de PSR B1509-58 avec le satellite INTEGRAL	139
8.2.1	Analyse en phase de PSR B1509	139
8.2.2	Imagerie de sources étendues avec le télescope IBIS/ISGRI	142
8.3	Observation d'une source étendue autour de PSR B1509-58	143
8.4	Une cassure spectrale autour de 150 keV	144
8.5	Des particules au TeV au sein du vent de PSR B1509-58 ?	145
8.6	Conclusion	147

Avant propos : *Pour contraindre les processus d'accélération dans la magnétosphère lointaine au choc terminal, une des méthodes les plus directes est l'étude spectrale du rayonnement émis par ses particules. Dans le domaine des X durs et γ mous, ce rayonnement est dû à de l'émission synchrotron et dépend donc de la population des électrons ainsi que du champ magnétique. Aux plus hautes énergies dans le domaine du TeV l'émission observée est due au rayonnement Compton inverse des électrons sur le champ de photon local. Cette gamme en énergie trace donc directement la population d'électrons sous l'hypothèse d'un champ de photons homogène. Ces deux rayonnements sont bien sûr modulés par la géométrie du vent et des zones émissives et peuvent par une mesure simultanée contraindre à la fois la population de particules et le champ magnétique. C'est dans cette optique que nous avons étudié les caractéristiques spectrales du vent relativiste de PSR B1509-58 récemment observé avec HESS et INTEGRAL. Cet objet possède de plus une géométrie proche de celle du Crabe avec un jet et un tore. Sa géométrie peut donc être modélisée de manière assez simple.*

Foreword : *To constrain particle acceleration processes at the terminal shock, the most direct technique is spectral analysis. It gives useful constraints on the spectral index and maximum energy available after shock reacceleration. Such parameters have been studied in the case of PSR B1509 using INTEGRAL observations and combining the results with ROSAT, BeppoSAX, and HESS data to constrain the jet field and particle maximum energy before the observed ageing.*

8.1 Présentation de la région autour de PSR B1509-58

Les pulsars et les restes de supernova sont supposés être formés en même temps lors de l'explosion de la supernova. Cependant encore aujourd'hui pas plus de 20 cas ont été recensés d'association certaine entre un pulsar et un reste. Ces quelques cas recèlent de précieuses informations sur les propriétés du reste et du pulsar ainsi que sur les relations et interactions

entre ces deux protagonistes. En particulier comme nous l'avons vu dans le chapitre introductif la très forte pression du milieu environnant peut confiner et choquer le vent relativiste émis par le pulsar. Ce vent choqué génère alors de l'émission synchrotron pouvant servir à tracer les pertes d'énergie du pulsar. Pendant plus de 15 ans la nébuleuse du Crabe ainsi que celle de Vela furent les seuls restes à être associé avec des pulsars. Une troisième association vit le jour à la découverte d'un pulsar de 150 ms de période dans le domaine X, radio et γ , PSR B1509-58 au sein du reste MSH 15-52 (G320.4-1.2) (Seward et Harnden 1982; Manchester et al. 1982; Ulmer et al. 1993). Les paramètres de rotation du pulsar donne un temps caractéristique de 1700 ans, une perte d'énergie estimée à $\dot{E} = 1.8 \times 10^{37} \text{ ergs.s}^{-1}$ et un champ magnétique $B_p = 1.5 \times 10^{13} \text{ G}$ (Kaspi et al. 1994) faisant de ce pulsar l'un des plus jeunes et surtout un des plus énergétiques avec un champ magnétique très élevé très proche du champ critique de l'électrodynamique quantique où le phénomène de séparation de photons débute.

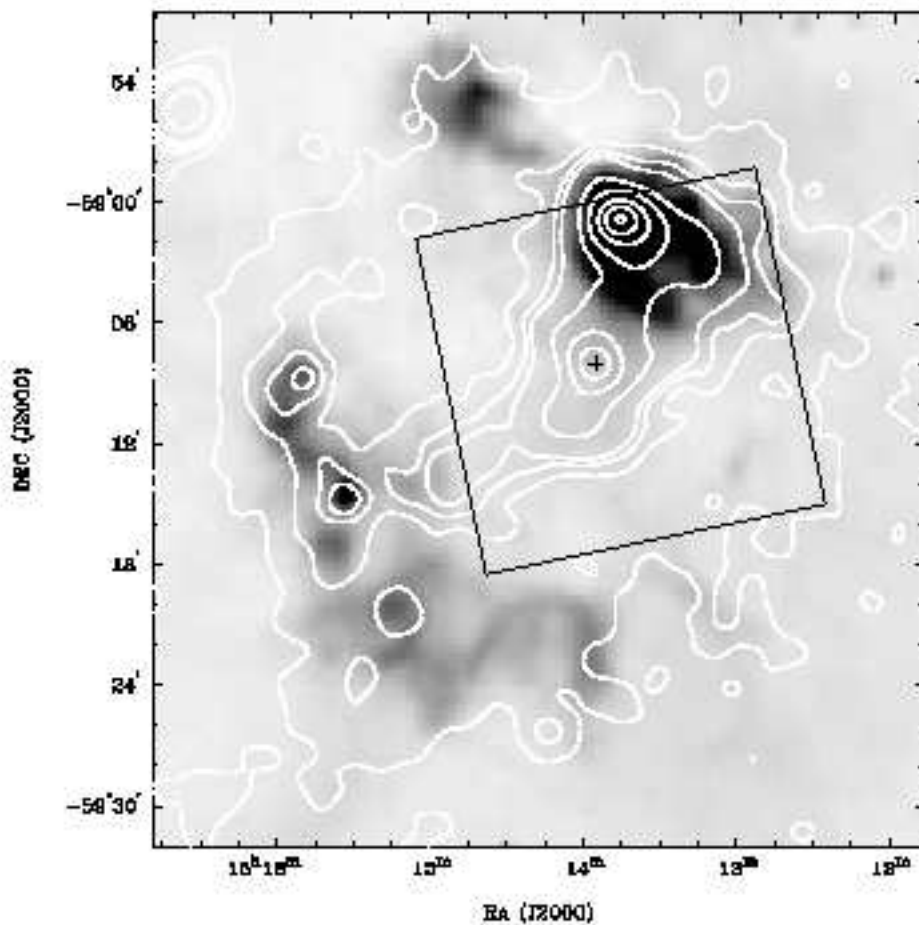


FIG. 8.1: Image radio de la région autour de PSR B1509-58.

SNR G320.4-1.2 a une morphologie dans le domaine radio très surprenante. En effet deux zones émissives distinctes sont clairement visibles (Gaensler et al. 1999). Dans la zone au sud, une partie de la coquille de la supernova est visible alors qu'on discerne au nord une zone beaucoup plus brillante et centrée sur un point précis. Cette dissymétrie fit tout d'abord penser à une région où se superposent plusieurs restes mais après quelques années une équipe menée par Gaensler (Gaensler et al. 1999) montra, en étudiant les raies d'absorption $H\alpha$, que l'ensemble de cette émission était due à un seul reste de supernova situé à une distance de $5.2 \pm 1.4 \text{ kpc}$.

En supposant des paramètres standards pour le milieu interstellaire ainsi que pour l'explosion de la supernova un âge caractéristique compris entre 6000 et 20000 ans fut estimé. Cet âge est bien supérieur aux 1700 ans calculés pour le pulsar et ce pour différentes raisons. Le pulsar pourrait être tout d'abord bien plus vieux que l'estimation faite (Blandford et Romani 1988; Gvaramadze 2001). On pourrait également penser de manière plus réaliste que le reste ait grandi très rapidement dans une cavité de faible densité (Seward et al. 1983). Son âge serait alors bien inférieur à celui mesuré. Ce modèle pourrait aussi expliquer son étrange morphologie ainsi que le décalage du pulsar par rapport au centre du reste. Cet argument fut confirmé ultérieurement par des observations dans le domaine $H\alpha$.

Les émissions X de ce système révélèrent une structure différente mais tout aussi complexe. Elles sont en effet composées d'une émission non thermique venant d'une structure allongée selon une direction SE-NE centrée sur le pulsar ainsi que d'une partie thermique au nord de cette zone. Cette dernière coïncide avec l'émission ponctuelle de la nébuleuse RCW 89 observée en optique (Seward et al. 1983; Trussoni et al. 1996).

L'émission non thermique observée en X a été interprétée comme étant due au vent émis par le pulsar. Comme il a été mentionné dans le paragraphe précédent, cette émission n'a pas été détectée dans la domaine radio du fait de la faible densité dans lequel évolue le vent (Bhattacharya 1990; Gaensler et al. 1999). La collimation du rayonnement selon une direction précise a été interprétée comme étant due au jet du pulsar (Tamura et al. 1996; Brazier et Becker 1997).

Grâce aux données ROSAT, la morphologie du vent très proche du pulsar a pu être étudiée (Greiveldinger et al. 1995). Deux composantes de la nébuleuse sont alors visibles. La première correspond à une émission étendue sur plusieurs minutes d'arc et l'autre à un disque compact de rayon compris entre 30 et 45 secondes d'arc et centré sur le pulsar. Brazier et Becker (1997) en utilisant les données de ROSAT HRI ne retrouvèrent pas les deux composantes proposées par Greiveldinger mais remarquèrent que l'émission autour du pulsar avait une structure en arc semblable à celle observée en X pour le pulsar du Crabe (Aschenbach et Brinkmann 1975; Hester et al. 1995). En 2002 grâce à des observations Chandra, plusieurs arcs d'émission furent découverts au sein de ce tore d'émission. Ces arcs furent attribués à des wisps dans un vent d'ions relativistes (Gaensler et al. 2002).

La nature de la source thermique (RCW 89) située à 6 minutes d'arc au nord du pulsar est encore peu claire. Il a longtemps été dit que cette zone était le lieu d'interaction entre le vent collimaté du pulsar et la coquille du reste de supernova (Seward et al. 1983; Brazier et Becker 1997). En 1996 Tamura (Tamura et al. 1996) montra qu'une zone d'émission non thermique reliait le pulsar à cette zone de rayonnement thermique. Il fit alors l'hypothèse que cette structure était la contrepartie du jet observée dans le sud. Dans ce cas en utilisant la différence de brillance entre les deux pôles, l'effet Doppler permet de contraindre le produit $\beta_{jet} \cos(\theta_{jet})$ à une valeur proche 0.28.

En 2005, l'observation de cette région par H.E.S.S entre 280 GeV et 40 TeV conforta les résultats trouvés dans le domaine des rayons X (Aharonian et al. 2005). La nébuleuse observée était allongée selon la même direction qu'en X et son étendue était proche de 6 minutes d'arcs de chaque côté du pulsar. Le spectre observé est une loi de puissance de la forme $E^{-2.27 \pm 0.23 \pm 0.20}$ et peut être expliqué par de l'émission Compton inverse des électrons sur les photons du CMB et du fond diffus infrarouge. En comparant directement cette émission à celle observée en X, une valeur moyenne du champ magnétique de $17 \mu G$ fut trouvée.

Le système PSR B1509-58, SNR G320.4-1.2 fournit un bel exemple d'interaction d'un pulsar avec son environnement.

8.2 Observation de PSR B1509-58 avec le satellite INTEGRAL

PSR B1509-58 a été observé avec le télescope IBIS/ISGRI du satellite INTEGRAL. Le temps d'exposition fut de 1.3 Ms comprenant des données publiques du GPS (*Galactic Plane Sur-*

vey) ainsi que des données privées (PI :W.Hermsen). L'ensemble de l'analyse fut effectuée avec la version officielle de traitement d'image d'INTEGRAL auquel a été ajouté quelques modifications notamment dans deux domaines : l'analyse en phase et l'étude de sources étendues.

8.2.1 Analyse en phase de PSR B1509

Dans le but d'étudier l'émission du vent relativiste de PSR B1509-58 et donc de réduire l'influence du pulsar j'ai tout d'abord restreint mon étude à la phase non pulsée de la courbe de lumière, là où le contamination du rayonnement du pulsar est théoriquement minimum. La première étape de cette analyse est donc la conversion du temps UTC de chaque photon en temps barycentré en utilisant la position du pulsar.

Corrections apportées aux données temporelles

Pour effectuer l'analyse des pulsations millisecondes d'une source comme PSR B1509, il est nécessaire de faire correspondre à chaque photon détecté par INTEGRAL dans la direction de la source, une phase par rapport à la rotation du pulsar. A chaque temps d'arrivée d'un photon γ correspond une phase. Mais généralement les données temporelles d'un satellite comme INTEGRAL sont exprimées en unités TT (Temps Terrestre). Il est donc nécessaire de barycentrer ces données afin de retrouver la phase et corriger de la différence de marche pour chaque photon selon la position du satellite sur son orbite et la position de la Terre par rapport au barycentre du Système Solaire. Dans le référentiel inertiel du pulsar, on obtient la phase $\phi(T)$ jusqu'au second ordre car le troisième n'est observé que pour les très jeunes pulsars.

$$\phi(T) = \phi(T_0) + f(T_0)(T - T_0) + \frac{1}{2}\dot{f}(T_0)(T - T_0)^2 + \frac{1}{6}\ddot{f}(T_0)(T - T_0)^3. \quad (8.1)$$

Du fait de l'accélération du satellite par rapport au pulsar le temps mesuré à bord ne peut être substitué directement dans les équations ci dessus. On va choisir le référentiel lié au SSB ou Barycentre du système solaire. L'accélération de ce référentiel par rapport au pulsar est suffisamment faible pour que le temps dynamique barycentré t_b diffère du temps propre T par un simple facteur dû à un décalage vers le rouge Doppler et gravitationnel. Le temps t est exprimé en fonction du temps mesuré à bord du satellite en unités TT selon :

$$t = t_{TB} + \Delta_{prop} + \Delta_{Shapiro}. \quad (8.2)$$

Dans cette équation, t_{TB} est le temps d'arrivée au point SSB, Δ_{prop} est due à la différence de marche entre les photons arrivant sur ISGRI et ceux qui arriveraient en SSB, et $\Delta_{Shapiro}$ est le retard dû à la dilatation du temps proche du Soleil causée par son champ gravitationnel.

- **Transformation du temps terrestre en temps barycentré** : La relation liant le temps t_{TB} au temps t_{TT} fut établie en 1989 par Brumberg et Kopejkin en utilisant des approximations post-newtoniennes :

$$t_{TT} = t_{TB} - \Delta_{Einstein} + \frac{(\mathbf{v}_{\oplus} \cdot \mathbf{r}_{\oplus} - \mathbf{v}_{\oplus} \cdot \mathbf{r}_o)}{c^2} + O\left(\frac{1}{c^4}\right) \quad (8.3)$$

Ici \mathbf{v}_{\oplus} est la vitesse de la Terre dans le référentiel SSB. Les différents vecteurs sont donnés en figure 2.1. $\Delta_{Einstein}$ représente l'écart temporel dû à la dilatation du temps causée par la Terre et autres corps massifs du système solaire. Ce retard est simplement fonction du temps t_{TB} et est obtenu en intégrant l'équation suivante :

$$\frac{d\Delta_{Einstein}}{dt_{TB}} = \sum_i \frac{GM_i}{c^2 x_{\oplus i}^3} [x_{\oplus i}^2 - (\mathbf{v}_{\oplus} t_{TB} - \mathbf{r}_{\oplus}) \cdot \mathbf{x}_{\oplus i}] + \frac{v_{\oplus}^2}{2c^2}. \quad (8.4)$$

Dans le second membre $\mathbf{x}_{\oplus i}$ est le vecteur liant la Terre à la masse i du système solaire. Après intégration de cette équation on obtient pour la conversion Δ_{TT-TB} :

$$\begin{aligned} \Delta_{TT-TB} = & C_0 TT^2 + \dots + \sum_i A_i \sin(\omega_{ai} TT + \Phi_{ai}) + TT \sum_i B_i \sin(\omega_{bi} TT + \Phi_{bi}) \\ & + TT^2 \sum_i C_i \sin(\omega_{ci} TT + \Phi_{ci}) + TT^3 \sum_i D_i \sin(\omega_{di} TT + \Phi_{di}) + \frac{\mathbf{v}_{\oplus} \cdot \mathbf{x}_0}{c^2}. \end{aligned} \quad (8.5)$$

Pour cette équation le temps TT est exprimé en milliers d'années avec pour référence J2000, Δ_{TT-TB} est en microsecondes et les divers coefficients utilisés sont tirés de la publication de L.Fairhead et P.Bretagnon P. (Voir (Fairhead et Bretagnon 1990)). Ces derniers sont calculés à partir des éphémérides DE200 du Jet Propulsion Laboratory. Le vecteur \mathbf{x}_0 relie lui la Terre au satellite INTEGRAL.

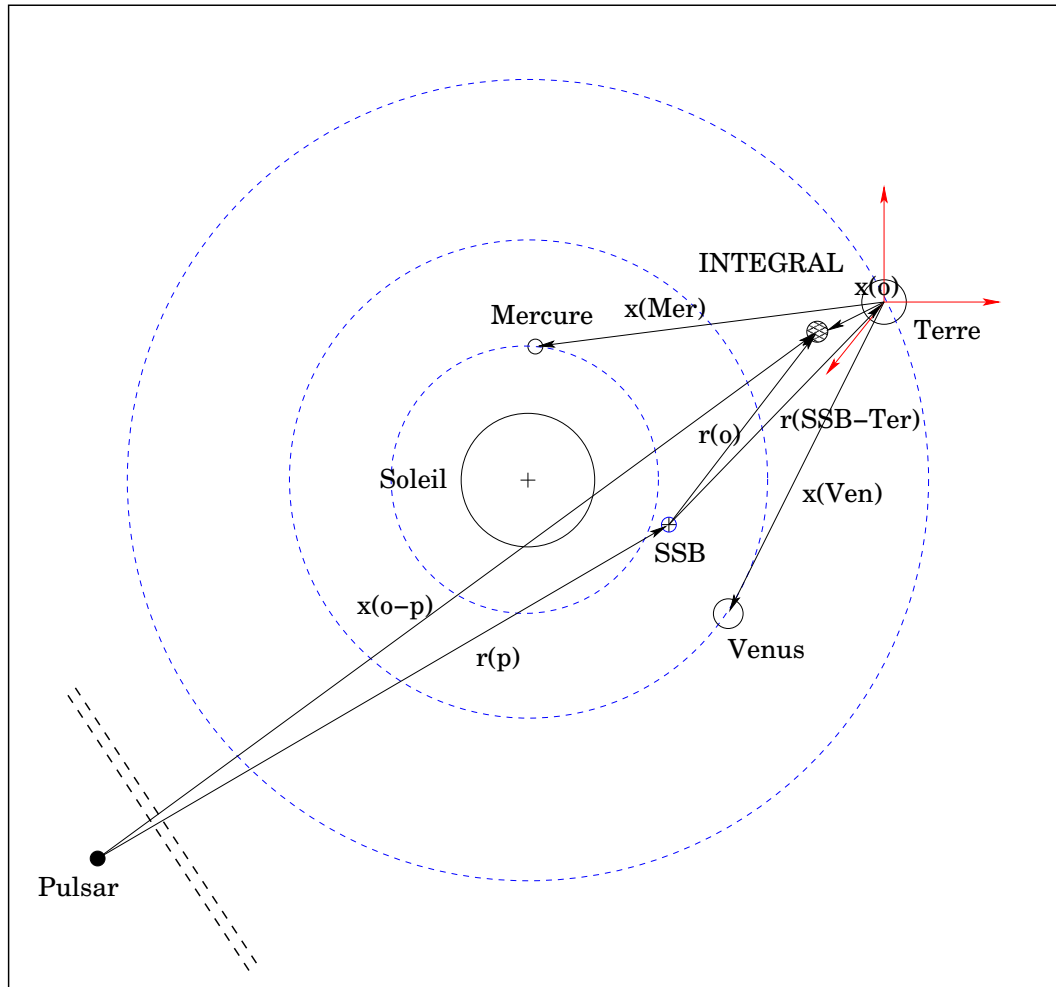


FIG. 8.2: Vecteurs utilisés pour la barycentrisation des données temporelles.

-Retard de propagation Le retard dû à la différence de marche entre la propagation

d'un photon sur les trajets pulsar/SSB et pulsar/INTEGRAL peut être calculé de la sorte :

$$\Delta r \equiv r_p - x_{o-p} \quad (8.6)$$

$$= r_p - (r_p^2 - 2\mathbf{r}_p \cdot \mathbf{r}_o + r_o^2)^{\frac{1}{2}} \quad (8.7)$$

$$\simeq r_p - (r_p - \frac{\mathbf{r}_p \cdot \hat{\mathbf{r}}_o}{r_p} r_o + \frac{1}{2} [\frac{(\mathbf{r}_p \cdot \hat{\mathbf{r}}_o)^2}{r_p^3} - \frac{1}{r_p}]) r_o^2 + \dots \quad (8.8)$$

$$\simeq \hat{\mathbf{r}}_p \cdot \mathbf{r}_o - \frac{(\hat{\mathbf{r}}_p \cdot \mathbf{r}_o)^2 - r_o^2}{2r_p}. \quad (8.9)$$

Le vecteur $\mathbf{r}_p = D$ relie le pulsar considéré au référentiel SSB, alors que \mathbf{x}_{o-p} est le vecteur liant le satellite au pulsar. Une fois normalisé ces derniers s'écrivent respectivement $\hat{\mathbf{r}}_p = \hat{\mathbf{n}}$ et $\hat{\mathbf{r}}_o$. Ainsi le retard Δ_{prop} peut s'écrire :

$$\Delta_{prop} = \frac{\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{r}_o}{c} - \frac{(\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{r}_o)^2 - r_o^2}{2cD} \quad (8.10)$$

Pour la majorité des pulsars on peut faire l'approximation que $D \gg r_o$ et ainsi le deuxième terme devient négligeable :

$$\Delta_{prop} = \frac{\hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{r}_o}{c}. \quad (8.11)$$

-Effet Shapiro Un photon en chute libre dans le champ gravitationnel du Soleil suit un mouvement décrit par les équations des géodésiques sous leur forme lagrangienne :

$$\frac{d}{dp} (g_{\lambda\mu} \frac{dx^\mu}{dp}) = \frac{1}{2} \partial_\lambda g_{\mu\nu} \frac{dx^\mu}{dp} \frac{dx^\nu}{dp}. \quad (8.12)$$

Ici p est un paramètre affine le long de la trajectoire du photon différent du temps propre, ce dernier étant nul pour les photons. On peut écrire cette équation successivement pour $x^\lambda = t, r, \theta, \phi$ (dans les coordonnées sphériques centrées sur le Soleil) en se rappelant que l'une des équations, par exemple l'équation correspondant à la coordonnée r , peut être remplacée par l'intégrale de l'énergie. On a donc pour θ :

$$\frac{d}{dp} \left\{ \left(1 + \frac{2U}{c^2} \right) r^2 \frac{d\theta}{dp} \right\} = \left(1 + \frac{2U}{c^2} \right) r^2 \sin \theta \cos \theta \left(\frac{d\phi^2}{dp} \right), \quad (8.13)$$

et pour l'énergie

$$\left(1 + \frac{2U}{c^2} \right) [dr^2 + r^2 (d\theta^2 + d\phi^2 \sin^2 \theta)] = \left(1 - \frac{2U}{c^2} \right) c^2 dt^2. \quad (8.14)$$

Au premier ordre en $\frac{2U}{c^2}$ on en déduit :

$$\left(\frac{dr}{cdt} \right)^2 = \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) \left\{ 1 - \frac{4U}{c^2} \left(1 + \frac{r_0}{r + r_0} \right) \right\}. \quad (8.15)$$

Dans cette équation r_0 est la distance minimale d'approche de l'onde du Soleil. En prenant un potentiel de la forme $U = \frac{GM_\odot}{r}$ on peut intégrer cette dernière équation et trouver un retard entre le temps que mettrait le photon pour venir jusqu'au satellite en l'absence de Soleil et en sa présence. Cet effet est nommé *effet Shapiro* et fut découvert en 1964 (Voir (Shapiro 1964)) en constatant un retard anormal de l'instant de retour sur Terre d'un signal électromagnétique émis depuis la Terre vers une planète comme Mercure, et réfléchi par cette planète. Ce retard est de la forme :

$$\Delta_{Shapiro} = \frac{2GM_\odot}{c^3} \ln(1 + \cos(\theta)) \quad (8.16)$$

M_\odot est ici la masse du Soleil et $\cos(\theta) = \hat{\mathbf{r}}_\odot \cdot \hat{\mathbf{n}}$ est l'angle entre le vecteur unitaire $\hat{\mathbf{r}}_\odot$ d'INTEGRAL au Soleil et $\hat{\mathbf{n}}$.

Obtention d'une courbe de lumière sans la contribution du fond

La phase de chaque photon incident est ensuite calculée en utilisant la période ainsi que la dérivée première de cette même période données par les éphémérides radio de l'ATNF (Australia Telescope National Facility). Dans chaque intervalle de phase les photons sont alors sélectionnés puis une image est obtenue grâce au logiciel de traitement standards d'INTEGRAL (Version 5.1). Le flux et l'erreur sur le flux pour la source considéré sont alors obtenu en prenant ces valeurs dans les cartes du ciel correspondantes et ce dans chaque intervalle de phase. Cette méthode permet d'avoir une soustraction automatique du fond grâce au masque codé et l'émission non pulsée peut alors être observée facilement.

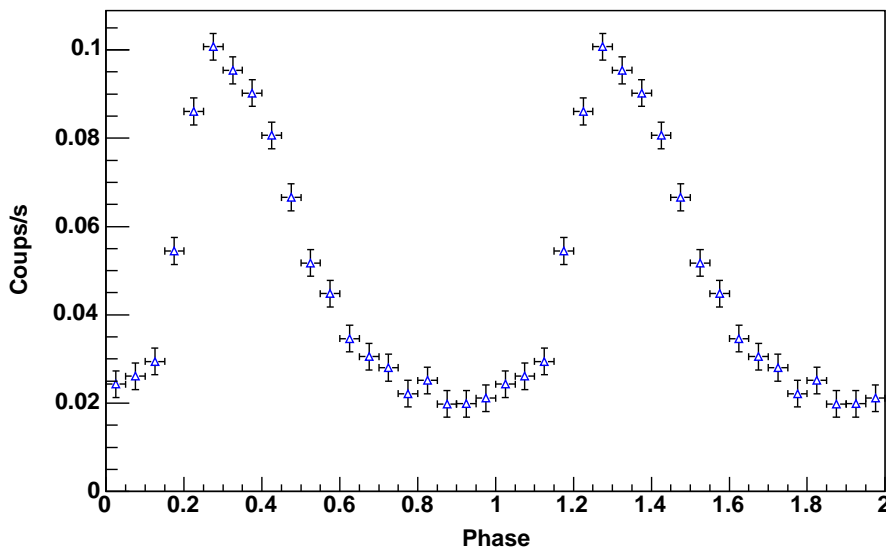


FIG. 8.3: Courbe de lumière de PSR B1509-58 prise entre 20 et 50 keV

Dans le cas de PSR B1509-58 la courbe de lumière entre 20 et 50 keV est présentée sur la Figure 8.3. Une composante non pulsée significative est clairement visible sur cette courbe entre la phase 0.77 et 1.07. C'est dans cet intervalle que sera effectuée l'analyse en imagerie et spectrale de cette source.

8.2.2 Imagerie de sources étendues avec le télescope IBIS/ISGRI

Comme nous le montre la Figure 8.4 la source détecté à la position de PSR B1509-58 dans la partie non pulsée de la courbe de lumière entre 17 et 40 keV semble légèrement étendue. Malheureusement pour le logiciel standard d'IBIS le flux d'une source ne peut être donné que par la hauteur du pic de la PSF ajusté sur la source (Gros et al. 2003). Cette estimation est malheureusement incorrecte pour des sources étendues à cause de la dilution du flux sur une zone plus grande que la largeur de la PSF théorique. Une méthode a été développée pour extraire le flux d'une source étendue vue par IBIS et plus particulièrement par n'importe quel télescope à masque codé (Renaud et al. 2006). Cette méthode convertit les images en flux standard en images en intensité (flux par stéradian). Le flux total d'une source est alors estimé en sommant les intensités sur toute l'étendue de la source. Le facteur de dilution est dans ce cas défini comme étant le rapport entre le flux réel et celui donné par le logiciel standard, ce facteur dépendant bien sûr de l'étendue de la source.

8.3 Observation d'une source étendue autour de PSR B1509-58

Deux cartes de l'émission non pulsée ont été construites dans les bandes 17-40 keV et 40-100 keV. La carte en significativité dans la première bande est présentée sur la Figure 8.4. Une source brillante est visible à la position du pulsar à une position de $RA = 228.50^\circ \pm 0.03^\circ$, $DEC = -59.43^\circ \pm 0.03^\circ$.

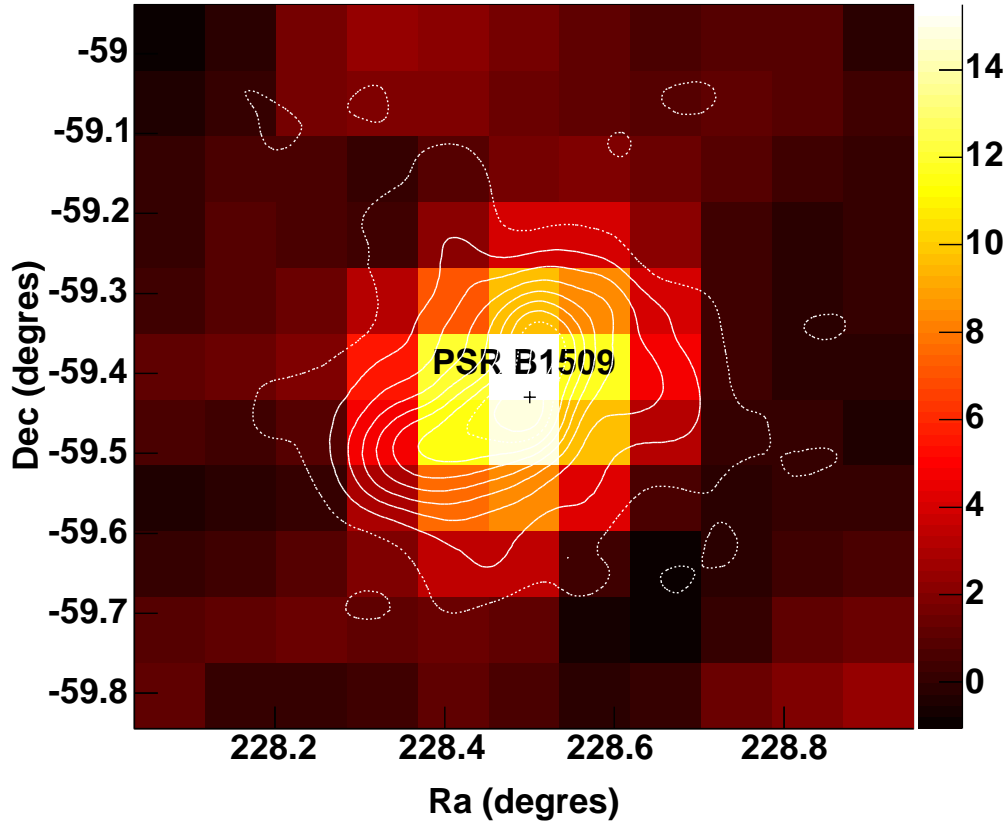


FIG. 8.4: Image de l'émission non pulsée autour de PSR B1509-58 entre 17 keV et 40 keV. Les coordonnées sont en J2000 et les contours en noir sont ceux de H.E.S.S

Le profil de cette carte selon la direction NO-SE est tracé sur la Figure 8.3. En rouge pour référence est montré la courbe attendue pour une source ponctuelle. La source apparaît donc comme légèrement étendue et son orientation coïncide avec la morphologie connue dans d'autres longueurs d'onde.

Mais en imagerie à masque codé 2 pixels adjacents ne sont pas indépendants statistiquement sauf dans le cas où une distance supérieure à la taille de la PSF ($\sigma_{PSF} = 5.7'$) les séparent. Après avoir soustraite la PSF centrée à la position du pulsar dans la carte en significativité (voir Figure 8.6) il est alors possible de sommer les contributions d'un pixel au nord ouest du pulsar et d'un autre au sud est pour évaluer la significativité de cette étendue. Des niveaux de confiance de 4 et 2.3 σ sont alors trouvés respectivement dans la première et seconde bande en énergie. L'étendue et l'orientation exacte de la source sont évaluées en ajustant la carte en flux par une gaussienne 2D de deux largeurs différentes et un angle de rotation libre. Pour comparer avec une source ponctuelle le même ajustement avec une source ponctuelle du champ de vue

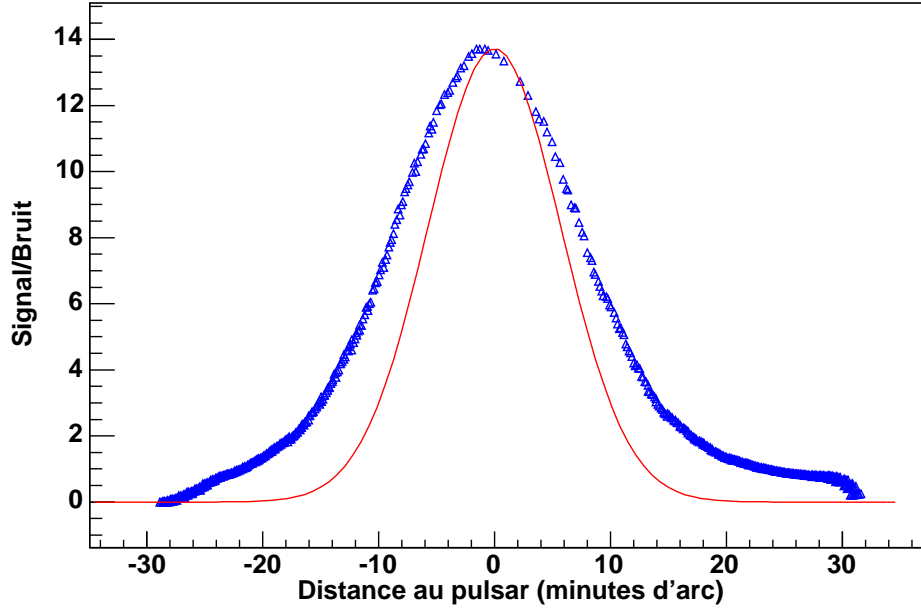


FIG. 8.5: Profil lissé de la carte en significativité selon la direction NO-SE entre 17 et 40 keV. La courbe en rouge indique le profil attendu pour une source ponctuelle.

(XTE J1550-569) fut effectuée.

Cette source est très bien modélisée par une gaussienne symétrique de taille $\sigma_{XTE} = 5.85' \pm 0.07'$. Cette taille est en accord avec la taille de la PSF instrumentale de $5.75'$. Pour PSR B1509-58 les meilleurs paramètres correspondent à un angle de rotation de $155^\circ \pm 4^\circ$ en partant du nord vers l'est, une largeur sur le grand axe le long de la direction NO-SE de $\sigma_{NO-SE} = 7.98^\circ \pm 0.07^\circ$ et sur le petit axe de $5.90' \pm 0.08'$. Cette dernière largeur est très proche de celle attendue pour une source ponctuelle. C'est pour cette raison que l'on considérera uniquement l'extension selon le grand axe. Mais cette largeur apparente résulte de la convolution de la taille réelle de la source avec la largeur de la PSF. L'étendue réelle de la source est donc donnée par :

$$\sigma_s = (\sigma_{NO-SE}^2 - \sigma_{PSF}^2)^{1/2} = 5.53' \pm 0.07' \quad (8.17)$$

Dans la deuxième bande en énergie la source semble plus petite avec une taille $\sigma_s = 3.52' \pm 0.07'$ le long du grand axe et ce toujours dans la même direction. Dans les différentes erreurs sur la taille mentionnées sont incluses les erreurs statistiques ainsi qu'une estimation grossière de l'impact de l'échantillonnage de la carte ainsi que de l'interdépendance de pixels adjacents en faisant bouger la gaussienne modélisée à l'intérieur du pixel central.

Le fait que l'extension et l'orientation de la source soit comparable avec la morphologie observée aux plus basses énergies nous indique que l'émission observée dans notre gamme d'énergie est sûrement due au vent relativiste du pulsar.

8.4 Une cassure spectrale autour de 150 keV

Les facteurs de dilution dus à l'étendue de la source sont respectivement de 1.36 et 1.19 dans la première et deuxième bande en énergie. Les valeurs pour des énergies intermédiaires ont été interpolées entre ces deux valeurs. Le spectre dans la phase non pulsée a par la suite été mesuré entre 17 et 200 keV en utilisant le logiciel standard de traitement des données d'INTEGRAL (Version 5.1). Chaque valeur dans les différents intervalles en énergie est alors renormalisée en

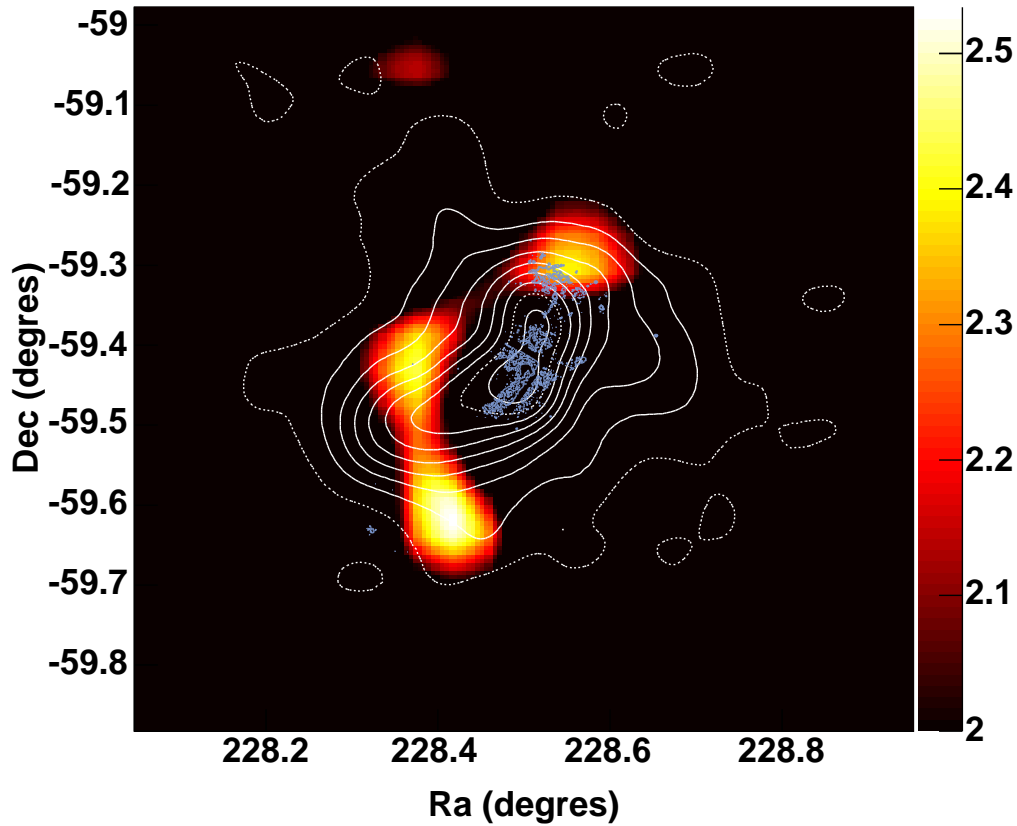


FIG. 8.6: Excès dans la carte en significativité après avoir lissée et soustraite la PSF centrée sur la source à la carte originale entre 17 et 40 keV.

divisant par la largeur de la bande en phase et corrigé du facteur de dilution. Ce spectre est présenté sur la Figure 8.7. Il est accompagné du spectre BeppoSAX dans le même intervalle de phase (Mineo et al. 2001).

Le spectre INTEGRAL mesuré est une loi de puissance d'indice spectral $\alpha = -2.12 \pm 0.05$ en accord avec les mesures BeppoSAX. Le flux total entre 17 keV et 200 keV est de $0.30 \pm 0.02 \text{ keV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. La limite supérieure trouvée entre 130 et 200 keV indique l'existence d'une cassure spectrale dans cet intervalle en énergie. Cette limite dévie à 2.9σ de l'extrapolation de la loi de puissance dans ce même intervalle en phase. Cette cassure n'est pas visible dans le spectre pulsé et ne peut donc pas être attribué au pulsar. Il est de plus consistant avec les points BeppoSAX mesuré à hautes énergies.

8.5 Des particules au TeV au sein du vent de PSR B1509-58 ?

Comme nous l'avons vu l'extension et l'orientation de la source coïncident bien avec la morphologie du vent relativiste du pulsar observée dans le domaine des X avec des satellites comme BeppoSAX, ROSAT, ou Chandra ainsi qu'avec des télescopes Tcherenkov comme H.E.S.S. Cette étendue n'est en revanche pas compatible avec une émission continue du pulsar. De plus l'accord entre les spectres INTEGRAL et BeppoSAX nous incite à penser que cette émission

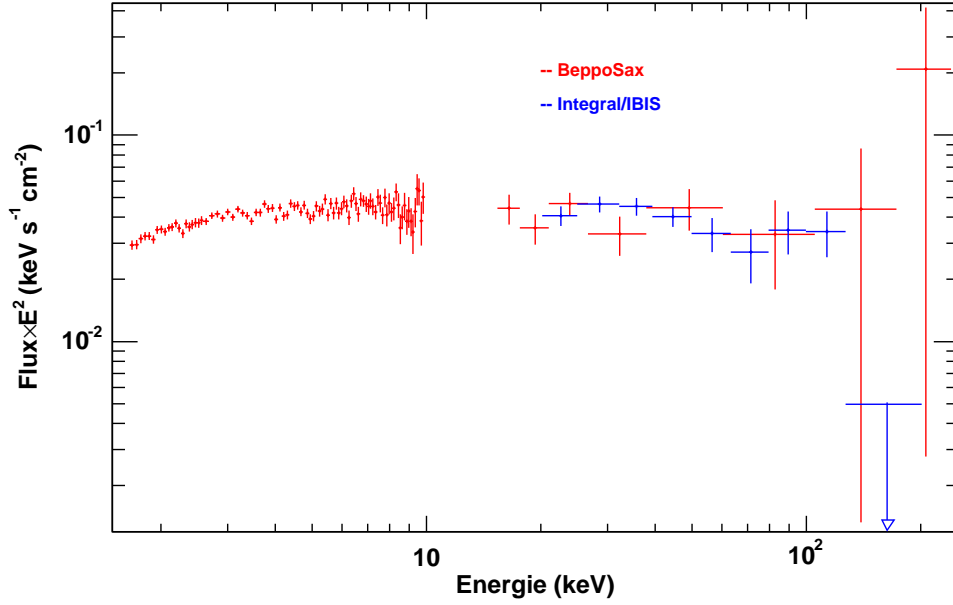


FIG. 8.7: Spectre en énergie d'ISGRI et de BeppoSAX entre 2 et 200 keV. Toutes les erreurs et limites supérieures sont données à un niveau de confiance de 1σ .

commune est du au jet même du vent. La source apparaît de plus légèrement plus brillante au sud qu'au nord et induit un rapport de brillance de 1.4. Ce rapport est légèrement en dessous de celui estimé en X (~ 5) ainsi qu'au TeV (~ 3.5). Cette différence s'explique par la faible résolution angulaire d'ISGRI qui ne peut séparé l'émission ponctuelle et continue venant du pulsar de celle étendue de la nébuleuse venant du jet ou du tore. Nous allons maintenant étudier les conséquences d'une origine commune des émissions X et au TeV observée dans le cas de PSR B1509-58 et venant d'un jet.

Les flux relatifs observés en X et au TeV nous indique déjà que les pertes synchrotrons dominant totalement les pertes Compton inverses. La Figure 8.8 elle nous montre l'évolution de la longueur apparente du jet mesurée sur les observations de ROSAT (Trussoni et al. 1996), de BeppoSAX (Mineo et al. 2001) ainsi que d'INTEGRAL. Cette longueur décroît avec l'énergie ce qui est en accord avec un plasma subissant un refroidissement synchrotron. Dans le simple cas d'une vitesse constante à l'intérieur d'un jet de section efficace uniforme, le champ magnétique et la densité sont constants (conservation du flux magnétique et de l'énergie). La distance maximum alors atteinte par le plasma avant que les paires aient perdu toute leur énergie décroît inversement proportionnel à la racine carré de l'énergie selon (Pacholczyk 1970) :

$$L_{jet} = (1.69 \times 10^4) \beta_{jet} \sin(\theta_{jet}) \left(\frac{B}{1\mu G}\right)^{-3/2} \left(\frac{E_\gamma}{1keV}\right)^{-1/2} pc \quad (8.18)$$

La Figure 8.8 montre que les données sont compatibles avec cette simple dépendance et que le vieillissement des paires s'opère déjà à des énergies proches du keV. En ajustant une loi de puissance dont la pente est alors fixée à $-1/2$ il est alors possible avec la mesure de l'ordonné à l'origine de contraindre le produit $\beta_{jet} \sin(\theta_{jet}) B^{-3/2}$. Le jet d'un vent a en général une vitesse proche de 0.5 c. Cette valeur est déduite d'observations d'autres nébuleuses comme le Crabe (0.4c), Vela (0.3-0.7 c) ou encore G11.2-0.3 (0.8-1 c) mais également de simulations MHD relativiste (0.5c). (DeLaney et al. 2006) a de plus mesuré une vitesse apparente de 0.5 c dans le cas de PSR B1509-58. Une limite inférieure avait en 2002 (Gaensler et al. 2002) été découverte en mesurant l'impact de l'effet Doppler sur le rapport de brillance d'une part et d'autre du jet,

ce rapport permettant de contraindre le produit $\beta_{jet} \cos(\theta_{jet})$ à 0.28. D'après l'équation 8.18 pour des valeurs de β_{jet} de 0.3 et 0.5 le champ magnétique mesuré est alors de 22 et 33 μG respectivement. L'incertitude sur la distance exacte du système rajoute une erreur de 27% sur cette mesure. En prenant en compte cet intervalle de valeur pour le champ magnétique la coupure spectrale à 160 keV donne comme énergie maximum des électrons une énergie comprise entre 400 et 730 TeV. En effet avec la relation standard de l'énergie d'un photon synchrotron en fonction de l'énergie de l'électron on a :

$$E_{e,max} = 230 \left(\frac{E_\gamma}{1keV} \right) \left(\frac{B}{1\mu G} \right)^{-1/2} TeV \quad (8.19)$$

L'estimation de B ainsi que de l'énergie maximum des électrons faite auparavant ne s'applique pas si l'émission haute énergie observée avec INTEGRAL vient du tore et non pas du jet comme il l'a été supposé. Mais cette hypothèse est quand même peut plausible vu l'orientation de la source mesurée avec INTEGRAL.

En ajustant une distribution en loi de puissance d'électrons sur l'émission synchrotron et Compton inverse, les données H.E.S.S. permirent de contraindre un champ magnétique à une valeur de 17 μG , ce qui est en accord avec l'intervalle dans lequel se situe B évalué à partir du vieillissement synchrotron. Une valeur plus élevée de B impliquerait un nombre de particules 2 à 3 fois plus faible mais l'incertitude sur le champ de photons local infra rouge pourrait s'accommoder d'une telle baisse.

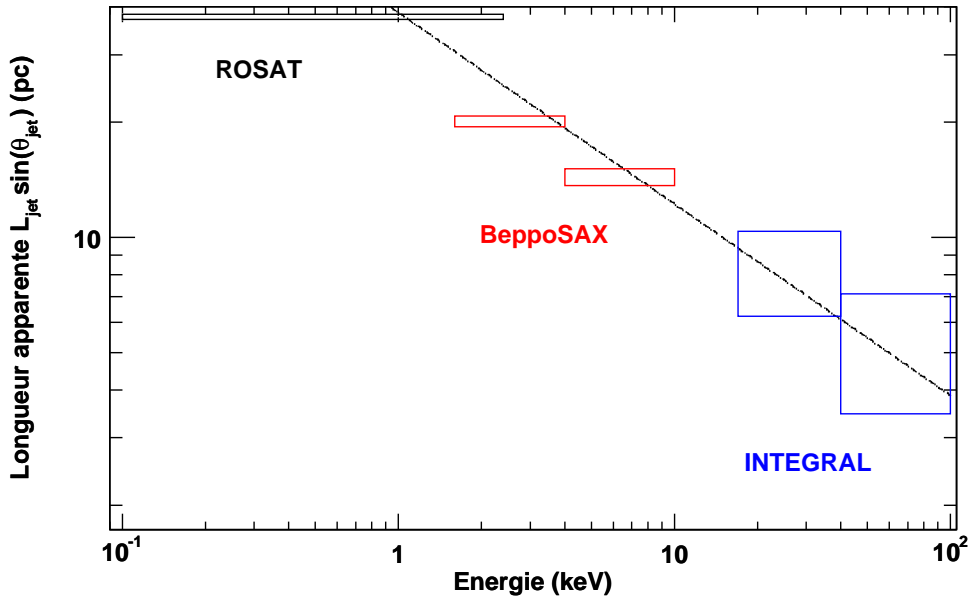


FIG. 8.8: Estimation de la longueur apparente du jet $L_{jet} \sin(\theta_{jet})$ en fonction de l'énergie.

8.6 Conclusion

En conclusion, la comparaison de la morphologie du vent au delà de 20 keV avec des observations à plus basses énergies ainsi que la coupure spectrale observée vers 160 keV sont en accord avec le fait que l'émission dans ce domaine d'énergie vient d'un jet où le refroidissement synchrotron des paires s'opèrent dans un champ magnétique compris entre 22 et 33 μG et ce pour des vitesses entre 0.3 et 0.5c. Cette estimation de champ magnétique est de plus en accord avec les mesures conjointes du télescope HESS et de BeppoSAX qui permirent de contraindre B à une

valeur proche de $17 \mu\text{ G}$. Dans ce champ l'énergie maximum des électrons fut estimée entre 400 et 730 TeV. Cette énergie maximum pose de sérieuses contraintes sur les modèles d'accélération de particule au sein des jets. Une accélération de type Fermi pourrait permettre d'atteindre de telles énergies. De plus l'indice spectral observé en X proche du pulsar est proche de 1.6 ce qui est une caractéristique des processus de Fermi relativiste. Mais l'accélération au choc terminal par ce genre de processus est encore très controversé.

Article sur les émissions hautes
énergies de la nébuleuse de PSR
B1509-58

ACCEPTED FOR PUBLICATION IN APJ
Preprint typeset using L^AT_EX style emulateapj v. 11/26/04

HIGH-ENERGY PARTICLES IN THE WIND NEBULA OF PULSAR B1509-58 AS SEEN BY INTEGRAL

M. FOROT^{1,2}, W. HERMSEN^{3,6}, M. RENAUD^{1,4}, P. LAURENT^{1,4}, I. GRENIER^{1,2}, P. GORET^{1,2}, B. KHELIFI⁵, AND L. KUIPER³*Accepted for publication in Apj*

ABSTRACT

We present observations with the INTEGRAL/IBIS telescope of the wind nebula powered by the young pulsar B1509-58 and we discuss the spatial and spectral properties of the unpulsed emission in the 20 – 200 keV energy band. The source extension and orientation along the northwest-southeast axis corresponds to the jet emission seen at keV and TeV energies. The hard X-ray spectrum is consistent with the earlier Beppo-SAX measurements. It follows a power law with a photon index $\alpha = -2.12 \pm 0.05$ up to 160 keV. A possible break at this energy is found at the 2.9σ confidence level. The 0.1-100 keV data are consistent with synchrotron aging of pairs in the jet and yield a magnetic field strength of 22-33 μG for a bulk velocity of 0.3-0.5c. The synchrotron cut-off energy thus corresponds to a maximum electron energy of 400-730 TeV.

Subject headings: acceleration of particles – gamma rays: observations – shock waves – pulsars: individual(PSR B1509)

1. INTRODUCTION

The young radio pulsar B1509-58 is associated with the supernova remnant MSH 15-52 (G320.4-1.2) (Seward & Harnden 1982; Manchester et al. 1982). Its spin parameters (a period of 150 ms and period derivative of $1.5 \times 10^{-12} \text{ s s}^{-1}$) make it one of the youngest and most energetic pulsars known, with a characteristic age $\tau \sim 1700 \text{ yr}$ and a spin-down power of $1.8 \times 10^{37} \text{ ergs s}^{-1}$. It presents one of the largest magnetic field strength ($1.5 \times 10^{13} \text{ G}$) (Kaspi et al. 1994) recorded for an isolated pulsar. Recent X-ray and γ -ray images have revealed a very complex pulsar environment where one can study several manifestations of pulsar wind nebulae: the shocked wind in an equatorial flow, a powerful jet, and the interaction and confinement of these wind features within the surrounding remnant.

ROSAT first detected the wind nebula in X rays, showing its 17'-long tail extending to the southeast along a faint ridge of radio emission (Greiveldinger & Ogelman 1993; Trussoni et al. 1996), later confirmed by BeppoSAX. The tail length decreases from 17' to 8.5' (at 10 % level of the central nebula intensity) between 1.6 keV and 10.0 keV (Mineo et al. 2001). High-resolution Chandra images revealed further details of the non-thermal structure (Gaensler et al. 2002); first, the axis of the elongated nebula (with a position angle of $150^\circ \pm 5^\circ$ north through east) which may correspond to the pulsar spin axis; then two northern toroidal arcs of emission, 17" and 30" away from the pulsar, that may correspond to wisps in an ion-loaded equatorial flow as in the Crab nebula; and a 4'-long bright collimated feature along the axis which is interpreted as

a jet with a velocity $v_{jet} > 0.2c$ (Gaensler et al. 2002; Tamura et al. 1996; Brazier & Becker 1997). The apparent absence of a counterjet sets a lower limit of 5 to the brightness ratio between the two sides (if two jets are powered). Doppler boosting can account for this contrast provided that the jet bulk velocity and its inclination to the line of sight verify $\beta_{jet} \cos \theta_{jet} \sim 0.28$. The wind carries away at least 0.05% of the pulsar spin down power.

The emission found by H.E.S.S between 280 GeV and 40 TeV presents a comparable morphology (Aharonian et al. 2005). The elongated nebula extends on both sides of the pulsar along the X-ray axis, over 6' (1σ level) to the northwest and southeast direction. The γ -ray spectrum is well fitted by an $E^{-2.27 \pm 0.23 \pm 0.20}$ power law and can be explained by TeV electrons up-scattering the cosmological microwave background and the ambient interstellar radiation field. Fitting both the TeV emission and the BeppoSAX one gives a mean magnetic field of 17 μG which is in agreement with lower limits found for the jet in the equipartition assumption (DeLaney et al. 2006). At a distance of $5.2 \pm 1.4 \text{ kpc}$ (Gaensler et al. 1999), the bright part of the X-ray jet, the longer southeast X-ray tail, and the coincident TeV one extend from 5 to 30 pc on the sky.

We present observations of the PSR B1509-58 region obtained with the INTEGRAL/IBIS telescope operating in the hard X-ray range, describing the morphology and spectral properties of the emission and comparing them with the X-ray and TeV data.

2. OBSERVATION AND DATA ANALYSIS

PSR B1509-58 was observed with the IBIS coded aperture telescope onboard the INTEGRAL spacecraft. It consists of a dual detection layer operating between $\sim 15 \text{ keV}$ and 10 MeV, and of a tungstene coded mask located 3.2m above the detector. The first and pixelized detector plane, ISGRI, is composed of 128 by 128 Cadmium-Telluride (CdTe) semiconductor detectors covering the energy range from $\sim 15 \text{ keV}$ to 1 MeV (Lebrun et al. 2003). Sky images are obtained by deconvolution of the ISGRI image by the mask pattern. The resulting angular resolution is 5.7' (1σ).

¹ Service d'Astrophysique, CEA Saclay, 91191, GIF sur YVETTE, France

² AIM-UMR 7158, CEA Saclay, 91191 Gif sur yvette, France

³ SRON Netherlands Institute for Space Research, Sorbonnelaan 2, 3584 CA, Utrecht, Netherlands

⁴ APC-UMR 7164, 11 place M.Berthelot, 75231 Paris, France

⁵ Laboratoire Leprince-Ringuet, IN2P3/CNRS, Ecole Polytechnique, F-91128 Palaiseau Cedex, France

⁶ Astronomical Institute Anton Pannekoek, University of Amsterdam, Kruislaan 403, 1098 SJ Amsterdam, Netherlands
Electronic address: mforot@cea.fr

The exposure time of about 1.3 Ms corresponds to dedicated observations centered on PSR B1509-58 in 2005, and of Galactic Plane Scan (GPS) observations from 2003 to 2005. It consists of more than 700 science windows of about 30 mn each. The analysis was done with the standard INTEGRAL OSA software (version 5.1).

2.1. Phase resolved analysis

In order to study the pulsar wind from PSR B1509-58 and to reduce contamination by pulsed emission from within the light cylinder, we have analyzed the data from the off-pulse phase interval. To extract the light curve, the photon UTC arrival times were converted into the solar system barycentre using the pulsar position. Photons were then folded into 20 phase bins using the ATNF ephemerides⁷. In each phase bin sky images were obtained from standard deconvolution of ISGRI detector maps. This method provides an automatically background subtraction and the unpulsed emission is thus clearly visible.

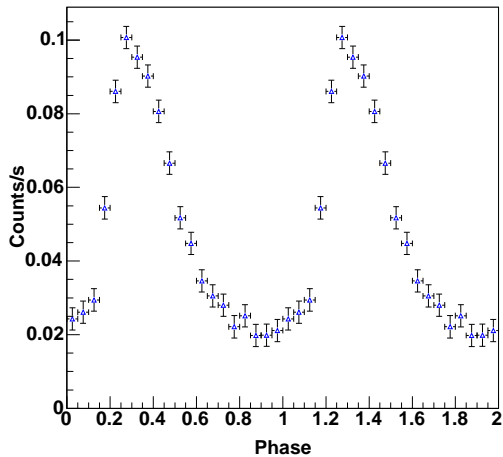


FIG. 1.— The B1509-58 pulsar light-curve between 20 and 50 keV.

The resulting light curve is presented in Figure 1. A significant unpulsed component is clearly seen in the 0.77 – 1.07 phase interval similar to the ones found by BeppoSAX (Cusumano et al. 2001) that will be used for the following imaging and spectral analyzes. A detailed study of the pulsed emission is deferred to another paper (Hermesen et al., in preparation).

2.2. Imaging extended sources with the IBIS/ISGRI telescope

As shown in Figure 2, the source detected with IBIS/ISGRI in the off-pulse emission (17-40 keV) appears to be slightly extended. In the standard OSA software, the flux of a point-source is given by the peak height of the associated Point Spread Function

⁷ <http://www.atnf.csiro.au/research/pulsar/archive>

(Gros et al. 2003). This is, however, incorrect for an extended source because of the flux dilution over a region larger than the PSF width. A method has been developed for extracting the flux and its associated error of an extended source seen by IBIS and more generally by any coded mask telescope using the MURA pattern (Renaud et al. 2006). This method converts standard flux images into intensity images (ie flux per sky pixel or per steradian). The total flux is estimated by summing intensities over the whole source extent. The dilution factor will be defined as the ratio between the real flux and the one given by the standard INTEGRAL software. This factor depends on the source size.

3. RESULTS

3.1. Imaging : an extended source around PSR B1509-58

Maps of the off-pulse emission have been constructed in two energy ranges, at 17 – 40 and 40 – 100 keV. The significance map in the low-energy band is presented in Figure 2. A bright source is clearly visible at the position of PSR B1509-58. It is centered on $RA = 228.50^\circ \pm 0.03^\circ$ and $DEC = -59.43^\circ \pm 0.03^\circ$ and it is fully consistent with the pulsar location. Figure 3 shows the source radial profile along the NW-SE axis in the significance map, together with the profile expected from a point source. The source appears to be slightly extended and its orientation coincides with the morphology known at other wavelengths.

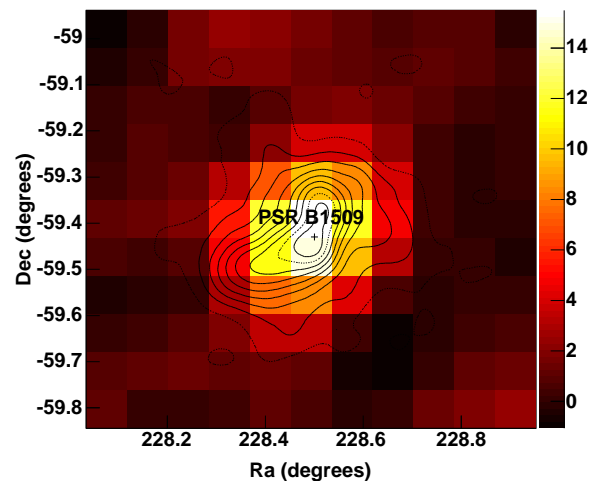


FIG. 2.— Significance image of the off-pulse emission in the 17-40 keV band around PSR B1509-58. The coordinates are in J2000. The black contours outline the TeV emission as seen by H.E.S.S. (Aharonian et al. 2005).

With coded mask imaging, sky image pixels are not statistically independent, but two pixels separated by more than the PSF width ($\sigma_{PSF} = 5.7'$) can be considered as independent. After subtracting the PSF in the significance map (see Figure 4) we obtain a confidence level of 4σ and 2.3σ in the low and high-energy bands

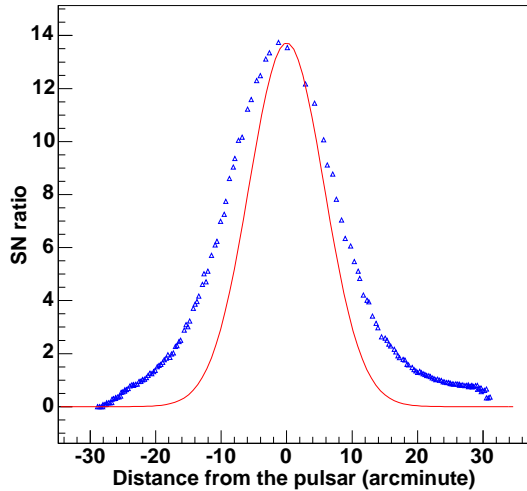


FIG. 3.— Smoothed profile of the significance map along the NW-SE axis between 17 keV and 40 keV. The red curve corresponds to the expected profile in a point source case.

from the two residuals measured along the NW-SE axis.

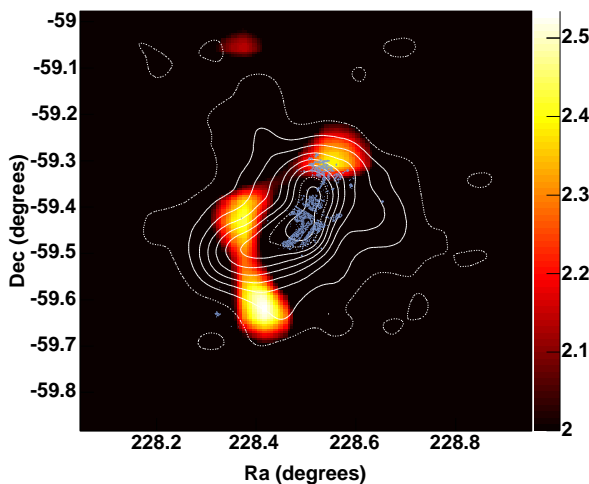


FIG. 4.— Smoothed significance map excess after point source contribution removal between 17 keV and 40 keV. The white contours outline the TeV emission as seen by H.E.S.S. and the blue ones correspond to Chandra observation. Two excesses visible in the jet direction (NW-SE) are in global agreement with the H.E.S.S. contours bearing in mind the smearing due to the PSF.

The source orientation and extension can be evaluated by fitting the intensity images with a 2D Gaussian with separate widths along each axis and a free rotation angle. To compare with a true point-source the same fit has been applied to the XTE J1550 source in the same field of view.

In the low-energy band, XTE J1550 is well fitted by a symmetrical Gaussian of width $\sigma_{XTE} = 5.85' \pm 0.07'$. It

is fully consistent with the instrument PSF $\sigma_{PSF} = 5.7'$. For PSR B1509-58, the best fit yields an asymmetric Gaussian with a rotation angle of $155^\circ \pm 4^\circ$ from north through east. Perpendicular to this axis, the source width of $5.90' \pm 0.08'$ is equivalent to that of a point source. Along the NW-SE direction, the width $\sigma_{NW-SE} = 7.98' \pm 0.07'$ suggests that the source extends over several arcminutes. The apparent source width results from the convolution of the PSF and the true source size. The latter is found to be $\sigma_s = \sqrt{(\sigma_{NW-SE}^2 - \sigma_{PSF}^2)} = 5.53' \pm 0.07'$ along the major axis. In the energy band from 40 to 100 keV, the source is smaller with $\sigma_s = 3.52' \pm 0.07'$ along the main axis. All the quoted errors include the statistical uncertainty and a crude estimate of the impact of the map binning and correlation between adjacent pixels obtained by moving the gaussian location in the fit.

The fact that the source extension and orientation compare with the morphology seen in X rays and γ rays, as well as the increased brightness to the southeast, strongly suggest that the unpulsed emission is dominated by the wind nebula.

3.2. Spectroscopy : a possible spectral break near 160 keV

The dilution correction factors due to the source extent with respect to a point source flux are respectively 1.36 and 1.19 in the low and high energy bands. Values at intermediate energies have been interpolated. The spectrum of the off-pulse emission has been measured from 17 keV to 200 keV using the standard spectral analysis, then divided by the selected phase width, and corrected for dilution as described above. It is presented in Figure 5 together with the former BeppoSAX measurements (Mineo et al. 2001). The INTEGRAL spectrum is well fitted by an $E^{-2.12 \pm 0.05}$ power law in agreement with the BeppoSAX and RXTE results (1). The total flux from 17 to 200 keV amounts to 0.30 ± 0.02 keV cm $^{-2}$ s $^{-1}$. The upper limit found in the 130-200 keV bin suggests a spectral break near 160 keV. This upper limit indeed deviates at the 2.9σ level from the extrapolation of the power-law spectrum in this energy interval. The break is not visible in the pulsed emission and so cannot be attributed to the pulsar. It is consistent with the BeppoSAX measurements at high energy.

3.3. Discussion and conclusions

The extent and orientation of the unpulsed emission seen by INTEGRAL/IBIS nicely match the morphology of the wind nebula and jet seen at keV energies with ROSAT, Chandra, and BeppoSAX, and at TeV energies with H.E.S.S. The source width is not consistent with pure DC emission from the pulsar itself, although a large contribution cannot be ruled out. There is a close agreement between BeppoSAX and INTEGRAL in spectra on source elongation. All circumstantial evidence suggests that the measured hard X-ray emission is dominated by jet emission. The elongated source appears to be slightly brighter to the south, with a flux ratio of ~ 1.4 between the SE and NW sides. Larger contrasts are found in X rays (~ 5) and in TeV γ rays (~ 3.5), but the difference may be due to the poorer angular resolution of ISGRI which cannot separate the central wind components from

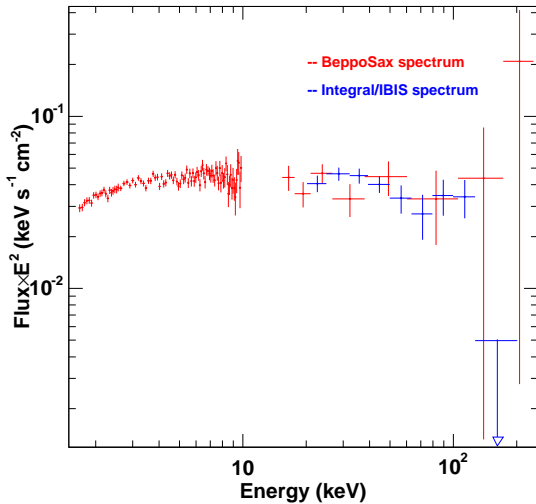


FIG. 5.— Energy flux spectrum of unpulsed emission from the ISGRI and BeppoSAX data. All error bars and upper limits are given at the 1σ confidence level.

the larger scale jet. In the following discussion we will explore the consequences of a common origin of the 0.1-160 keV and TeV emissions in the collimated wind flow or jet along the NW-SE axis.

The relative energy fluxes recorded in X rays and TeV γ rays indicate that synchrotron losses dominate over inverse Compton ones (Aharonian et al. 2005). Figure 6 also suggests possible decrease of the jet apparent length, as seen by ROSAT (Trussoni et al. 1996), BeppoSAX (Mineo et al. 2001), and now IBIS. In a simple scenario with a linear jet with constant cross-section and velocity, thus with uniform magnetic field and density to conserve the magnetic and momentum fluxes, the maximum distance L_{jet} reached by the flow before the pairs burn off their energy scales as $L_{jet} \propto E_{\gamma}^{-1/2}$ (Pacholczyk 1970):

$$L_{jet} = (1.69 \times 10^4) \beta_{jet} \sin(\theta_{jet}) \left(\frac{B}{1\mu G}\right)^{-3/2} \left(\frac{E_{\gamma}}{1keV}\right)^{-1/2} pc \quad (1)$$

Figure 6 shows that the data are consistent with this simple dependence and that radiative aging is effective above keV energies. This aging is also consistent with the spectral turn-over seen in Figure 5. The best $L_{jet} \propto E_{\gamma}^{-1/2}$ fit to the data in Figure 6 gives a measure of the product $\beta_{jet} \sin(\theta_{jet}) B^{-3/2}$. The jet outflow has a typical velocity of 0.5c (DeLaney et al. 2006) equivalent to the speed observed in several other wind nebulae (Crab Nebula (0.4c), Vela (0.3c-0.7c), G11.2-0.3 (0.8-1.4c)). It is consistent with MHD simulations of relativistic jets (0.5c). A lower limit of 0.3c is inferred from the Doppler boosting constraint $\beta_{jet} \cos \zeta \sim 0.28$. For β_{jet} values of 0.3 and 0.5, we find field strengths of 22 and 33 μG , respectively. The large uncertainty in the pulsar distance implies an additional 27% uncertainty in B. The spectral cut-off possibly seen at 160 keV then yields maximum electron energies in the jet of 400 and 730 TeV, respectively.

$$E_{e,max} = 230 \left(\frac{E_{\gamma}}{1keV}\right) \left(\frac{B}{1\mu G}\right)^{-1/2} TeV \quad (2)$$

The field and maximum energy estimates given above would not apply if the high-energy part of the INTEGRAL source is dominated by the toroidal part of the wind instead of the jet as assumed above, because the rapid increase of the field strength to equipartition values in the post-shock flow would cool the particles more efficiently and the INTEGRAL data would not relate to the larger scale ROSAT and HESS observations.

Following a leptonic scenario and fitting both synchrotron and inverse Compton radiation, the HESS data yield a mean field of 17 μG (Aharonian et al. 2005) in reasonable agreement with the above range. Increasing B to the above values would result in 2 or 3 times fewer particles in the modelled flow, but the inverse Compton TeV brightness could still be accommodated owing to the large uncertainty in the actual infra-red radiation field in the jet vicinity.

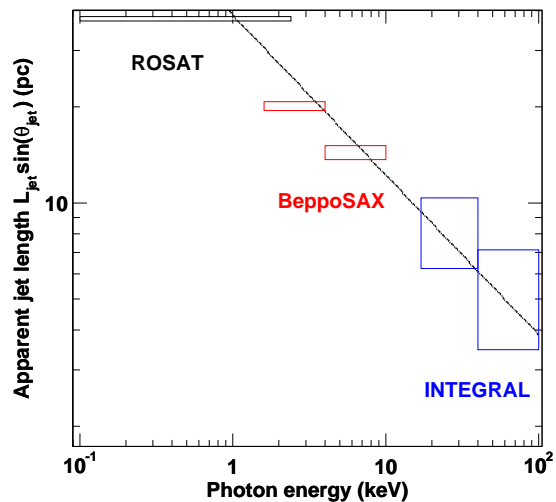


FIG. 6.— Estimates of the jet apparent length, $L_{jet} \sin(\theta_{jet})$, as a function of energy.

In summary, the comparison of the morphology of the wind nebula above 20 keV with lower-energy data, and the observation of a possible cut-off near 160 keV are consistent with a simple jet scenario with efficient synchrotron cooling in a mean magnetic field of order 22 – 33 μG and outflow velocities of 0.3-0.5c. The presence of electrons with still extreme energies of 400-730 TeV at several parsecs from the pulsar places a useful constraint on the unknown jet acceleration process.

We gratefully thank the Australian Pulsar Timing Archive for making all the pulsar ephemerides available to us.

REFERENCES

- Aharonian, F., et al. 2005, *A&A*, 435, L17
- Brazier, K. T. S., & Becker, W. 1997, *MNRAS*, 284, 335
- Cusumano, G., Mineo, T., Massaro, E., Nicastro, L., Trussoni, E., Massaglia, S., Hermsen, W., & Kuiper, L. 2001, *A&A*, 375, 397
- DeLaney, T., Gaensler, B. M., Arons, J., & Pivovarov, M. J. 2006, *ApJ*, 640, 929
- Gaensler, B. M., Brazier, K. T. S., Manchester, R. N., Johnston, S., & Green, A. J. 1999, *MNRAS*, 305, 724
- Gaensler, B. M., Arons, J., Kaspi, V. M., Pivovarov, M. J., Kawai, N., & Tamura, K. 2002, *ApJ*, 569, 878
- Greiveldinger, C., & Ogelman, H. B. 1993, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 25, 1345
- Gros, A., et al. 2003, *A&A*, 411, L179
- Kaspi, V. M., Manchester, R. N., Siegman, B., Johnston, S., & Lyne, A. G. 1994, *ApJ*, 422, L83
- Lebrun, F., et al. 2003, *A&A*, 411, L141
- Manchester, R. N., Tuohy, I. R., & Damico, N. 1982, *ApJ*, 262, L31
- Marsden, D., et al. 1997, *ApJ*, 491, L39
- Mineo, T., Cusumano, G., Maccarone, M. C., Massaglia, S., Massaro, E., & Trussoni, E. 2001, *A&A*, 380, 695
- Pacholczyk, A. G. 1970, *Series of Books in Astronomy and Astrophysics*, San Francisco: Freeman, 1970.
- Renaud, M., Lebrun, F., Terrier, R., et al. 2006, *A&A* in press
- Seward, F. D., & Harnden, F. R. 1982, *ApJ*, 256, L45
- Tamura, K., Kawai, N., Yoshida, A., & Brinkmann, W. 1996, *PASJ*, 48, L33
- Trussoni, E., Massaglia, S., Caucino, S., Brinkmann, W., & Aschenbach, B. 1996, *A&A*, 306, 581

Chapitre 9

Modélisation des émissions synchrotron du vent choqué de Geminga

Sommaire

9.1	Présentation de Geminga	154
9.2	Le milieu interstellaire choqué à l'origine des émissions observées en X ?	156
9.3	Modèle analytique d'émission de la nébuleuse de vieux pulsars se propageant dans le milieu interstellaire	157
9.3.1	Fluide en amont du choc terminal	157
9.3.2	Relation de Rankine-Hugoniot au choc terminal et processus dissipatifs	158
9.3.3	Fluide en aval du choc terminal	160
9.4	Résultats du modèle pour Geminga	166
9.4.1	Analyse des queues vues par XMM	166
9.4.2	Comparaison des spectres XMM	166
9.5	Conclusion	168

Avant propos : *Comme nous l'avons vu précédemment, l'étude des vents relativistes de pulsars jeunes encore confinés dans le reste de supernova permet de poser de sévères contraintes sur les phénomènes d'accélération en posant des hypothèses assez simple sur la géométrie du système. La pression confinant le pulsar est isotrope et de ce fait le vent conserve sa géométrie propre (jet, tore...). Mais pour des pulsars plus vieux, le confinement n'est alors plus isotrope et une structure de choc en étrave apparaît. Au sein de cette structure les différentes zones émissives se déforment et une telle étude devient alors difficile. Les contraintes sur les spectres d'émission peuvent néanmoins être étudiées mais nécessitent en général de très longues simulations MHD. Une étude qualitative est donc difficilement envisageable. C'est pour cette raison que nous avons développé un modèle analytique permettant d'étudier les émissions synchrotron dans cette géométrie de choc en étrave et ce, sous l'hypothèse d'un fluide incompressible, irrotationnel et où les processus de convection dominant ceux de diffusion. Ce modèle a été appliqué dans le cas de Geminga dont la géométrie a été récemment observé par XMM et Chandra.*

Foreword : *Spectra can help understanding acceleration mechanisms close to the terminal shock. This work is nevertheless harder for older pulsars for which the pulsar wind components (jet, tore...) trail behind the pulsar. I have developed a simple analytical model to map the velocity and magnetic field in the shocked wind confined by an interstellar bow shock. This model has been applied to the Geminga pulsar observed by XMM and Chandra spacecrafts. It emphasizes the importance of an accurate knowledge of the magnetic field geometry to explain the data*

9.1 Présentation de Geminga

Geminga est l'une des étoiles à neutrons les plus proches de notre système solaire. Sa distance est en effet de seulement 160 pc. Elle possède une période de 0.237 s (Halpern et Holt 1992; Bertsch et al. 1992) ainsi qu'un $\dot{P} \sim 1.1 \times 10^{-14} \text{ s.s}^{-1}$, un champ magnétique $B \sim 1.6 \times 10^{12} \text{ G}$ et un âge caractéristique de l'ordre de 3.3×10^5 ans. Avec le Crabe, cette source est l'une des plus brillantes de notre galaxie au delà de 100 MeV. Son émission haute énergie fut pour la première fois détectées par le satellite SAS2 en 1977 (Thompson et al. 1977). Dans les années qui suivirent, elle fut également observée dans le domaine des rayons X mous (Bignami et al. 1983).

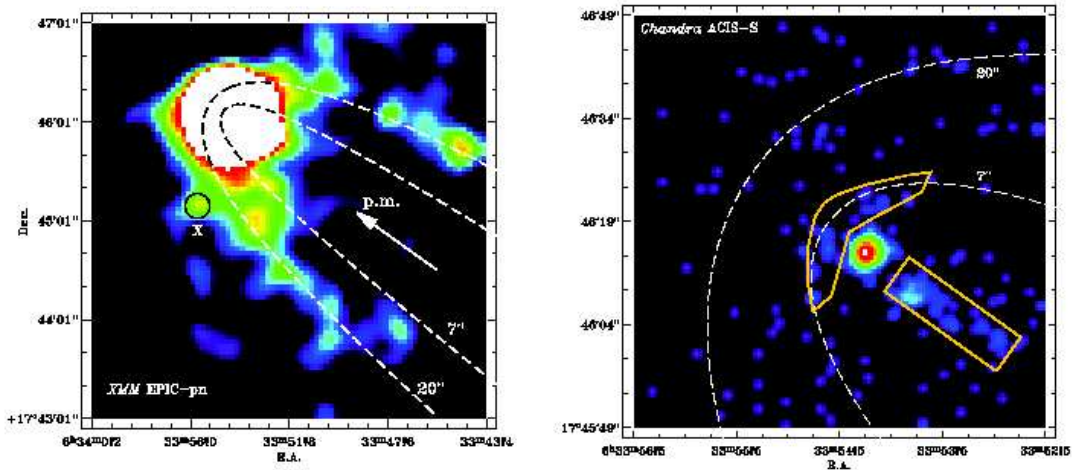


FIG. 9.1: A gauche : Image XMM lissée par une gaussienne de $15''$ FWHM, d'une région de $4' \times 4'$ autour de Geminga. A droite : Image CHANDRA d'une région de $1' \times 1'$ autour de Geminga

Cette étoile a de plus un mouvement propre au sein du milieu interstellaire. Sa vitesse est proche de 135 km.s^{-1} et son nombre de Mach est compris entre 15 et 20 pour un milieu ambiant pris avec une densité de $(0.6-1.5) \text{ m}^{-3}$ (Caraveo et al. 2003). De par sa proximité ainsi que la bonne connaissance du milieu l'environnant, Geminga apparaît vite comme un candidat idéal pour étudier les chocs en étrave des vents de pulsar.

Récemment une étrange morphologie de la nébuleuse de cette étoile fut observée avec le satellite XMM (Caraveo et al. 2003) puis avec Chandra (de Luca et al. 2006; Pavlov et al. 2006) (voir Figure 9.1). Dans un premier temps XMM détecta deux longues queues étendues sur plus de $2'$ selon la direction de propagation du pulsar et ayant une luminosité de l'ordre de $\sim 10^{29} \text{ ergs.s}^{-1}$ dans la bande en énergie 0.3-5 keV. L'analyse spectrale de ces queues montra que des processus non thermique étaient à l'origine de ce rayonnement et que des particules de très hautes énergies de l'ordre de quelques centaines de TeV devaient s'y trouver. Cette émission est due au rayonnement du vent relativiste choqué juste avant la discontinuité de contact. Avec Chandra, une petite queue centrale et également orientée selon la direction de propagation du pulsar fut détectée. Cette queue longue de $20''$ possède une luminosité de $1.3 \pm 0.2 \times 10^{29} \text{ ergs.s}^{-1}$ dans la bande 0.5-8 keV. L'origine de cette queue est aujourd'hui très controversée. Elle pourrait être due à un jet venant du pulsar comme dans le cas du Crabe ou de Vela ou bien pourrait être due au vent relativiste anisotrope choqué juste après le choc terminal. Mais dans tous les cas la structure observée est très anisotrope.

En ignorant dans un premier temps la structure observée avec Chandra, (cette composante due à un jet sera modélisée ultérieurement) nous avons étudié l'origine des queues vues par XMM et contraint l'énergie maximum des particules y demeurant. L'interaction du vent relativiste d'un pulsar avec le milieu interstellaire donne une géométrie globale de choc en étrave

constituée comme nous le montre la Figure 9.2 de plusieurs sous systèmes :

- Le vent relativiste et froid du pulsar
- Le vent relativiste chaud et choqué par le milieu extérieur
- Le milieu interstellaire choqué par le vent relativiste du pulsar
- Le milieu interstellaire non choqué

L'émission provenant de ces régions peut donc soit venir de l'émission synchrotron du vent choqué soit de l'émission Compton inverse des électrons du milieu interstellaire eux aussi choqués le long de la discontinuité de contact sur le champ de photon local. Après avoir écarté l'hypothèse d'une origine liée aux émissions des particules du MIS choqué, nous nous attacherons à contraindre la répartition des particules ainsi que leur énergie maximum dans le vent du pulsar. Cette étude permettra dans un second temps de comparer les énergies des particules accélérées à celles prédites dans les mécanismes de Fermi relativiste. Mais pour cela il est très important de disposer d'un modèle simple reproduisant les émissions synchrotron du vent choqué dans une géométrie de choc en étrave, les simulations RMHD étant beaucoup trop longues pour une simple étude phénoménologique. C'est dans cet esprit que nous avons développé le modèle présenté dans ce chapitre.

9.2 Le milieu interstellaire choqué à l'origine des émissions observées en X ?

Même s'il est évident que l'accélération de Fermi non relativiste au choc en étrave ne permettra pas d'atteindre des énergies très grandes de l'ordre de quelques centaines de TeV comme dans les restes de supernova, ce type d'accélération peut néanmoins permettre aux particules d'avoir des énergies suffisantes pour que leur émission Compton inverse soit visible aux rayons X. Avec les conditions standards de saut de Rankine Hugoniot, et pour les propriétés connues du milieu environnant Geminga (densité de particules $n_{ism} = 10^5 m^{-3}$, une température $T_{ism} = 8000K$, un champ magnétique moyen $B_{ism} = 0.6 \pm 0.2 nT$), le facteur de compression Y au choc en étrave est proche de 3.1. Dans ces conditions l'indice spectral attendu durant ce processus est $\alpha_e = (Y + 2)/(Y - 1) = 2.43$, ce qui donne pour le rayonnement Compton inverse un spectre différentiel d'indice $\alpha_{IC} = (\alpha_e + 1)/2 = 1.71$. Cet indice est en accord avec celui trouvé dans le domaine des X de 1.6 ± 0.2 .

L'énergie maximum est elle limitée par la petite taille de la zone derrière le choc. Les pertes radiatives ne sont pas le facteur limitant dans ce cas. Pour une diffusion de Bohm, et pour une taille de l'ordre de grandeur de la taille des queues ($\sim 0.01pc$), l'énergie maximum est alors comprise entre 80 et 90 TeV. Dans la limite de Thompson, de telles énergies permettent aux particules de rayonner par effet Compton inverse jusqu'au domaine des rayons X. Il est maintenant indispensable de quantifier le flux Compton inverse venant de ce vent choqué.

Le champ local de photon est lui assez bien connu (Moskalenko et al. 2006) et se compose de quatre composantes principales qui sont :

- la composante du fond diffus cosmologique avec un maximum pour une énergie de $6.6 \times 10^{-4} eV$ et une densité de $0.26 MeV.m^{-3}$.
- deux champ de photons dus au rayonnement de la poussière à 0.006 et 0.007 eV avec des densités d'énergie respectives de 0.33 et $0.17 MeV.m^{-3}$.
- une dernière composante due à l'émission stellaire à 0.8 eV pour une densité de $0.75 MeV.m^{-3}$.

Pour calculer la densité des électrons dans le MIS choqué, il est nécessaire d'évaluer l'efficacité ϵ du choc. Cette efficacité est définie comme étant la fraction de l'énergie incidente transmise aux particules choquées et accélérées. Elle est de l'ordre de 0.001 pour les électrons dans les restes de supernova. On utilisera cette valeur traditionnelle pour le choc en étrave de Geminga. La densité de particules est donc donnée par :

$$\frac{dN_e}{dV d\gamma_e} = \frac{(2 - \alpha_e)\epsilon}{2m_e c^2} n_{ism} \mu v_{psr}^2 (\gamma_{emax}^{2-\alpha_e} - \gamma_{emin}^{2-\alpha_e})^{-1} \quad (9.1)$$

où μ désigne le poids d'un atome (2.310^{-27} kg), v_{psr} la vitesse du pulsar et $(\gamma_{emin}, \gamma_{emax})$ les facteurs de Lorentz minimum et maximum des particules. L'énergie minimum sera prise égale à 1 MeV alors que l'énergie maximum correspond à celle donnée le processus de Fermi relativiste (80-90 TeV). La densité résultante est d'environ $1.5 \times 10^{-2} m^{-3}$.

Quant au volume d'émission, nous allons prendre une limite supérieure égale à la (*tailledenotresysteme*)³, c'est à dire $\sim (0.09pc)^3 \sim 1.23 \times 10^{46} m^3$. La puissance Compton inverse obéit donc à :

$$P_{IC} < V \int_{\gamma_{emin}}^{\gamma_{emax}} \frac{dN_e}{dV d\gamma_e} \dot{E}_{IC}(\gamma_e) d\gamma_e \quad (9.2)$$

en prenant une énergie totale des photons cibles égale à $1.51 MeV.m^{-3}$ (somme de toutes les composantes présentées précédemment), on obtient comme limite supérieure une valeur de 1.3×10^{15} W. Cette valeur est de 6 ordres de grandeurs en dessous de la puissance observée dans le domaine des X (6.2×10^{21} W). Même si l'on supposait une efficacité de 1 au choc, ce qui est en général loin d'être le cas, la valeur trouvée serait encore 3 ordres de grandeur en dessous. Les émissions observées en X ne peuvent donc s'expliquer par de l'émission Compton inverse venant des particules du milieu interstellaire choqué.

9.3 Modèle analytique d'émission de la nébuleuse de vieux pulsars se propageant dans le milieu interstellaire

Si les émissions X observées ne viennent pas du rayonnement Compton inverse du milieu interstellaire choqué le long de la discontinuité de contact, il y a de fortes chances que ces dernières proviennent du vent relativiste choqué du pulsar au delà du choc terminal. C'est pourquoi nous avons modélisé les émissions synchrotrons du vent relativiste d'un pulsar, choqué par le milieu interstellaire.

9.3.1 Fluide en amont du choc terminal

Le fluide en amont du choc est un plasma relativiste froid d'électrons-positons. Les particules se déplacent le long des lignes de champ magnétique et n'émettent donc pas de rayonnement synchrotron. Comme nous l'avons vu dans les chapitres introductifs, loin du cylindre de lumière, les lignes de champ s'enroulent sur elles mêmes et une structure en spirale apparaît. Cette structure est indépendante de la forme exacte du champ magnétique proche de l'étoile et ne varie que très peu avec l'inclinaison de l'axe magnétique par rapport à l'axe de rotation (Bogovalov 1999). Dans cette configuration on a comme relation pour le champ magnétique :

$$\begin{cases} B_r(r, \theta, \phi) \simeq B_{r0} \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \\ B_\theta(r, \theta, \phi) \simeq 0 \\ B_\phi(r, \theta, \phi) \simeq B_{\phi0} \frac{r_0}{r} \sin(\theta) \end{cases} \quad (9.3)$$

Dans ces équations et dans celles à venir, l'indice 0 renvoie aux valeurs des différentes grandeurs au cylindre de lumière. A une très grande distance du cylindre de lumière le champ magnétique est donc totalement dominé par sa composante torroïdale. Cette approximation est à la base de notre modèle et a été couramment utilisé dans de nombreuses simulations antérieures (Kennel et Coroniti 1984a; Begelman et Li 1992). La vitesse est elle supposée radiale et de valeur constante égale à la vitesse de la lumière. Quant à la densité elle est de la forme :

$$\rho \simeq \rho_0 \left(\frac{r_0}{r}\right)^2 \quad (9.4)$$

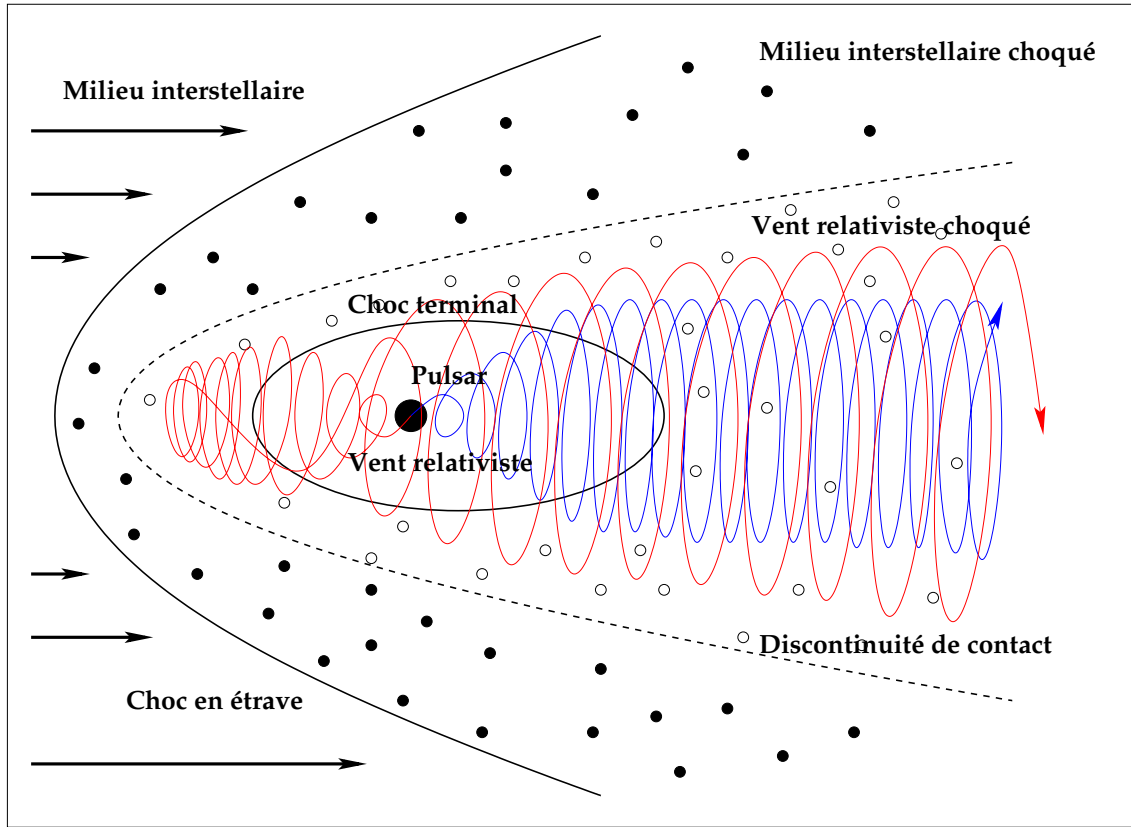


FIG. 9.2: Interaction du milieu interstellaire avec le vent relativiste d'un pulsar en mouvement. Les lignes en rouge et bleu représentent les lignes de champ magnétique déformées du pulsar.

L'axe de rotation est lui supposé aligné avec la direction du mouvement propre du pulsar dans le milieu interstellaire (Sruitt et Phinney 1998; Lai et al. 2001). Ainsi notre plasma et donc l'ensemble de la géométrie de notre système peut être supposé axisymétrique.

Cette description suppose un flux de Poynting dominant totalement le flux d'énergie cinétique des particules, c'est à dire un σ grand. Tout vent de pulsar peut être caractérisé par un paramètre σ défini comme étant :

$$\sigma = \frac{B^2}{\mu_0 \rho \gamma c^2} \quad (9.5)$$

où γ est le facteur de Lorentz du vent. Le plasma est donc dominé par le flux de Poynting quand $\sigma \geq 1$ et par l'énergie cinétique pour $\sigma \leq 1$. Proche des calottes polaires, $\sigma \sim 1000$ pour le pulsar du Crabe par exemple. Mais dans la magnétosphère lointaine des observations ont montré que pour le même objet σ devenait alors très petit. Cette conclusion est basée sur l'hypothèse d'un plasma subsonique se terminant par un choc terminal entre le vent relativiste et le milieu interstellaire. Ce plasma est de plus considéré comme idéal avec comme unique processus de dissipation les pertes synchrotron. Sous ces hypothèses les émissions synchrotron et Compton inverse au TeV du Crabe ne pouvaient s'expliquer que par un vent où σ serait proche de 3×10^{-3} (Atoyan et Aharonian 1996) au choc terminal. Des processus de dissipation sont donc nécessaires pour expliquer ce transfert d'énergie du flux de Poynting aux particules. Comme nous l'avons vu les reconnexions magnétiques où l'absorption d'onde cyclotron pourraient jouer ce rôle. Ces processus pourraient s'opérer au choc terminal même comme le suggère beaucoup de modèles et c'est sous cette hypothèse que nous allons présenter notre étude. Ainsi le vent aurait un σ grand avant le choc et un σ petit à partir de ce dernier.

9.3.2 Relation de Rankine-Hugoniot au choc terminal et processus dissipatifs

Dépendance selon θ des différentes grandeurs

Comme nous l'avons vu au choc terminal des processus dissipatifs transfèrent de l'énergie du flux de Poynting aux particules. Les mécanismes de transfert et d'accélération sont encore bien mal connus. Suivant l'importance de ce transfert et par conservation du flux d'énergie les distributions du facteur de Lorentz et de la densité devraient varier selon θ . Nous pourrions écrire de manière générale que :

$$\gamma(\theta) = \gamma_{TS}^{up}(\eta + (1 - \eta) \sin^2(\theta)) \quad (9.6)$$

Dans cette équation le paramètre η contrôle la rapport entre le facteur de Lorentz au pôle et à l'équateur. L'indice γ_{TS}^{up} définit la valeur de γ juste avant le choc terminal. Si l'on assume un flux en masse isotrope la variation avec θ de ρ est donnée par :

$$\rho(\theta) = \frac{\rho_{TS}^{up}}{(\eta + (1 - \eta) \sin^2(\theta))} \quad (9.7)$$

où encore ici l'indice γ_{TS}^{up} renvoie à la valeur de la densité juste avant le choc. Le paramètre σ définit précédemment dépendra alors de $\sin(\theta)$ mais pas de η . Sa définition dans notre modèle correspondra à sa valeur à l'équateur.

Le paramètre η dépend principalement du processus de transfert et d'accélération. Il est très difficile à évaluer et varie suivant les modèles. De plus ce transfert ne s'effectue sûrement pas isotropiquement et une dépendance en θ doit alors être ajoutée. Par exemple dans le cas d'une accélération par reconnexion magnétique ce paramètre sera proche de 0 dans une zone d'épaisseur finie le long de l'équateur et aura une valeur de 1 aux pôles. Par raison de simplicité donc nous fixerons ce paramètre à 1.

Quand au champ magnétique il gardera sa structure avant le choc et sera donc de la forme :

$$B_\phi = B_{TS}^{up} \sin(\theta) \quad (9.8)$$

Définition de ρ_{TS}^{up} et de B_{TS}^{up} au choc terminal

Comme le plasma est supposé isotherme, incompressible et de paramètre σ petit après le choc terminal, la pression à la discontinuité de contact est égale à celle au choc terminal, cette dernière étant donnée par la pression des particules relativistes juste avant le choc terminal. On a donc pour la densité au choc terminal :

$$\rho_{TS}^{up} \sim \frac{\rho_{ISM} v_{PSR}^2}{\gamma_{TS}^{up} c^2} \quad (9.9)$$

avec ρ_{ISM} la densité du milieu interstellaire et v_{PSR} la vitesse du pulsar. γ_{TS}^{up} est lui un paramètre libre que l'on fixera et qui correspondra au facteur de Lorentz juste avant le choc. Avec ces définitions la distance au choc est donné par :

$$R_{TS} \sim \sqrt{\frac{\dot{E}_{PSR}}{4\pi \gamma_{TS}^{up} \rho_{TS}^{up} c^3}} \quad (9.10)$$

avec \dot{E}_{PSR} le taux de perte d'énergie du pulsar. Pour le champ magnétique, sa valeur dépendra de σ et sera donnée par :

$$B_{TS}^{up} = (\mu_0 \sigma \gamma_{TS}^{up} \rho_{TS}^{up} c^2)^{1/2} \quad (9.11)$$

où σ tout comme γ_{TS}^{up} est un paramètre libre que nous fixerons.

Relation de Rankine Hugoniot relativiste

Selon (Kennel et Coroniti 1984a) si le plasma est ultrarelativiste et si l'on considère que l'indice adiabatique Γ est proche de $4/3$ alors les relations de Rankine-Hugoniot relativiste mènent sous l'hypothèse de faible σ à la relation suivante

$$X = \frac{B_{TS}^{do}}{B_{TS}^{up}} = \frac{\rho_{TS}^{do}}{\rho_{TS}^{up}} = \frac{v_{TS}^{up}}{v_{TS}^{do}} = \sqrt{\frac{9 + 9\sigma}{1 + 9\sigma}} \quad (9.12)$$

Dans cette équation les indices *do* et *up* correspondent aux valeurs des différents grandeurs en amont et en aval du choc terminal. Le rapport X est connu sous le nom de facteur de compression et dépend uniquement de la valeur de σ sous l'hypothèse d'un vent ultrarelativiste. Pour des valeurs de σ très faibles, la valeur du facteur de compression approche celle de la limite de choc fort c'est à dire 3. Cette limite est visible sur la Figure 9.3 montrant l'évolution du facteur de compression avec la valeur de σ .

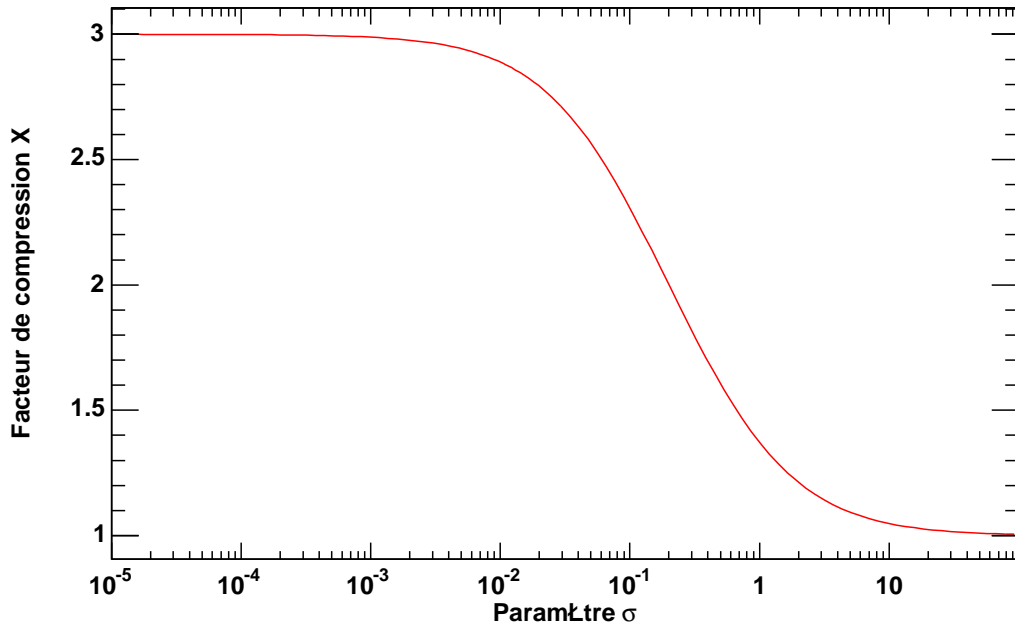


FIG. 9.3: Evolution du facteur de compression avec le paramètre σ .

Distribution en particules

On suppose dans notre modèle que la distribution de particules au choc terminal est une loi de puissance du type :

$$\rho(E) \propto \rho_{TS}(\alpha, E_{min}, E_{max}) E^{-(2\alpha+1)} \quad (9.13)$$

Le paramètre α est pris égale à 0.6 et donne ainsi un indice spectral de 2.2. Cette valeur vient des résultats standards d'accélération au choc relativiste (Achterberg et al. 2001) donnant un indice spectral compris entre 2.2 et 2.3 pour la distribution de particules accélérées au choc. Cet indice est également en accord avec les diverses observations de spectre de vents relativistes choqués juste après le choc terminal ainsi qu'aux basses énergies où le vieillissement synchrotron ne s'opère pas.

$\rho_{TS}(\alpha, E_{min}, E_{max})$ est un facteur de normalisation donnant le nombre de particules pour une énergie comprise entre E_{min} et E_{max} . Ce facteur dépend du paramètre α et des deux bornes en énergie. Par conservation du nombre de particules on a au choc terminal :

$$\rho_{TS}^{do} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \rho(E) dE \quad (9.14)$$

ce qui donne

$$\rho(E) = \rho_{TS}^{do} K(\alpha, E_{min}, E_{max}) E^{-(2\alpha+1)} \quad (9.15)$$

avec

$$K(\alpha, E_{min}, E_{max}) = \frac{2\alpha(E_{min}E_{max})^{2\alpha}}{E_{max}^{2\alpha} - E_{min}^{2\alpha}} \quad (9.16)$$

Comme précédemment pour le choc en étrave, il est très intéressant de voir si l'accélération de Fermi cette fois relativiste, permet aux particules d'avoir une énergie suffisante pour expliquer les observations d'XMM. Pour avoir un simple ordre de grandeur, si l'on suppose que l'énergie de coupure des photons observés en X est de 10 keV, et que les valeurs de B pour $\sigma = 0.1$ et $\sigma = 0.001$ sont respectivement de 0.22 nT et 1.70 nT (en utilisant le simple modèle de (Kennel et Coroniti 1984a)), alors l'énergie maximum des particules serait de l'ordre de 180 TeV dans le premier cas et 400 TeV dans le second. L'accélération de Fermi relativiste limite elle les énergies à des valeurs inférieures à 80 TeV pour $\sigma = 0.1$ et 10 TeV pour $\sigma = 0.001$. Les limites radiatives pour l'énergie maximum sont ainsi beaucoup plus élevées. Pour des valeurs de σ assez élevées ~ 0.1 les énergies maximum observées semblent marginalement en accord avec celles prédites par une accélération de Fermi relativiste. Pour de plus faible σ , ce qui est généralement le cas il est nécessaire de prendre une limite bien plus importante que celle donnée par Fermi. On prendra donc dans ce cas l'énergie maximum que peut fournir la différence de potentiel aux calottes polaires. Cette dernière vaut :

$$E_{max} = \frac{B_* \Omega^2 R^3}{2c} \sim 3.8 \times 10^{14} \text{ eV} \quad (9.17)$$

où B_* est le champ magnétique de l'étoile (1.6×10^{12} G), R est le rayon du cylindre de lumière et (~ 11500 km) et Ω la vitesse angulaire de rotation de l'étoile (~ 26.3 rad/s). L'énergie minimum est elle donnée par la relation de conservation de l'énergie (Kennel et Coroniti 1984b) et vaut :

$$E_{min} = \frac{3}{\sqrt{18}} \frac{2\alpha - 1}{2\alpha} (\gamma_{TS}^{up} m_e c^2) \quad (9.18)$$

9.3.3 Fluide en aval du choc terminal

Approximations de notre modèle

La première approximation de notre modèle est l'hypothèse adiabatique. Bien que le vent relativiste perde de l'énergie par émission synchrotron et Compton inverse la luminosité observée ne représente qu'entre 10 et 20 % de la perte d'énergie totale de l'étoile (Kennel et Coroniti 1984a). Cette hypothèse est donc au premier ordre une bonne approximation.

La deuxième hypothèse faite est celle d'un fluide incompressible. Cette approximation vient du fait qu'en général une valeur de σ très petite est observée dans les régions au delà du choc terminal. Cette valeur implique une densité constante dans le cas sphérique. Dans notre géométrie de choc en étrave, les récentes simulations RMHD effectuées (Bucciantini et al. 2005) ont montrées que sous cette hypothèse de faible σ le fluide pouvait également être considéré comme incompressible.

Une des dernières approximations effectuées est celle d'un plasma où la convection domine sur la diffusion. En effet selon l'équation de conservation du flux magnétique on a :

$$\nabla \times \left(\frac{\vec{v} \times \vec{B}}{\gamma} \right) = 0 \quad (9.19)$$

Sous cette condition le champ magnétique au sein du vent relativiste est perpendiculairement à la vitesse du plasma. Ainsi le temps caractéristique de diffusion sur une distance R est donné par :

$$T_d = \frac{R^2}{2k_{\perp}} \quad (9.20)$$

où k_{\perp} est le coefficient de diffusion pour des électrons se déplaçant perpendiculaire au champ magnétique. Pour un fluide ayant une vitesse v ce coefficient a pour valeur :

$$k_{\perp} = \frac{1}{3} \lambda_{\perp} v \quad (9.21)$$

où λ_{\perp} est le libre parcours moyen entre deux diffusions le long de la direction radiale, perpendiculaire au champ magnétique. En 1998, Steenberg montra de manière simple que ce libre parcours moyen perpendiculaire au champ magnétique ne pouvait être supérieur au rayon de giration des particules que ce soit dans le régime de faible ou de forte diffusion (Steenberg 1998). On a ainsi :

$$\lambda_{\perp} \leq \rho_L \quad (9.22)$$

Si l'on prend comme valeur pour R le rayon de la nébuleuse, un temps caractéristique d'advection serait alors l'âge du pulsar. Ainsi les processus diffusifs dominent les processus advectifs si et seulement si :

$$\frac{T_d}{T} = \frac{3R^2}{2\lambda_{\perp}vT} = \frac{3R}{2\lambda_{\perp}} \leq 1 \quad (9.23)$$

ce qui donne en utilisant la relation 9.22 :

$$\rho_L \geq \lambda_{\perp} \geq \frac{3R}{2} \quad (9.24)$$

Pour une valeur de R de $\sim 0.1pc$ le rayon de giration minimum pour négligé la diffusion est de deux ordres de grandeurs supérieurs à la valeur correspondante pour une particule du TeV dans un champ magnétique de l'ordre de $1.7nT$ ($\sigma = 0.001$). Pour une valeur de σ plus grande $\sigma = 0.1$ le rayon de giration trouvé se rapproche de la limite inférieure. Encore une fois le cas faiblement magnétisé $\sigma = 0.1$ ne peut être rejeté totalement. Dans ce dernier cas les processus de diffusion ne sont plus négligeables et des simulations plus complexes doivent être effectuées. De manière générale, si nous nous contentons d'étudier les cas où σ petit (~ 0.001) les processus de diffusion pourront être négligés sur les processus de convection.

La dernière approximation faite est celle d'un fluide irrotationnel. Cette hypothèse est la plus dure à justifier. Notons juste que proche du choc terminal la vitesse du plasma est radiale et que très rapidement cette dernière s'aligne sur la direction de propagation du pulsar. Le fluide est donc irrotationnel dans ces deux zones et sera approximé comme tel dans l'ensemble du système.

Expression du champ de vitesse

Si l'on assume le fluide incompressible et irrotationnel en aval du choc terminal alors le champ de vitesse obéit à la relation suivante :

$$\nabla \cdot \vec{v} = 0 \text{ et } \nabla \times \vec{v} = 0 \quad (9.25)$$

Ce champ de vitesse dépend donc des conditions limites et si l'on pose $\rho^{1/2}v = -\nabla\Phi$ on a alors :

$$\Delta\Phi = 0 \quad (9.26)$$

La solution la plus générale à cette équation se décompose sur la base des harmoniques sphériques. On peut donc l'écrire :

$$\begin{aligned} \Phi = & \sum_{m,n} \left(\left(\frac{r}{R_{TS}} \right)^n (A_{m,n} Y_{m,n}^c(\theta, \phi) + B_{m,n} Y_{m,n}^s(\theta, \phi)) \right. \\ & \left. + \left(\frac{R_{TS}}{r} \right)^{n+1} (C_{m,n} Y_{m,n}^c(\theta, \phi) + D_{m,n} Y_{m,n}^s(\theta, \phi)) \right) \end{aligned} \quad (9.27)$$

où $n \in [0, \infty]$ et $m \in [0, n]$. Nous avons ici une géométrie axisymétrique et les conditions limites sont les suivantes. A l'infini :

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \nabla\Phi = -\rho_{ISM}^{1/2} v_{PSR} (\cos(\theta) \vec{e}_r + \sin(\theta) \vec{e}_\theta) \quad (9.28)$$

et près du choc terminal qui est supposé sphérique :

$$\lim_{r \rightarrow R_{TS}} \nabla\Phi = -\rho_{TS}^{do} v_{TS}^{do} \vec{e}_r \quad (9.29)$$

Le potentiel résultant est donc :

$$\Phi = \rho_{ISM}^{1/2} v_{PSR} R_{TS} \cos(\theta) \left(\frac{R_{TS}^2}{2r^2} + \frac{r}{R_{TS}} \right) + \frac{R_{TS}^2 (\rho_{TS}^{do})^{1/2} v_{TS}^{do}}{r} \quad (9.30)$$

et le champ de vitesse correspondant peut se mettre sous la forme :

$$v_r = v_{TS}^{do} (\epsilon^{2/3} R_{TS} \cos(\theta) \left(\frac{R_{TS}^2}{r^3} - \frac{1}{R_{TS}} \right) + \frac{R_{TS}^2}{r^2}) \quad (9.31)$$

et

$$v_\theta = v_{TS}^{do} \left(\frac{\epsilon^{2/3} R_{TS} \sin(\theta)}{r} \left(\frac{R_{TS}^2}{2r^2} + \frac{r}{R_{TS}} \right) \right) \quad (9.32)$$

avec $\epsilon = (\rho_{ISM}^{1/2} v_{PSR} / (\rho_{TS}^{do})^{1/2} v_{TS}^{do})^{3/2}$. La pression exercée par le milieu interstellaire étant égale à la pression dynamique juste avant le choc, ce paramètre ϵ est donc égal au rapport à la puissance 4/3 des pressions dynamiques en amont et en aval du choc. Ce rapport de pression dans la limite de faible σ étant approximativement de 1/3 (Kennel et Coroniti 1984a), ϵ sera alors pris proche de 0.44. La carte de ce champ de vitesse pour un facteur de Lorentz de 10^6 et un paramètre $\sigma = 0.001$ est présenté sur la Figure 9.4. Proche du choc terminal la vitesse sera approximativement de $c/3$. Elle évoluera globalement selon $1/r$ loin de ce choc.

Expression du champ magnétique

Notre problème ici est de trouver une solution du champ magnétique advecté par le champ de vitesse en aval du choc. L'axe magnétique étant aligné à l'axe de rotation seule la composante azimuthale de B sera considérée et ainsi l'équation d'induction sera :

$$\nabla \times (\vec{v} \times B_\phi \vec{e}_\phi) = \nabla \times \left(\frac{B_\phi}{r \sin(\theta)} \right) (r \sin(\theta) \vec{v} \times \vec{e}_\phi) = 0 \quad (9.33)$$

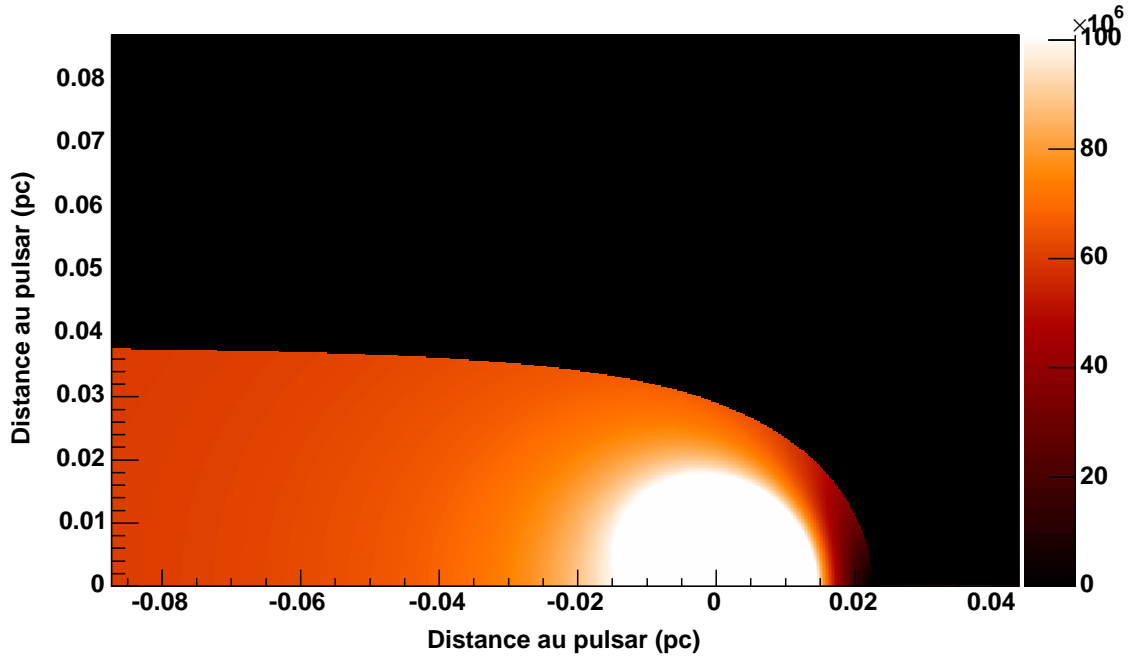


FIG. 9.4: Carte de vitesse en m/s pour le vent choqué.

Avec la relation du triple produit vectoriel et l'hypothèse d'incompressibilité on a :

$$\nabla \left(\frac{B_\phi}{r \sin(\theta)} \right) \times \nabla \Psi = 0 \quad (9.34)$$

où on a utilisé le fait que :

$$\nabla \times (r \sin(\theta) \vec{v} \times \vec{e}_\phi) = 0 \quad (9.35)$$

pour faire la substitution

$$\nabla \Psi = (r \sin(\theta) \vec{v} \times \vec{e}_\phi) \quad (9.36)$$

Cette substitution est très utile car Ψ est constant le long d'une ligne de champ. En prenant alors le produit scalaire de \vec{e}_ϕ avec (9.35) on a :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B_\phi}{r \sin(\theta)} \right) \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{B_\phi}{r \sin(\theta)} \right) \frac{\partial \Psi}{\partial r} \quad (9.37)$$

Le Jacobien de $(\Psi, B_\phi/r \sin(\theta))$ est donc égal à zéro et nous pouvons alors écrire que :

$$\frac{B_\phi}{r \sin(\theta)} = f(\Psi, \phi) \quad (9.38)$$

B_ϕ étant indépendant de ϕ , $B_\phi/(r \sin(\theta))$ sera donc constant le long de chaque ligne de champ. Ψ peut être résolu explicitement en intégrant tout d'abord $\partial \Psi / \partial r$ puis en différenciant selon θ . Ψ est ainsi déterminé de façon unique et est donnée par :

$$\Psi = v_{TS}^{do} (R_{TS}^2 \cos(\theta) + \frac{1}{2} \epsilon^{2/3} \frac{\sin^2(\theta)}{r} (r^3 - R_{TS}^3)) \quad (9.39)$$

Pour le champ magnétique on a donc la relation suivante :

$$\frac{B_\Phi}{r \sin(\theta)} = \frac{B_{TS}^{do} \sin(\theta_{TS})}{R_{TS} \sin(\theta_{TS})} \quad (9.40)$$

et ainsi :

$$B_\Phi = \frac{B_{TS}^{do} r \sin(\theta)}{R_{TS}} \quad (9.41)$$

Le champ magnétique dépend donc du rapport de la distance à l'axe de symétrie sur le rayon du choc terminal. Le long de la discontinuité de contact le champ magnétique est donc maximal. Une carte du champ magnétique pour une modélisation du de Geminga avec un $\gamma = 10^6$ et un paramètre $\sigma = 0.001$ est présentée sur la Figure 9.5.

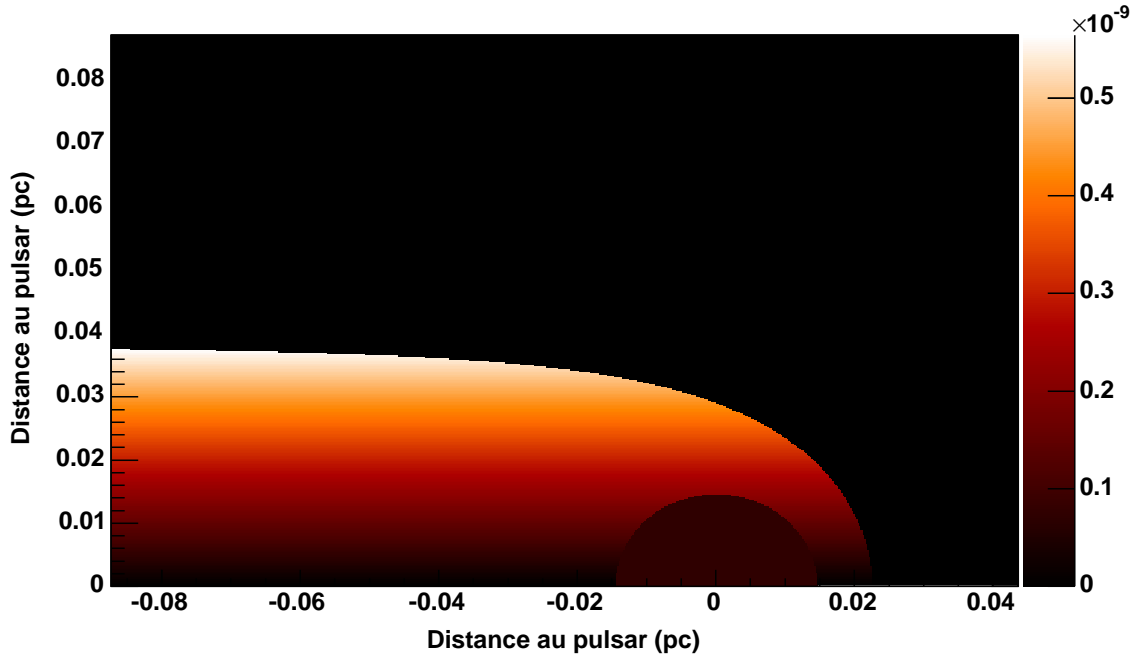


FIG. 9.5: Carte du champ magnétique en Tesla pour le vent choqué de facteur de Lorentz $\gamma = 10^6$ et de paramètre $\sigma = 0.001$.

Evolution de l'énergie d'une particule advectée dans le plasma

En aval du choc, l'énergie des particules évolue du fait des pertes adiabatiques et radiatives. Pour être en accord avec les précédentes équations MHD, nous allons approximer les pertes adiabatiques par celles d'un gaz idéal et relativiste en expansion avec un indice adiabatique de $4/3$. Si l'on considère les pertes synchrotron bien plus importantes que les pertes Compton inverse, (ce qui est généralement le cas pour beaucoup de nébuleuses), l'énergie E d'une particule évolue selon :

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{1}{3}E\nabla \cdot \vec{v} - \frac{2}{3}c\gamma^2\left(\sigma_T \frac{B^2 \sin(\delta)^2}{2\mu_0}\right) \quad (9.42)$$

dans cette équation σ_T est la section efficace de Thompson et δ est l'angle d'incidence des particules sur le champ magnétique. Avec une distribution isotrope de particules $\langle \sin(\theta)^2 \rangle = 2/3$. En régime stationnaire la dérivée convective dE/dt sera égale à $\vec{v} \cdot \nabla E$ et le terme $\frac{1}{3}E\nabla \cdot \vec{v}$ sera égale à 0 du fait de l'hypothèse incompressible. Sur une ligne de champ on a donc :

$$v_s \frac{\partial E}{\partial s} = - \frac{4E^2 \sigma_T B_s^2}{6\mu_0 m_e^2 c^3} \quad (9.43)$$

avec s l'abscisse curviligne le long de la ligne de champ et $v_s = \sqrt{v_r^2 + v_\theta^2}$ la vitesse des particules. Quant au champ magnétique on aura $B_s = B_\phi$. En divisant par E^2 et en intégrant on a la relation suivante :

$$\frac{1}{E} - \frac{1}{E_{TS}} = \frac{1}{E_\infty} \text{ avec } \frac{1}{E_\infty} = \int_0^s \frac{4\sigma_T B_s^2 ds}{6\mu_0 m_e^2 c^3 v_s} \quad (9.44)$$

Il nous reste maintenant à déterminer ds en fonction de dr . On a en général en coordonnées sphériques, pour un plan ou ϕ est constant $ds^2 = dr^2 + (rd\theta)^2$. Or

$$d\theta = \frac{-d \cos(\theta)}{\sin(\theta) dr} dr \quad (9.45)$$

donc

$$ds = \left(1 + \frac{r^2}{\sin^2(\theta)} \left(\frac{d \cos(\theta)}{dr}\right)^2\right)^{1/2} dr \quad (9.46)$$

Il faut donc trouver pour un Ψ (c'est à dire pour une ligne de champ) donné et un r donné la valeur de θ et donc de $\cos(\theta)$ correspondante. Avec la définition de Ψ vu précédemment, $\cos(\theta)$ est solution d'une équation polynomiale du deuxième ordre et vaut :

$$\cos(\theta) = \frac{1}{\epsilon^{2/3}(r^3 - R_s^3)} [rR_{TS}^2 - (R_{TS}^4 r^2 + 2\epsilon^{2/3}(r^3 - R_{TS}^3) \left(\frac{1}{2}\epsilon^{2/3}(r^3 - R_{TS}^3) - \frac{\Psi r}{v_s}\right)^{1/2}] \quad (9.47)$$

Avec cette expression de $\cos(\theta)$ on a :

$$\begin{aligned} \frac{d \cos(\theta)}{dr} &= \frac{1}{\epsilon^{2/3}(r^3 - R_s^3)} (R_{TS}^2 \\ &- \frac{(R_{TS}^2 2r + 6\epsilon^{2/3} r^2 (\frac{1}{2}\epsilon^{2/3}(r^3 - R_{TS}^3) - \frac{\Psi r}{v_s}) + 2\epsilon^{2/3}(r^3 - R_{TS}^3) (\frac{3}{2}\epsilon^{2/3} r^2 - \frac{\Psi}{v_s}))}{2 * (R_{TS}^4 r^2 + 2\epsilon^{2/3}(r^3 - R_{TS}^3) (\frac{1}{2}\epsilon^{2/3}(r^3 - R_{TS}^3) - \frac{\Psi r}{v_s}))}) \\ &- \frac{\cos \theta^3 r^2}{(r^3 - R_{TS}^2)} \end{aligned} \quad (9.48)$$

Et enfin avec l'ensemble de ces définitions on a

$$\frac{1}{E_\infty} = \int_{R_{TS}}^r \frac{4\sigma_T B_s^2}{6\mu_0 m_e^2 c^3 v_s} \left(1 + \frac{r^2}{1 - \cos(\theta)^2} \left(\frac{d \cos(\theta)}{dr}\right)^2\right)^{1/2} dr \quad (9.49)$$

Distribution de particules dans la nébuleuse

Avec la relation de conservation du nombre de particules dans la nébuleuse on a :

$$f_{TS}(E_{TS}) dE_{TS} = \rho_{TS}^{do} K(\alpha) E_{TS}^{-(2\alpha+1)} dE_{TS} = f(E, s, \psi) dE \quad (9.50)$$

où $f(E, s, \psi)$ est la fonction de distribution de particules au sein de la nébuleuse. Or $1/E_{TS} = 1/E - 1/E_\infty$ donc

$$f(E, s, \psi) = \rho_{TS}^{do} K(\alpha) \left(\frac{1}{E} - \frac{1}{E_\infty}\right)^{2\alpha+1} \frac{dE_{TS}}{dE} \quad (9.51)$$

et comme

$$\frac{dE_{TS}}{dE} = \left(\frac{1}{E} - \frac{1}{E_\infty}\right)^{-2} \frac{1}{E^2} \quad (9.52)$$

on a au final pour la distribution de particules au sein de la nébuleuse :

$$f(E, s, \Psi) = \rho_{TS}^{do} K(\alpha) \left(\frac{1}{E} - \frac{1}{E_\infty}\right)^{2\alpha-1} \frac{1}{E^2} \quad (9.53)$$

Spectre d'émission synchrotron

Si l'on suppose que l'intégralité de l'émission synchrotron d'une particule d'énergie E et d'angle d'incidence $\theta = \pi/2$ est concentré dans un photon d'énergie critique

$$E_S(E) = \frac{3heBc^2E^2}{4\pi(m_e c^2)^3\beta} \quad (9.54)$$

alors la puissance émise par cette même particule s'exprime de la façon suivante :

$$P_{SE}(E) = \frac{4\sigma_T c \beta^2 B^2}{3m_e^2 c^4 2\mu_0} E^2 \quad (9.55)$$

De plus comme on a $j(E_S)dE_S = 4\pi f(E, \Psi, s)P_{SE}(E)dE$, l'émissivité $j(E_S)$ peut s'exprimer de la façon suivante :

$$j(E_S) = 4\pi \rho_{TS}^{do} K(\alpha) \left(\frac{1}{E} - \frac{1}{E_\infty}\right)^{2\alpha-1} \frac{1}{E^2} \frac{4\sigma_T c \beta^2 B^2}{3m_e^2 c^4 2\mu_0} E^2 \frac{dE}{dE_S} \quad (9.56)$$

avec l'expression de E_S donnée à l'équation 9.54 on a finalement pour la puissance perdue par unité de volume :

$$\begin{aligned} E_S j(E_S) &= 4\pi \frac{\rho_{TS}^{do} K(\alpha)}{2} \left(1 - \left(\frac{E_S}{\frac{3heBc^2}{4\pi(m_e c^2)^3\beta}}\right)^{1/2} \frac{1}{E_\infty}\right)^{2\alpha-1} \frac{4\sigma_T c \beta^2 B^2}{3m_e^2 c^4 2\mu_0} \left(\frac{\frac{3heBc^2}{4\pi(m_e c^2)^3\beta}}{E_S}\right)^{(2\alpha-1)/2} \\ &= 4\pi \frac{\rho_{TS}^{do} K(\alpha) p_s}{2} \left(1 - \left(\frac{E_S}{\delta_s}\right)^{1/2} \frac{1}{E_\infty}\right)^{2\alpha-1} \left(\frac{\delta_s}{E_S}\right)^{(2\alpha-1)/2} W.m^{-3} \end{aligned} \quad (9.57)$$

où dans cette équation :

$$p_s = \frac{4\sigma_T c \beta^2 B^2}{3m_e^2 c^4 2\mu_0} \text{ et } \delta_s = \frac{3heBc^2}{4\pi(m_e c^2)^3\beta} \quad (9.58)$$

9.4 Résultats du modèle pour Geminga

9.4.1 Analyse des queues vues par XMM

Le modèle présenté précédemment a été appliqué pour reproduire les émissions synchrotron du pulsar de Geminga. Ce modèle est cohérent avec comme paramètre libre uniquement σ et γ . Mais comme nous l'avons vu seules des valeurs de σ petites permettent de valider l'approche advective. Au niveau de la structure des zones émissives après intégration de la carte en émissivité synchrotron sur la ligne de visée deux queues apparaissent le long de la discontinuité de contact (voir Figure 9.6) . Ces queues sont principalement dues à l'anisotropie du champ magnétique que nous avons prise au choc terminal avec une dépendance en $\sin(\theta)$. Grâce à cette anisotropie le champ magnétique est alors augmenté presque d'un facteur 3 le long de la discontinuité par rapport à la valeur au choc terminal dans le plan équatorial du pulsar et l'émission synchrotron y est alors renforcée. C'est cette augmentation du rayonnement synchrotron le long de la

discontinuité qui est à l'origine des queues observées en X. Notre modèle, en introduisant une anisotropie du champ magnétique au choc terminal reproduit donc bien la structure de queues observées en X. Notre modèle reproduit également bien le rapport attendu entre le rayon du choc terminal et celui de la discontinuité de contact pour $\theta = 0$. En assimilant notre système à un piston relativiste de Landau-Lifshitz le rapport de ces rayons vaut :

$$\frac{R_{TS}}{R_{CD}} = \frac{X - 1}{X} \quad (9.59)$$

où X est le rapport de compression au choc. Dans la limite de choc fort c'est à dire pour σ très faible ce facteur vaut environ 3 donnant ainsi un rapport de 0.66 très proche du rapport observé dans notre carte en émissivité.

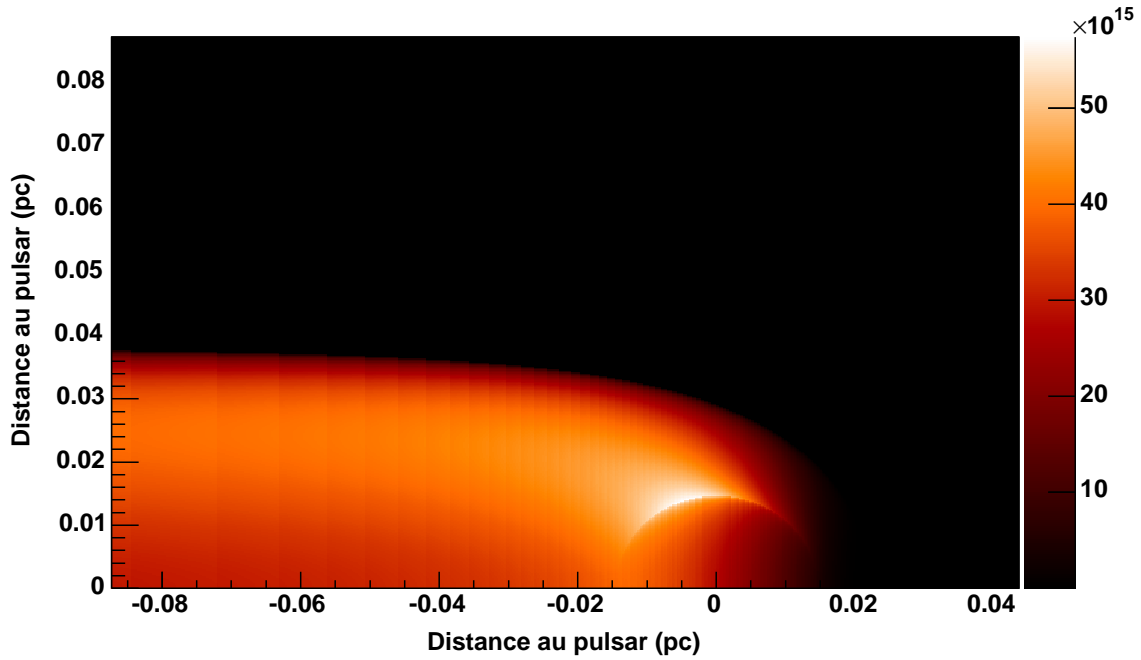


FIG. 9.6: Carte en émission intégrée sur la ligne de visée à une énergie de 4 keV pour un facteur de Lorentz $\gamma = 10^6$ et un paramètre $\sigma = 0.001$.

Nous avons vu que l'anisotropie de B introduite au choc terminal ainsi que son amplification le long de la discontinuité de contact est responsable des structures observées. Il est alors concevable que d'autres anisotropies créant alors une dépendance selon θ des différentes grandeurs (ρ, v, B) puissent expliquer la traîne derrière Geminga observée avec Chandra. Ces anisotropies pourraient être dues à la présence d'un jet, de reconnexions magnétiques localisées...

Mais il est pour l'instant bien dur de modéliser l'ensemble de ces phénomènes. Il faudra donc dans de futurs travaux, essayer de rajouter une par une ces composantes. Pour ce qui est des reconnexions magnétiques de récentes simulations RMHD (Komissarov et Lyubarsky 2003; Del Zanna et al. 2004) ont déjà inclus l'impact de ces phénomènes sur la distribution en angle de B. En effet B dépendait de θ selon :

$$B(\theta) = B_{TS}^{up} \sin(\theta) \tanh(b(\pi/2 - \theta)) \quad (9.60)$$

où b est un facteur contrôlant l'épaisseur de la zone de reconnexion. L'impact de ce paramètre sur la distribution est visible sur la Figure 9.7. Avec une telle distribution le champ devient quasi nul proche de l'équateur.

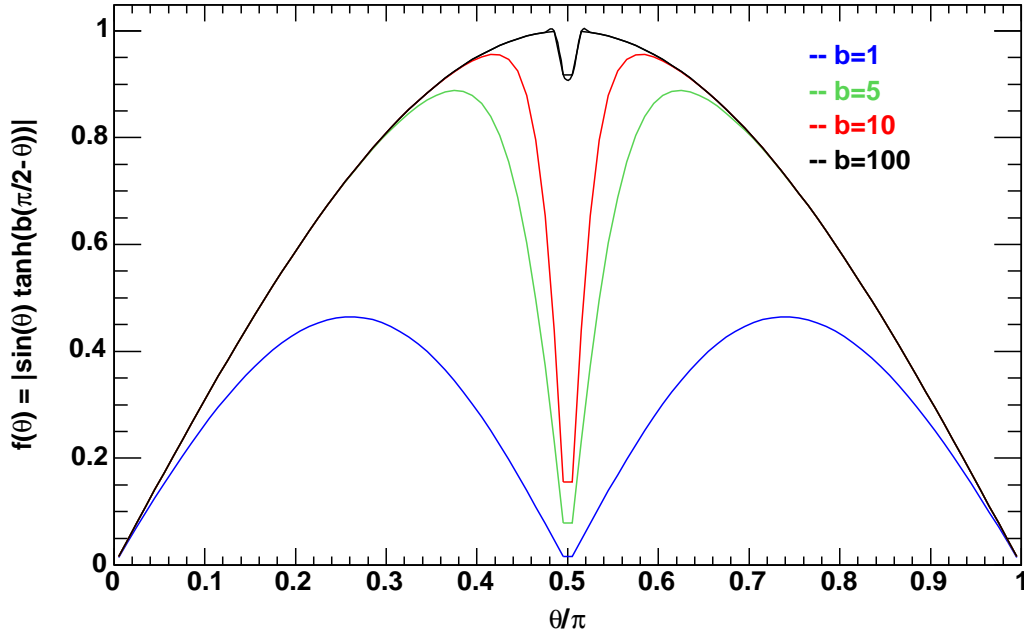


FIG. 9.7: Dépendance selon θ du champ magnétique dans les modèles de Komissarov (2003) et Del Zanna (2004).

De futures simulations prenant en compte cette dépendance seront donc effectuées dans l'avenir.

9.4.2 Comparaison des spectres XMM

Le spectre XMM de l'ensemble de la nébuleuse est formé d'une partie thermique et d'une autre non thermique que nous avons modélisée. C'est cette partie non thermique qui se retrouve dans les deux queues observées derrière le pulsar. L'indice spectral de la distribution de particules correspondantes est proche de 2.2, ce qui est un résultat classique pour des chocs relativistes. C'est cet indice spectral que nous avons pris dans notre modèle. Comme nous le montre la Figure 9.8 le spectre résultant du modèle est en accord avec celui observé pour un facteur de Lorentz en amont du choc proche de 10^6 et un paramètre σ voisin de 0.001. Ces résultats sont en accord avec les paramètres trouvés pour d'autres nébuleuses. Pour le Crabe par exemple Kennel et Coroniti trouvèrent dans leur modèle $\sigma = 0.003$ et $\gamma_{TS}^{up} \sim 10^6$. En revanche l'énergie maximum imposée dans notre modèle est sûrement bien trop grande. Elle correspond à l'énergie maximum que peut fournir le pulsar et n'est donc pas très réaliste. Il faudrait alors utiliser INTEGRAL pour contraindre à plus hautes énergies l'énergie maximum des photons et donc celle des électrons. Cette limite serait très utile pour discriminer parmi les modèles existants ceux pouvant accélérer les particules à de telles énergies.

9.5 Conclusion

Dans cette partie nous avons développé la première étape d'un modèle permettant de reproduire directement les images et spectres observés en X. Ce modèle s'appuie sur une hypothèse d'incompressibilité et d'irrotationnalité du fluide où les processus de diffusion sont dominés par les processus de convection.

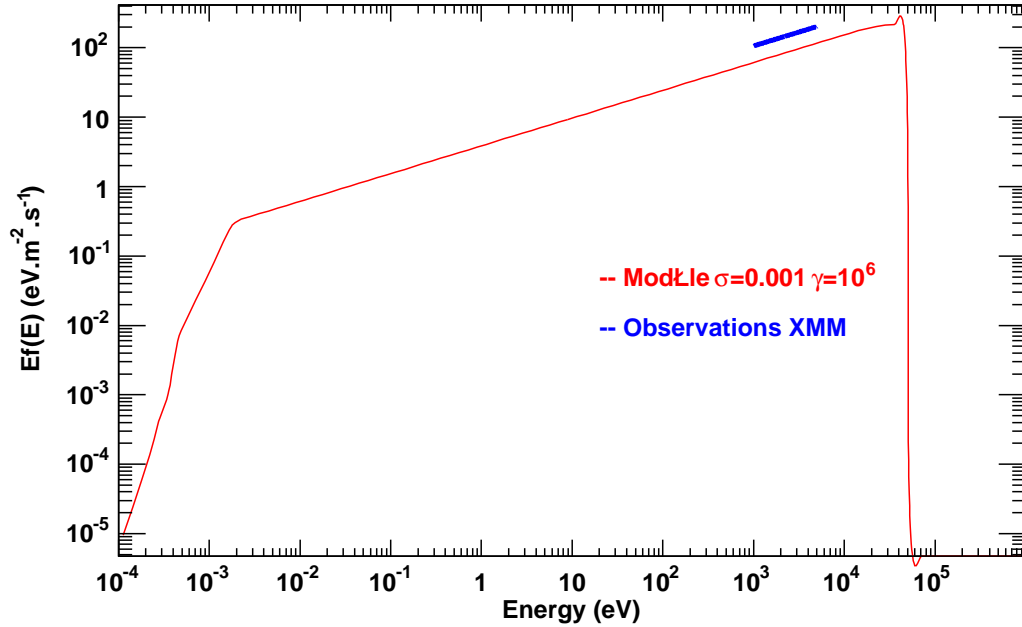


FIG. 9.8: Spectre synchrotron pour un facteur de Lorentz $\gamma = 10^6$ et un paramètre $\sigma = 0.001$.

Pour $\sigma = 0.001$, l'énergie maximum des particules requise est de l'ordre de 320 TeV. L'accélération de Fermi au choc terminal n'est pas suffisante pour produire ces particules, car ce processus est limité par la taille du vent choqué. En effet dans une diffusion de Bohm à 380 TeV, le libre parcours moyen des particules est de l'ordre de 10 fois la largeur du vent. Un autre type d'accélération est donc nécessaire. Quant à notre modèle il semble en très bon accord avec les résultats obtenus avec XMM sur le pulsar Geminga. Il reproduit enfin les structures observés avec XMM et notamment les deux queues s'étendant derrière le pulsar sur plus de 0.05-0.06 pc. Pour de plus grandes valeur de σ de l'ordre de 0.1, l'accélération de Fermi pourrait donner les valeurs observées d'énergie maximum, et la diffusion de Bohm pourrait opérer. Dans ce cas notre approche convective serait alors à revoir et des processus diffusifs devraient être ajoutés. Mais pour de telles valeurs de σ le champ magnétique serait beaucoup plus uniforme et le contraste pour l'observation des queues moins grand.

Il nous reste maintenant à inclure d'autres anisotropies comme la présence d'un jet le long de l'axe de rotation et étendre notre zone spectrale jusqu'au TeV en incluant les pertes Compton inverse pour directement comparer avec les nombreuses observations H.E.S.S de nébuleuses de pulsars. Il faudrait de plus dans un futur proche introduire les phénomènes diffusifs pour voir l'impact sur le contraste de l'image.

**Article sur la modélisation des
émissions synchrotron du vent
choqué de Geminga**

DRAFT VERSION.
Preprint typeset using L^AT_EX style emulateapj v. 11/26/04

HIGH-ENERGY PARTICLES IN THE TAILS OF GEMINGA

M. FOROT AND I. A. GRENIER

AIM, Paris7/CEA/CNRS, Service d'Astrophysique, CEA Saclay, 91191 Gif/Yvette, France

Draft version.

ABSTRACT

The very hard synchrotron X-ray tails that have been imaged around the nearby Geminga pulsar ? reveal a relativistic wind from this middle-aged pulsar. Given its spin-down power, space velocity, and the surrounding interstellar conditions, we can estimate the bow shock system geometry as a function of the Lorentz factor and magnetization level (σ) of the pulsar wind. We find that Fermi acceleration at the interstellar bow shock and the subsequent inverse Compton radiation on the local interstellar radiation field cannot explain the X-ray data, so the tails are produced by synchrotron radiation from very energetic electrons.

For a weakly magnetized wind ($\sigma \sim 10^{-3}$), a simple force-free model of the velocity and magnetic fields downstream of the terminal shock shows that particle energies in excess of 320 TeV are required by the X-ray data and that Fermi acceleration at the terminal shock cannot produce them. These extreme energies are very close to the full electric potential that Geminga can power across its open magnetosphere. The combination of the velocity structure and amplification of the magnetic field advected near the contact discontinuity produce two synchrotron tails that match the shape and flux recorded in X rays.

For a more strongly magnetized wind ($\sigma \geq 0.1$), the observations require slightly less energetic (~ 180 TeV) particles that can be marginally produced by diffusive acceleration at the terminal shock. One expects a much lower contrast in the synchrotron image behind the pulsar in this case. Further work is needed to check the level of synchrotron flux from rapidly diffusing particles behind the pulsar.

Subject headings: Particle acceleration, PWN, Relativistic shocks

1. INTRODUCTION

Pulsars are born with high kick velocities of typically 200-500 km/s ?. At early stages, they have not moved far from their birth place and their relativistic wind nebulae are confined by the ambient pressure in the supernova remnant. By the time they have travelled two thirds of the remnant expanding size, the local sound speed has dropped and they move at supersonic speed, driving a bow shock in front of them. Several examples are known that still cruise inside their remnant, such as G327.1-1.1 ?, IC443 ?, and W44 ?. The high-energy particles form a synchrotron X-ray tail that lags behind the pulsar as behind a comet. It can turn into a longer TeV tail where the ageing particles up scatter the ambient soft photon field. This is the case behind PSR B1823-13 for instance ?? . After several tens of thousands of years, the pulsar crosses the remnant shell and escapes at supersonic speed into the interstellar medium, like the Mouse ?, the Black Widow ?, and Geminga ?. The wind nebula is then confined in a bow shock by the interstellar ram pressure. The shock shows up in optical images as an $H\alpha$ Mach cone as we see behind the Mouse and the Black Widow. The light is due to collisional excitation and charge exchange at the bow shock. This cometary morphology strongly modifies the MHD flow of the relativistic wind by providing an exit for the kinetic and magnetic energy, and rather stationary conditions in the pulsar frame. Away from the complexities of the medium inside a supernova remnant, this stage can provide very useful constraints on the wind properties from middle-aged pulsars, espe-

cially on the origin of their acceleration which is still an open issue.

As one of the closest pulsars known and still a powerful γ -ray emitter, therefore an active particle accelerator at his age of ~ 0.34 Myr, Geminga appears as an excellent example to study a bow-shock wind nebula. Two 0.1 pc long X-ray tails have been found trailing the pulsar ?. Its optical proper motion ? corresponds to a velocity of $126.5/\cos(i)$ km/s for an inclination i onto the plane of the sky. The comparison of the tails image with a typical bow shock geometry suggests an inclination $i < 30^\circ$?, so we will adopt $v_{psr} = 135$ km/s as a characteristic speed. At a short distance $D = 157^{+59}_{-34}$ pc ?, Geminga dwells in a reasonably well known gas and radiation environment. The tail image suggests motion at Mach 14 to 20 in a medium with a low atomic density of $(0.6 - 1.5)10^5 m^{-3}$?. Indeed, Geminga is not crossing a major local cloud and the hydrogen column-density of $1.110^{20} cm^{-2}$ measured in its direction is consistent with an ambient density $< 210^5 m^{-3}$ which is typical of the warm HI medium. We will therefore adopt an interstellar environment with a temperature $T_{ism} = 8000$ K, a mass density $\rho_{ism} = 2.310^{-22} kg m^{-3}$ (for a mean atomic mass of 1.4), and the average strength of the local, total magnetic field $B_{ism} = 0.6 \pm 0.2$ nT ? around Geminga. The pulsar period and period derivative (from the ATNF database) yield a spin-down power $\dot{E}_{psr} = 3.310^{27}$ W, a magnetic field strength $B_* = 3.310^8$ T at the stellar poles, and an angular velocity $\Omega = 26.5$ rad/s. Whereas the pulsed γ rays steal 1 or 2 % of the spin-down power away, the very hard $E^{-1.6 \pm 0.2}$ photon spectrum recorded in the tails between 0.3 and 5 keV amounts to a tiny fraction of the

rotational power (210^{-6} , ?).

In the case of synchrotron emitting tails, particles with energies higher than a few hundred TeV should flow down the wind. Yet, particles accelerated at the bow shock could up-scatter the ambient soft photon fields to the X-ray domain. The motivation for this work is to validate the synchrotron hypothesis and to study where the particles are with respect to the wind terminal shock (TS) and interstellar bow shock (BS) by modelling their radiation in the different regions. We also look for constraints on their maximum energy and their origin in terms of Fermi acceleration.

2. CONSTRAINTS ON THE SYSTEM GEOMETRY

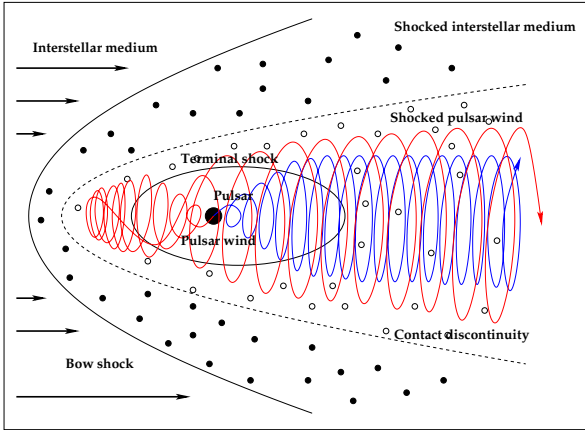


FIG. 1.— Interaction of the relativistic wind from a supersonic pulsar with the interstellar medium.

Several groups have carried out hydrodynamic simulations to map the double structure of a bow-shock wind nebula, with a reverse terminal shock moving into the wind and a forward bow shock into the surrounding gas ????. The main features are outlined in Figure 1. In the unshocked wind region located between the pulsar light cylinder and the terminal shock, the relativistic wind flows freely outwards and is often assumed to be ‘cold’, i.e. to have zero pitch angle and produce no significant synchrotron radiation. This silent zone has been observed inside the inner X-ray ring of the Crab nebula ?. The thermalized shocked wind that flows back from head to tail can radiate profusely in the shocked field. Its flow is bounded by a contact discontinuity (CD) which separates it from the shocked interstellar medium. Pressure balance across the two shocked media is verified in the simulations. The terminal shock is elongated. It extends further behind the pulsar than it does in front because the shocked wind pressure at the back must balance the quiet interstellar one instead of the much stronger ram pressure of the front regions. For both shocks and throughout the paper, we use the subscripts 1 and 2 for the upstream and downstream media, respectively.

To constrain the system geometry, namely the stand-off radii of BS, CD, and TS, one needs the compression ratios of the two shocks which can be obtained from the MHD jump conditions for a perpendicular shock near the nose. For the bow shock, the classical jump conditions in the shock frame (conservation of the mass flux $\rho.v$

and magnetic flux $B.v$, of the momentum flux $p + \rho v^2 + B^2/2\mu_0$, and of the energy flux $(p + B^2/2\mu_0).v + (p/(\gamma - 1) + \rho v^2/2 + B^2/2\mu_0).v$) yield the compression ratio, X , as the solution of the following equation:

$$0 = 2p_{B1}(\gamma - 2)X^3 - X^2[2\gamma p_1 + (\gamma - 1)(p_{ram1} + 4p_{B1})] + 2\gamma X[p_{B1} + p_1 + p_{ram1}] - (\gamma + 1)p_{ram1} \quad (2)$$

where p_1 , p_{B1} , and p_{ram1} respectively note the thermal, magnetic, and ram pressure in the upstream flow, i.e. in the undisturbed interstellar medium. The gas ratio of specific heats is $\gamma = 5/3$. For the environment properties and pulsar velocity given in the introduction, we find $X = 3.1$ and downstream pressure terms very close to equipartition in the BS reference frame.

For the terminal shock, the relativistic jump conditions in the shock frame (conservation of the mass flux $\Gamma\beta n^*$ and magnetic flux $\Gamma\beta B^*$, of the momentum flux $\Gamma^2\beta[\gamma p/(\gamma - 1) + n^*mc^2 + B^{*2}/\mu_0]$, and of the energy flux $\Gamma^2\beta^2[\gamma p/(\gamma - 1) + n^*mc^2 + B^{*2}/\mu_0] + p + B^{*2}/2\mu_0$) yield the compression ratio, Y , as the solution of the following equation:

$$0 = \Gamma_1\beta_1 + \frac{\sigma_1}{2\Gamma_1} + \Gamma_1\beta_1^2\sigma_1\left(\frac{3}{2} - \frac{1}{\gamma}\right) \quad (3)$$

$$+ \Gamma_1\beta_1\left(\frac{1}{\gamma} - 1\right)(1 + \beta_1\sigma_1).Y^{-1} - \frac{\Gamma_1}{\gamma}\left(\sigma_1 + \frac{1}{\beta_1}\right).Y \quad (4)$$

$$+ \frac{1}{\gamma}\left(\frac{Y^2}{\beta_1^2} - 1\right)^{1/2} + \Gamma_1\sigma_1\left(\frac{1}{\gamma} - \frac{1}{2}\right).Y^2 \quad (5)$$

The asterisk marks the proper wind reference frame, Γ_1 the upstream wind Lorentz factor, $\beta_1 = (1 - \Gamma_1^{-2})^{1/2}$ its velocity in c units, and $\gamma = 4/3$ the adiabatic ratio for relativistic material (if TS is strong enough to thermalize the flow, i.e. $\sigma_1 < 1$). We have also introduced the magnetization parameter σ_1 of the upstream wind which is defined as the ratio between the Poynting flux and the particle energy flux:

$$\sigma_1 = \frac{B_{1w}^2}{\mu_0\rho_{1w}\beta_1\Gamma_1c^2} \quad (6)$$

ρ_{1w} and B_{1w} note the upstream wind mass density and field strength at the shock. A σ value of 10^{-3} has been measured for the Crab using different estimators ?. Values closer to 0.1 have been found for Vela and PSR B1706-44 ?. So for Geminga, we keep σ_1 and Γ_1 as free parameters. The TS compression ratio decreases from $Y = 3$ at very low $\sigma_1 \ll 1$ to $Y = 2.3$ at $\sigma_1 = 0.1$, and $Y = 1.6$ at $\sigma_1 = 0.5$. It is not sensitive to the choice of wind Lorentz factor as long as it is large. Γ_1 values of order 10^{5-6} are often quoted for pulsar winds.

The pressure balance between the shocked wind and shocked gas on the front side, and between the shocked wind and interstellar gas at the rear allows to compute the TS radii:

$$R_{TSi} = \left[\frac{\dot{E}_{psr}}{4\pi c p_i}\right]^{1/2} \quad (7)$$

where the subscript i stands for the front and back. The front pressure is dominated by the ram pressure $\rho_{ism}v_{psr}^2$ and we find a stand-off distance R_{TS} to the shock of 0.015 pc. The back pressure is dominated by the local magnetic one and we find TS at 0.077 pc behind the pulsar. It is consistent with the observed tail length of 0.1 pc. The

largest uncertainty on the stand-off distance comes from the inclination of the proper motion since R_{TS} scales inversely with space velocity. It would be 25 % smaller for a 45° inclination instead of the 20° one we chose.

The stand-off distances to the contact discontinuity R_{CD} and to the bow shock R_{BS} are then given by:

$$\frac{R_{BS}}{R_{CD}} = \frac{X}{X-1} \quad \frac{R_{CD}}{R_{TS}} = \frac{Y}{Y-1} \quad (8)$$

As expected from the small excursion of X and Y in equations 2 and 5, the overall bow shock size and relative thickness of the two shocked regions are well constrained once we know R_{TS} . We select $\sigma_1 = 0.001$ and 0.1 as two representative values of the potential wind magnetization. We restrict ourselves to $\sigma_1 < 1$ to ensure a "loud" shocked wind, with large pitch angles downstream of a strong enough shock. For $0.001 \leq \sigma_1 \leq 0.1$, we find $0.022 \leq R_{CD} \leq 0.026$ pc and $0.032 \leq R_{BS} \leq 0.038$ pc. These radii are slightly smaller, but comparable to the projected half separation of 0.045 pc seen between the tails.

3. FERMI ACCELERATION AT THE BOW SHOCK

Given the slow pulsar speed compared to a supernova shock wave, it is obvious that Fermi acceleration at the bow shock will not reach very high energies, but it can achieve high enough ones to produce inverse Compton emission in X rays. The expected spectral index $\alpha_e = (X+2)/(X-1) = 2.43$ for the electrons, thus $\alpha_{IC} = (\alpha_e + 1)/2 = 1.71$ for the differential photon spectrum of the inverse Compton emission, is fully consistent with the X-ray index of 1.6 ± 0.2 .

The maximum particle energy is limited by the small size of the downstream region. Radiative losses are not the limiting factor in this case. In the Bohm diffusion limit, one can estimate the maximum energy by limiting the downstream diffusion length to the typical size available, $R_{BS} - R_{CD}$, which yields:

$$\frac{E_{maxBS}}{e} \leq \frac{3Y B_{ism} v_{psr} R_{TS}}{(X-1)(Y-1)} \quad (9)$$

The values obtained for the $0.001 \leq \sigma_1 \leq 0.1$ interval range from 80 to 90 GeV. So, the particles accelerated at the bow shock can easily up-scatter the interstellar radiation field to X rays in the Thomson limit. The local radiation field is reasonably well known ? and composed of four main components which can be approximated as the cosmological microwave background with an energy density of 0.26 MeV m^{-3} , two dust components for a total of 0.5 MeV m^{-3} , and the stellar radiation with 0.75 MeV m^{-3} .

The electron number density in the shock can be constrained by the amount of energy they can draw from it. The efficiency is defined as the fraction of the incoming energy flux that goes into shock-accelerated particles, primarily protons. It is customary to quote 10 % efficiencies in supernova remnants because power estimates for Galactic cosmic rays suggest that over 10% of the total supernova energy must go into cosmic rays. Non-linear acceleration in modified shocks can achieve much higher efficiencies, but we do not expect strong modification at the slow Geminga speed and low BS efficiency. We will use the traditional 10 % value. The energy flux goes primarily to protons and nuclei. We will use the cosmic-ray

electron to proton ratio $e/p \sim 1\%$ to scale the total electron budget to an overall $\epsilon \sim 0.001$ efficiency. Given the power-law spectrum produced by first-order diffusive acceleration with the electron spectral index quoted above, the electron number density scales as:

$$\frac{dN_e}{dV d\gamma_e} = \frac{(2 - \alpha_e)\epsilon}{2m_e c^2} \rho_{ism} v_{psr}^2 [\gamma_{emax}^{2-\alpha_e} - \gamma_{emin}^{2-\alpha_e}]^{-1} \quad (10)$$

The maximum Lorentz factor is derived from equation 9 and we take a minimum energy of 1 MeV for the injected electrons, so the resulting density is $1.510^{-2} \text{ m}^{-3}$ for $\epsilon = 0.001$ and the selected interstellar and velocity parameters.

The interstellar electrons flow into the shock and a fraction gets trapped and diffuses up in energy. The characteristic volume of the radiating electrons in this stationary shock is $V = \pi R_{BS}^2 v_{psr} \tau_{acc}(E_{max})$ where $\tau_{acc}(E_{max})$ represents the acceleration time scale that is necessary to reach the maximum energy:

$$\tau_{acc}(E_{maxBS}) = \frac{E_{maxBS}}{\dot{E}_{acc}} = \frac{2X E_{maxBS}}{(X-1)e B_{ism} v_{psr}^2} \quad (11)$$

Using equations 8 and 9, one gets the simple form:

$$V = \frac{6XY}{(X-1)^2(Y-1)} \pi R_{BS}^2 R_{TS} \quad (12)$$

which yields volumes of $(0.067 \text{ pc})^3$ and $(0.079 \text{ pc})^3$ for $\sigma_1 = 0.001$ and 0.1, respectively. Given the bow shock cross section, these volumes extend over 0.1 pc along the pulsar motion, in good agreement with the observed tail length.

An upper limit to the inverse Compton flux can be obtained by integrating the inverse Compton power of the radiating electrons in the total energy density of 1.51 MeV m^{-3} of soft photons:

$$P_{IC} < V \int_{\gamma_{emin}}^{\gamma_{emax}} \frac{dN_e}{dV d\gamma_e} \dot{E}_{IC}(\gamma_e) d\gamma_e \quad (13)$$

We obtain upper limits of 1.310^{15} W and 2.410^{15} W for $\sigma_1 = 0.001$ and 0.1, respectively, which are both six orders of magnitude below the observed X-ray power of 6.210^{21} W . So, taking the real spectrum of the soft photons and reasonable variations around the choice of efficiencies and volume cannot explain the discrepancy. Even though Fermi acceleration can produce the necessary energies and spectrum, and that electrons trapped downstream of the bow shock would produce the right inverse Compton image, the emission faintness forces to reject this possibility and to turn to a synchrotron origin of the X-ray emission, thus to the presence of extremely energetic particles.

4. FERMI ACCELERATION AT THE TERMINAL SHOCK

To estimate how extreme these energies can be and what diffusive acceleration can achieve at the terminal shock, one needs an estimate of the wind magnetic field. The fraction of the pulsar spin-down power left as electromagnetic energy flux at TS gives the upstream field as:

$$B_{1w}^2 = \frac{\mu_0 \dot{E}_{psr}}{(1 + \sigma_1^{-1}) 4\pi R_{TS}^2 c} = \mu_0 \left(\frac{\sigma_1}{1 + \sigma_1} \right) p_i \quad (14)$$

where p_i refers to the confining front or back interstellar pressure as in equation 7. Because higher fields are more efficient, both at accelerating particles and radiatively, we will focus on the higher front magnetic fields in this section to discuss particle energies and relativistic shock acceleration.

The hard spectrum recorded by XMM indicates that the synchrotron emission peaks in energy beyond 5 keV. Let us choose 10 keV as a potential cut-off energy. The compressed field downstream of the TS nose reaches 0.22 nT and 1.62 nT for $\sigma_1 = 0.001$ and 0.1, respectively. Within R_{CD} all around the pulsar, we can make use of the Kennel and Coroniti ? solutions for a spherical wind to give an order of magnitude estimate of the ambient field in the shocked wind. We will develop a more accurate MHD flow in the next sections. For $\sigma_1 = 0.001$, the field increases downstream toward its equipartition value, but the region is very compact ($R_{CD}/R_{TS} = 1.5$) and the field would not increase by more than ~ 1.5 . For $\sigma_1 = 0.1$, the field is initially larger, but its downstream profile is rather flat. This behaviour tends to reduce the difference between the two σ cases. Therefore, to explain a synchrotron break above 10 keV, we need maximum particle energies higher than 400 TeV for $\sigma_1 = 0.001$ and above 180 TeV for $\sigma_1 = 0.1$.

Diffusive acceleration at an ultra-relativistic shock differs from the classical case by the large anisotropies in the particle distributions. Upstream particles are confined near the shock normal and only those in the downstream frame moving back near the shock normal can outrun it. The maximum energy attainable for a particle at the terminal shock in the absence of losses is limited by the acceleration time scale in the shock frame that should be less than $(R_{CD} - R_{TS})/c$??:

$$\frac{E_{maxTS}}{e} \leq \frac{3B_{2w}cR_{TS}}{2\pi(Y-1)} \quad (15)$$

which corresponds to only 10 TeV for $\sigma_1 = 0.001$ and to 80 TeV for $\sigma_1 = 0.1$. Radiative limits to the maximum energy are much higher.

So, the terminal shock of a strongly magnetized wind, with σ_1 close to 0.1 or higher, can produce energies in marginal agreement with the observed ones. There is a little more room to diffuse at the back of TS than at the front where we have calculated the field strength. Yet the field should decrease there and reduce the acceleration efficiency. In the case of a weakly magnetized wind with σ_1 close to that found for the Crab wind, diffusive acceleration cannot apparently account for the observed particle energies. The shock would then only serve to randomize the particles and turn on the synchrotron radiation. Both the observed and predicted estimates depending crucially on the true magnetic field strength in the region, we will develop below a more accurate representation of the wind MHD flow, even though admittedly still very simple. But we hope it captures the essential properties such as the advected flow and field pile-up near the contact discontinuity.

5. MODELLING THE MHD FLOW OF THE SHOCKED WIND

We aim at building a simple analytical MHD model of the flow downstream of the terminal shock to better account for the magnetic field strength near the contact discontinuity and behind the pulsar in order to explore the

maximum particle energies that can account for the X-ray emission and the synchrotron flux from the shocked wind. We have developed a first set of simulations that have indeed shown that it may be difficult to explain the latter. These calculations used the field and mass density at TS given above as a function of σ_1 , spread this particle flux into a power-law spectrum, and let the particles diffuse downstream at the Bohm limit in the magnetic flow drawn from the spherical solutions of Kennel & Coroniti. This approximation was therefore restricted to distances less than R_{CD} around the pulsar and did not account for the velocity turn-over and magnetic compression in the front regions. The resulting synchrotron flux was found to be 2 to 3 orders of magnitude lower than the recorded one, and changing the upstream wind magnetization and Lorentz factor did not improve the result. So, the high-energy particles must be much more slowly advected with the MHD flow and/or the magnetic field be amplified. The fact that the highest-energy particle gyro-radii are larger than the downstream flow size, as we have seen in the previous section for $\sigma_1 < 0.05$, strongly indicates that advection should play an important role. This is why we need a simple, but realistic model for the velocity and magnetic fields behind TS in a bow shock geometry.

5.1. Upstream wind

For this model, we use the pulsar centered spherical coordinates (r, θ, ϕ) aligned with the pulsar rotation axis. Upstream of TS, the wind flows with approximately constant radial speed. Its mass density decreases as r^{-2} ?, and the magnetic field is an Archimedian spiral with the radial component B_r falling as r^{-2} and the azimuthal one B_ϕ as $\sin\theta/r$. The magnetic inclination to the rotation axis hardly modifies this picture at the very large distances of interest (R_{TS} is $\sim 310^7$ times the pulsar light-cylinder radius), so we use the asymptotic limit of an azimuthal field far from the pulsar.

Energy conservation at TS implies that B_ϕ , the mass density, ρ , and the Lorentz factor depend on the polar angle θ ? as:

$$B_\phi(\theta) = B_{1w} \sin \theta \quad (16)$$

$$\Gamma(\theta) = \Gamma_{1w}(\eta + (1 - \eta) \sin^2(\theta)) \quad (17)$$

where η controls the ratio between the Lorentz factor at the pole and at the equator, in other words σ_1 varies with latitude. For an isotropic mass flux, the latitude dependence of ρ follows as:

$$\rho(\theta) = \frac{\rho_{1w}}{(\eta + (1 - \eta) \sin^2(\theta))} \quad (18)$$

The η parameter depends on the upstream acceleration process and is not well understood. For simplicity, we will use $\eta = 1$, so the wind density and Lorentz factor are latitude independent, but not the magnetic field. The free parameters are again the wind Lorentz factor Γ_1 and magnetization σ_1 , with the requirement that it is small compared to unity to ensure a strong enough MHD shock.

For an incompressible and isothermal flow downstream of the shock, the pressure at the contact discontinuity equals that at the terminal shock, the last one being given by the wind ram pressure just upstream of the

shock by momentum flux conservation across the shock. The density is thus given by:

$$\rho_{1w} \sim \frac{\rho_{ism} v_{psr}^2}{\Gamma_{1w} c^2} \quad (19)$$

The stand-off distance to TS, the upstream field at the shock, and the compression ratio are given in equations 5, 7, and 14.

5.2. Downstream wind

To calculate the velocity and magnetic field profiles in the downstream flow, we need several assumptions. For low magnetization values, the wind particles carry away most of the pulsar spin-down power and the shocked wind radiates only 210^{-6} of it in X rays. The tails are not seen in the optical ?. The flow magnetic energy density is comparable to the CMB energy density for low σ_1 and much larger for larger σ_1 , so the inverse Compton losses should not dominate. For all these reasons, we can assume that the radiative losses are small and the shocked wind flow is adiabatic. The incompressibility assumption follows from the choice of low σ . Recent MHD simulations confirm this assumption ?. Finally, we consider that the high-energy particles flow with the shocked medium and do not diffuse. For a magnetic field perpendicular to the flow velocity, the mean free path across the field is less than the gyro-radius. The fastest diffusion timescale corresponds to the Bohm limit, but we have seen that the mean free paths of the highest energy particles would exceed the region dimensions.

For an incompressible, irrotational, therefore non-dissipative flow, the velocity field should follow $\nabla \cdot v = 0$ and $\nabla \times v = 0$. It depends on the boundary conditions and obeys to $\rho^{1/2} v = -\nabla \Phi$ with $\Delta \Phi = 0$. For a spherical terminal shock, the most general solution of this equation is:

$$\begin{aligned} \Phi = \sum_{m,n} \left(\left(\frac{r}{R_{TS}} \right)^n [A_{m,n} Y_{m,n}^c(\theta, \phi) + B_{m,n} Y_{m,n}^s(\theta, \phi)] \right. \\ \left. + \left(\frac{R_{TS}}{r} \right)^{n+1} [C_{m,n} Y_{m,n}^c(\theta, \phi) + D_{m,n} Y_{m,n}^s(\theta, \phi)] \right) \quad (20) \end{aligned}$$

with $n \in [0, \infty]$ and $m \in [0, n]$. In this axisymmetric geometry, the boundary condition at infinity implies that

$$\lim_{r \rightarrow \infty} \nabla \Phi = -\rho_{ism}^{1/2} v_{psr} (\cos \theta e_r + \sin \theta e_\theta) \quad (22)$$

and close to the terminal shock:

$$\lim_{r \rightarrow R_{TS}} \nabla \Phi = -\rho_{2w} v_{2w} e_r \quad (23)$$

This leads to the following potential:

$$\Phi = \rho_{ism}^{1/2} v_{psr} R_{TS} \cos \theta \left(\frac{R_{TS}^2}{2r^2} + \frac{r}{R_{TS}} \right) + \frac{R_{TS}^2 \rho_{2w}^{1/2} v_{2w}}{r} \quad (24)$$

Using the definition of the compression ratio $Y = \rho_{2w} / \rho_{1w} = v_{1w} / v_{2w} \sim c / v_{2w}$ and the fact that the upstream ram pressure $\rho_{1w} v_{1w}^2 \sim \rho_{ism} v_{psr}^2$ in a low σ_1 case, one gets the velocity components:

$$v_r = \frac{c}{Y} [Y^{1/2} \cos \theta \left(\frac{R_{TS}^3}{r^3} - 1 \right) + \frac{R_{TS}^2}{r^2}] \quad (25)$$

$$v_\theta = \frac{c \sin \theta}{Y^{1/2}} \left[\frac{R_{TS}^3}{2r^3} + 1 \right] \quad (26)$$

The resulting velocity field map is presented in Figure 2 for a Lorentz factor $\Gamma_1 = 10^6$ and $\sigma_1 \sim 0.001$. Close to the terminal shock, the wind velocity is $\sim c/3$ since the compression ratio Y reaches its maximum value 3 for low magnetization. It remains highly relativistic over the whole region observed by XMM. The velocity field in the tail region behind the pulsar is rather uniform and cannot account for a sharp tail feature near the contact discontinuity, nor a hollow region just behind the pulsar. The velocity is maximum on the sides of TS, from colatitudes $\theta = 70^\circ$ to approximately 150° .

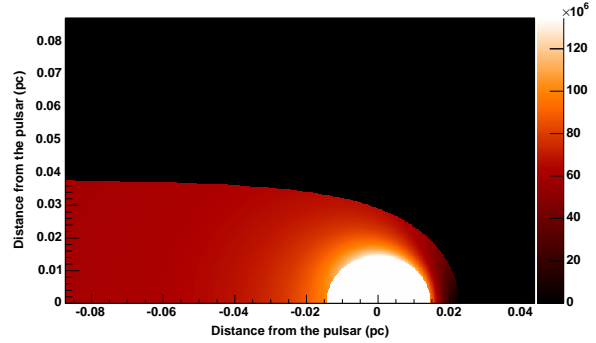


FIG. 2.— Map of the velocity field (in m/s) in the shocked wind of Geminga for an upstream Lorentz factor $\Gamma_1 = 10^6$ and a magnetization parameter $\sigma_1 = 0.001$.

To solve for the downstream magnetic field, we use the induction equation:

$$\nabla \times (v \times B_\phi e_\phi) = \nabla \times \left(\frac{B_\phi}{r \sin \theta} \right) (r \sin \theta v \times e_\phi) = 0 \quad (27)$$

with the triple vector product relation and the incompressibility assumption :

$$\nabla \left(\frac{B_\phi}{r \sin \theta} \right) \times \nabla \Psi = 0 \quad (28)$$

where we have used the fact that

$$\nabla \times (r \sin \theta v \times e_\phi) = 0 \quad (29)$$

to make the substitution

$$\nabla \Psi = (r \sin \theta v \times e_\phi) \quad (30)$$

This is a very useful substitution because Ψ is a streamline constant ($v \cdot \nabla \Psi = 0$). Taking the scalar product of e_ϕ with (29) gives :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B_\phi}{r \sin \theta} \right) \frac{\partial}{\partial \theta} \Psi = \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{B_\phi}{r \sin \theta} \right) \frac{\partial}{\partial r} \Psi \quad (31)$$

The jacobian of $(\Psi, B_\phi / r \sin \theta)$ is zero, so we can write:

$$\frac{B_\phi}{r \sin \theta} = f(\Psi, \phi) \quad (32)$$

B_ϕ being independent of Φ we can assume that $B_\phi / (r \sin \theta)$ is constant along a streamline. Ψ can be solved explicitly by writing out the components and integrating $\partial \Psi / \partial r$. Differentiation with respect to θ uniquely determines Ψ as:

$$\Psi = \frac{c}{Y} \left[R_{TS}^2 \cos \theta + \frac{1}{2} Y^{1/2} (r^2 - \frac{R_{TS}^3}{r}) \sin^2 \theta \right] \quad (33)$$

6

Forot et al.

B_ϕ is thus given by

$$B_\phi = Y B_{1w} \frac{r \sin \theta}{R_{TS}} \quad (34)$$

The magnetic field therefore varies with the ratio between the lateral distance to the axis and the terminal shock radius. It is maximum all along the contact discontinuity. Its strength is displayed in Figure 3 for a Lorentz factor $\Gamma_1 = 10^6$ and $\sigma_1 = 0.001$. One can see that the advected field builds up within ~ 0.15 pc from the contact discontinuity, preferably behind the pulsar. Values as high as 0.5 nT are found in this region which corresponds to the tail location. For a synchrotron break in hard X rays above 10 keV, they imply maximum particle energies higher than 320 TeV in the wind. The wound-up field leaves a 0.01 pc wide region with low field along the axis behind the pulsar.

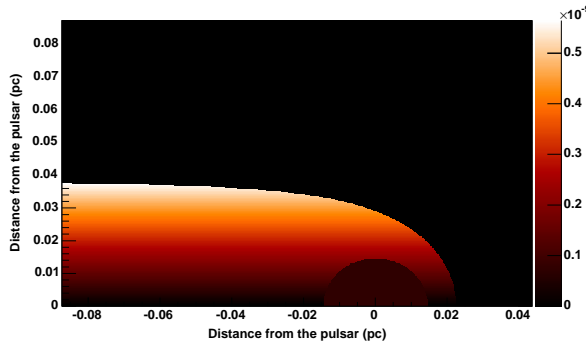


FIG. 3.— Map of the magnetic field (in Tesla) in the shocked wind for an upstream Lorentz factor $\Gamma_1 = 10^6$ and a magnetization parameter $\sigma_1 = 0.001$.

5.3. Downstream wind energy and synchrotron radiation

Adiabatic losses and synchrotron losses dominate in the downstream wind. To be consistent with the above MHD solution, we will approximate the adiabatic losses as those of a three dimensional relativistic gas with an adiabatic index 4/3. A more accurate description might be to assume first invariant conservation with $E^2 \sin^2 \delta$ proportional to B , where δ is the local pitch angle. Anisotropies can, however, be relaxed by wave turbulent pitch-angle scattering on time scales shorter than the flow time so that first invariant conservation overestimates the anisotropy. For an incompressible flow, the evolution of a particle energy along a streamline Ψ , averaged over an isotropic distribution of pitch angles, is governed by:

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{1}{3} E \nabla \cdot \vec{v} - \frac{4}{3} \sigma_T c \frac{E^2}{m_e^2 c^4} \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (35)$$

for an isotropic distribution of pitch angles and with σ_T the Thompson cross-section. For a steady and incompressible flow we obtain:

$$v_s \frac{\partial E}{\partial s} = -\frac{2}{3} \sigma_T c \frac{E^2}{m_e^2 c^4} \frac{B_s^2}{\mu_0} \quad (36)$$

In this equation s is the curvilinear coordinate and $v_s = \sqrt{v_r^2 + v_\theta^2}$ is the velocity along the streamline. It can be

integrated to lead:

$$\frac{1}{E} - \frac{1}{E_{TS}} = \frac{1}{E_\infty} \quad \text{with} \quad \frac{1}{E_\infty} = \int_0^s \frac{2\sigma_T B_s^2 ds}{3\mu_0 m_e^2 c^3 v_s} \quad (37)$$

E_∞ is the maximum possible energy at location (Ψ, s) .

The particle spectrum at the terminal shock is assumed to be a power law with a spectral index $\alpha_e \sim 2.2$. This value is predicted from simulations of particle acceleration at relativistic shocks ?? and it is consistent with observed low-energy spectra, for which synchrotron cooling has not altered the population energy distribution. The power-law mass spectrum and total mass density are related by :

$$\rho_{2w} = K(\alpha_e, E_{min}, E_{max}) \int_{E_{min}}^{E_{max}} E^{-\alpha_e} dE \quad (38)$$

where $K(\alpha, E_{min}, E_{max})$ is the normalization factor and E_{min} and E_{max} are respectively the minimum and maximum particle energies.

As we have seen in section 4, it is unlikely that Fermi acceleration at TS can produce the highest energies required by the observations for $\sigma_1 \ll 0.1$. Following ?, we will use the total electric potential available across the open magnetosphere of the pulsar as an upper limit:

$$E_{max} = e\Phi_{open} = \frac{B_s \Omega^2 R^3}{2c} \sim 3.8 \times 10^{14} \text{ eV} \quad (39)$$

One should note that this value is quite close to the maximum energies required by the observations! The minimum energy is then given by energy conservation ?:

$$E_{min} = \frac{3}{\sqrt{18}} \frac{\alpha_e - 2}{\alpha_e - 1} \Gamma_{1w} m_e c^2 \quad (40)$$

From the conservation of the particle number flux and equation 37, we can obtain the particle distribution function $f(E, s, \psi)$ anywhere in the shocked wind:

$$f(E, s, \Psi) = \frac{\rho_{1w} K(\alpha_e)}{E^2} \left(\frac{1}{E} - \frac{1}{E_\infty} \right)^{\alpha_e - 2} \quad (41)$$

To get the volume energy density, we assume that all the synchrotron radiation emitted by a particle of energy E is concentrated at its critical energy E_S given by:

$$E_S(E) = \frac{3heBc^2 E^2}{4\pi(m_e c^2)^3 \beta} \quad (42)$$

The volume energy density follows as:

$$E_S \cdot j(E_S) = p_s \left[1 - \left(\frac{E_S}{\delta_s} \right)^{1/2} \frac{1}{E_\infty} \right]^{\alpha_e - 2} \left(\frac{\delta_s}{E_S} \right)^{(\alpha_e - 2)/2} W \cdot m^{-3} \quad (43)$$

with :

$$p_s = \frac{16\pi\rho_{1w}K(\alpha_e)\sigma_T c \beta^2 B^2}{12m_e^2 c^4 \mu_0} \quad \text{and} \quad \delta_s = \frac{3heBc^2}{4\pi(m_e c^2)^3 \beta} \quad (44)$$

After integration along the line of sight, we obtain the synchrotron map which is displayed in Figure ?? for a Lorentz factor $\Gamma_1 = 10^6$ and $\sigma_1 = 0.001$. Two tails appear from the sides of TS and trail behind the pulsar with little brightness variations along the tails after they have left the TS vicinity. They result from the combination of larger velocities on the sides of the terminal shock and of larger field near the contact discontinuity. Their lateral

width of ~ 0.015 pc is quite consistent with the observed one of ~ 0.02 pc in X-rays. Their maximum brightness at TS cannot be resolved by XMM from the pulsar emission. It is not visible in the Chandra image on the sides of the inner jet because of the lack of statistics in the short exposure ?. The total spectrum is shown in Figure ?? . Given the limitations of the present model, it appears to be consistent with the XMM data, so the field amplification near the CD and residence times larger than the diffusive ones are key to producing the right amount of emission.

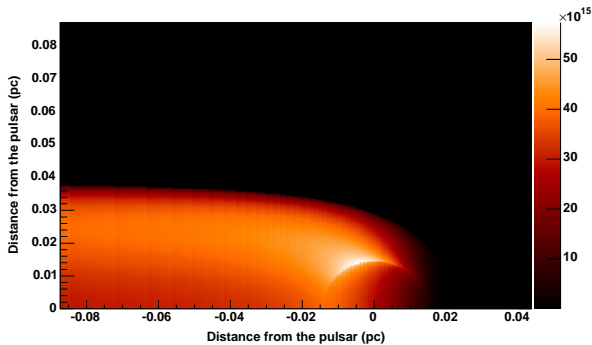


FIG. 4.— Synchrotron emission map (in $W m^{-2}$) integrated along the line of sight at 4 keV for an upstream wind Lorentz factor $\Gamma_1 = 10^6$ and magnetization parameter $\sigma_1 = 0.001$.

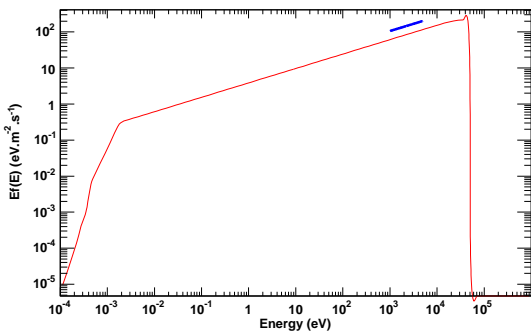


FIG. 5.— Synchrotron spectrum for a Lorentz factor $\gamma = 10^6$ and a parameter $\sigma = 0.001$.

6. CONCLUSIONS

REFERENCES

- Aharonian, F. A., et al. 2005, *A&A*, 442, L25
Arons, J. 2004, *Advances in Space Research*, 33, 466
Berezhko, E. G., & Ellison, D. C. 1999, *ApJ*, 526, 385
Bignami, G. F., Caraveo, P. A., & Mereghetti, S. 1993, *Nature*, 361, 704
Beck, R. 2001, *Space Science Reviews*, 99, 243
Bucciantini, N., Amato, E., & Del Zanna, L. 2005, *A&A*, 434, 189
Caraveo, P. A., Bignami, G. F., Mignani, R., & Taff, L. G. 1996, *ApJ*, 461, L91
Caraveo, P. A., Bignami, G. F., De Luca, A., Mereghetti, S., Pellizzoni, A., Mignani, R., Tur, A., & Becker, W. 2003, *Science*, 301, 1345
de Luca, A., Caraveo, P. A., Mattana, F., Pellizzoni, A., & Bignami, G. F. 2006, *A&A*, 445, L9
Gaensler, B. M., Schulz, N. S., Kaspi, V. M., Pivovarov, M. J., & Becker, W. E. 2003, *ApJ*, 588, 441
Gaensler, B. M., van der Swaluw, E., Camilo, F., Kaspi, V. M., Baganoff, F. K., Yusef-Zadeh, F., & Manchester, R. N. 2004, *ApJ*, 616, 383
Gaensler, B. M., Chatterjee, S., Slane, P. O., van der Swaluw, E., Camilo, F., & Hughes, J. P. 2006, *ApJ*, 648, 1037
Gaensler, B. M., & Slane, P. O. 2006, *ARA&A*, 44, 17
Hobbs, G., Lorimer, D. R., Lyne, A. G., & Kramer, M. 2005, *MNRAS*, 360, 974

These analyzes show that inverse Compton emission from the particles accelerated at the bow shock cannot account for the X ray flux, so the hard X-ray tails reveal the presence of very energetic electrons.

For a weakly magnetized ($\sigma \sim 10^{-3}$) wind, particles with energies higher than 320 TeV are required to explain a synchrotron cut-off energy above 10 keV in the average field of 0.5 nT that builds up within 0.01-0.02 pc of the contact discontinuity. Fermi acceleration at the terminal shock is not efficient enough to produce these particles because it is limited by the size of the shocked region. The Bohm mean free path at the highest energies is an order of magnitude larger than the wind radial width. The highest energy particles would also diffuse out too fast to substantially radiate. We do not expect them to take advantage of the high turbulence at the discontinuity to somehow cross it and reach the larger magnetic field in the shocked interstellar gas because the images of the Mouse and of the Black Widow do not show X-ray emission in this part. Their cometary X-ray tails are clearly confined well inside the bow shock boundaries. The lower limit we derive for the highest energies is very close to the full electric potential available across the pulsar open magnetosphere. The simple force-free wind model that has been developed shows that advected particles with this high-energy cut-off can reproduce the observations both in flux, as illustrated in Figure ??, and in shape (Figure ??). It predicts two tails 0.05-0.06 pc apart, each with a lateral thickness of ~ 0.015 pc, that trail on the sides and behind the pulsar. This morphology is consistent with the apparent 0.09 pc separation and 0.02 pc thickness of the X-ray tails.

For larger σ values of order 0.1 or more, Fermi acceleration at the terminal shock and Bohm diffusion downstream remain marginally possible, although pushed to their limit. The highest particles energies would be closer to 180 TeV and the corresponding mean free path comparable to the shocked wind radial thickness. Particle diffusion as well as a more uniform magnetic field distribution in the shocked flow at large σ would certainly reduce the contrast between the tails and the region between them. High-resolution Chandra images are needed to confirm the tail sharpness. A detailed simulation of the synchrotron radiation from diffusing charges in the bow shock configuration is needed to test whether their synchrotron radiation is bright enough or if they leave the system too fast. The lack of detectable X-ray signal between the tails could also serve to test this scenario.

Kennel, C. F., & Coroniti, F. V. 1984, ApJ, 283, 694

Moskalenko, I. V., Porter, T. A., & Strong, A. W. 2006, ApJ, 640,
L155

Stappers, B. W., Gaensler, B. M., Kaspi, V. M., van der Klis, M.,
& Lewin, W. H. G. 2003, Science, 299, 1372

Ph. D thesis, University of Utrecht, The Netherlands.

Weisskopf, M. C., et al. 2000, ApJ, 536, L81

Chapitre 10

Conclusions et perspectives

10.1 Conclusions

Comme nous l'avons vu les vents relativistes de pulsars sont de puissants accélérateurs de particules. Que ce soit proche des calottes polaires, ou bien dans la magnétosphère lointaine ces processus amènent les électrons à des énergies proche de quelques centaines de TeV. L'étude de ces objets a de plus des applications directes dans des domaines autres que l'astrophysique tel que la physique des plasmas, la physique des particules, ainsi que la physique nucléaire. Enfin avec l'avènement de télescopes X et γ de hautes résolutions leurs observations sont de plus en plus nombreuses. Pour toute ces raisons ces vents relativistes suscitent aujourd'hui un intérêt de plus en plus grand au sein de la communauté scientifique.

Dans cette thèse nous nous sommes intéressés à contraindre les modèles d'accélération de particules au sein de ces objets par une étude tant théorique qu'observationnelle. La complémentarité de ces deux types de travaux est essentielle pour la bonne compréhension des nébuleuses de pulsars et des processus physiques s'y déroulant. Les nébuleuses présentent tout d'abord une géométrie complexe formée d'un jet et d'un tore pouvant être déformés suivant l'âge du pulsar si ce dernier rencontre le choc en retour, ou bien après avoir traversé la coquille du reste évolue dans le milieu interstellaire. Suivant la région considérée les processus d'accélération diffèrent. Ces derniers peuvent même opérer simultanément sur des régions similaires rendant alors leur étude très difficile. Nous pouvons distinguer 3 sites principaux d'accélération. Proche du pulsar les particules peuvent être accélérées aux calottes polaires ou le long de la dernière ligne de champ ouverte. Entre le cylindre de lumière et le choc terminal le flux de Poynting peut être transféré à ces dernières par les reconnexion magnétiques dans le plan équatorial. Ces deux sites ont comme signature observationnelle un signal pulsé pouvant être contraint par une étude en polarisation. Plus loin au choc terminal les particules peuvent subir une dernière accélération par absorption des ondes cyclotrons émises par les ions ou bien encore par processus de Fermi relativiste. Pour contraindre ces processus il convient donc de différencier les zones émissives.

Proche du pulsar il est possible de contraindre ces processus en étudiant les propriétés du signal pulsé. Un des outils les plus puissants pour cela est l'étude de la variation de la polarisation en phase. En raison de la difficulté d'une telle mesure, jusqu'à maintenant cette étude ne fut appliquée sur le Crabe uniquement dans les domaines optique, ultra violet, radio et X mou. Dans le domaine des rayons γ , la détection d'une source polarisée fut pendant longtemps impossible pour des raisons principalement techniques. En effet au delà de 200 keV la lumière devient difficilement focalisable et d'autres techniques sont alors requises pour mesurer la polarisation dans ce domaine d'énergie. Mais avec l'avènement de télescopes Compton comme celui à bord d'INTEGRAL, cette étude est maintenant possible. Ces télescopes permettent en effet grâce à l'anisotropie azimuthale de la diffusion Compton entre deux plans détecteurs de remonter aux propriétés du champ électrique incident et donc à la polarisation de l'objet. En effet lors de ce processus les photons sont diffusés principalement dans la direction perpendiculaire à la direction

de l'onde électrique incidente. Ainsi en mesurant la modulation de la distribution des photons diffusés selon l'angle azimuthal il est alors possible de remonter à la fraction ainsi qu'à l'angle de polarisation. C'est dans cette optique que j'ai dans un premier temps participé à la calibration du mode Compton de l'imageur IBIS d'INTEGRAL. La sensibilité de ce mode permet à ce dernier d'imager des sources persistantes fortes ainsi que des événements ponctuels tel que les GRB. La méthode d'analyse des données venant de cet instrument est assez complexe. Pour résumer il faut retenir qu'il est essentiel de soustraire de manière très précise l'ensemble des événements taggés comme Compton mais ne l'étant pas. Quant à la polarisation, ce mode ne semble pas induire de fausses réponses dans la distribution des événements diffusés. Il donne de plus pour une source polarisée à 100% un facteur de modulation proche de 0.3.

En appliquant cette méthode au pulsar du Crabe, la polarisation fut étudiée dans 6 bandes en phase : les deux pré-pulses (L1 et L2), les deux post-pulses ainsi (T1 et T2) que la zone off-pulse (OP) et l'interpulse (B). En appliquant un test statistique de Rayleigh afin de mesurer la probabilité d'une telle détection, une polarisation fut détectée dans les phases OP, B, L1 et L2. En revanche dans les phases T1 et T2, la source ne semble pas être polarisée. Cette variation est en accord avec les études antérieures effectuées en optique ainsi qu'en ultraviolet. Dans le domaine OP l'angle mesuré est proche de 126° ce qui confirme les mesures faites dans d'autres domaines de longueurs d'ondes pour le pulsar même. En revanche cette valeur est en contradiction avec l'angle de polarisation mesuré sur des distances angulaires plus grandes pour la nébuleuse d'environ 152° . Bien qu'ayant une résolution angulaire insuffisante pour séparer le pulsar de sa nébuleuse, aux énergies auxquelles est observé l'objet c'est à dire entre 200 keV et 800 keV, les particules ne peuvent se trouver à de grandes distances du pulsar à cause du vieillissement synchrotron. On observe donc nous aussi des régions centrales aux hautes énergies ce qui expliquerait la valeur de l'angle trouvée. Quant à la valeur de la fraction trouvée, elle est légèrement supérieure aux valeurs à des énergies plus basses, ce qui est aisément compréhensible du fait que les processus d'émission à nos énergies sont principalement non thermiques et de ce fait induisent une polarisation plus grande. La dissymétrie observée entre les régions L et T nous indique peut être que nous sommes en présence d'un effet caustique. Cet effet pourrait être expliqué uniquement dans le modèle d'accélération du *slot gap* le long de la dernière ligne de champ ouverte. Mais ce modèle dépend fortement de la géométrie du champ magnétique proche de l'étoile et ce dernier étant relativement mal connu, il est donc difficile d'en déduire des propriétés observationnelles précises. C'est pour cette raison qu'un travail de modélisation de la magnétosphère proche du pulsar en GRMHD a débuté.

Le but final de cette étude est comme nous l'avons vu la modélisation complète de la magnétosphère de l'étoile. C'est dans cette optique que dans un premier temps je me suis concentré dans la résolution des équations de Maxwell en Formalisme 3+1 de la relativité générale et ce dans le vide. Cette étude fut faite avec la librairie LORENE du LUTH de Meudon, basée sur les méthodes spectrales. Mais cette librairie ayant été développée à la base pour une géométrie axisymétrique, l'introduction d'un champ magnétique avec un axe différent de l'axe de rotation nécessita d'étendre cette librairie au cas général non axisymétrique. Après ce travail, les équations de Maxwell furent résolues. Les zones accélératrices (où la composante de E parallèle au champ magnétique est non nulle) obtenues correspondent aux calottes polaires. Mais pour voir l'extension de ces zones le long de la dernière ligne de champ fermée il est maintenant nécessaire d'introduire une magnétosphère chargée. Ce travail est en cours et sera réalisée au cours de mon année d'ATER au sein du LUTH de Meudon.

Pour contraindre les processus d'accélération plus loin au choc terminal par exemple, il est possible d'étudier les propriétés spectrales des objets. En effet des paramètres comme l'indice spectral des particules, ou bien leur énergie maximum permet en général d'apporter d'importantes informations sur ces processus. Une telle étude fut appliquée au vent relativiste de PSR B1509-58 qui est un pulsar âgé d'un peu moins de 1700 ans et présentant tout comme le Crabe une structure de jet et de tore. Sous l'hypothèse qu'un jet soit à l'origine de ces émissions, l'évolution

du vieillissement synchrotron des particules avec la distance permet de contraindre le champ magnétique à des valeurs comprises entre 22 et 33 μG . Dans ce champ magnétique, une cassure spectrale observée proche de 160 keV nous indiqua que des particules ayant une énergie comprise entre 400 et 730 TeV étaient présentes au sein du vent relativiste de cet objet. De plus l'indice spectral observé de 2.12 ± 0.05 nous indique que si le spectre subit la cassure d'indice spectral standard de $\Delta\Gamma = 0.5$ à cause du refroidissement synchrotron, le spectre de photon non refroidi aurait un indice proche de 1.6. Un tel indice est une signature d'une accélération de Fermi relativiste. Cette accélération n'est pas contradictoire avec celle trouvée avec la polarisation. Comme nous l'avons dit précédemment, les particules peuvent subir plusieurs accélérations. Au choc terminal par exemple, il est maintenant de plus en plus admis que les particules subissent une préaccélération pour après être réaccélérées avec un processus de Fermi relativiste.

Mais pour des pulsars plus vieux, cette simple étude devient alors beaucoup plus difficile car la géométrie du système se déforme et les différentes zones potentiellement émettrices (jet, tore...) se mélangent. Il convient donc d'utiliser encore un modèle numérique simple permettant de remonter à des propriétés globales du pulsar (facteur de Lorentz, spectre de particules...). C'est dans ce but que nous avons développé un modèle analytique des émissions synchrotrons d'un vent relativiste choqué du pulsar en mouvement et ce sous l'hypothèse d'un fluide incompressible et irrotationnel. Ce modèle fut comparé à de récentes observations de Geminga qui est l'un des pulsars les plus proches de notre système. Un facteur de Lorentz de l'ordre de 10^6 ainsi qu'un spectre en particules d'indice 2.2 reproduit très bien l'ensemble des observations. Le paramètre σ représentant le rapport entre le flux de Poynting et le flux d'énergie cinétique fut lui déterminé proche de 0.001 au choc terminal. Pour ce paramètre l'accélération de Fermi relativiste ne peut créer des particules avec l'énergie maximum observée. Il est alors nécessaire d'utiliser l'intégralité de la différence de potentiel aux calottes polaires pour reproduire les énergies observées. Pour des valeurs de σ plus petites, cette énergie pourrait être en accord avec celle prédite par le processus de Fermi mais malheureusement, à de tels degrés de magnétisation les processus diffusifs ne sont plus du tout négligeables et notre modèle atteint ses limites. Nous pouvons juste supposer qu'en incorporant de tels effets la distribution du champ magnétique devrait être plus uniforme et donc moins apte à reproduire des structures comme les queues de Geminga.

En résumé, les particules au sein des vents relativistes de pulsars, peuvent subir plusieurs accélérations. En général il est admis que ces dernières subissent une préaccélération pour après être réaccélérées au choc terminal par processus de Fermi relativiste. Les processus de préaccélération peuvent s'opérer soit dans la magnétosphère proche des pulsars proche des calottes polaires soit dans le plan équatorial avec des phénomènes tels que les reconnections magnétiques. Pour contraindre les zones accélératrices proches du pulsar on peut alors utiliser la mesure de la polarisation en fonction de la phase de rotation. Cette dernière mesurée avec le mode Compton d'IBIS indique que les accélérations par reconnexion magnétique ou bien le long de la dernière ligne de champ ouverte (*slot gap*) sont les plus probables. Plus loin dans la magnétosphère, au choc terminal le processus de Fermi peut lui être contraint par des observations spectrales sur de plus grandes échelles. L'indice spectral observé ainsi que les énergies maximum mises en jeu dans la plupart des vents relativistes de pulsars sont en accord avec les prédictions d'une telle accélération même si dans certains cas comme Geminga elle semble insuffisante.

10.2 Perspectives

Le travail présenté dans cette thèse pourrait se prolonger de plusieurs façons. Tout d'abord, il serait utile d'accumuler plus de temps d'observation sur le pulsar du Crabe par exemple pour augmenter la statistique et ainsi pouvoir étudier la polarisation sur des bandes en phase plus petites. On pourrait alors plus facilement comparer nos observations aux prédictions théoriques. Mais avant de comparer nos observations aux modèles, il est dans un premier temps essentiel de mieux définir la géométrie du champ magnétique ainsi que les zones accélératrices proches du

pulsar. Cette étude sera effectuée plus en détail durant cette année au sein du LUTH de Meudon avec la modélisation de la magnétosphère chargée proche du pulsar. Il serait également très sage de poursuivre l'étude multi longueur d'onde des nébuleuses de pulsars avec des observations conjointes entre HESS et Integral par exemple. Comme nous l'avons vu une telle étude permet de contraindre à la fois le champ magnétique et le spectre de particules et nous renseignent donc grandement sur les processus d'accélération dans la magnétosphère lointaine. Cette étude est en cours dans le cas du pulsar de Vela. Pour des pulsars plus vieux notre simple modèle devrait être étendu pour tenir en compte les pertes Compton inverses par exemple afin de prédire les observations de HESS ou de GLAST dans un futur proche, ainsi que les phénomènes diffusifs pour voir l'impact du relâchement de la condition σ petit sur les contrastes obtenus dans les images.. Enfin, des télescopes comme Simbol-X également permettront de grandes avancées dans ce domaine. Ils permettront en effet avec une excellente résolution angulaire de contraindre directement les sites accélérateurs.

Références

- Achterberg et al. (2001, December). Particle acceleration by ultrarelativistic shocks : theory and simulations. *MNRAS* 328, 393–408.
- Aharonian et al. (2004, October). The Crab Nebula and Pulsar between 500 GeV and 80 TeV : Observations with the HEGRA Stereoscopic Air Cerenkov Telescopes. *ApJ* 614, 897–913.
- Aharonian et al. (2005, May). Discovery of extended VHE gamma-ray emission from the asymmetric pulsar wind nebula in MSH 15-52 with HESS. *A&A* 435, L17–L20.
- Akmal et al. (1998, September). Equation of state of nucleon matter and neutron star structure. *Phys. Rev. C* 58, 1804–1828.
- Amato et al. (2000, July). Inhomogeneous models for plerions : the surface brightness profile of the Crab Nebula. *A&A* 359, 1107–1110.
- Arons (1983, March). Pair creation above pulsar polar caps - Geometrical structure and energetics of slot gaps. *ApJ* 266, 215–241.
- Arons (1988, August). Relativistic shocks in electron-positron plasmas, and polar CAP accretion onto neutron stars : Two non-linear problems in astrophysical plasma physics. *NASA STI/Recon Technical Report N 89*, 16701–+.
- Arons et Scharlemann (1979, August). Pair formation above pulsar polar caps - Structure of the low altitude acceleration zone. *ApJ* 231, 854–879.
- Aschenbach et Brinkmann (1975, June). A model of the X-ray structure of the Crab Nebula. *A&A* 41, 147–151.
- Atoyan et Aharonian (1996, January). On the mechanisms of gamma radiation in the Crab Nebula. *MNRAS* 278, 525–541.
- Axford et al. (1978). The acceleration of cosmic rays by shock waves. In *International Cosmic Ray Conference*, pp. 132–137.
- Baade et Zwicky (1934, July). Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays. *Physical Review* 46, 76–77.
- Baring (1993, May). The suppression of pulsar and gamma-ray burst annihilation lines by magnetic photon splitting. *MNRAS* 262, 20–26.
- Baumgarte et Shapiro (2003, March). General Relativistic Magnetohydrodynamics for the Numerical Construction of Dynamical Spacetimes. *ApJ* 585, 921–929.
- Bednarz et Ostrowski (1998, May). Energy Spectra of Cosmic Rays Accelerated at Ultrarelativistic Shock Waves. *Physical Review Letters* 80, 3911–3914.
- Begelman et Li (1992, September). An axisymmetric magnetohydrodynamic model for the Crab pulsar wind bubble. *ApJ* 397, 187–195.
- Bertsch et al. (1992, May). Pulsed high-energy gamma-radiation from Geminga (1E0630 + 178). *Nature* 357, 306–+.
- Beskin et al. (1993, January). *Physics of the pulsar magnetosphere*. Book,.
- Beskin et al. (1998, September). On the MHD effects on the force-free monopole outflow. *MNRAS* 299, 341–348.
- Bhattacharya (1990, June). On the morphology of supernova remnants with pulsars. *Journal of Astrophysics and Astronomy* 11, 125–140.

- Bignami et al. (1983, September). An identification for 'Geminga' (2CG 195+04) 1E 0630+178 - A unique object in the error box of the high-energy gamma-ray source. *ApJ* 272, L9–L13.
- Bisnovatyi-Kogan (1993, August). Planetary System around the Pulsar PSR :1257+12. *A&A* 275, 161–+.
- Blandford (2002, April). High Energy Emission from Ultrarelativistic Outflows. *APS Meeting Abstracts*, A3007+.
- Blandford et Ostriker (1978, April). Particle acceleration by astrophysical shocks. *ApJ* 221, L29–L32.
- Blandford et Romani (1988, October). On the interpretation of pulsar braking indices. *MNRAS* 234, 57P–60P.
- Blondin et al. (2001, December). Pulsar Wind Nebulae in Evolved Supernova Remnants. *ApJ* 563, 806–815.
- Bocquet et al. (1995, September). Rotating neutron star models with a magnetic field. *A&A* 301, 757–+.
- Bogovalov (1999, September). On the physics of cold MHD winds from oblique rotators. *A&A* 349, 1017–1026.
- Bogovalov et Khangouljian (2002, November). On the origin of the torus and jet-like structures in the centre of the Crab Nebula. *MNRAS* 336, L53–L55.
- Bonazzola et al. (1993, November). Axisymmetric rotating relativistic bodies : A new numerical approach for 'exact' solutions. *A&A* 278, 421–443.
- Boynnton et al. (1969, September). Precision Measurement of the Frequency Decay of the Crab Nebula Pulsar, NP 0532. *ApJ* 157, L197+.
- Brazier et Becker (1997, January). High-resolution X-ray imaging of the supernova remnant MSH 15-52. *MNRAS* 284, 335–340.
- Brini et al. (1971, July). Pulsars-X-ray emission from NP 0532 in the 20-200 keV range. *Nature* 232, 80–+.
- Brinkmann et al. (1985, February). X-ray morphology of the Crab nebula. *Nature* 313, 662–664.
- Bucciantini et al. (2005, April). Relativistic MHD simulations of pulsar bow-shock nebulae. *A&A* 434, 189–199.
- Bucciantini et al. (2003, July). Spherically symmetric relativistic MHD simulations of pulsar wind nebulae in supernova remnants. *A&A* 405, 617–626.
- Camilo et al. (2006, January). PSR J1833-1034 : Discovery of the Central Young Pulsar in the Supernova Remnant G21.5-0.9. *ApJ* 637, 456–465.
- Caraveo et al. (2003, September). Geminga's Tails : A Pulsar Bow Shock Probing the Interstellar Medium. *Science* 301, 1345–1348.
- Cheng et al. (2000, July). A Three-dimensional Outer Magnetospheric Gap Model for Gamma-Ray Pulsars : Geometry, Pair Production, Emission Morphologies, and Phase-resolved Spectra. *ApJ* 537, 964–976.
- Chevalier (1998). Pulsar nebulae in supernovae. *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 69, 977–987.
- Chiang et Romani (1992, December). Gamma radiation from pulsar magnetospheric gaps. *ApJ* 400, 629–637.
- Chiang et Romani (1994, December). An outer gap model of high-energy emission from rotation-powered pulsars. *ApJ* 436, 754–761.
- Chiueh et al. (1998, October). A Critical Analysis of Ideal Magnetohydrodynamic Models for Crab-like Pulsar Winds. *ApJ* 505, 835–843.
- Contopoulos et Kazanas (2002, February). Toward Resolving the Crab σ -Problem : A Linear Accelerator? *ApJ* 566, 336–342.

- Coroniti (1990, February). Magnetically striped relativistic magnetohydrodynamic winds - The Crab Nebula revisited. *ApJ* 349, 538–545.
- Cox (1972, November). Cooling and Evolution of a Supernova Remnant . . *ApJ* 178, 159–168.
- Daugherty et Harding (1982, January). Electromagnetic cascades in pulsars. *ApJ* 252, 337–347.
- Daugherty et Harding (1996, February). Gamma-Ray Pulsars : Emission from Extended Polar CAP Cascades. *ApJ* 458, 278–+.
- de Jager et al. (1996, January). Gamma-Ray Observations of the Crab Nebula : A Study of the Synchro-Compton Spectrum. *ApJ* 457, 253–+.
- de Luca et al. (2006, January). On the complex X-ray structure tracing the motion of Geminga. *A&A* 445, L9–L13.
- Del Zanna et al. (2004, July). Axially symmetric relativistic MHD simulations of Pulsar Wind Nebulae in Supernova Remnants. On the origin of torus and jet-like features. *A&A* 421, 1063–1073.
- Del Zanna et al. (2006, July). Simulated synchrotron emission from pulsar wind nebulae. *A&A* 453, 621–633.
- DeLaney et al. (2006, April). Time Variability in the X-Ray Nebula Powered by Pulsar B1509-58. *ApJ* 640, 929–940.
- Dyks et al. (2004, May). Relativistic Effects and Polarization in Three High-Energy Pulsar Models. *ApJ* 606, 1125–1142.
- Fairhead et Bretagnon (1990, March). An analytical formula for the time transformation TB-TT. *A&A* 229, 240–247.
- Fernandez et Molinari (1993, March). Diffusion of polarized photons in the frame of the transport theory. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* 73, 341–351.
- Gaensler et al. (2002, April). Chandra Imaging of the X-Ray Nebula Powered by Pulsar B1509-58. *ApJ* 569, 878–893.
- Gaensler et al. (1999, May). SNR G320.4-01.2 and PSR B1509-58 : new radio observations of a complex interacting system. *MNRAS* 305, 724–736.
- Gaensler et al. (2001, August). Chandra Observations of the Pulsar Wind Nebula in Supernova Remnant G0.9+0.1. *ApJ* 556, L107–L111.
- Gallant et Achterberg (1999, May). Ultra-high-energy cosmic ray acceleration by relativistic blast waves. *MNRAS* 305, L6–L10.
- Gallant et Arons (1994, November). Structure of relativistic shocks in pulsar winds : A model of the wisps in the Crab Nebula. *ApJ* 435, 230–260.
- Gallant et Tufts (2002). Infrared Observations of the Crab Nebula. In P. O. Slane et B. M. Gaensler (Eds.), *ASP Conf. Ser. 271 : Neutron Stars in Supernova Remnants*, pp. 161–+.
- Gluckstern et al. (1953, June). Polarization of Bremsstrahlung Radiation. *Physical Review* 90, 1026–1029.
- Goldreich et Julian (1969, August). Pulsar Electrodynamics. *ApJ* 157, 869–+.
- Goldwurm et al. (2003, November). The INTEGRAL/IBIS scientific data analysis. *A&A* 411, L223–L229.
- Graham-Smith et al. (1996, October). The ultraviolet polarization of the Crab pulsar. *MNRAS* 282, 1354–1358.
- Greiveldinger et al. (1995, December). PSR 1509-58 and Its Plerionic Environment. *ApJ* 454, 855–+.
- Grenier et Harding (2006). Pulsar twinkling and relativity.
- Gros et al. (2003, November). The INTEGRAL IBIS/ISGRI System Point Spread Function and Source Location Accuracy. *A&A* 411, L179–L183.

- Gupta et al. (2005, August). The discovery of PSR J1833-1034 : the pulsar associated with the supernova remnant G21.5-0.9. *ArXiv Astrophysics e-prints*.
- Gvaramadze (2001, July). On the age of PSR B 1509-58. *A&A* 374, 259–263.
- Haensel et al. (1995, April). Equation of state of dense matter and maximum rotation frequency of neutron stars. *A&A* 296, 745–+.
- Hajdas et al. (2003, November). Radiation environment along the INTEGRAL orbit measured with the IREM monitor. *A&A* 411, L43–L47.
- Halpern et Holt (1992, May). Discovery of soft X-ray pulsations from the gamma-ray source Geminga. *Nature* 357, 222–224.
- Helfand et al. (2001, July). Vela Pulsar and Its Synchrotron Nebula. *ApJ* 556, 380–391.
- Heristchi (1986, December). Hard X-ray and gamma-ray bremsstrahlung production by high-energy protons in solar flares. *ApJ* 311, 474–484.
- Hesse et al. (2003, December). The Electron Diffusion Region in Component Magnetic Reconnection. *AGU Fall Meeting Abstracts*.
- Hester et al. (2002, September). Hubble Space Telescope and Chandra Monitoring of the Crab Synchrotron Nebula. *ApJ* 577, L49–L52.
- Hester et al. (1995, July). WFPC2 Studies of the Crab Nebula. I. HST and ROSAT Imaging of the Synchrotron Nebula. *ApJ* 448, 240–+.
- Hewish et al. (1968). Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature* 217, 709–+.
- Heyvaerts et Norman (2003, October). Global Asymptotic Solutions for Relativistic Magnetohydrodynamic Jets and Winds. *ApJ* 596, 1240–1255.
- Hickson et van den Bergh (1990, December). CCD observations of the polarization of the Crab Nebula. *ApJ* 365, 224–229.
- Hirotani (2005, June). Gamma-Ray Emission from Pulsar Outer Magnetospheres. *Ap&SS* 297, 81–91.
- Hoshino (1991, July). Forced magnetic reconnection in a plasma sheet with localized resistivity profile excited by lower hybrid drift type instability. *J. Geophys. Res.* 96, 11555–+.
- Hoshino et al. (1992, May). Relativistic magnetosonic shock waves in synchrotron sources - Shock structure and nonthermal acceleration of positrons. *ApJ* 390, 454–479.
- Hulse et Taylor (1975, January). Discovery of a pulsar in a binary system. *ApJ* 195, L51–L53.
- Kanbach et al. (2005, November). New optical polarization measurements of the Crab pulsar. In T. Bulik, B. Rudak, et G. Madejski (Eds.), *AIP Conf. Proc. 801 : Astrophysical Sources of High Energy Particles and Radiation*, pp. 306–311.
- Kaspi et al. (1994, February). On the spin-down of PSR B1509-58. *ApJ* 422, L83–L86.
- Kennel et Coroniti (1984a, August). Confinement of the Crab pulsar’s wind by its supernova remnant. *ApJ* 283, 694–709.
- Kennel et Coroniti (1984b, August). Magnetohydrodynamic model of Crab nebula radiation. *ApJ* 283, 710–730.
- Kijak et Gil (2003, January). Radio emission altitude in pulsars. *A&A* 397, 969–972.
- Kirk et al. (2000, October). Particle Acceleration at Ultrarelativistic Shocks : An Eigenfunction Method. *ApJ* 542, 235–242.
- Kirk et Lyubarsky (2001). Reconnection in Pulsar Winds. *Publications of the Astronomical Society of Australia* 18, 415–420.
- Kirk et Skjæraasen (2003, July). Dissipation in Poynting-Flux-dominated Flows : The σ -Problem of the Crab Pulsar Wind. *ApJ* 591, 366–379.
- Kirk et al. (2002, June). Pulsed radiation from neutron star winds. *A&A* 388, L29–L32.
- Komissarov et Lyubarsky (2004, September). MHD Simulations of Crab’s Jet and Torus. *Ap&SS* 293, 107–113.

- Komissarov et Lyubarsky (2003, October). The origin of peculiar jet-torus structure in the Crab nebula. *MNRAS* *344*, L93–L96.
- Krymskii (1977, June). A regular mechanism for accelerating charged particles at the shock front. *Akademiia Nauk SSSR Doklady* *234*, 1306–1308.
- Kuiper et al. (2001, November). 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. *A&A* *378*, 918–935.
- Lai et al. (2001, March). Pulsar Jets : Implications for Neutron Star Kicks and Initial Spins. *ApJ* *549*, 1111–1118.
- Larrabee et al. (2003, March). Lepton Acceleration by Relativistic Collisionless Magnetic Reconnection. *ApJ* *586*, 72–78.
- Lockwood et al. (1979, April). Atmospheric neutron and gamma ray fluxes and energy spectra. *J. Geophys. Res.* *84*, 1402–1408.
- Lu et al. (2002, March). Chandra Observation of Supernova Remnant G54.1+0.3 : A Close Cousin of the Crab Nebula. *ApJ* *568*, L49–L52.
- Lund et al. (2003, November). JEM-X : The X-ray monitor aboard INTEGRAL. *A&A* *411*, L231–L238.
- Lyne et al. (2004, February). A Double-Pulsar System : A Rare Laboratory for Relativistic Gravity and Plasma Physics. *Science* *303*, 1153–1157.
- Lyubarsky et Kirk (2001, January). Reconnection in a Striped Pulsar Wind. *ApJ* *547*, 437–448.
- Lyubarsky (2002, January). On the structure of the inner Crab Nebula. *MNRAS* *329*, L34–L36.
- Lyubarsky (2003a, October). The termination shock in a striped pulsar wind. *MNRAS* *345*, 153–160.
- Lyubarsky (2003b, October). The termination shock in a striped pulsar wind. *MNRAS* *345*, 153–160.
- Manchester et al. (1982, November). Discovery of radio pulsations from the X-ray pulsar in the supernova remnant G320.4-1.2. *ApJ* *262*, L31–L33.
- Marcinkowski (2006, June). GRB 030406 : An extremely hard burst outside the INTEGRAL field of view. *A&A* *452*, 113–117.
- Matheson et Safi-Harb (2005). The plerionic supernova remnant G21.5-0.9 : In and out. *Advances in Space Research* *35*, 1099–1105.
- Matt et al. (1996, October). Treatment of compton scattering of linearly polarized photons in Monte Carlo codes. *Radiation Physics and Chemistry* *48*, 403–411.
- Melatos (1998). The ratio of Poynting flux to kinetic-energy flux in the Crab pulsar wind. *Memorie della Societa Astronomica Italiana* *69*, 1009–+.
- Melatos et Melrose (1996, April). Energy transport in a rotation-modulated pulsar wind. *MNRAS* *279*, 1168–1190.
- Mereghetti et al. (2002, December). Pulse Phase Variations of the X-Ray Spectral Features in the Radio-quiet Neutron Star 1E 1207-5209. *ApJ* *581*, 1280–1285.
- Michel (2002). The state of pulsar theories. In *COSPAR, Plenary Meeting*.
- Michel (1973, March). Rotating Magnetospheres : an Exact 3-D Solution. *ApJ* *180*, L133+.
- Michel (1982, January). Theory of pulsar magnetospheres. *Reviews of Modern Physics* *54*, 1–66.
- Michel (1991). *Theory of neutron star magnetospheres*. Chicago, IL, University of Chicago Press, 1991, 533 p.
- Michel et al. (1991, February). Observation of a pulsar wind - CCD polarimetry of the Crab Nebula. *ApJ* *368*, 463–467.
- Mineo et al. (2001, December). The hard X-ray emission from the complex SNR MSH 15-52 observed by BeppoSAX. *A&A* *380*, 695–703.

- Mitrofanov et al. (1986, December). Photon Absorption and Splitting in the Magnetospheres of Neutron Star Gamma-Ray Bursters. *Soviet Astronomy* 30, 659–+.
- Moskalenko et al. (2006, April). Attenuation of Very High Energy gamma Rays by the Milky Way Interstellar Radiation Field. *ApJ* 640, L155–L158.
- Muslimov et Harding (1997, August). Toward the Quasi–Steady State Electrodynamics of a Neutron Star. *ApJ* 485, 735–+.
- Muslimov et Harding (2003, May). Extended Acceleration in Slot Gaps and Pulsar High-Energy Emission. *ApJ* 588, 430–440.
- Ng et Romani (2004, January). Fitting Pulsar Wind Tori. *ApJ* 601, 479–484.
- Novak et Marcq (2003, July). The gyromagnetic ratio of rapidly rotating compact stars in general relativity. *Classical and Quantum Gravity* 20, 3051–3060.
- Oppenheimer et Volkoff (1939, February). On Massive Neutron Cores. *Physical Review* 55, 374–381.
- Pacholczyk (1970). *Radio astrophysics. Nonthermal processes in galactic and extragalactic sources*. Series of Books in Astronomy and Astrophysics, San Francisco : Freeman, 1970.
- Parker (1958, November). Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *ApJ* 128, 664–+.
- Pavlov (2002, September). Phase Resolved Spectroscopy of the VELA Pulsar. In *Chandra Proposal*, pp. 1141–+.
- Pavlov et al. (2001, June). Variability of the Vela Pulsar Wind Nebula Observed with Chandra. *ApJ* 554, L189–L192.
- Pavlov et al. (2006, June). The Pulsar Wind Nebula of the Geminga Pulsar. *ApJ* 643, 1146–1150.
- Pétri et Kirk (2005, July). The Polarization of High-Energy Pulsar Radiation in the Striped Wind Model. *ApJ* 627, L37–L40.
- Prakash (1998). Neutron Stars. In J. G. Hirsch et D. Page (Eds.), *Neutrino Physics and Astrophysics*, pp. 153–+.
- Rees et Gunn (1974, April). The origin of the magnetic field and relativistic particles in the Crab Nebula. *MNRAS* 167, 1–12.
- Renaud et al. (2006, September). Imaging extended sources with coded mask telescopes : application to the INTEGRAL IBIS/ISGRI instrument. *A&A* 456, 389–394.
- Reynolds et Chevalier (1984, March). Evolution of pulsar-driven supernova remnants. *ApJ* 278, 630–648.
- Romanova et Lovelace (1992, August). Magnetic field, reconnection, and particle acceleration in extragalactic jets. *A&A* 262, 26–36.
- Salgado et al. (1994, November). High precision rotating neutron star models 1 : Analysis of neutron star properties. *A&A* 291, 155–170.
- Scargle (1969, May). Activity in the Crab Nebula. *ApJ* 156, 401–+.
- Schoenfelder et al. (1993, June). Instrument description and performance of the Imaging Gamma-Ray Telescope COMPTEL aboard the Compton Gamma-Ray Observatory. *ApJS* 86, 657–692.
- Schönfelder et Lichti (1973). A Balloon Borne Soft Gamma Ray Telescope. In *International Cosmic Ray Conference*, pp. 2709–+.
- Seward et Harnden (1982, May). A new, fast X-ray pulsar in the supernova remnant MSH 15-52. *ApJ* 256, L45–L47.
- Seward et al. (1983, April). MSH 15-52 - A supernova remnant containing two compact X-ray sources. *ApJ* 267, 698–710.
- Shapiro (1964, December). Fourth Test of General Relativity. *Physical Review Letters* 13, 789–791.

- Shull et al. (1989, November). Pulsar reenergization of old supernova remnant shells. *ApJ* 346, 860–868.
- Silver et al. (1978, October). Search for X-ray polarization in the Crab pulsar. *ApJ* 225, 221–225.
- Smith et al. (1988, July). The optical polarization of the Crab Pulsar. *MNRAS* 233, 305–319.
- Spitkovsky (2006, September). Time-dependent Force-free Pulsar Magnetospheres : Axisymmetric and Oblique Rotators. *ApJ* 648, L51–L54.
- Spitkovsky et Arons (1999, December). Theory of time-variability of Crab Nebula wisps. *Bulletin of the American Astronomical Society* 31, 1417–+.
- Spitkovsky et Arons (2004, March). Time Dependence in Relativistic Collisionless Shocks : Theory of the Variable “Wisps” in the Crab Nebula. *ApJ* 603, 669–681.
- Spruit et Phinney (1998, May). Birth kicks as the origin of pulsar rotation. *Nature* 393, 139–+.
- Steenberg (1998, June). *Ph.D. Thesis*.
- Tamura et al. (1996, June). Evidence for a Pulsar Jet Producing a Hot Nebula in the Supernova Remnant MSH 15-52. *PASJ* 48, L33–L36.
- Terrier et al. (2003, November). In-flight calibration of the ISGRI camera. *A&A* 411, L167–L172.
- Thompson et al. (1977, April). Final SAS-2 gamma-ray results on sources in the galactic anticenter region. *ApJ* 213, 252–262.
- Thorne (1968, July). Gravitational Radiation Damping. *Physical Review Letters* 21, 320–323.
- Thorne et MacDonald (1982, January). Electrodynamics in Curved Spacetime - 3+1 Formulation. *MNRAS* 198, 339–+.
- Trussoni et al. (1996, February). ROSAT PSPC observations of the supernova remnant MSH 15-52. *A&A* 306, 581–+.
- Ubertini et al. (2003, November). IBIS : The Imager on-board INTEGRAL. *A&A* 411, L131–L139.
- Ulmer et al. (1993, November). Gamma-Ray and Radio Observations of PSR B1509-58. *ApJ* 417, 738–+.
- Usov (1975, February). Wave zone structure of NP 0532 and infrared radiation excess of Crab Nebula. *Ap&SS* 32, 375–377.
- van der Swaluw (2003, June). Interaction of a magnetized pulsar wind with its surroundings. MHD simulations of pulsar wind nebulae. *A&A* 404, 939–947.
- Van Der Swaluw et al. (1998). Hydrodynamical simulations of pulsar wind nebulae in supernova remnants. *Memorie della Societa Astronomica Italiana* 69, 1017–+.
- van der Swaluw et al. (2002). Rejuvenating the Shells of Supernova Remnants by Pulsar Winds. In P. O. Slane et B. M. Gaensler (Eds.), *ASP Conf. Ser. 271 : Neutron Stars in Supernova Remnants*, pp. 135–+.
- van der Swaluw et al. (2001, December). Pulsar wind nebulae in supernova remnants. Spherically symmetric hydrodynamical simulations. *A&A* 380, 309–317.
- van der Swaluw et al. (2004, June). An evolutionary model for pulsar-driven supernova remnants. A hydrodynamical model. *A&A* 420, 937–944.
- Vedrenne (2001). Gamma ray astronomy beyond 2001 : What instruments for the new challenges? *Ap&SS* 276, 337–346.
- Velusamy (1985, January). Structure of the Crab Nebula - Intensity and polarization at 20 CM. *MNRAS* 212, 359–365.
- Weisskopf et al. (2000, June). Discovery of Spatial and Spectral Structure in the X-Ray Emission from the Crab Nebula. *ApJ* 536, L81–L84.
- Weisskopf et al. (1978, March). A precision measurement of the X-ray polarization of the Crab Nebula without pulsar contamination. *ApJ* 220, L117–L121.

-
- Wilson (1972a). The structure of the Crab Nebula at 2-7 and 5 GHz-I. The observations. *MNRAS* *157*, 229–+.
- Wilson (1972b, April). Numerical Study of Fluid Flow in a Kerr Space. *ApJ* *173*, 431–+.
- Zenitani et Hoshino (2001, November). The Generation of Nonthermal Particles in the Relativistic Magnetic Reconnection of Pair Plasmas. *ApJ* *562*, L63–L66.
- Zhang et Harding (2000, April). Full Polar Cap Cascade Scenario : Gamma-Ray and X-Ray Luminosities from Spin-powered Pulsars. *ApJ* *532*, 1150–1171.
- Zych et al. (1975, February). Large area double scattering telescope for balloon-borne studies of neutrons and gamma rays. *IEEE Transactions on Nuclear Science* *22*, 605–610.