N°d'ordre : 2651

THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES ET DE L'INGÉNIEUR

PAR

EMMANUEL DURAND

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR

SPÉCIALITÉ : PHYSIQUE

RECHERCHE DE PHOTONS PULSÉS AU-DESSUS DE 30 GeV DANS LE CRABE ET PSR B1951+32 AVEC LE DÉTECTEUR ČERENKOV ATMOSPHÉRIQUE CELESTE

SOUTENUE LE : 20 JANVIER 2003
APRÈS AVIS DE :

MM.	G. FONTAINE, Directeur de Recherche CNRS	**Rapporteurs**
	R. KOSSAKOWSKI, Professeur	

DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN FORMÉE DE :

MM.	J.F. CHEMIN, Professeur	**Président**
	D. DUMORA, Maître de Conférence	**Rapporteur**
	G. FONTAINE, Directeur de Recherche CNRS	**Examinateurs**
	C. GOUYFFES, Ingénieur CEA	
	R. KOSSAKOWSKI, Professeur	
	J.P. PARISOT, Professeur	
	D. SMITH, Chargé de recherche CNRS	

2003 - CENTRE D'ÉTUDES NUCLÉAIRES DE BORDEAUX GRADIGNAN

A mon Père

Remerciements

Cette thèse n'aurait pu aboutir sans l'aide et le soutien de nombreuses personnes et je tiens à les en remercier. Je prendrai donc quelques lignes pour leurs témoigner ma gratitude, et que tous ceux que j'oublie me pardonnent...

Mes premières pensées vont à mon père et à ma mère, pour tout l'amour et toute l'attention qu'ils m'ont prodiguer durant toutes ces années. Un grand merci également à mon frère Olivier et ma petite soeur Carole pour leur affection et leur soutien.

Je tiens à remercier de tout mon coeur Sonia pour ses encouragements mais également pour sa patience, car vivre en compagnie d'un thésard n'est pas toujours une tâche facile. Son incroyable soif de vivre et d'apprendre m'ont ouvert les yeux sur bien des choses et ont été une véritable source d'énergie pour moi.

Merci également à tous les membres de ma famille pour leur soutien et leur réconfort. Une pensée toute particulière à mes deux adorables cousines Emilie et Charlotte pour leur écoute et leur accueil toujours aussi chaleureux.

Mais que serais-je aujourd'hui sans mes amis ? Je tiens à remercier tout particulièrement Cédric et Graziella pour leur amitié précieuse et pour tous les bons moments passés en leur compagnie. Je pense bien sûr à tous mes amis de Charente-Maritime qui me suivent depuis si longtemps et sans qui la vie aurait été parfois bien difficile. Merci donc à Céline, Olivier, Nelly, Manou, Marie-Laure et Vincent. Un grand merci à mon second frère Loïc, en souvenir des longues nuits étoilées de notre enfance.

Je tiens bien sûr à témoigner toute ma gratitude à Denis Dumora sans qui cette aventure n'aurait jamais pu commencer. Après m'avoir encadré lors de mon stage de DEA, il m'a réellement fait confiance et m'a laissé ma chance tout au long de ces trois années et demi de thèse à la poursuite d'une émission pulsée ; qu'il trouve dans ces quelques lignes toute ma reconnaissance. Je veux également remercier David Smith pour ses précieux conseils et pour m'avoir guider avec autant de patience dans mes travaux. Merci aussi à Benoît Lott et à Thierry Reposeur pour m'avoir fait partager leur expérience et leur bonne humeur. Bien qu'il soit déjà parti, je n'oublie pas non plus Roland Le Gallou avec qui j'ai partagé, en plus de mon bureau, d'excellents moments. Je tiens également à remercier Ramesh Rannot ; sa philosophie de la vie et ses précieux conseils m'ont beaucoup aidé et j'ai énormément appris en travaillant avec lui. Mais CELESTE n'est pas uniquement un groupe, c'est également une collaboration. Merci donc à tous ceux qui ont bien voulu me soutenir et croire en moi.

Je tiens bien sûr à remercier les différents membres du jury. La complémentarité de leurs compétences ainsi que leur sérieux ont indiscutablement amélioré le fond et la forme de ce manuscrit. Merci donc à Jean-François Chemin pour avoir accepté de présider ce jury, ainsi qu'à Gérard Fontaine, Christian Gouyffes et Jean-Paul Parisot.

Merci également à l'ensemble du personnel du CENBG pour leur accueil et leur sympathie. La vie au laboratoire aurait été bien monotone sans les autres thésards, présents et passés. Je tiens donc à les remercier de tout coeur pour tous les bons moments partagés ensemble. Un grand merci donc à Cécile, Christine, Camille, Cédric, David, Hristo, Jilian, Long, Ludovic, Michaël, Roland et Sébastien.

Je souhaite également bonne chance et bon courage à Elisabeth et Johan pour leurs thèses. Un grand merci à Sébastien Incerti qui a toujours été présent pour me conseiller et m'encourager.

L'enseignement a également été une partie importante et merveilleuse de ma thèse. Merci tout d'abord à Alain Duroux pour m'avoir fait confiance et pour m'avoir permis de réaliser ma première expérience dans l'enseignement à l'IUT GMP de Bordeaux I. Je tiens tout particulièrement à remercier Maryse Lassale pour m'avoir accueilli les bras ouverts et pour avoir su me communiquer son enthousiasme et son expérience. Si on prétend souvent que les bons professeurs font les bons étudiants, je pense que l'inverse est plus juste. Un grand merci donc à tous mes étudiants pour m'avoir accordé leur confiance et ceci malgré mes erreurs. J'ai beaucoup appris et je garderai un excellent souvenir de ces deux années d'enseignement.

Je n'oublie pas non plus les différentes personnes qui ont toujours accepté de m'aider et de répondre à mes questions avec beaucoup d'intérêt et surtout énormément de patience. Merci donc à toute l'équipe de l'observatoire de Jodrell Bank et particulièrement Mark Roberts. Un grand merci à A.K. Harding, K. Hirotani et J. Dyks pour toutes leurs précieuses informations concernant la théorie des pulsars. Merci également à I. Cognard, O.K. De Jager, D.J. Thompson, P.L. Nolan et L. Kuiper pour leur aide.

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux

Introduction

L'astronomie gamma est une discipline récente qui a vu le jour dans les années 60 avec le développement des satellites, opérant en dessous de 10 GeV, et les détecteurs Čerenkov au sol, explorant quant-à eux la partie haute énergie du spectre au-delà de 250 GeV. Basé sur la reconversion de la centrale solaire THEMIS (située dans les Pyrénées Orientales françaises) en télescope pour l'astronomie gamma, le détecteur CELESTE permet pour la première fois de relier entre elles les observations de ces deux familles de détecteurs. Parmi les nombreuses sources émettant en gamma, les pulsars sucitent un intérêt particulier à ces énergies. Alors que l'on recense aujourd'hui plus d'un millier de pulsars de la radio aux X, moins d'une dizaine ont été mis en évidence à quelques GeV et aucune émission pulsée n'a été observée à plus haute énergie. Deux modèles théoriques distincts tentent depuis une trentaine d'année de décrire les processus d'accélération et d'émission au sein de la magnétosphère de ces objets. Bien que tous deux semblent expliquer la disparition de l'émission pulsée à haute énergie, ceux-ci divergent lorsqu'il s'agit de décrire la forme et l'énergie de la cassure du spectre ou encore de prédire les courbes de lumière. Aujourd'hui, les modèles n'ont toujours pas pu être départagés, faute d'observation dans l'intervalle d'énergie 10-100 GeV sur lequel ils diffèrent. Avec un seuil aux alentours de 30 GeV, CELESTE se trouve ainsi au coeur de la problématique des pulsars.

Après une brève introduction à l'astronomie gamma et aux pulsars, une première partie décrit les divers processus d'accélération et d'émission au sein de la magnétosphère ainsi que les deux modèles d'émission pulsée haute énergie : le modèle de la calotte polaire et le modèle de la cavité externe. A partir de ces prédictions et après un bilan des résultats antérieurs du détecteur spatial EGRET, deux pulsars gamma parmi les huit observés s'avèrent être les meilleurs candidats pour une détection à basse énergie avec CELESTE : il s'agit du pulsar du Crabe et de PSR B1951+32. Etant donné les spectres attendus, il est évident que tout doit être optimisé pour descendre au maximum le seuil en énergie du détecteur. Cette optimisation doit s'effectuer dans un premier temps au niveau de l'acquisition par une configuration adaptée du détecteur, puis dans une seconde étape au niveau de l'analyse des données par un ensemble de coupures adéquates.

Dans ce but, la seconde partie est consacrée à la description des caractéristiques des gerbes atmosphériques et du dispositif expérimental de CELESTE de manière à déterminer la stratégie (pointé, déclenchement) et les conditions d'observation (angle horaire de la source) optimales pour lesquelles la simulation prédit une acceptance maximale à basse énergie.

L'information temporelle est bien évidemment essentielle dans la recherche d'un signal périodique. Ainsi, une troisième partie est consacrée à la procédure de datation des événements au barycentre du système solaire puis à la traduction de ces informations temporelles en terme de paramètre de rotation du pulsar (la phase) à partir des éphémérides radio. Les outils statistiques nécessaire par la suite y sont également détaillés.

La quatrième et dernière partie est la plus importante. En tenant compte des résultats de la seconde partie, une analyse spécifique aux gamma de basse énergie est développée et justifiée. Après avoir effectué une répartition en différents lots de la statistique accumulée sur les deux pulsars observés, l'analyse ainsi développée est appliquée aux données et les résultats sont comparés et interprétés en terme de limite supérieure et/ou de flux.

Première partie

L'astronomie gamma et les pulsars

Chapitre 1

L'astronomie gamma

1.1 Du visible au rayonnement gamma

Durant des millénaires, l'Homme a scruté le ciel dans le visible. Puis, la technologie avançant, les astronomes élargirent progressivement leur vision de l'Univers en explorant toutes les facettes de la lumière de part et d'autre du domaine visible. Malgré la mise en évidence d'une émission radio en provenance de la Voie Lactée par Karl Gute Jansky en 1932, il fallut attendre le développement des radars par les militaires après la seconde guerre mondiale pour que cette astronomie de l'invisible débute véritablement. L'exploration de la lumière céleste sous toutes ses formes permit alors de découvrir des univers nouveaux. Tandis que le rayonnement infrarouge permettait d'observer et de mieux comprendre la naissance des étoiles et la collision des galaxies, les rayonnements X et gamma dévoilaient les phénomènes les plus violents de l'Univers. Ainsi, l'observation de chaque partie du spectre électromagnétique nous renseigne et complète davantage nos connaissances concernant les processus passés, présents et futurs dans notre Univers.

Le spectaculaire développement de la radio astronomie durant la trentaine d'année qui suivit la seconde guerre mondiale fut marqué par l'introduction de nouvelles techniques d'observation ouvrant progressivement les champs de recherche des radioastronomes. De nombreuses découvertes furent alors réalisées telles que la mise en évidence de la première source radio discrète par J.S. Hey dans la constellation du Cygne, Cygnus A. Progressivement, les premières cartes radio du ciel furent dressées. Ces travaux permirent alors de distinguer des sources de type galactique et extragalactique et nottament la découverte en 1962 du premier quazar 3C273 par l'australien C. Hazard à l'aide du radiotélescope de Parkes. Peu après, l'Américain A.R. Sandage, cherchant à identifier une radiosource compacte très intense s'aperçu que celle-ci se trouvait au même endroit qu'une source de rayonnement visible d'aspect stellaire[1]. En 1963, à l'observatoire du mont Palomar en Californie, M. Schmidt montra que leurs spectres présentaient un important décalage vers le rouge[2], faisant ainsi la preuve qu'il s'agissait d'objets très lointains (à peu près deux milliards d'années lumière pour 3C273) ayant des luminosités considérables (de l'ordre de cent à mille galaxies réunies). A l'heure actuelle, plusieurs milliers de telles radiosources ont été détectées.

Mais les photons ne sont pas les uniques messagers de notre Univers. Victor Hess découvrit en 1912 que des particules d'origine cosmique frappaient la Terre de toute part (il reçut d'ailleurs le prix Nobel de physique pour cette découverte en 1936). Les études progressant, les scientifiques démontrèrent qu'il s'agissait en fait de protons, d'électrons ou bien encore de noyaux d'hélium et d'éléments plus lourds. Leur direction est isotrope du fait de leur déviation dans le champ magnétique de notre Galaxie et il est par conséquent impossible de déterminer leur(s) origine(s) astrophysique(s) de par leur direction. Etant donné leur grande énergie cinétique, il ne fait aucun doute que ces particules sont produites par des

[1]En américain «quasi stellar», d'où le terme de «quasar» pour dénommer ces sources.

[2]Ce rougissement du spectre, en anglosaxon «redshift», est dû à l'effet Doppler cosmologique. Pour certains quazars, ce décalage peut être si important qu'une raie émise dans l'ultraviolet est observée dans le domaine visible.

phénomènes extrêmement violents au sein de notre univers tels que les supernovae, les pulsars ou encore les noyaux actifs de galaxie. Le rayonnement gamma (d'une centaine de keV à des énergies au-delà du TeV) prend alors toute son importance dans cette physique. En effet, celui-ci n'est pas dévié par un quelconque champ magnétique et son observation permet alors d'aller sonder directement ces objets. Le développement de l'astronomie gamma a ainsi connu un essor important à la fin du XX$^{\text{ème}}$ siècle, profitant des connaissances et des progrès de la physique des particules et de l'astronomie spatiale.

1.2 Les techniques

1.2.1 L'astronomie gamma spatiale

1.2.1.1 Trente années d'astronomie gamma embarquée

Les photons gamma entrant dans l'atmosphère se matérialisent en paires électron-positon en interagissant avec le champ électrique des noyaux la constituant et ne peuvent par conséquent pas être détectés directement au sol. Pour pallier à cette difficulté, les astronomes ont alors profité du développement des missions spatiales pour embarquer sur satellites des détecteurs capables de collecter l'information provenant de ces photons.

Les expérimentations en astronomie gamma embarquée sur satellite débutèrent en 1961 avec le satellite Explorer-XI, suivi en 1967 de OSO-3 (Observer Solar Observatory). Ce dernier démontra l'anisotropie de l'émission gamma dans le plan galactique (confirmée par les missions SAS-2 et COS-B dans les années 70). Les satellites Vela apportèrent également une importante contribution au développement de l'astronomie gamma durant les années 60-70. Alors qu'ils avaient été lancés (juin 1969) pour contrôler d'éventuelles violations du traité interdisant les tests dans l'atmosphère d'armes nucléaires, ils furent les premiers à détecter les sursauts gamma (GRB - Gamma-Ray Burst).

Mais la réelle avancée de l'astronomie gamma embarquée démarra dans les années 70, notamment avec les satellites SAS-2 (novembre 1972) et COS-B (octobre 1975). En effet, le satellite SAS-2 inaugura réellement ces trente années d'astronomie gamma passées en détectant trois sources compactes le long du plan galactique. Deux d'entre elles furent rapidement identifiées par coïncidence de leurs positions et la modulation de leur émission avec les pulsars du Crabe et Vela. La troisième source en revanche ne présentant pas de coïncidence avec une quelconque source dans les autres domaines de longueur d'onde ne put être identifiée aussitôt. Les missions satellites COS B et Einstein confirmèrent l'existence de la source respectivement en gamma et en X et celle-ci fut alors baptisée «Geminga»[3]. Son affiliation en tant que pulsar ne fut démontrée qu'en 1992 lors de la mise en évidence d'une périodicité de 237 ms à la fois dans l'émission X par J.P. Halpern et S.S. Holt [47] et dans l'émission gamma par G.F. Gignami et P.A. Caraveo [5]. L'une des victoires de SAS-2 fut également la découverte du fond diffus gamma, émission confirmée et cartographiée pour la première fois par le satellite COS-B quelques années plus tard. Ces études démontrèrent par la suite que le ciel gamma était dominé par une diffusion gamma provenant du plan galactique. Pour les énergies les plus importantes (E $>$ 100 MeV), cette émission est aujourd'hui attribuée à la désintégration des π^0 produits par l'interaction des rayons cosmiques avec le gaz interstellaire.

Quelques missions satellites furent également envoyées dans les années 80 continuant ainsi la collection d'informations concernant l'émission gamma des sources X identifiées et des sursauts gamma. Mais la particularité de cette décennie fut les nombreux efforts mis en oeuvre pour le développement de nouvelles technologies. Ainsi, dès le début des années 90, de nouvelles missions se succédèrent. La plus importante dans l'histoire de l'astronomie gamma fut sans nul doute la mission CGRO (cf. figure 1.1). Celle-ci comptait à son bord quatre expériences majeures dont le haut niveau technologique améliora incontestablement les résolutions spatiales et temporelles des observations gamma.

[3]Geminga vient de l'anglo-saxon «Gamma-ray source in Gemini». Le fait que cette source demeura non-identifiée durant des années conduisit les observateurs à trouver une autre alternative à ce nom : en argot milanais, Geminga signifie «Il n'y a rien ici»

FIG. 1.1: *Satellite de la mission CGRO (Compton Gamma Ray Observatory). Ce fut la seconde grande mission de la NASA. Lancé le 5 avril 1991, les quatre détecteurs à bord permirent une couverture du spectre électromagnétique sur six décades en énergie (30 keV - 30 GeV). Dans l'ordre croissant de leur domaine d'énergie : Burst And Transient Source Experiment (BATSE), Oriented Scintillation Spectrometer Experiment (OSSE), Imaging Compton Telescope (COMPTEL), et Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET).*

1.2.1.2 EGRET et l'astronomie gamma haute énergie

Le détecteur EGRET embarqué sur CGRO (figure 1.2) a permis de réaliser des mesures jusqu'à $\sim$10 GeV et détient ainsi les mesures sur satellite les plus hautes en énergie à ce jour. Doté d'une meilleure résolution et d'une surface de collection dix fois supérieure à ces prédécesseurs SAS-2 et COS-B, EGRET permis dans un premier temps de cartographier avec davantage de précision le fond diffus gamma en provenance du plan galactique (figure 1.3). Par la suite, les mesures effectuées permirent de dresser un catalogue de 271 sources gamma (cf. figure 1.4) d'origines galactique et extragalactique. Parmi celles-ci, 66 sont clairement identifiées comme étant des noyaux actifs de Galaxie (AGN) et 7 sont des pulsars dont le Crabe et PSR B1951+32 qui s'avèrent être de bons candidats pour CELESTE. A ce jour, 170 sources demeurent encore non identifiées. Il pourrait s'agir d'AGN (27 présentent les bonnes caractéristiques) ou encore de restes de supernova (SNR). L'hypothèse de pulsar n'est pas exclue. Il se pourrait en effet qu'il s'agisse de pulsars semblables à Geminga pour lesquels l'émission radio n'a pas été observée. Ces sources non identifiées constituent un véritable défit pour l'astronomie gamma future.

1.2.2 L'astronomie gamma au sol

Après quelques essais difficiles dans les années 60 et les deux décénies suivantes, ce n'est qu'à la fin des années 80 que des techniques se sont développées et ont permis de lancer l'astronomie gamma au sol. Les difficultés résident dans le fait que les photons gamma se matérialisent en paires électron-positon dès leur entrée dans l'atmosphère et n'atteignent pas le sol. On pourrait s'interroger sur l'intérêt d'une détection au sol quand l'astronomie gamma embarquée sur satellite existe. La raison en est simple. Les spectres du rayonnement gamma émis par les sources astrophysiques décroient lorsque l'énergie augmente. Ainsi, les flux au dessus de quelques GeV sont si faibles que les surfaces de collection nécessaires à la détection de ces photons deviennent trop importantes comparées aux possibilités de la

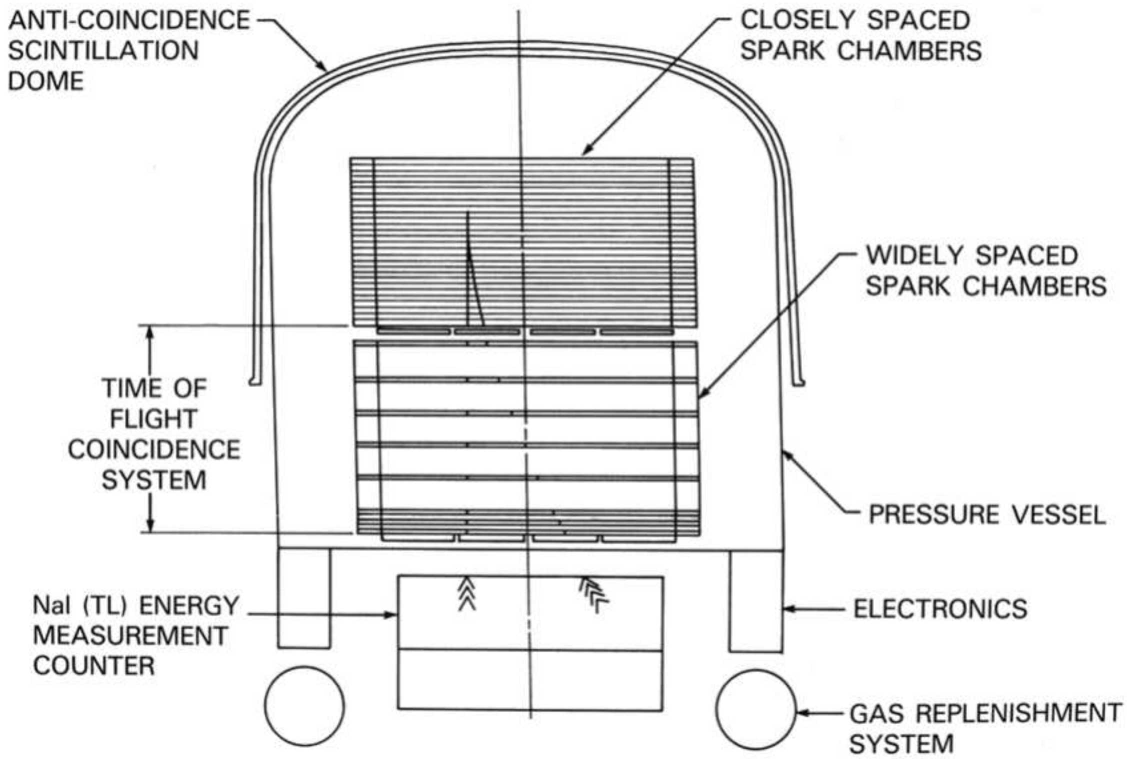


FIG. 1.2: *Schéma de principe du détecteur EGRET embarqué sur satellite dans la mission CGRO. Ce détecteur est composé d'une chambre à étincelle (partie haute) matérialisant les photons gamma en paires électron-positon, couplée à un système de mesure de temps de vol (milieu) et à un calorimètre (bas) permettant de mesurer l'énergie des gamma ainsi collectée.*

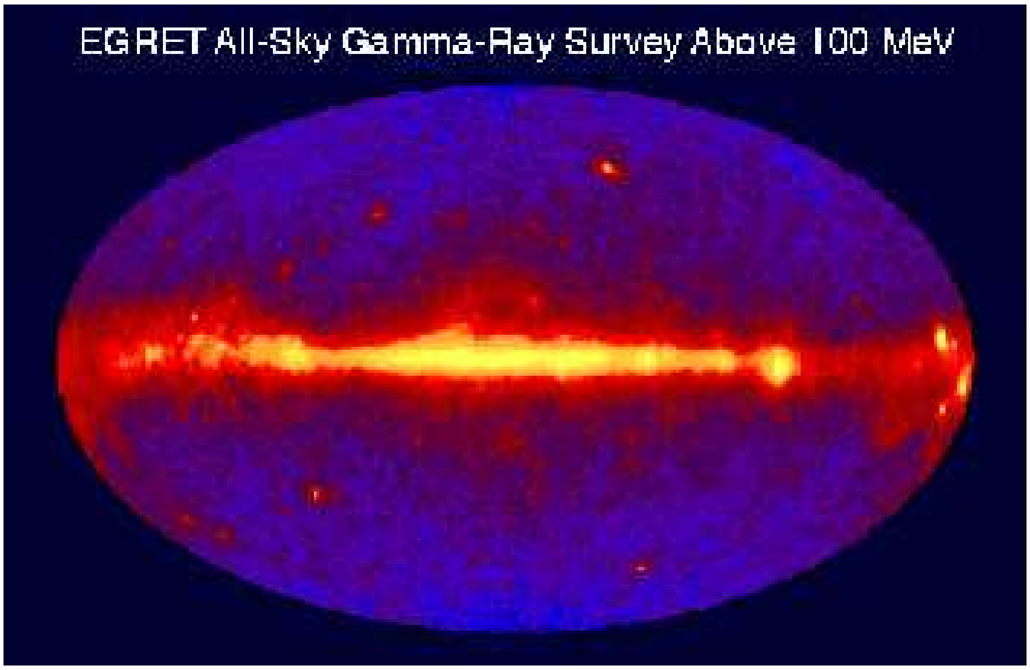


FIG. 1.3: *Le ciel gamma vu par EGRET en coordonnées galactique (E>100 MeV).*

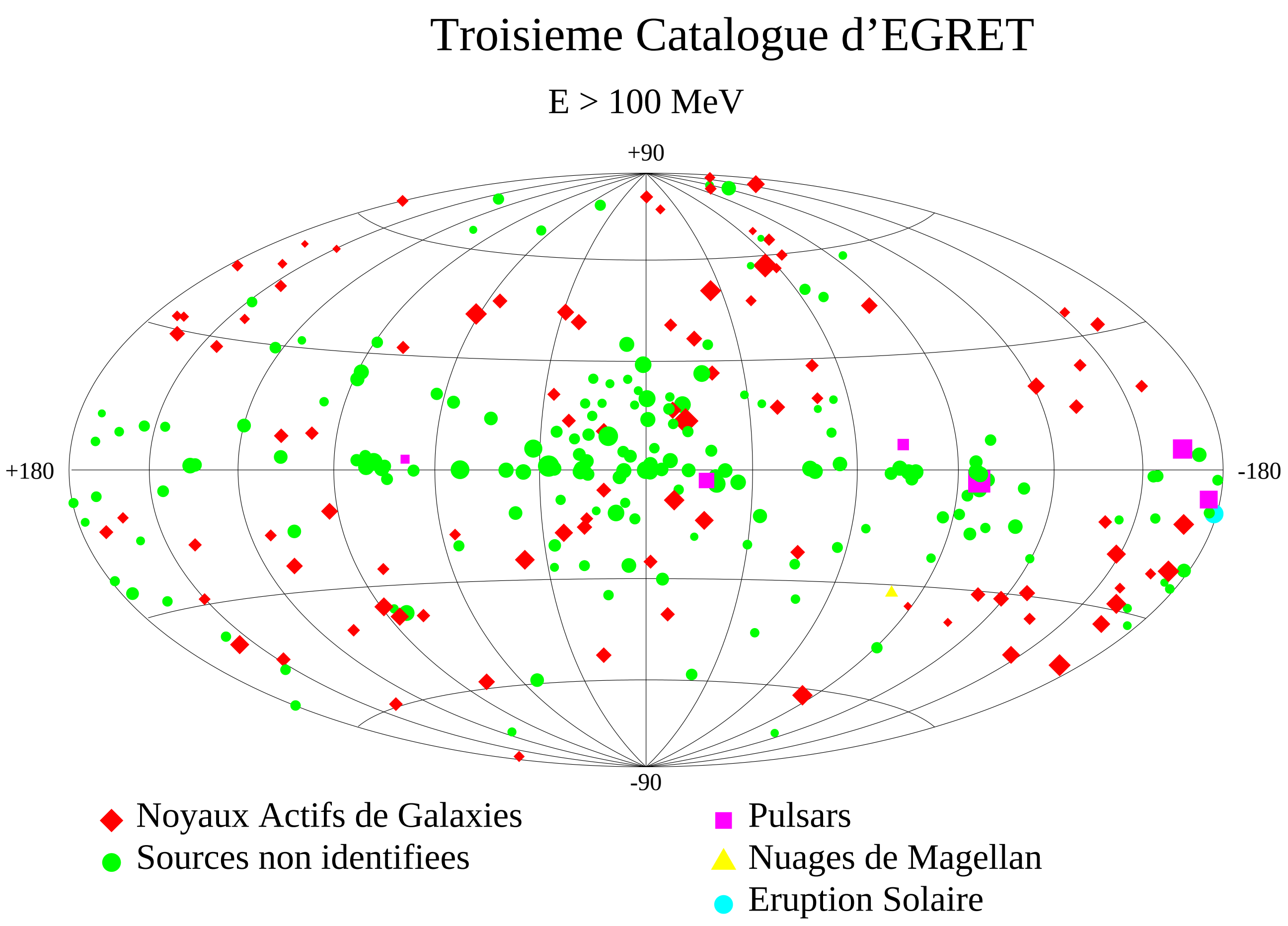


FIG. 1.4: *Ensemble des sources du troisième catalogue EGRET.*

Nom (pays participants)	Lieu	Miroirs	Seuil (GeV)
Imageurs en fonctionnement			
Whipple (USA-Irlande-Royaume Uni)	Arizona	10 m	250
CANGAROO-II (Japon-Australie)	Australie	3.8 m	500
HEGRA (Allemagne-Espagne-Arménie)	Iles Canaries	5×3 m	500
CAT (France)	Pyrénées	4.5 m	250
TACTIC (Inde)	Mt. Abu	4×3.5 m	500
Fermes solaires en fonctionnement			
CELESTE (France)	Pyrénées	40 (53) ×54 m^2	30
STACEE (USA-Canada)	Nouveau Mexique	48 (64) × 37 m^2	< 90
Solar-II (USA)	Californie	32 (64) ×40 m^2	< 100
GRAAL (Allemagne-Espagne)	Almeria	63×39 m^2	> 200

TAB. 1.1: *Imageurs et fermes solaires en fonctionnement aujourd'hui. (Tableau extrait de [101]).*

technologie spatiale. En revanche, à ces énergies, les photons gamma interagissant avec l'atmosphère génèrent des cascades de particules qu'il est possible de détecter soit directement, soit par collection des photons Čerenkov qu'elles émettent. Nous ne parlerons ici que de cette dernière technique utilisée par les télescopes Čerenkov atmosphériques.

Cette technique est confrontée principalement à deux types de difficultés : d'une part, l'intégration du bruit de fond de ciel, et d'autre part la détection des gerbes atmosphériques initiées par les rayons cosmiques bien plus nombreux que les photons gamma convoités (un facteur 100 à 1000 par rapport aux gamma de ces énergies). Pour échapper (partiellement) à ces difficultés, on fait appel à des techniques d'analyse spatio-temporelle de la lumière Čerenkov collectée et des gerbes associées. Pour ceci, on distingue deux techniques : l'imagerie des cascades atmosphériques et l'échantillonnage du front d'onde Čerenkov.

En ce qui concerne l'imagerie, cette technique a été la première à porter ses fruits avec la détection en 1989 d'un signal gamma au TeV en provenance de la Nébuleuse du Crabe par le télescope Whipple [118]. Depuis, de nombreux autres imageurs ont suivi la voie et opèrent encore aujourd'hui (cf. tableau 1.1). CAT est l'un de ceux-là et est situé au même endroit que CELESTE, sur le site de l'ancienne centrale solaire THEMIS. La technique schématisée en figure 1.5 est aujourd'hui améliorée par une meilleure résolution des caméras grâce à un découpage en pixels de plus en plus fin, et par l'utilisation de la stéréo pour augmenter encore la réjection hadronique (HEGRA et HESS [52]).

CELESTE uilise la technique d'échantillonnage dont les pionniers reconnus sont incontestablement ASGAT et THEMISTOCLE (également sur le site de THEMIS) avec des seuils respectifs de 600 GeV et 2 TeV. Tous deux ont à leur actif une détection de la Nébuleuse du Crabe [43, 30]. Cette technique s'avère tout à fait performante à basse énergie et permet de descendre en dessous du seuil des imageurs. Ainsi, quatre expériences ont vu le jour et sont actuellement opérationnelles (cf. tableau 1.1). Toutes sont basées sur la reconversion d'une centrale solaire et bénéficient ainsi à moindre coût d'une grande surface de miroirs pour échantillonner le front d'onde Čerenkov (davantage de détails concernant cette technique seront donnés dans le chapitre descriptif de CELESTE). Ces fermes solaires reconverties constituent ainsi une transition intéressante entre les imageurs et satellites actuels et futurs.

1.3 La problématique et CELESTE

Comme cela a été vu précédemment, les observations réalisées par EGRET ont permis de dresser un catalogue de 271 sources émettrices de gamma de hautes énergie. Parmi celles-ci, seuls quelques unes ont été détectées au dessus de 250 GeV par les divers détecteurs opérant au sol (tableau 1.2). La fenêtre en énergie vierge de toute observation et située entre la limite de sensibilité d'EGRET ($\sim$10 GeV) et le seuil des détecteurs au sol opérant à ce jour ($\sim$250 GeV pour CAT et WHIPPLE) est de ce

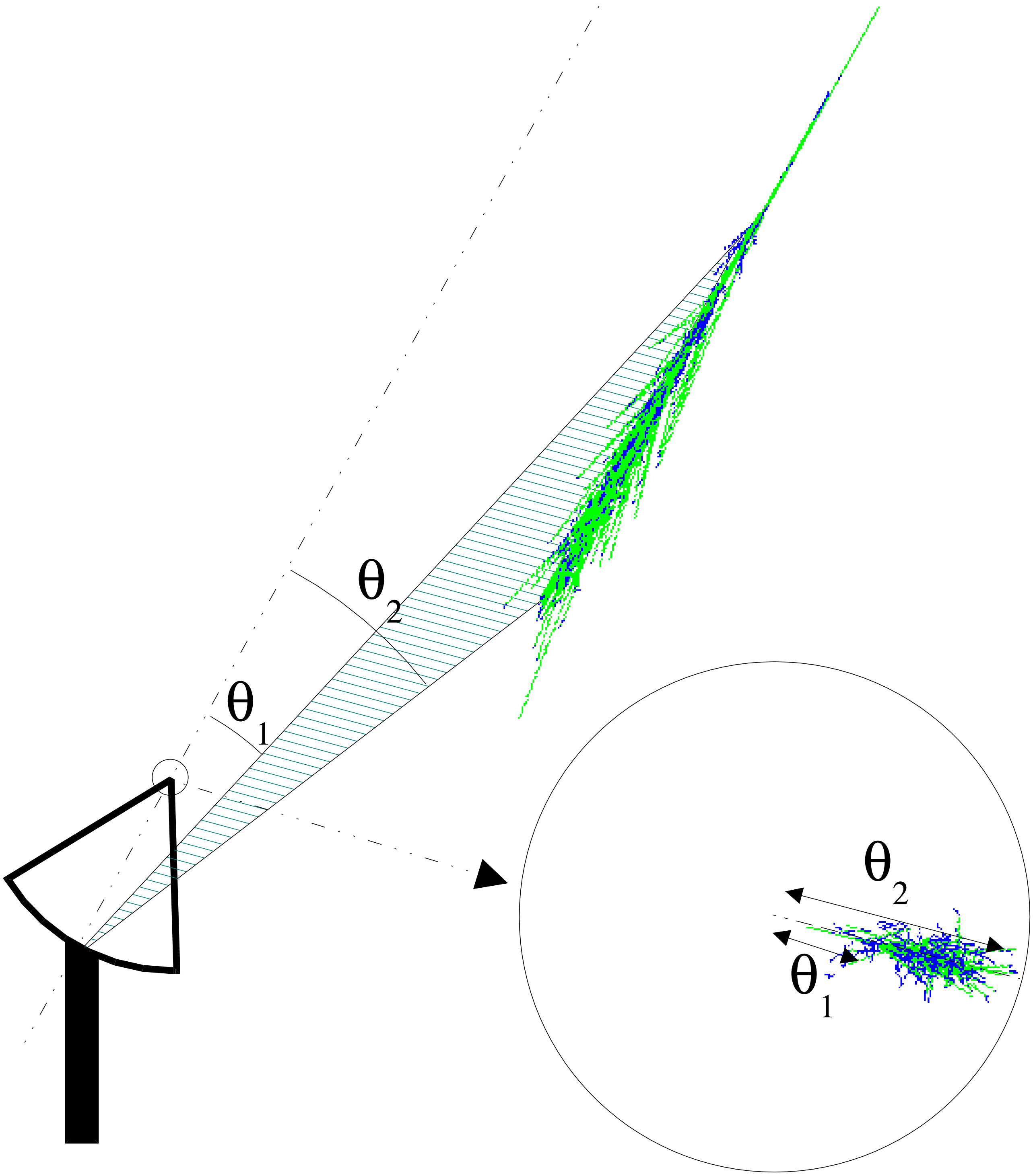


FIG. 1.5: *Schéma du principe de la technique d'imagerie Čerenkov. A partir des caractéristiques angulaires de la gerbes, il est possible de remonter à la direction du primaire et de rejeter ainsi les événements d'origine hadronique.*

Source	Type	Découverte	EGRET	crédibilité
Nébuleuse du Crabe	plérion	1989	oui	A
PSR 1706-44	plérion ?	1995	non	A
Vela	plérion ?	1997	non	B
SN 1006	RSN en coquille	1997	non	B-
RXJ 1713.7-3946	RSN en coquille	1999	non	B
Cassiopea A	RSN en coquille	1999	non	C
Mrk 421	XBL z=0.031	1992	oui	A
Mrk 501	XBL z=0.034	1995	oui	A
1ES 2344+51.4	XBL z=0.044	1997	non	C
PKS 2155-30.4	XBL z=0.116	1999	oui	B
1ES 1959+65.0	XBL z=0.048	1999	non	B-
1ES1426+42.8	XBL z=0.129	2001	non	A-

TAB. 1.2: *Catalogue des sources au TeV en 1999 d'après T. Weekes . Le haut du tableau donne les sources galactiques et le bas les sources extragalactiques. RSN signifie reste de supernova, et XBL signifie «X-ray selected BL-Lac object». La «crédibilité» donne une idée de la solidité de la détection de la source (A étant le plus crédible). (Tableau extrait de [119])*

fait d'une importance capitale pour la compréhension des divers processus d'émission de ces objets à ces énergies. CELESTE opèrant entre 30 GeV et 300 GeV se voit donc offrir une place d'honneur en allant explorer pour la toute première fois ce domaine d'énergie.

Parmi les quelques sources détectées au sol, il ne figure aucun des sept pulsars gamma haute énergie identifiés par EGRET. Nous verrons plus loin que malgré une paramétrisation différente (site d'émission, processus physique, etc) les deux modèles théoriques existants (Outer Gap et Polar Cap) prédisent tous deux cette cassure des spectres pulsés entre 1 et 100 GeV. Toutefois, l'évolution du spectre aux énergies extrêmes diffèrent et seule des observations au dessus de 10 GeV pourraient lever l'ambiguïté entre les deux théories. De ce fait, la recherche d'un signal pulsé au seuil de fonctionnement de CELESTE est d'un intérêt majeur pour la physique de ces objets.

Chapitre 2

Les pulsars

2.1 Découverte

En 1934, deux ans après la découverte du neutron par J. Chadwick [14, 15] (il recevra le prix Nobel de Physique pour cette découverte en 1935), deux astronomes, W. Baade et F. Zwicky, proposèrent le modèle de l'étoile à neutrons en tant que stade ultime de l'évolution stellaire suite à l'explosion d'une étoile en supernova [2, 3]. En 1939, J.R. Oppenheimer et G. Volkoff détaillent pour la première fois la structure interne des étoiles à neutrons : celles-ci seraient constituées de neutrons formant un gaz de Fermi dégénéré [82]. En 1967, juste avant la découverte des pulsars, F. Pacini émet l'hypothèse que la source d'énergie de la Nébuleuse du Crabe serait une étoile à neutrons fortement magnétisée et en rotation rapide [85]. Malgré toutes ces hypothèses les radioastronomes ne semblent pas s'intéresser à une éventuelle émission radio de ces objets.

En juillet 1967, A. Hewish lance la construction d'un radiotélescope destiné à un programme d'observations de la scintillation des radiosources extragalactiques dans le but d'établir une technique permettant de distinguer les quasars des radio-galaxies. En août 1967, son étudiante J. Bell détecte un signal différent de la scintillation qu'ils attribuent après mesures successives et analyses à une origine céleste et non terrestre. La périodicité du signal demeurait si stable au cours des observations que les radioastronomes crurent d'abord à une origine artificielle, une tentative de communication d'une civilisation extra-terrestre avec nous. Après de longues réflexions, Hewish et ses collaborateurs s'accordèrent pour attribuer à cette émission une origine plus physique : il s'agirait en fait d'une naine blanche ou d'une étoile à neutrons en rotation rapide. Cette découverte publiée en 1968 dans Nature [53] lui vaudra par la suite le Prix Nobel de Physique en 1974. La source en question de période 1.337s est désormais clairement identifiée et porte le nom de PSR B1919+21.[1]

2.2 Les étoiles à neutrons

2.2.1 Notions sur les objets compacts

Les étoiles à neutrons ne sont qu'une partie d'un ensemble beaucoup plus vaste d'objets que l'on qualifie d'objets compacts et qui correspondent tous au stade ultime de la vie d'une étoile. Ces objets sont tous caractérisés par des tailles extrêmement petites comparées à leurs masses qui se situent autour d'une masse solaire ($M_\odot$) pour les naines blanches et qui peuvent atteindre quelques $10^9 M_\odot$ pour les plus massifs d'entre eux à savoir les trous noir massifs (cf. Tableau 2.1). Ces caractéristiques impliquent bien évidemment des champs gravitationnels conséquents dont la physique ne peut être traitée par la théorie classique Newtonienne et doit par conséquent être décrite dans le cadre de la Relativité Générale.

[1] Le sigle ***PSR*** signifie «Pulsating Source of Radio». Le ***B*** signifie que les coordonnées qui suivent sont prises pour l'équinoxe 1950 - un ***J*** signifierait qu'il s'agit des coordonnées prises pour l'équinoxe 2000. ***B1919+21*** indique que pour l'équinoxe 1950 le pulsar se situe à 19h19min en ascension droite et à $+21^\circ$ en déclinaison.

Astre	**Contre-poids de la gravitation**	**Masse M** $[M_\odot]$	**Rayon R** [km]	**Densité** ρ $[kg\, m^{-3}]$	**Paramètre de relativité** Ξ
Terre	forces électromag. (structure cristalline)	3×10^{-6}	6×10^{3}	5×10^{3}	10^{-10}
Soleil	pression thermique pression de radiation	1	7×10^{5}	10^{3}	10^{-6}
Naine blanche	press. de dégénérescence des électrons (Pauli)	0.1 à 1.4	$\sim 10^{4}$	$\sim 10^{10}$	10^{-4} à 10^{-3}
Etoile à neutrons	intéraction forte entre les baryons	1 à ~ 3	~ 10	$\sim 10^{18}$	~ 0.2
Trou noir stellaire	pas de contre-poids	$>\sim 3$	9 $(M = 3M_\odot)$	0	1
Trou noir massif	pas de contre-poids	$\sim 10^{9}$	20 UA	0	1

TAB. 2.1: *Caractéristiques moyennes de divers objets astrophysiques. (Tableau issu de [44]).*

En ce qui concerne les étoiles à neutrons, on voit dans le tableau 2.1 que celles-ci possèdent des masses de l'ordre de 1 à 3 $M_{\odot}$ confinée dans des diamètres de seulement quelques kilomètres - typiquement entre 20 et 30 km pour une masse de l'ordre de 1.4 $M_{\odot}$ - ce qui conduit à un paramètre de relativité Ξ (cf. annexe E) voisin de 0.2 - à comparer à 10^{-6} pour le Soleil. Exprimé différemment, ceci signifie que les étoiles à neutrons sont le siège de champs gravitationnels intenses sans toutefois posséder de singularité comme les trous noirs. Cette caractéristique fait des étoiles à neutrons les objets les plus relativistes observables à ce jour.

Les étoiles à neutrons peuvent appartenir à des systèmes binaires. Dans ce cas, elles peuvent accréter la matière de leur compagnon et gagner ainsi une fraction de son énergie de masse qui s'exprime directement à partir de ce paramètre de relativité. En effet, pour une masse m tombant depuis l'infini sur une étoile à neutrons de masse M et de rayon R, le gain d'énergie cinétique pour cette dernière est :

$$\Delta E = \frac{GmM}{R} \tag{2.1}$$

que l'onpeut exprimer à partir du paramètre de relativité $\Xi = \frac{GM}{Rc^2}$ comme suit :

$$\Delta E = \Xi mc^2 \tag{2.2}$$

Dans le cas d'une étoile à neutrons, on a vu que $\Xi \sim 0.2$. Par conséquent, dans un système binaire comprenant une étoile à neutrons, celle-ci récupère environ 20% de l'énergie de masse de la matière accrétée de son compagnon. On verra par la suite (section 2.3.2) que ce phénomène est à l'origine même de l'existence des pulsars millisecondes.

2.2.2 Situation dans le schéma d'évolution des étoiles

Comme on peut le voir sur la figure 2.1 les étoiles à neutrons correspondent au stade ultime des étoiles dont la masse résiduelle est comprise entre 1.4 et 3.0 $M_{\odot}$, suite à leur effondrement gravitationnel suivi de l'explosion en supernova. En dessous de cette gamme de masse la gravitation est insuffisante pour atteindre l'état de matière condensée qui caractérise les étoiles à neutrons et l'étoile termine alors sa vie en naine blanche. Au dessus, l'énergie gravitationnelle est au contraire trop importante et conduit à l'effondrement de l'étoile en trou noir.

2.2.3 Structure d'une étoile à neutrons

Pour connaître la structure des étoiles à neutrons il est nécessaire de connaître l'équation d'état de la matière dense. Or, cet état de matière dense demeure encore aujourd'hui mal connu, non seulement théoriquement mais également expérimentalement. En effet, le rapport du nombre de neutrons sur le nombre de protons des noyaux les plus lourds produits sur Terre par accélérateur est d'environ 1.5 alors que celui d'une étoile à neutrons est d'environ 10. Ceci sans compter que la température des noyaux ainsi produits artificiellement est bien plus élevée que la température interne de l'étoile à neutrons (environ cinq ordre de grandeur). Selon les modèles théoriques considérés, la structure interne des étoiles à neutrons peut donc être différente.

Malgré toutes ces incertitudes, on peut tout de même détailler approximativement la structure interne d'une étoile à neutrons. On distingue deux composantes principales : une croûte solide cristalline d'environ 1 km d'épaisseur représentant environ 2% de la masse totale de l'étoile, et un liquide de neutrons à l'intérieur. La densité augmente au fur et à mesure que l'on se rapproche du centre de l'étoile, allant de $10^6 g.cm^{-3}$ au niveau de la croûte à $10^{15} g.cm^{-3}$ au centre de l'étoile, soit neuf ordres de grandeur. Cette variation de la densité a bien entendu des conséquences sur l'état même de la matière. En effet, plus la densité augmente, plus les neutrons pénètrent à l'intérieur des noyaux, constituant ainsi des noyaux de plus en plus lourds, jusqu'à ce que la densité atteigne une densité limite $\rho_0 = 4.3 \times 10^{11} g.cm^{-3}$ (en anglo-saxon : «neutron drip point»). au-delà d'une telle densité, les noyaux formés sont trop massifs et deviennent instables. au-delà de cette densité critique, des neutrons célibataires apparaissent et constituent un superfluide de neutrons. On peut schématiser cette évolution de la structure de l'étoile à neutrons en quatre domaines de densité comme explicité dans la figure 2.2 :

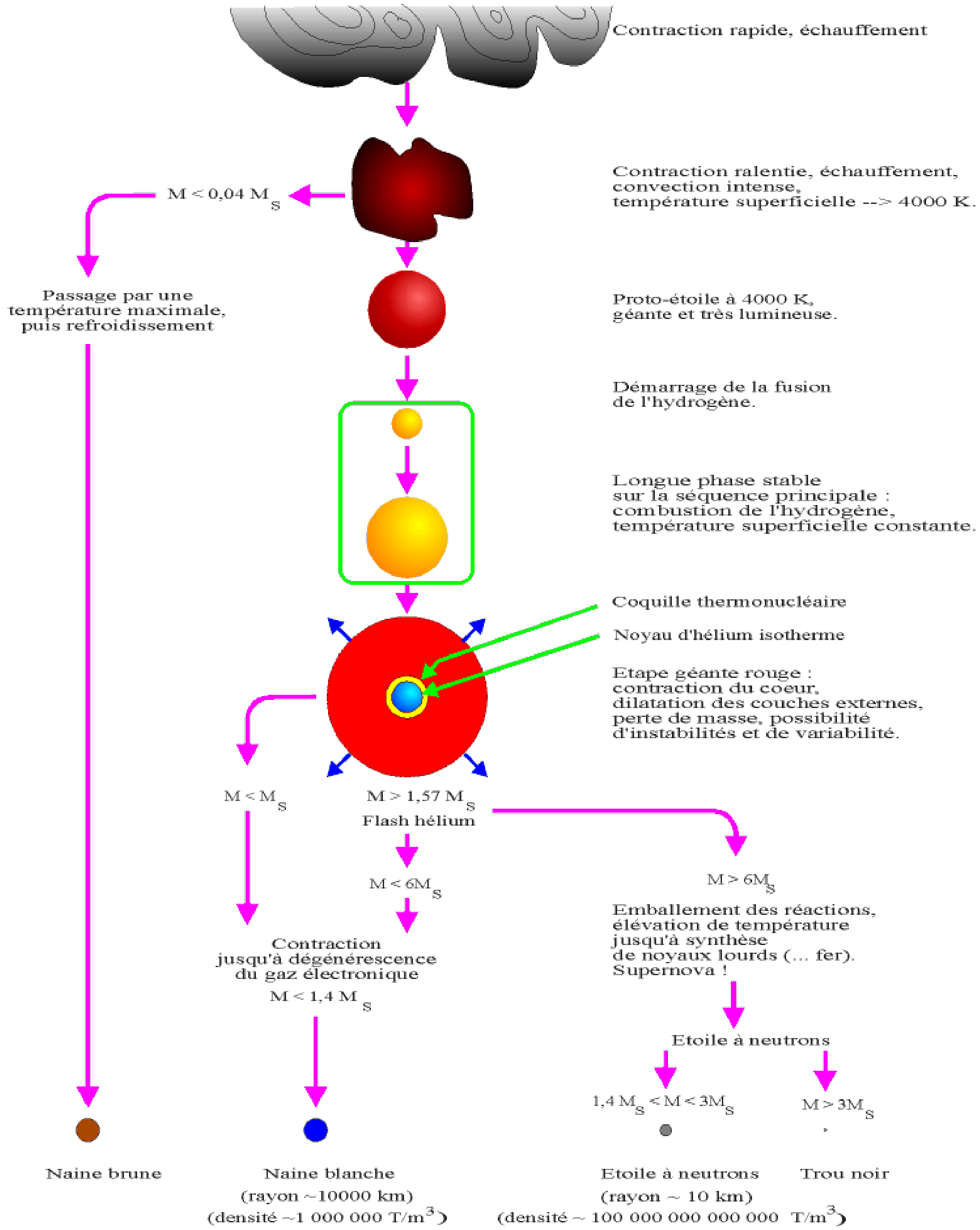


FIG. 2.1: *Evolution des étoiles au cours de leur vie, selon leurs masses. (Image extraite de http ://www-obs.univ-lyon1.fr/%7Ega/optionINSA/etoilgal/images)*

1. *Partie externe de la croûte :* cristal très rigide de densité inférieure à ρ_0.
2. *Partie interne de la croûte :* la densité est comprise entre la densité critique ρ_0 et la densité du noyau d'un atome $\rho_{nucl} = 2.6 \times 10^{14} g.cm^{-3}$. La matière est alors constituée d'un mélange de solide cristallin constitué de noyaux lourds riches en neutrons baignant dans un gaz de neutrons superfluide.
3. *Liquide interne de neutrons :* il subsiste très peu d'électrons et de protons (environ 5%). La densité est comprise entre ρ_{nucl} et la densité du coeur de l'étoile à neutrons. Les fluides de neutrons et de protons sont tous deux superfluides contrairement aux électrons qui interagissent faiblement.
4. *Le coeur de l'étoile à neutrons :* l'existence et la composition de ce coeur est encore très incertaine et la matière peut avoir des états plus ou moins exotiques pouvant aller d'un noyau solide constitué de kaons et de mésons à un noyau composé de quarks et de gluons résultants de la dissociation des neutrons à partir d'une densité de transition, de façon analogue à la densité ρ_0 à laquelle les noyaux se dissociaient pour former un fluide de neutrons.

Les transitions d'un état de la matière à un autre à l'intérieur de l'étoile à neutrons sont des sites importants pour la compréhension des irrégularités observées dans les paramètres de la dynamique rotationnelle des pulsars. En effet, les différentes couchent sont plus ou moins couplées au champ magnétique de l'étoile et tournent à des vitesses différentes. Ainsi, à l'interface entre deux couches, l'un des constituants peut perturber la rotation de l'autre. Ces interactions entre la croûte et le superfluide ou encore entre le superfluide et le coeur solide sont probablement à l'origine des perturbations observées dans la rotation des pulsars (cf. 9.2 page 145).

La magnétosphère d'une étoile à neutrons est également très particulière et celle-ci sera décrite plus précisément par la suite lors de la présentation des pulsars et des modèles d'émission gamma. Très brièvement, on peut retenir que les étoiles à neutrons sont des objets très fortement magnétisés. En effet, le flux magnétique se conservant lors de l'effondrement gravitationnel de l'étoile originelle en étoile à neutrons, le champ magnétique extérieur résultant est considérable, de l'ordre de 10^8 à 10^9T, et influence alors beaucoup l'équation d'état de la surface de l'étoile. Comme on le verra par la suite, ce champ magnétique est directement lié à différentes caractéristiques observables des pulsars.

2.2.4 Intérêts pour la physique fondamentale et l'astrophysique

Comme on vient de le voir, les étoiles à neutrons ont une structure interne complexe faisant appel à divers états de la matière dense et une magnétosphère chargée sous forme de plasma, le tout couplé à un champ magnétique intense. Ainsi, de par leurs caractéristiques internes et externes, les étoiles à neutrons représentent de véritables laboratoires pour différents domaines de la physique, tels que la physique des particules, la physique des plasmas, la superfluidité, ou encore la théorie de la Relativité Générale, indispensable pour pouvoir traiter correctement les champs gravitationnels considérables mis en jeu. D'un point de vue purement astrophysique, nous verrons plus loin à quel point l'observation des pulsars permet d'obtenir de nombreuses informations et de répondre concrètement à de nombreuses questions astrophysiques essentielles comme par exemple la densité d'électrons et le champ électrique local dans le milieu interstellaire (cf. 2.3.3.4). On peut également citer deux exemples qui ont considérablement marqué l'histoire de l'astrophysique : la confirmation de l'existence des ondes gravitationnelles prédites par la théorie de la relativité Générale de Einstein en 1982 via l'observation du pulsar binaire PSR B1913+16 [108, 109], ou encore la première découverte d'un système planétaire extra-solaire autour du pulsar PSR B1257+12 en 1992 [87, 120].

2.3 Les pulsars

Comme on a pu le voir, les étoiles à neutrons sont riches en informations et celles-ci diffèrent suivant l'angle sous lequel on les étudie, à savoir en tant que pulsars radio, binaires émettrices de raies X ou encore en tant qu'hypothétiques sièges de sursauts gamma. L'aspect de loin le plus intéressant et le plus

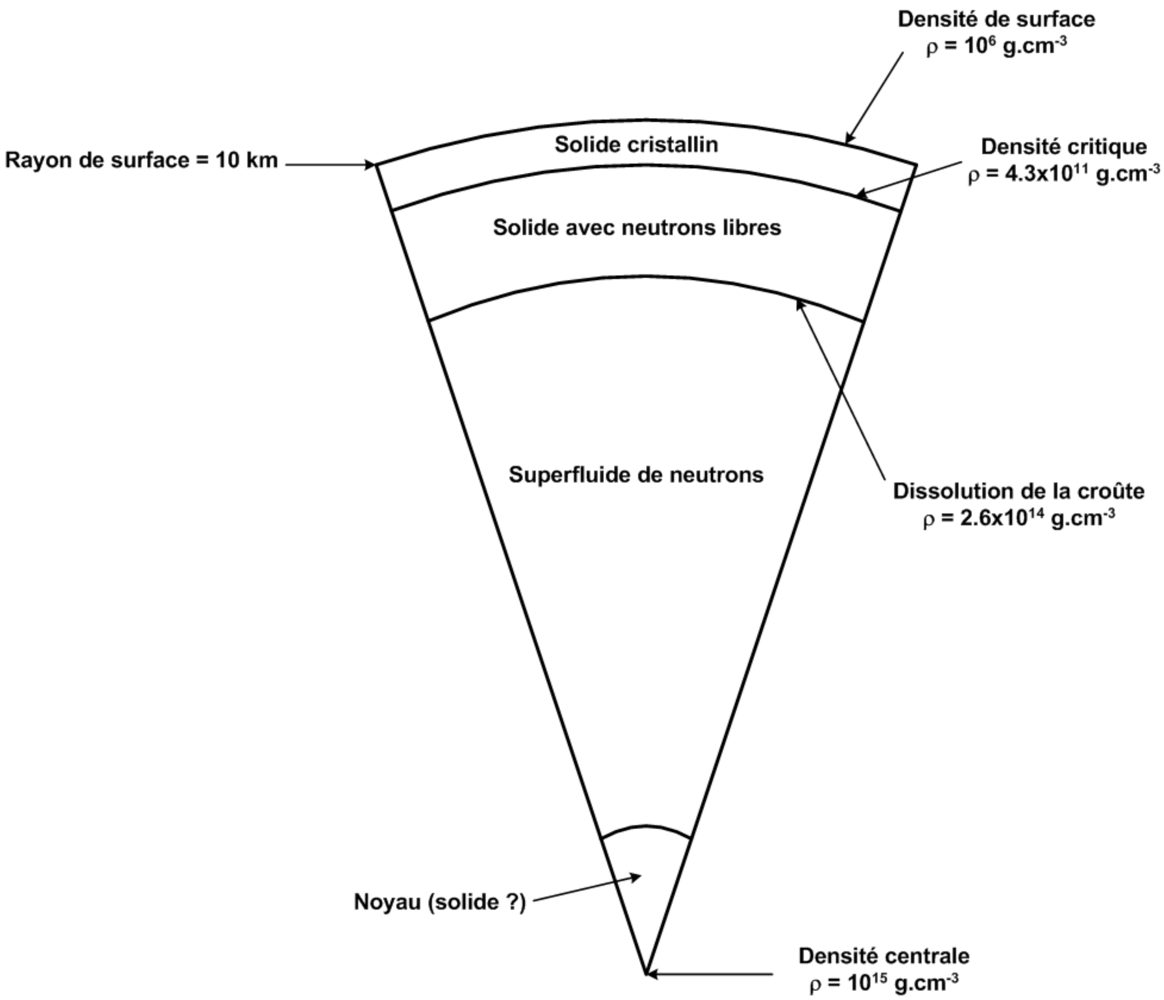


FIG. 2.2: *Coupe typique d'une étoile à neutrons de masse $1.4 M_\odot$ et de rayon 10 km. (Schéma extrait de [69]).*

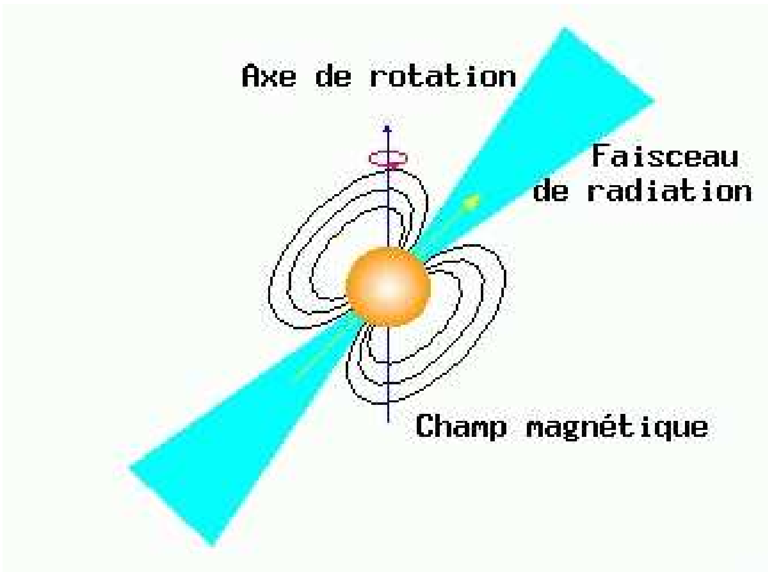


FIG. 2.3: *Schéma simplifié d'un pulsar. L'axe de rotation et l'axe magnétique n'étant pas alignés, l'émission aux pôle est perçu périodiquement par un observateur terrestre chaque fois que le faisceau coupe l'axe de visée.*

riche en informations est sans aucun doute l'affiliation de l'étoile à neutrons en tant que pulsar radio. Même si l'émission radio ne représente qu'une toute petite partie de l'énergie rayonnée responsable du ralentissement des pulsars, son observation a permis et permet encore de déterminer de nombreuses propriétés physiques intrinsèques aux pulsars. Plus d'un millier de pulsars radio ont été identifiés à ce jour et on permis de réaliser diverses études concernant leur population, leurs périodes, leurs âges, ainsi que leur distribution dans notre galaxie.

2.3.1 Description très simplifiée

Les pulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide dont l'axe magnétique est plus ou moins écarté de l'axe de rotation. Alors que l'étoile à neutrons tourne sur elle même, les particules chargées sont accélérées le long des lignes de champ dans la magnétosphère et émettent alors des radiations électromagnétiques sous forme d'un faisceau axé sur l'axe du champ magnétique. Si la Terre se trouve dans la trajectoire du faisceau, un observateur peut alors collecter des photons en provenance de la source chaque fois que le faisceau coupe sa ligne de visée, un peu à la manière d'un phare (cf. figure 2.3). Le profil d'émission dans le temps se caractérise alors sous forme d'un ou plusieurs pics d'intensité se répétant à la période de rotation de l'étoile, d'où le terme de pulsar employé pour qualifier ces objets.

2.3.2 Période et dérivée

Comme on peut le constater dans la figure 2.4, la grande majorité des pulsars observés ont des périodes comprises entre 0.1 et 3 secondes. Seule une petite fraction des pulsars recensés aujourd'hui ont des périodes plus faibles, inférieures à 10 ms, ce sont les pulsars millisecondes. La période la plus faible observée est de 1.56 ms pour le pulsar PSR B1937+21 et la plus grande est de 5.09 s pour PSR J1951+11. Dès 1968, F. Pacini et T. Gold [41, 86] développèrent un modèle (dit «modèle du phare») permettant de prédire correctement le ralentissement du pulsar au fur et à mesure que l'étoile perd de son énergie cinétique de rotation par rayonnement électromagnétique. La figure 2.5 donne les valeurs des dérivées des périodes en fonction des périodes pour 639 pulsars. On peut voir que les dérivées sont extrêmement faibles (de l'ordre de 10^{-15} à 10^{-20}) ce qui traduit bien que les pulsars peuvent être considérés comme des rotateurs ultra-stables. La structure interne des étoiles à neutrons étant encore mal connue, on suppose que le moment d'inertie pour les pulsars est celui d'un rotateur rigide d'environ $10^{45} g.cm^2$.

Si on fait le lien entre les deux figures 2.4 et 2.5, on constate que la population minoritaire des

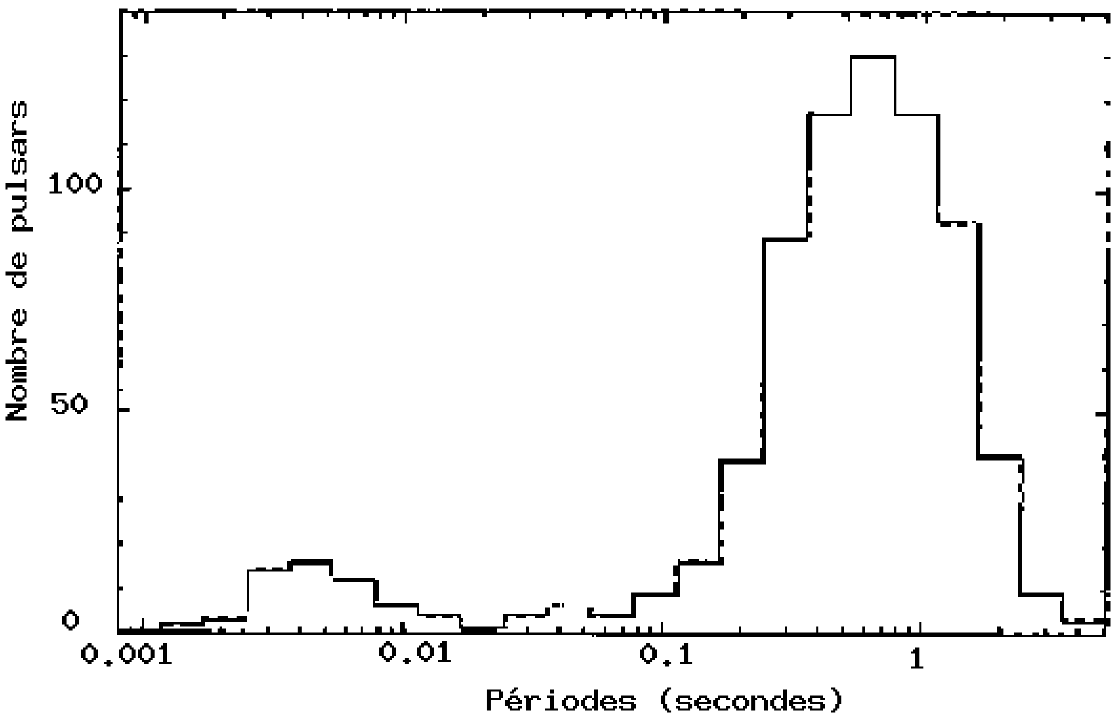


FIG. 2.4: *Distribution des périodes des pulsars observés aujourd'hui. (Figure extraite de [69])*

pulsars millisecondes est en grande partie peuplée de pulsars binaires dont la dérivée de la période et la puissance du champ magnétique est plus faible que pour la population principale. En fait, ces pulsars millisecondes sont des étoiles à neutrons qui ont dépassé l'âge normal d'activité mais qui subissent régulièrement une «cure de jouvence» grâce à un transfert de l'énergie de masse de leurs compagnons dont elles accrètent la matière (cf. 2.2.1). Contrairement aux étoiles, la majorité des pulsars n'appartiennent pas à des systèmes binaires. Toutefois, il semblerait que les pulsars appartenant à la population dite «normale» appartenaient bien auparavant à des systèmes binaires dont le compagnon aurait tout simplement été éjecté lors de la supernova.

2.3.3 Distance des pulsars

La mesure directe de la distance des pulsars est difficile. Celle-ci peut être déduite de trois manière différentes : soit par une mesure de l'absorption du rayonnement par l'hydrogène neutre, soit par la détermination de la paralaxe du pulsar, soit encore par l'association du pulsar considéré à un objet identifié en optique (exemple du pulsar au coeur de la nébuleuse du Crabe). En combinant l'ensemble de ces trois techniques de mesure directe décrite ci-après, on est ainsi parvenu à obtenir les distances d'une centaine de pulsars [69].

2.3.3.1 Parallaxe

Les distances des pulsars les plus proches - situés à moins de un kiloparsec du Soleil - peuvent être mesurées par la technique de la parallaxe. Il s'agit principalement de mesurer la courbure des fronts d'onde provenant des pulsars. Celle-ci peut être obtenue en mesurant par interférométrie le changement de sa position apparente suivant l'évolution de la Terre sur son orbite. Ces mesures doivent être effectuées au cours d'une année au minimum et avec une précision angulaire supérieure à la milliseconde d'arc.

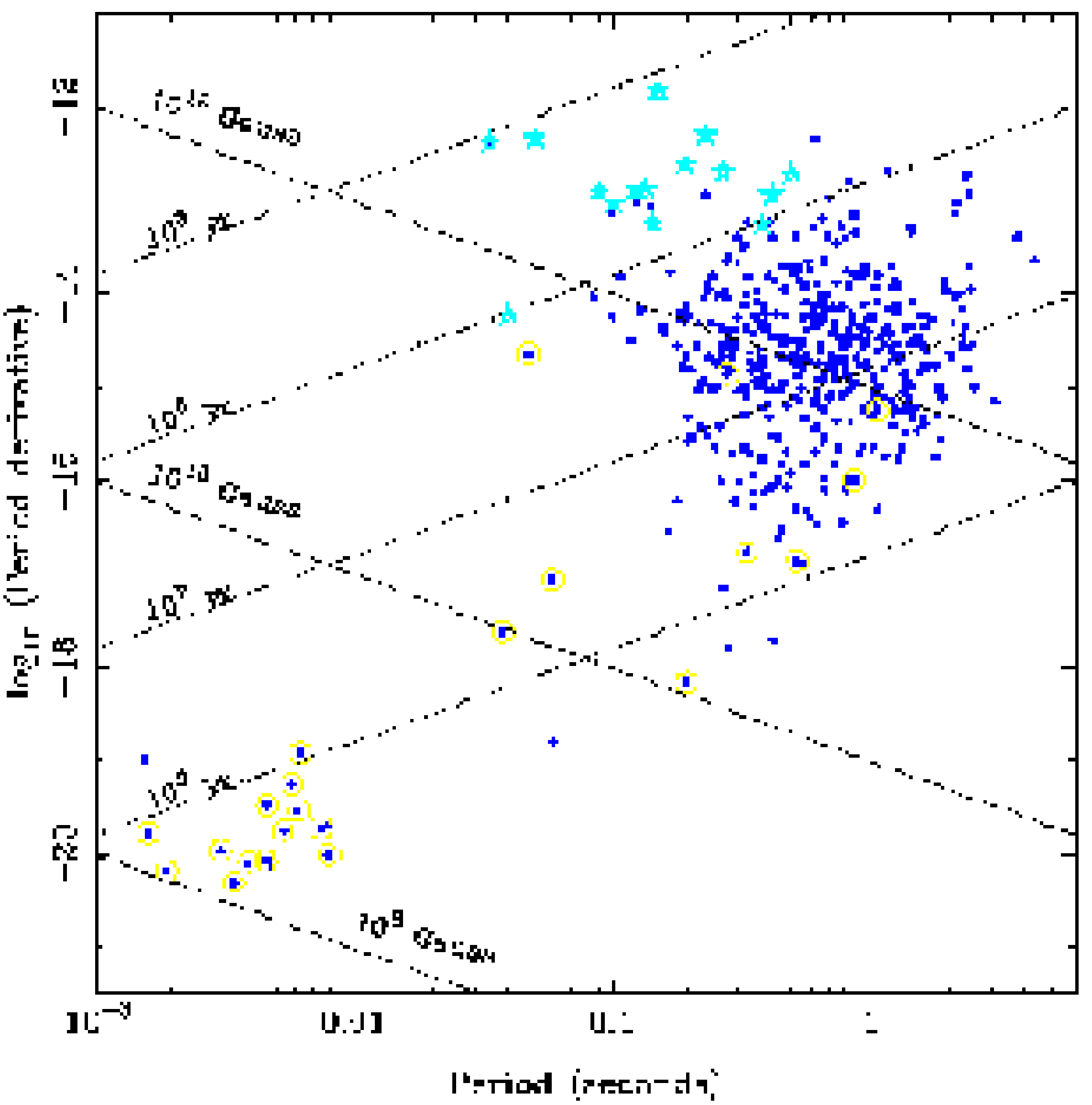


FIG. 2.5: *Dérivée temporelle de la période (ralentissement) en fonction de la période pour un ensemble de 639 pulsars. Les étoiles désignent les pulsars dont l'association avec une nébuleuse a été démontrée. Les points entourés d'un cercle correspondent aux pulsars appartenant à un système binaire.*

Pulsar PSR	Objet optique associé	Distance (kpc)	DM (cm^{-3}.pc)	$\langle n_e \rangle$ (cm^{-3})
B0531+21	Nébuleuse du Crabe (SNR)	2.0	57	0.029
B1951+32	CTB80 (SNR)	2.5±1.5	45	0.02

TAB. 2.2: *Informations concernant les deux pulsars observés par CELESTE : le pulsar du Crabe et PSR B1951+32. De gauche à droite, les objets optiques associés, les distances déduites ainsi que les mesures de dispersion et les densités électroniques du milieu interstellaire le long des lignes de visée.*

2.3.3.2 Absorption d'hydrogène neutre

Les pulsars situés à des latitudes galactiques faibles sont observés au travers des bras spiraux de la Galaxie et leurs spectres présentent alors une raie d'absorption à la longueur d'onde 21 cm due à l'absorption du signal par l'hydrogène neutre du milieu. Les structures observées dans le spectre autour de cette longueur d'onde sont essentiellement dues à l'effet Doppler causé par la vitesse du gaz dans les bras spiraux de la Galaxie. Ainsi, à partir de modèles dynamiques de la rotation de la Galaxie, il est possible de traduire ces structures en terme de distances des pulsars.

2.3.3.3 Association d'un pulsar à un objet identifié en optique

Le pulsar du Crabe associé à la Nébuleuse du Crabe est clairement un exemple de ce cas de figure. La distance de la nébuleuse du Crabe étant connue - 2 kpc environ - on en déduit la distance du pulsar associé. Le tableau 2.2 donne les objets optiques associés aux deux pulsars PSR B0531+21 et PSR B1951+32, ainsi que les distances déduites, les mesures de dispersion et les densités électroniques associées (cf. paragraphe suivant).

2.3.3.4 Mesure de dispersion : DM

Il arrive cependant qu'aucune de ces méthodes directes ne soit possible auquel cas on a recours à une mesure de dispersion du rayonnement pulsé. La propagation dans le milieu interstellaire ionisé du rayonnement électromagnétique est très dépendante du domaine de fréquence. Ainsi, des photons émis à hautes fréquences voyageront plus rapidement que des photons émis à basses fréquences. Comme indiqué en annexe B, le décalage temporel Δt_ν d'un pic émis à la fréquence ν est proportionnel à une grandeur que l'on nomme mesure de dispersion, notée DM (de l'anglais «Dispersion Measure»), correspondant à l'intégrale de la colonne de densité d'électrons libres n_e du milieu interstellaire le long de la ligne de visée. Par conséquent, traduire le DM en terme de distance du pulsar sous-entend que cette densité d'électrons libres est connue. Celle-ci est assez bien reconstruite à partir des mesures de dispersions des pulsars proches pour lesquels la distance est accessible via l'une des trois techniques évoquées précédemment. Les délais s'expriment alors par (cf. annexe B) :

$$\Delta t_\nu = \frac{e^2}{2\pi m_e \nu^2 c} DM \tag{2.3}$$

avec

$$DM = \int_0^L n_e dl \; (pc.cm^{-3}) \tag{2.4}$$

On verra par la suite que si cette mesure de dispersion est un paramètre important à prendre en compte dans le domaine radio, il est complètement négligeable lorsque l'on s'intéresse au domaine des très hautes énergies. C'est pourquoi il est possible de comparere les temps d'arrivée de photons pulsés provenant de d'observations effectuées au sein d'expériences différentes - à condition toutefois qu'il s'agisse des temps d'arrivée en un même point, le barycentre du système solaire (cf. chapitre 8 page 137). De même, on verra par la suite que les temps d'arrivée figurant dans les éphémérides radio utilisées en gamma sont au préalable traduit pour une fréquence infinie de manière à corriger les mesures radio de ces délais liés à la dispersion.

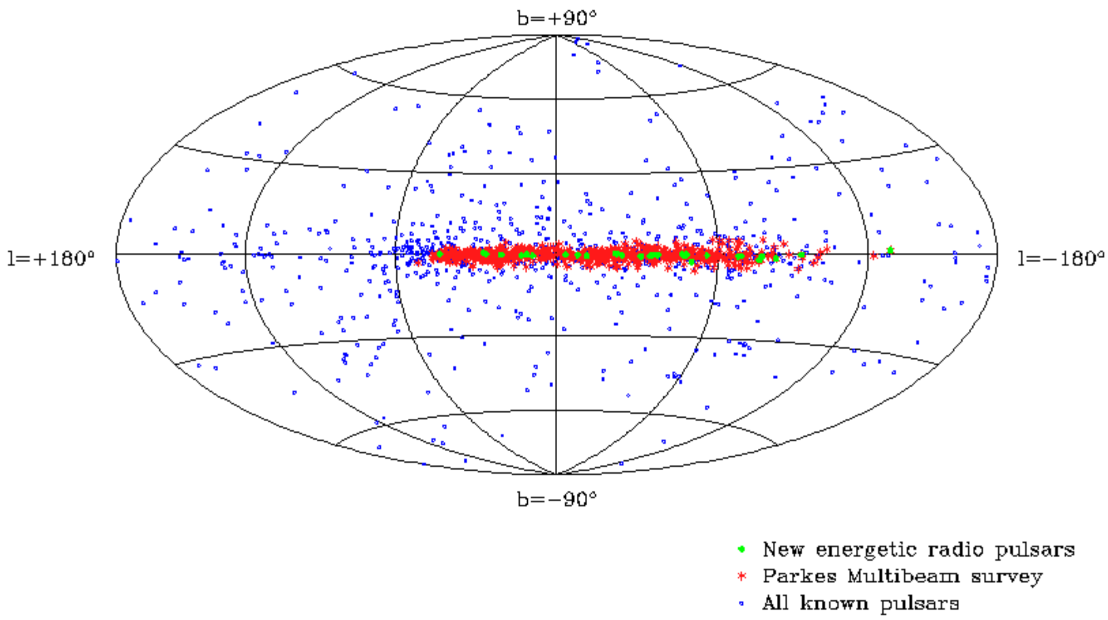


FIG. 2.6: *Distribution des pulsars dans le ciel en coordonnées galactiques.*

2.3.4 Distribution galactique et vitesses des pulsars

Comme on peut le voir dans la figure 2.6, les pulsars sont principalement distribués dans le plan galactique sur une épaisseur d'environ 1 kiloparsec et sur un rayon approximatif de 10 kiloparsecs autour du centre galactique. Il semblerait donc que les pulsars soient des objets essentiellement galactiques. Des mesures interférométriques radio sur une centaine de pulsars ont permis d'établir un spectre de leurs vitesses. Celui-ci s'avère très large, les vitesses s'étalant entre quelques $km.s^{-1}$ et 1000 $km.s^{-1}$, avec une moyenne autour de 200 $km.s^{-1}$. Cette distribution des vitesses serait conforme à une naissance des étoiles à neutrons dans un rayon de 100 parsecs dans le plan galactique. Les grandes vitesses observées ne sont pas étonnantes si on considère les énergies considérables mise en jeu dans les processus de formation de ces objets. Il a été démontré que si l'explosion de la supernova était légèrement asymétrique, une impulsion considérable pouvant atteindre les 1000 $km.s^{-1}$ pouvait être transmise à l'étoile à neutrons résultante. Par conséquent, un pulsar naîtrait avec une vitesse importante et migrerait alors en moyenne vers des latitudes galactiques plus élevées, ce qui expliquerait la position de certains pulsars hors du plan galactique.

Toutefois, il faut être vigilant quant-aux conclusions que l'on peut tirer de cette distribution spatiale des pulsars dans le ciel. D'une part, les observations réalisées jusqu'alors ne couvrent pas complètement le ciel ; d'autre part, et c'est là la remarque la plus importante, les observations de pulsars sont limitées par la sensibilité des instruments. En effet, les faibles pulsars ne peuvent être observés que s'il se situent à des courtes distances du fait de l'absorption du rayonnement dans le milieu interstellaire. De plus, ce dernier interagit fortement avec le rayonnement radio qui est l'unique domaine en fréquence sur lequel sont observés la majorité des pulsars, ce phénomène étant d'autant plus important lorsque l'on se rapproche du plan et a fortiori du centre de la Galaxie.

2.3.5 Ralentissement, Loi de puissance

Si on approxime le pulsar à un gigantesque dipôle tournant à la vitesse angulaire Ω, la puissance rayonnée est donnée par [58] :

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{B_p^2 R^6 \Omega^4 \sin^2 \alpha}{6c^3} \tag{2.5}$$

avec B_p le champ magnétique au pôle et à la surface de l'étoile, R le rayon de l'étoile, et α l'angle d'inclinaison du dipôle par rapport à l'axe de rotation (cf. annexe D).

Si de plus on considère le pulsar comme un rotateur rigide de densité uniforme et de moment d'inertie I, l'énergie cinétique disponible est $\frac{1}{2}I\Omega^2$. Par conséquent :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{d\left(\frac{1}{2}I\Omega^2\right)}{dt} = I\Omega\dot{\Omega} = -\frac{B_p^2 R^6 \Omega^4 \sin^2\alpha}{6c^3} \tag{2.6}$$

On en déduit alors la loi de puissance du ralentissement du pulsar dans l'approximation dipolaire :

$$\dot{\Omega} = -\frac{B_p^2 R^6 \sin^2\alpha}{6Ic^3}\Omega^3 = -K\Omega^3 \tag{2.7}$$

En réalité, cette approximation dipolaire est un modèle très simplifié qui ne prend pas en compte différents phénomènes tels que la dissipation de l'énergie par émission d'onde gravitationnelle, etc. Il se trouve que l'indice 3 de la loi de puissance obtenu dans le cadre de l'approximation dipolaire est supérieur aux valeurs déterminées par l'observation. D'une manière générale, on supposera tout de même que le ralentissement du pulsar se traduit par une loi de puissance d'indice n de la forme :

$$\dot{\Omega} = -K\Omega^n \tag{2.8}$$

2.3.6 Indice de freinage et paramètre $\ddot{\nu}$

2.3.6.1 Définition et formules

On admet que la variation de la vitesse angulaire suit une loi de puissance d'indice n de la forme $\dot{\Omega} = -K\Omega^n$. En dérivant, on obtient l'expression de la dérivée seconde de la pulsation $\ddot{\Omega} = -Kn\dot{\Omega}\Omega^{n-1}$ et par conséquent on est capable de calculer l'indice n :

$$n = -\frac{\ddot{\Omega}}{K\dot{\Omega}\Omega^{n-1}} \tag{2.9}$$

sachant que :

$$\Omega^{n-1} = \frac{\Omega^n}{\Omega} = -\frac{\dot{\Omega}}{K\Omega} \tag{2.10}$$

on a finalement un indice n donné par la relation :

$$n = \frac{\Omega\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} \tag{2.11}$$

Cet indice n est directement lié à la dissipation de l'énergie et constitue ce que l'appelle l'indice de freinage. Cette quantité est déterminée à partir des données observationnelles, à condition toutefois que celles-ci permettent de déterminer avec précision à la fois les paramètres $\dot{\Omega}$ et $\ddot{\Omega}$ caractérisant la dynamique rotationnelle du pulsar. Malheureusement, la quantité $\ddot{\Omega}$ est très difficile à mesurer et on ne la connaît que pour un certain nombre de pulsars. Pour le pulsar du Crabe, on déduit des observations un indice de freinage $n = 2.515 \pm 0.005$ [69].

L'usage veut que l'on caractérise les pulsars par leurs périodes P alors que l'approche théorique fait plutôt intervenir leurs pulsations Ω et les mesures observationnelles - et donc les éphémérides - leurs fréquences ν. Afin d'éviter toute confusion par la suite, la formule de l'indice de freinage est exprimée ci-dessous en fonction de ces différents paramètres équivalents :

$$n = \frac{\Omega\ddot{\Omega}}{\dot{\Omega}^2} = \frac{\nu\ddot{\nu}}{\dot{\nu}^2} = 2 - \frac{P\ddot{P}}{\dot{P}^2} \tag{2.12}$$

2.3.6.2 Dérivée seconde de la fréquence

Comme on l'a vu, la détermination de l'indice de freinage d'un pulsar s'effectue par le biais de la mesure expérimentale (par l'observation) de la dérivée seconde de la fréquence. Malheureusement celles-ci ne permettent généralement pas de déterminer ce paramètre du fait de la trop longue durée d'observation exigée (plusieurs années). Or, comme on le verra par la suite, le paramètre $\ddot{\nu}$ est un paramètre important pour le chronométrage du pulsar. Dans ce cas de figure, on est amené à faire quelques approximations. Suivant les références, cette approximation s'effectue différemment.

On peut supposer que le pulsar se comporte comme un dipôle parfait rayonnant à la fréquence ν. L'indice de freinage est alors égal à 3 et le paramètre $\ddot{\nu}$ se traduit par :

$$\ddot{\nu} = 3\frac{\dot{\nu}^2}{\nu} \tag{2.13}$$

On peut également dériver successivement l'expression de la fréquence en fonction de la période P et on obtient :

$$\begin{aligned} \nu &= \frac{1}{P} \\ \dot{\nu} &= -\frac{\dot{P}}{P^2} \\ \ddot{\nu} &= 2\frac{\dot{P}^2}{P^3} - \frac{\ddot{P}}{P^2} \end{aligned} \tag{2.14}$$

auquel cas on est alors confronté à nouveau à l'indétermination de $\ddot{P}$ et on simplifie l'expression en négligeant le dernier terme :

$$\ddot{\nu} = 2\frac{\dot{P}^2}{P^3} \tag{2.15}$$

On notera toutefois que la relation 2.15 diffère de la relation 2.13 par un facteur 2/3.

2.3.7 Age du pulsar

Donner un âge à un pulsar sous-entend que l'on connaît son ralentissement, c'est à dire son indice de freinage. En supposant que la vitesse angulaire suit la loi :

$$\dot{\Omega} = -K\Omega^n \tag{2.16}$$

on en déduit aisément l'expression de sa période ($P = \Omega/2\pi$) :

$$P^{n-2}\dot{P} = (2\pi)^{n-1}K \tag{2.17}$$

et en intégrant :

$$P^{n-1} - P_0^{n-1} = (2\pi)^{n-1}(n-1)K \cdot \Delta t \tag{2.18}$$

où Δt est le temps écoulé depuis la formation du pulsar et P_0 sa période au tout début de son existance. Etant donné qu'une étoile à neutrons est formée avec une très grande vitesse et que celle-ci décroît avec le temps, on suppose que cette période P_0 est nulle et on approxime alors l'âge τ du pulsar par :

$$\tau = \frac{P^{n-1}}{(2\pi)^{n-1}(n-1)K} = \frac{P}{(n-1)\dot{P}} \tag{2.19}$$

En général, on approxime l'âge du pulsar en se plaçant dans l'approximation dipolaire - c'est à dire en considérant un indice de freinage égal à 3 - et on obtient alors :

$$\tau = \frac{P}{2\dot{P}} = -\frac{\nu}{2\dot{\nu}} \tag{2.20}$$

Pour le pulsar du Crabe, les éphémérides radio donnent au 15 janvier 2002 $\nu = 29.845700754\ s^{-1}$ et $\dot{\nu} = -374567.55 \cdot 10^{-15}\ s^{-2}$. L'âge du pulsar du Crabe déduit de ces données est approximativement $\tau \simeq 1262.5$ ans. On sait d'après l'année de la supernova du Crabe qui lui a donné naissance en 1054 que l'âge réel de ce pulsar est de 2002-1054=948 ans, ce qui n'est pas si éloigné de l'âge estimé.

Chapitre 3

Les pulsars gamma

3.1 Les modèles d'émission gamma pulsée à haute énergie, une opportunité pour CELESTE

Après la découverte des pulsars en 1968 par A. Hewish et S.J. Bell [53], les théoriciens entreprirent de décrire la physique de ces objets hors du commun. En 1969, T. Gold et F. Pacini démontrèrent que la magnétosphère des étoiles à neutrons était dépourvue de charges [41, 86]. Un an plus tard, P. Goldreich et W.H. Julian [42] démontrèrent grâce à leur théorie du pulsar aligné (cf. annexe D) qu'il en était tout autrement et qu'il subsistait autour de l'étoile un plasma dense chargé. Des particules chargées seraient ainsi arrachées à la surface de l'étoile puis, accélérées dans la magnétosphère le long des lignes de champ magnétique, rayonneraient par effet synchrotron. Actuellement, deux modèles théoriques divergent sur la position des zones accélératrices responsables de l'émission gamma à haute énergie. L'un, *le modèle de la calotte polaire (Polar Cap* - PC), suppose une émission à la surface des pôles magnétiques alors que l'autre préconise une zone accélératrice plus haut dans la magnétosphère, proche du cylindre de lumière, c'est le modèle de *la cavité externe (Outer Gap* - OG). Pour le modèle PC, le spectre gamma est coupé à haute énergie par un processus d'absorption des γ par création de paires au dessus d'une énergie dépendant entre autres de l'intensité du champ magnétique local. Dans le cas des pulsars jeunes ayant un fort champ magnétique (entre 10^{12} et 10^{13} gauss) cette cassure du spectre surviendrait aux alentours de quelques GeV, tandis-que pour les pulsars plus âgés celle-ci se situerait plus haut en énergie, aux alentours de 50 GeV. En ce qui concerne le modèle OG, celui-ci prédit une cassure du spectre moins dure autour d'une dizaine de GeV. Une composante inverse Compton étendrait même l'émission pulsée jusqu'au TeV.

On voit donc immédiatement les espoirs fondés sur la meilleure sensibilité de la nouvelle génération de détecteurs Čerenkov au sol. Une détection d'une émission pulsée à basse énergie sur des pulsars âgés serait très favorable au modèle PC tandis-qu'une détection au TeV lui serait fatale, à l'avantage du modèle Outer Gap qui alors seul subsisterait. En attendant cette nouvelle génération de détecteurs au sol et embarqués sur satellite, CELESTE se voit offrir une formidable opportunité à travers l'exploration de cette fenêtre en énergie vierge de toute observation et extrêmement importante pour la crédibilité des deux modèles d'émission âgés de plus de trente ans.

3.2 Les processus d'émission

Les processus d'émission de γ et de création de paires au sein de la magnétosphère des pulsars sont très complexes. Aussi, nous n'aurons pas la prétention ici de détailler ces processus physiques dans les moindres détails. Nous nous contenterons simplement de donner quelques informations les concernant dans le but de faciliter la compréhension. La plupart des relations présentées dans cette section sont extraites de [93].

3.2.1 Le rayonnement de courbure

Des électrons relativistes d'énergie γmc^2 (où γ est le facteur de Lorentz) circulant le long d'une ligne de champ magnétique de rayon de courbure ρ_{cr} (cr pour «curvature radiation») émettent des photons selon un spectre continu en énergie et piqué à l'énergie caractéristique ε_{cr} :

$$\varepsilon_{cr} = \frac{3}{2} c\hbar \frac{\gamma^3}{\rho_{cr}} \tag{3.1}$$

On comprend déjà à partir de cette relation que l'énergie des photons γ émis par rayonnement de courbure est plus importante pour les lignes de champ magnétique dont le rayon de courbure est plus faible. Les dernières lignes de champ ouvertes (la dernière ligne de champ fermée est tangente au cylindre de lumière) sont donc plus suceptibles de permettre aux électrons une émission à très haute énergie. De plus, le rayon de courbure de celles-ci diminue avec la période de rotation du pulsar. En effet, plus le pulsar tourne rapidement plus le cylindre de lumière est proche de l'étoile ($R_{cl} = c/\Omega$). On comprend ainsi pourquoi l'énergie maximum des γ émis par ce procesus dépend également de la période du pulsar. Pour un champ magnétique purement dipolaire, le rayon de courbure de ces dernière lignes de champ à proximité de la surface de l'étoile peut être approximer par :

$$\rho_{cr} \approx \sqrt{R_* \cdot R_{cl}} \approx 10^8 \sqrt{P} \text{ cm} \tag{3.2}$$

où R_* est le rayon de l'étoile à neutrons, R_{cl} le rayon du cylindre de lumière et P la période du pulsar exprimée en secondes.

Le taux de perte d'énergie des électrons par rayonnement de courbure est donné par :

$$\dot{\gamma}_{cr} = -\frac{2}{3} \frac{e^2}{m_e c} \frac{\gamma^4}{\rho_{cr}^2} \tag{3.3}$$

Il en résulte une distribution en énergie des électrons en loi de puissance $\propto \gamma^{-4}$. Les électrons finissant par s'échapper le long des lignes de champ ouvertes, ceux-ci ne peuvent être accélérés indéfiniment et cette loi de puissance subit une cassure à une énergie limite γ_0. Cette énergie limite des électrons introduit par conséquent une cassure naturelle (dans la littérature anglo-saxonne : *cutoff*) du spectre d'émission des photons à une énergie ε_c. Ainsi, la théorie prédit un spectre en énergie des photons γ émis par rayonnement de courbure (en supposant qu'ils ne soient pas absorbés) décrit par :

$$\varepsilon f(\varepsilon) \propto \varepsilon^{+1/3} \text{ pour } \varepsilon < \varepsilon_c \tag{3.4}$$

$$\varepsilon f(\varepsilon) \propto \varepsilon^{+4/3} \text{ pour } \varepsilon > \varepsilon_c \tag{3.5}$$

En comparant le temps caractéristique d'émission des électrons dans ce processus $\tau_{cr} \equiv \gamma/|\dot{\gamma}_{cr}|$ au temps de fuite des électrons $\tau_{ech} \approx \rho_{cr}/c$ (ech pour «échappe»), on détermine l'énergie de coupure ε_c du spectre en énergie des photons par une expression totalement indépendante des paramètres rotationnels du pulsar [94] :

$$\varepsilon_c \approx \frac{9}{4} \hbar \frac{c}{r_0} \approx 150 \text{ MeV} \tag{3.6}$$

où r_0 est le rayon classique de l'électron.

3.2.2 L'émission cyclotron

Une particule de charge e et de masse m se déplaçant sur une trajectoire circulaire autour d'un champ magnétique $\vec{B}$ avec une vitesse non relativiste émet une radiation à la fréquence ν_L dite fréquence de Larmor donnée par :

$$\nu_L = \frac{eB}{mc} \tag{3.7}$$

Pour un électron ou un positon cette fréquence est :

$$\nu_L = 2.8 \text{ MHz gauss}^{-1} \tag{3.8}$$

La perte d'énergie engendrée par cette émission pour un électron ou un positon se déplaçant à la vitesse $v = \beta c$ s'exprime par [69, page 175] :

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{8\pi^2}{3}\frac{\nu_L^2\beta^2 e^2}{c} \tag{3.9}$$

Lorsque la vitesse βc devient relativiste, la fréquence d'émission ν_g dite gyrofréquence devient inférieure à la fréquence de Larmor du fait de l'augmentation de la masse de l'électron. Ces effets relativistes impliquent également une émission aux harmoniques de ν_g. Il s'agit alors de l'émission synchrotron.

3.2.3 L'émission synchrotron

Lorsqu'un électron (ou positon) traverse un champ magnétique, la force de Lorentz le contraint à se déplacer suivant une hélice dont l'axe coïncide avec la direction du champ. Le mouvement de ces électrons peut ainsi être décrit par la combinaison d'une rotation circulaire autour de la ligne de champ considérée et d'une translation le long de celle-ci. La rotation autour de la ligne de champ introduit une émission de l'électron à la fréquence ν_g et à ses harmoniques. La vitesse de translation se traduit par un effet Doppler sur la fréquence d'émission et par une concentration de l'émission suivant sa direction.

Ainsi, si on considère une particule chargée d'énergie γmc^2 se propageant selon une trajectoire hélicoïdale autour d'une ligne de champ magnétique avec un angle d'incidence ψ par rapport à celle-ci, on peut décomposer la vitesse de la particule en deux composantes $v_{||}$ et $v_\perp$, respectivement parallèle et perpendiculaire à la ligne de champ. D'un point de vue pratique, les théoriciens associent à ces vitesses les facteurs de Lorentz correspondants $\gamma_{||}$ et $\gamma_\perp$avec :

$$\gamma = \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{-1/2} \tag{3.10}$$

et

$$\gamma_{||}.\gamma_\perp = \gamma \tag{3.11}$$

Compte tenu de ces notations, on a :

$$\sin\psi = \frac{v_\perp}{v} = \left(1 - \left(\frac{v_{||}}{v}\right)^2\right)^{1/2} \tag{3.12}$$

Dans la cas ultra-relativiste on peut faire l'approximation $v \approx c$ et l'angle ψ est alors donné par :

$$\sin\psi \approx \gamma_{||}^{-1} \tag{3.13}$$

Comme on l'a dit précédemment, l'émission synchrotron est liée à la rotation de la particule autour du champ magnétique. Par conséquent, l'énergie disponible pour cette émission synchrotron dépend de $\gamma_\perp$ et est donnée par :

$$\varepsilon_{disp} = \gamma_\perp mc^2 \tag{3.14}$$

Un électron perd de l'énergie par émission synchrotron avec un taux $\dot{\gamma}_{sr}$ donné par :

$$\dot{\gamma}_{sr} = -\frac{2}{3}\frac{r_0^2}{m_e c}B^2\gamma_\perp^2 \tag{3.15}$$

En introduisant les relations 3.11 et 3.13, on peut exprimer ce taux en fonction de l'angle ψ et de la vitesse γ de l'électron :

$$\dot{\gamma}_{sr} = -\frac{2}{3}\frac{r_0^2}{m_e c}B^2\gamma^2\sin^2\psi \tag{3.16}$$

Pour des faibles rayons de courbure, la perte d'énergie par synchrotron est énorme et largement supérieure à celle due au rayonnement de courbure (relation 3.3).

De même que pour le rayonnement de courbure (relation 3.1) il est possible de déterminer une énergie caractéristique ε_{sr} pour les photons émis par des particules d'énergie γ pour laquelle l'émission est maximale :

$$\varepsilon_{sr} = \frac{3}{2}\hbar\frac{eB}{m_e c}\gamma^2 \sin\psi \tag{3.17}$$

B. Rudak et al. [93] ont démontrés que pour une injection de particules monoénergétiques (paires électron-positon) γ_0 et en supposant une perte d'énergie par émission synchrotron suivant le taux $\dot{\gamma}_{sr}$ donné en 3.16, le spectre en énergie des photons émis est délimité par deux énergies limites ε_c et ε_0. La borne inférieure, ε_c, correspond à un déplacement des particules tel que $\gamma_\perp \sim 1$, soit :

$$\varepsilon_c \equiv \varepsilon_{sr}\left(\gamma = \gamma_{||}\right) = \frac{3}{2}\hbar\frac{eB}{m_e c}\frac{1}{\sin\psi} \tag{3.18}$$

La borne supérieure, ε_0, est l'énergie caractéristique correspondante soit :

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{sr}\left(\gamma_0\right) = \frac{3}{2}\hbar\frac{eB}{m_e c}\gamma_0^2 \sin\psi \tag{3.19}$$

L'ensemble de ces caractéristiques se traduisent pour les photons par un spectre en simple loi de puissance $f(\varepsilon) \propto \varepsilon^{1/2}$ (équivalent à $\varepsilon f(\varepsilon) \propto \varepsilon^{1/2}$) au dessus de ε_c. En dessous de cette énergie critique, le spectre change de forme et tend assymptotiquement vers $f(\varepsilon) \propto \varepsilon^{+2}$.

3.2.4 Diffusion inverse Compton

Un électron stationnaire peut être accéléré par un photon incident qui lui transfert une partie de son énergie et de son impulsion. Il s'agit de la diffusion Compton. L'effet inverse peut également avoir lieu. Dans ce cas, c'est l'électron qui communique de son énergie cinétique au photon et il s'agit alors de la diffusion Compton inverse. Selon la longueur d'onde du photon cible perçue dans le référentiel propre de l'électron, on distingue deux régimes pour ce processus. Lorsque celle-ci est très supérieure à la longueur d'onde Compton on parle de régime dit de Thompson. Dans le cas opposé, on parle de régime Klein-Nishina.

Considérons un électron se déplaçant le long d'une ligne de champ magnétique avec un facteur de Lorentz γ et un photon d'énergie $\varepsilon = \epsilon mc^2$ se propageant selon un angle $\arccos\mu$ par rapport à la ligne de champ. On attribuera par la suite le symbole «prime» aux grandeurs exprimées dans le référentiel de l'électron. La conservation des quantités de mouvement conduisent à une section efficace différentielle pour la diffusion inverse Compton donnée par :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega'_f} = \frac{3\sigma_T}{16\pi}\left[\left(1-\mu_i'^2\right)\left(1-\mu_f'^2\right) + \frac{1}{4}\left(1+\mu_i'^2\right)\left(1+\mu_f'^2\right)(g_1+g_2)\right] \tag{3.20}$$

où les indices «i» et «f» symbolisent respectivement les états initial et final. σ_T est la section efficace de Thompson et Ω'_f l'angle solide dans lequel sont émis les photons d'énergie ϵ'_f. Les fonctions g_1 et g_2 sont données par :

$$\left\{\begin{array}{lcc} g_1(u) & = & \frac{u^2}{(u+1)^2} \\ g_2(u) & = & \frac{u^2}{(u-1)^2+a^2} \end{array}\right. \tag{3.21}$$

avec

$$\left\{\begin{array}{ccc} u & \equiv & \epsilon'_i/\epsilon_B \\ a & \equiv & 2\alpha\epsilon_B/3 \\ \epsilon_B & \equiv & \frac{\hbar eB}{m^2c^3} \end{array}\right. \tag{3.22}$$

où α est la constante de structure fine et ϵ_B l'énergie d'un photon émis à la fréquence de Larmor (cf. relation 3.7) et exprimée en unité mc^2.

De cette section efficace différentielle on tire le taux de refroidissement des électrons par diffusion inverse Compton :

$$\dot{\gamma}_{ICS} = -c\int d\epsilon_i \int d\Omega_i \left(\frac{dn_{ph}}{d\epsilon_i d\Omega_i}\right)(1-\beta\mu_i)\int d\Omega'_f \left(\frac{d\sigma}{d\Omega'_f}\right)(\epsilon_f - \epsilon_i) \tag{3.23}$$

avec $\epsilon_f = \epsilon'_f \gamma \left(1 + \beta\mu'_f\right)$ est l'énergie (en unité mc^2) du photon diffusé dans le référentiel du laboratoire [29].

3.2.5 Création de paires par interaction $\gamma - B$

Le processus de création de paires dans un champ magnétique intense fut introduit pour la première fois en 1971 par P.A. Sturrock [107]. Un photon γ se propageant dans la magnétosphère peut interagir avec le champ magnétique et se matérialiser en paire électron-positon (cette réaction a une probabilité non nulle du fait que le champ magnétique peut absorber du moment angulaire). Toutefois, ceci exige certaines conditions sur l'angle ψ entre la trajectoire du photon et la direction du champ magnétique local, l'énergie du photon ε, mais également l'épaisseur optique du milieu $\tau_{\gamma B}$ pour ce processus. Les deux premières conditions s'expriment par la relation suivante :

$$\varepsilon \cdot \sin\psi \geq 2m_e c^2 \tag{3.24}$$

On comprend bien à partir de cette relation qu'un photon se propageant parallèlement au champ magnétique local ne peut être absorbé par ce processus. En ce qui concerne l'épaisseur optique $\tau_{\gamma B}$ de la magnétosphère pour ce processus, elle doit être très importante[1] (ceci traduit une opacité importante de la magnétosphère aux rayons gamma). La détermination de la valeur de ce paramètre s'effectue par le biais du calcul du coefficient d'atténuation $\eta(\varepsilon)$ liant le nombre de photons au nombre de paires produites [33] :

$$n_{paires} = n_{photons} \left\{1 - e^{-\eta(\varepsilon)\cdot d}\right\} \tag{3.25}$$

où d est la distance moyenne parcourue par le photon γ dans le champ magnétique. Les éléments de matrice du processus $\gamma + B \rightarrow e^+ + e^-$ conduisent à une expression pour ce coefficient d'atténuation qui, dans la limite ultra-relativiste, s'exprime par :

$$\eta(\varepsilon) = \frac{1}{2}\frac{2\pi\alpha}{\lambda_c}\frac{B_\perp}{B_c}T(\chi) \tag{3.26}$$

où α est la constante de structure fine, λ_c est la longueur d'onde Compton, ε l'énergie du photon γ mis en jeu. Le champ magnétique critique B_c, le paramètre de Erber χ et la fonction $T(\chi)$ sont définis par :

$$\left\{\begin{array}{ccc} B_c & = & \frac{m_e^2 c^3}{e\hbar} \simeq 4.4 \cdot 10^{13}\ \mathrm{G} \\ \chi & \equiv & \frac{1}{2}\frac{B_\perp}{B_c}\frac{\varepsilon}{m_e c^2} \\ T(\chi) & \approx & 0.46 \cdot e^{-4f/3\chi}\ \text{pour}\ \chi \leq 0.2 \end{array}\right. \tag{3.27}$$

où m_e est la masse de l'électron et f un facteur de correction (significatif pour des énergies proches du seuil et un grand champ magnétique local) introduit par J.K. Daugherty et A.K. Harding 1983 [22].

Comme on a pu le voir précédemment, des photons γ sont émis par divers processus au sein de la magnétosphère. Ces photons γ se propageant vont être plus ou moins sujets à l'absorption par ce processus de création de paires. Compte tenus des différentes relations présentées ci-dessus, cette absorption se traduit par l'application d'une coupure doublement exponentielle du spectre en énergie des photons γ émis. Cette propriété est d'ailleurs la conséquence de la cassure abrupte du spectre à haute énergie prédite par le modèle Polar Cap.

Dans le cas des photons γ se propageant le long d'une ligne de champ magnétique dont l'angle d'ouverture par rapport à l'axe magnétique à la surface de l'étoile est voisin de θ_{cp} (bord de la calotte polaire), l'énergie de coupure ε_c peut être approximée par :

$$\varepsilon_c \approx 0.4 \cdot P^{1/2}\left(\frac{r}{R_*}\right)^{1/2} \times max\left\{1, \frac{0.1\cdot B_c}{B_{cp}}\left(\frac{r}{R_*}\right)^3\right\}\ \mathrm{GeV} \tag{3.28}$$

où r est la distance séparant le photon γ du centre de l'étoile, R_* le rayon de l'étoile, P la période de rotation du pulsar et B_{pc} lintensité du champ magnétique à la surface de l'étoile et à la latitude θ_{cp}.

[1] La condition $\tau_{\gamma B} = 1$ correspond au critère utilisé pour tracer la ligne de mort (death-line) des pulsars radio dans les diagrammes $P - \dot{P}$.

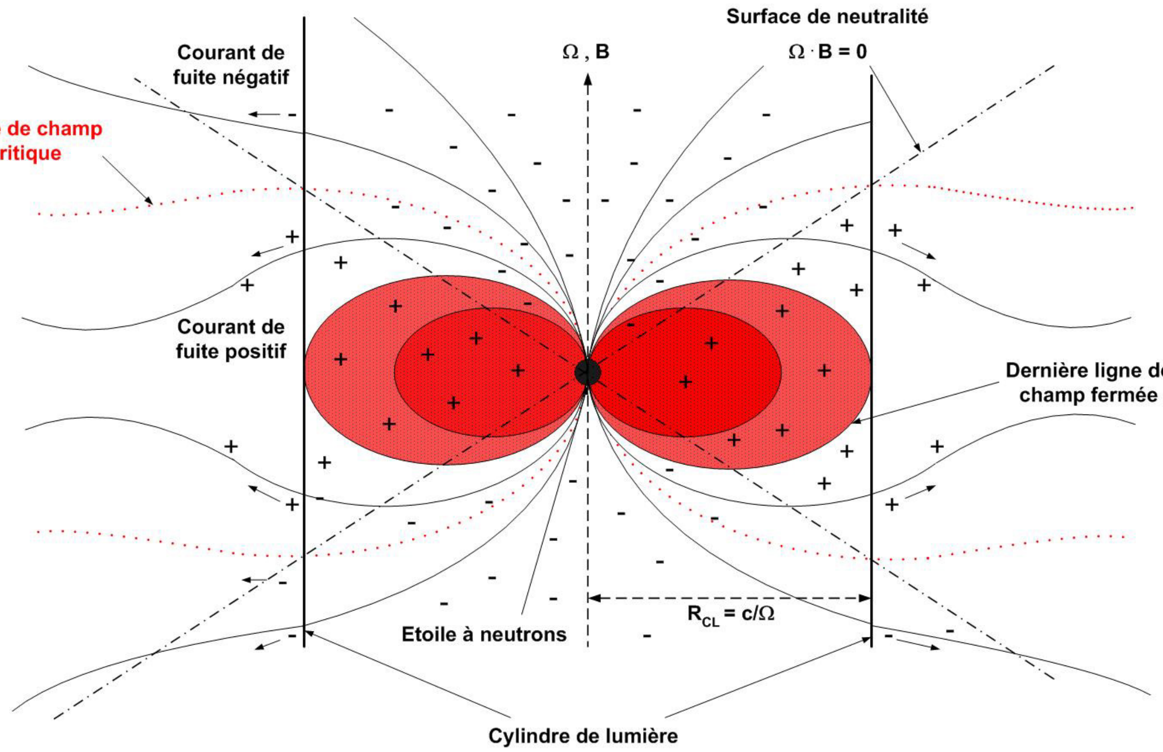


FIG. 3.1: *Modèle du pulsar aligné. Les charges de signes opposées (représentées par des + et des -) sont réparties de part et d'autre de la surface de neutralité définie par $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$. Dans le cas où $\vec{B}$ et $\vec{\Omega}$ sont anti-parallèles, les courants de fuites (au niveau des lignes de champ ouvertes) sont de charges opposées.*

3.2.6 Création de paires par interaction photon-photon

Lorsque deux photons entrent en collision, une paire électron-positon peut être émise si l'énergie dans le centre de masse est supérieure à $2m_ec^2$ (m_e étant la masse d'un électron). La section efficace de cette réaction à seuil est correctement établie en l'absence de champ. Cependant, aucune formule n'a encore été établie à ce jour pour cette même réaction en présence d'un champ magnétique intense. De ce fait, les modèles théoriques décrivant l'émission gamma dans la magnétosphère des pulsars utilisent la formule standard sans tenir compte du champ magnétique. Si cette approximation peut se justifier dans le cas des modèles Outer Gap où l'émission a lieu loin de l'étoile à neutrons, ce n'est en général pas le cas pour des émissions à la surface des pôles dans le cadre des modèles Polar Cap.

3.3 Modèle standard, modèle du pulsar aligné

Les modèles d'émission pulsée partent tous de l'hypothèse que les plulsars sont des étoiles à neutrons en rotation rapide fortement magnétisées. Proche de la surface de l'étoile, le champ magnétique est dominé par le champ dipolaire intrinsèque de l'étoile. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne de celle-ci, le champ magnétique dipolaire devient faible et c'est le champ toroïdal, orthogonal au champ dipolaire et généré par les particules chargées se déplaçant le long des lignes de champ, qui domine. Celui-ci est particulièrement difficile à établir et ne sera pas explicité ici. On ne fera également qu'évoquer les expressions caractéristiques du modèle standard afin d'introduire les modèles d'émission gamma, celles-ci étant établies très explicitement dans les annexes C et D.

Près de la surface de l'étoile, le champ dipolaire $\vec{B}$ tournant avec une vitesse angulaire $\vec{\Omega}$ induit un champ électrique $\vec{E}$ défini par

$$\vec{E} + \frac{1}{c}\left(\vec{\Omega} \wedge \vec{r}\right) \wedge \vec{B} = \vec{0} \tag{3.29}$$

Dans le cadre de leur théorie du pulsar aligné, P. Goldreich et W.H. Julian [42] ont démontré que la magnétosphère de l'étoile ne pouvait être vide, auquel cas il existerait un champ électrique $\vec{E}_{\|\vec{B}}$ considérable - $\vec{E} \cdot \vec{B} \neq 0$ - capable d'arracher à la surface de l'étoile des particules malgré les forces de gravitation. Ainsi la magnétosphère n'est pas vide mais composée d'un plasma chargé. La densité volumique de charge satisfaisant aux conditions d'équilibre de la magnétosphère est donnée par :

$$\rho\left(r,\theta\right) = -\frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c} \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^2 \sin^2\theta\right]} \tag{3.30}$$

On voit ainsi qu'il existe une surface définie par $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$ où les charges en corotation avec l'étoile changent de signe (cf. figure 3.1). Toutefois, cette expression n'est valable que dans la partie corotative de la magnétosphère comprise à l'intérieur d'un cylindre dont le rayon est $R_{CL} = c/\Omega$ et l'axe de symétrie est l'axe de rotation de l'étoile. En effet, à cette distance R_{CL}, un point tournant avec l'étoile à la vitesse angulaire Ω atteint la vitesse limite de la lumière dans le vide c. On définit cette frontière fictive au-delà de laquelle les particules et les lignes de champ ne sont plus en corotation avec l'étoile par le terme de *cylindre de lumière*. Les lignes de champ magnétique coupant ce cylindre de lumière sont ouvertes et l'une des extrémité n'est par conséquent plus en rapport causal avec la surface de l'étoile. Dans cette condition où l'axe magnétique est colinéaire à l'axe de rotation, cette dernière ligne de champ fermée délimite au pôle un cône de demi-angle d'ouverture θ_{cp} défini par :

$$\sin\theta_{cp} = \left(\frac{\Omega R_*}{c}\right)^{1/2} \tag{3.31}$$

où R_* est le rayon de l'étoile à neutrons considérée. Sachant que $R_* \ll R_{CL}$, on peut estimer la taille de la calotte polaire r_{cp} à la surface de l'étoile par :

$$r_{cp} \simeq R_* \cdot \theta_{cp} \simeq \left(\frac{\Omega R_*^3}{c}\right)^{1/2} \tag{3.32}$$

Ainsi, on peut estimer le flux de particules chargée s'échappant le long des lignes de champ ouvertes au niveau de la calotte polaire par :

$$\dot{N}_{cp} \simeq \left(\pi r_{cp}^2\right)\left(\frac{\rho_c}{e}\right) \simeq \frac{\Omega^2 R_*^3 B_p}{2ec} \tag{3.33}$$

P. Goldreich et W.H. Julian ont également démontré qu'il existait à la surface de l'étoile un potentiel électrique défini par :

$$V\left(R_*,\theta\right) = \frac{B_p R_*^2 \Omega \sin^2\theta}{2c} \tag{3.34}$$

où B_p est l'intensité du champ dipolaire à la surface du pôle. Ainsi, entre le pôle et la dernière ligne de champ fermé, il existe à la surface de l'étoile une différence de potentiel électrique ΔV_{cp} définie par :

$$\Delta V_{cp} = \frac{B_p \Omega r_{cp}^2}{2c} = \frac{B_p R_*^3 \Omega^2}{2c^2} \tag{3.35}$$

Ces grandeurs définissent les caractéristiques principales du modèle standard des pulsars et constituent les points de départ des deux modèles d'émission pulsée à haute énergie existants à l'heure actuelle. Bien que la magnétosphère ne soit pas vide, on comprend également que si un déficit de charge apparaissait, celui-ci induirait automatiquement un champ électrique accélérant les particules le long des lignes de champ. Selon l'énergie de ces particules et les processus mis en jeu, celles-ci émettent des photons à différentes énergies, expliquant ainsi l'émission pulsée observée sur les différentes parties du spectre.

3.4 Les modèles d'émission gamma

EGRET a mis en évidence pour sept des huit pulsars gamma détectés une émission pulsée à quelques GeV. Il ne fait donc aucun doute que des processus physiques accélèrent les particules chargées de la magnétosphère à des énergies relativistes. Les modèles se rejoignent également sur le fait que les facteurs de Lorentz correspondants sont de l'ordre de $10^5 - 10^7$ et que de telles vitesses n'ont pu être atteintes que par l'influence d'un champ électrique intense induit par le champ magnétique dipolaire de l'étoile à neutrons en rotation rapide. P. Goldreich et W.H. Julian ont démontré que ces champs électriques sont si intenses qu'ils engendrent des forces sur les particules chargées de la surface de l'étoile de plusieurs ordres de grandeur supérieures aux forces gravitationnelles, les arrachant ainsi de la surface pour former une magnétosphère chargée. Les charges ainsi éjectées se répartissent dans la magnétosphère de telle sorte qu'elles écrantent la composante du champ électrique parallèle au champ magnétique ($\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$), autorisant ainsi la corotation de l'ensemble avec l'étoile. Cependant il subsiste des zones où la condition $\vec{E} \cdot \vec{B} = 0$ n'est pas vérifiée dû à un déficit de charges (en comparaison à la densité de charge calculée par P. Goldreich et W.H. Julian) et où subsiste alors un champ électrique $\vec{E}_{\|\vec{B}}$ accélérant les particules le long des lignes de champ magnétique. Ces zones d'accélération se situeraient dans des régions suffisamment restreintes pour ne pas troubler l'équilibre électrique de la magnétosphère et plus précisément à la surface des pôles et/ou dans la zone comprise entre la surface de neutralité - définie par $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$ - et les dernières lignes de champ fermées (figure 3.2). Ces deux zones d'accélération associées à des mécanismes physiques distincts ont donné naissance à deux modèles : le modèle de la calotte polaire (Polar Cap - noté PC) et le modèle de la cavité externe (Outer Gap - noté OG).

3.4.1 Modèle de la calotte polaire : Polar Cap (PC)

3.4.1.1 Bref historique

Comme précisé précédemment, le modèle de la calotte polaire suppose une accélération à proximité de la surface des pôles magnétiques. Il fut proposé pour la première fois en 1971 par P.A. Sturrock [107] puis perfectionné en 1975 par M. Ruderman et P.G. Sutherland[95]. Développé dans un premier temps pour expliquer l'émission radio, J.K. Daugherty et A.K. Harding l'ont ensuite perfectionné de manière à expliquer l'émission à plus haute énergie, en X et en gamma [48, 21].

Dans un premier temps, M. Ruderman et P.G. Sutherland supposèrent la formation d'une zone déficitaire en charges à la surface des pôles de l'étoile à neutrons. En effet, alors que les électrons sont arrachés de la surface de l'étoile les ions positifs résultants demeurent très fortement liés aux molécules du fait de l'intense champ magnétique existant. La différence de potentiel ainsi engendrée est conséquente et permet une accélération des particules chargées à des énergies considérables.

En fait, on distingue deux populations de particules. Tout d'abord les particules primaires émettant des photons γ (par rayonnement de courbure, synchrotron ou inverse-Compton) à différentes énergies. Les photons γ ainsi produits interagissent alors avec le champ magnétique intense pour créer des paires électron-positon secondaires qui elles-mêmes sont accélérées et produisent des γ secondaires qui se matérialisent à leur tour en paires électron-positon, etc. Un front de production de cascades de paires s'établit dans la magnétosphère et écrante le champ accélérateur délimitant ainsi la zone accélératrice. Les paires secondaires s'échappant le long des lignes de champ ouvertes sont à l'origine de l'émission radio observée. Le mécanisme d'accélération dans la magnétosphère ainsi construit offrait une bonne interprétation de quelques observations et semblait cohérent jusqu'en 1976 où des calculs plus précis révisèrent à la baisse l'énergie de liaison des ions de surface. Ainsi, des ions pouvaient être extraits de la surface, anéantissant l'hypothèse de départ concernant l'existence d'une différence de potentiel responsable de l'accélération.

Après une étude plus approfondie des processus de diffusion inverse Compton (Inverse Compton Scattering - ICS), il s'est avéré que l'ICS était un mécanisme très efficace dans la perte d'énergie des particules chargées. En effet, dans un champ magnétique intense, la section efficace de l'ICS est très sensiblement amplifiée par un effet de résonance. Le modèle de M. Ruderman et S.G. Sutherland a par

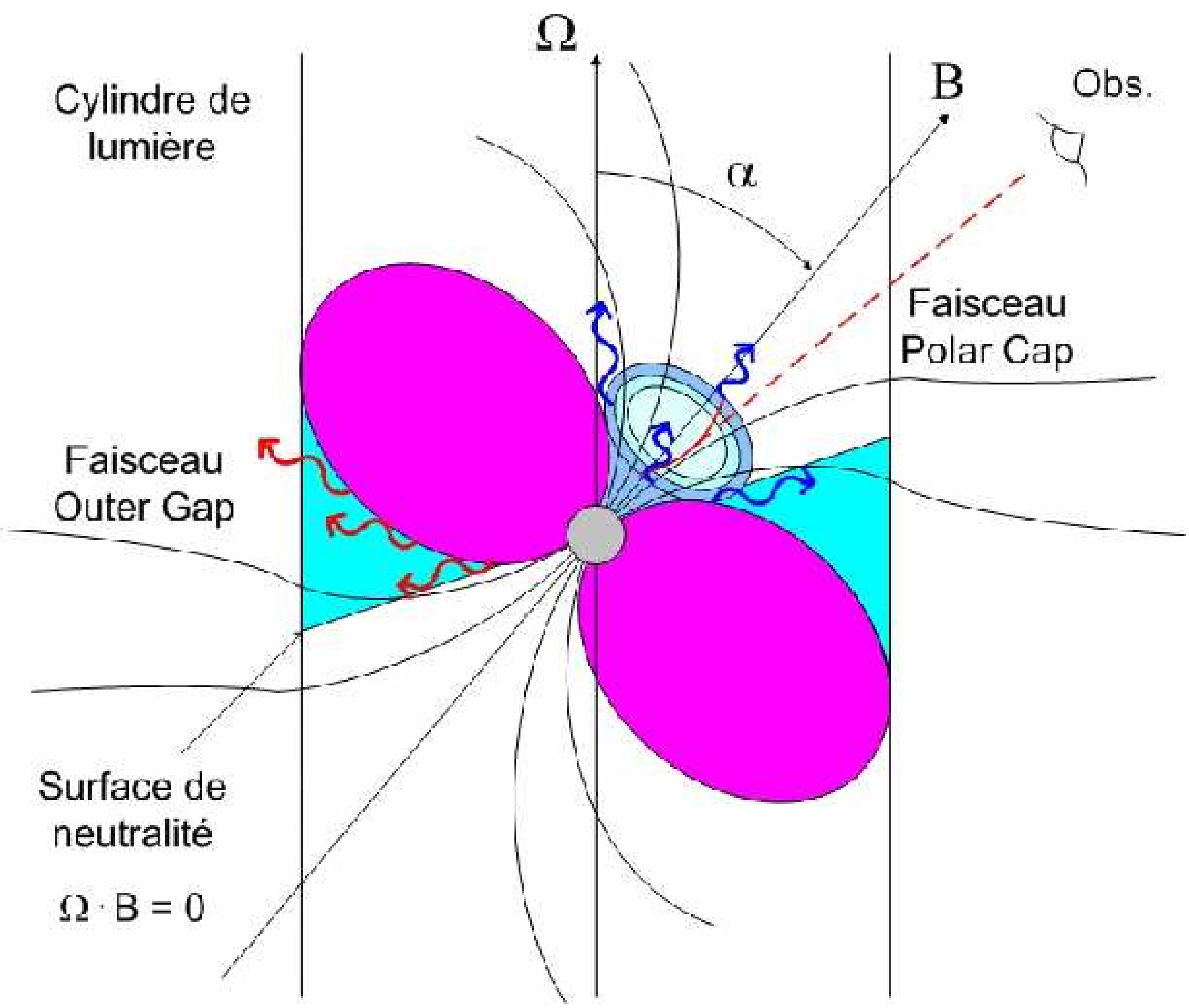


FIG. 3.2: *Les deux modèles d'émission pulsée à haute énergie : Polar Cap et Outer Gap. Dans les deux cas, un déficit de charge introduit un champ électrique parallèle aux lignes de champ magnétique capable d'accélérer les particules chargées circulant le long de celles-ci à des vitesses considérables. Dans le cadre du modèle Polar Cap, cette cavité accélératrice se situerait proche de la surface des pôles, tandis que pour le modèle Outer Gap, celle-ci se formerait plus haut dans la magnétosphère, comprise entre la dernière ligne de champ fermée , le cylindre de lumière et la surface de neutralité.*

conséquent été repris en prenant en considération ce mécanisme de production de photons. Il a alors été mis en évidence que ce processus jouait un double-rôle. Non seulement il est responsable d'une perte d'énergie importante des particules, mais les photons γ produits s'avèrent être bien plus énergétiques que ceux produits par rayonnement de courbure (Curvature Radiation - CR). L'ICS devient alors le processus dominant responsable de la délimitation de la zone accélératrice et donc indirectement de la cassure spectrale observée à haute énergie. Ainsi, les prédictions de la hauteur de cette zone et de la différence de potentiel associée ont été revues à la baisse, résolvant du même coup le problème de l'énergie de liaison trop faible évoqué précédemment. Une autre hypothèse a par la suite été mise en avant afin d'expliquer le déficit de charge à l'origine du potentiel accélérateur : en supposant que la température à la surface est supérieure à la température d'émission thermique des ions et des électrons et en considèrant $\vec{E}_{\|\vec{B}} = \vec{0}$ à la surface de l'étoile à neutrons, un déficit de charges peut être créé par effet centrifuge sur celles-ci. Toutefois, ce déficit de charges ne peut subsister que dans une zone où les lignes de champ sont ouvertes (lignes de champ traversant le cylindre de lumière). En effet, si les lignes de champ sont fermées, des particules chargées venant du pôle opposé (dans l'autre sens) compensent cette perte de charge et la zone accélératrice ne peut exister.

3.4.1.2 Processus physique

Si l'existence de cette cavité accélératrice est désormais admise, la relation entre ses caractéristiques et les processus physiques responsables de sa stabilité est encore très discutée. Comme on peut le voir dans la figure 3.3, la cavité est délimitée par un front de création de paires écrantant la composante du champ électrique accélérateur parallèle au champ magnétique. On peut découpler ce phénomène en deux étapes : d'une part l'émission de photons par les particules primaires (arrachées à la surface de l'étoile) et secondaires (paires produites), et d'autre part l'absorption de ces photons par création de paires. En ce qui concerne la première étape, plusieurs processus d'émission peuvent être mis en jeu, à savoir le rayonnement synchrotron, le rayonnement de courbure et la diffusion Compton inverse. En ce qui concerne la seconde étape, les photons peuvent se matérialiser en paires électron-positon soit par interaction $\gamma - B$ (si B est suffisamment intense), soit par interaction des γ avec des photons X thermiques émis à la surface de l'étoile à neutrons (cf. figure 3.4). La complexité du problème réside dans le fait que tous ces processus coexistent et dépendent très fortement de la densité de charge du milieu et du champ magnétique local (intensité et courbure), ainsi que de la période et de la température de surface du pulsar.

3.4.1.3 Energies accessibles

Une fois la configuration du champ magnétique bien établie, les propriétés de la zone accélératrice sont définies par l'énergie E_γ des photons γ produits. Selon le processus d'émission dominant, cette énergie E_γ varie et le libre parcours moyen des photons avant de se matérialiser en paires est plus ou moins important. B. Zhang et al. [121] ont montré que l'on pouvait distinguer trois principaux modes d'émission.

L'un correspond à l'émission par rayonnement de courbure et l'énergie des photons γ produits est alors donnée par (cf. relation 3.1) :

$$E_{\gamma,CR} = \frac{3}{2} c\hbar \frac{\gamma^3}{\rho_{cr}} \tag{3.36}$$

Les deux autres modes sont tous deux issus de la diffusion Compton inverse des particules accélérées sur des photons thermiques émis à la surface de l'étoile. Ce processus est optimal soit lorsque le flux de photons thermiques est maximum soit lorsque la section efficace du processus ICS est maximale. On comprend donc qu'il existe deux fréquences pour ce processus caractérisant deux énergies pour les γ produits : une énergie $E_{\gamma,rs}$ correspondant à la fréquence de résonance pour laquelle la section efficace est maximale, et une énergie $E_{\gamma,th}$ correspondant à la fréquence $\omega_m = 2.82kT/\hbar$ pour laquelle un corps noir de température T émet le plus de photons thermiques. Les expressions des énergies ainsi

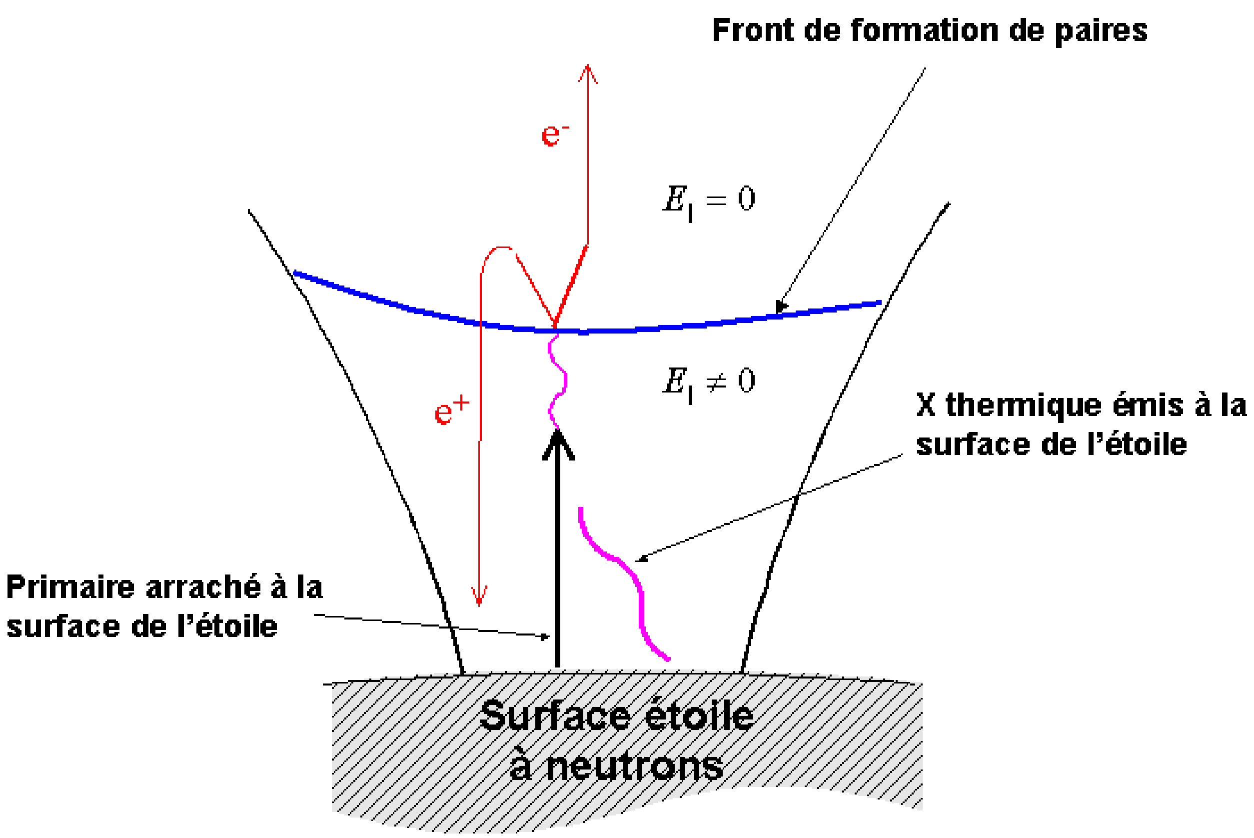


FIG. 3.3: *Formation du front de création de paires au dessus de la calotte polaire dans le modèle Polar Cap. Une particule chargée est arrachée à la surface de l'étoile puis interagit avec un photon X thermique provenant de la surface de l'étoile pour émettre un photon γ. Ce dernier se matérialise ensuite dans le champ magnétique intense en paire électron-positon. Tandis que l'électron s'éloigne de l'étoile, le positon repart dans l'autre sens. Le bombardement de la surface par ces positons entraîne un réchauffement de la surface, permettant l'émission des X thermiques à l'origine de ces cascades.*

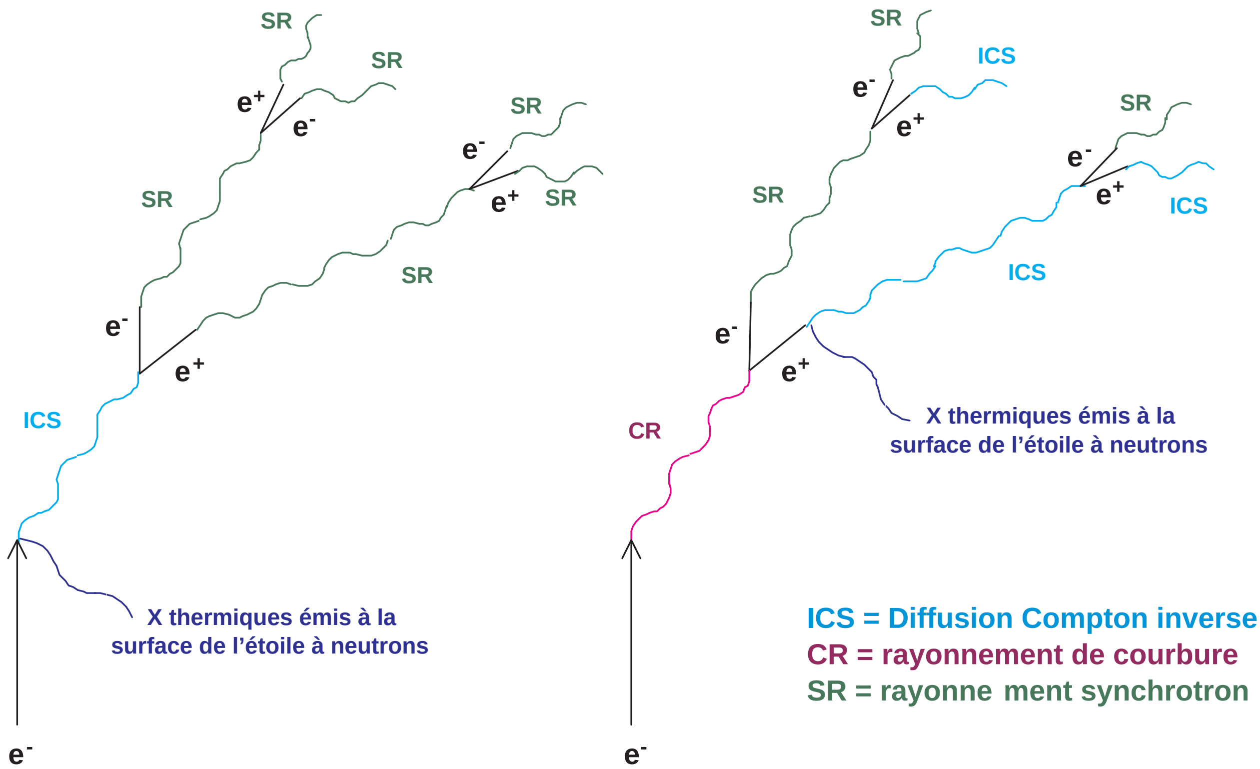


FIG. 3.4: *Cascades de création de paires à l'intérieur de la cavité accélératrice dans le cadre du modèle Polar Cap. A gauche, le processus est équivalent à celui décrit dans la figure 3.3. A droite, pour une densité de photons thermiques insuffisante (trop loin de l'étoile), l'émission de photons par les particules primaires ne s'effectue non plus par diffusion inverse Compton mais par rayonnement de courbure.*

accessibles sont données par :

$$E_{\gamma,rs} \sim 2\gamma^2\hbar\omega_{rs}(1-\beta\mu_i) = 2\hbar\gamma\omega_B \quad (3.37)$$
$$E_{\gamma,th} \sim 2\gamma^2\hbar\omega_m(1-\beta\mu_i) \quad (3.38)$$

où γ est le facteur de Lorentz de la particule, μ_i est le cosinus de l'angle géométrique entre les directions de la particule et du photons incidents. $\omega_B = eB/mc$ est la fréquence cyclotron de la particule chargée de masse m et de charge absolue e dans un champ magnétique B.

Pour une température de surface et un champ magnétique donné, l'ensemble de ces processus en compétition va définir les caractéristiques de la cavité accélératrice. Parmi celles-ci, on peut citer :

- Le libre parcours moyen l_γ des photons gamma. En effet, celui-ci est environ égal à la hauteur h de la cavité au dessus de la surface de l'étoile. au-delà de cette valeur, les photons se matérialisent dans le champ magnétique intense en paires électron-positon.
- La différence de potentiel $\Delta V = \frac{\Omega B}{c}h^2$ existant entre la surface de l'étoile et la hauteur h de la cavité.
- Le facteur de Lorentz maximum que les particules peuvent atteindre en traversant de part et d'autre la cavité, $\gamma = \frac{e\Delta V}{m_e c^2}$.

Si on considère uniquement le rayonnement de courbure avec un rayon de courbure $\rho \sim 10^6$ cm [95], les particules ne peuvent être accélérées au-delà de facteurs de Lorentz $\gamma \sim 10^6$, limite à partir de laquelle l'énergie seuil de création de paires est atteinte. Comme on l'a vu, ce processus était le processus dominant des premiers modèles d'émission aux pôles. La mise en évidence de la composante X dans certains pulsars a permis d'introduire cette composante Compton inverse et de rivaliser avec l'émission par rayonnement de courbure, voire même la dominer largement. Pour les pulsars plus froid - $T < 10^4 - 10^5 K$ - l'émission thermique est moindre et le mécanisme d'émission par rayonnement de courbure (indépendant de la température) prédomine. En revanche, pour des températures supérieures, la diffusion inverse Compton sur les X thermiques devient très efficaces et domine largement le rayonnement de courbure.

D'après A.K. Harding et A. Muslimov [49], le front de création de paires pourrait s'avérer insuffisant pour écranter de façon stable $\vec{E}_{\|\vec{B}}$, même dans le cas des pulsars ayant les champs magnétiques les plus intenses (B$\geq 10^{13}$ gauss). Ainsi, la zone accélératrice s'étenderait jusqu'à une distance égale à 0.5 - 1 fois le rayon de l'étoile au dessus de la surface. A cette distance, la densité de photons thermiques X devient faible et le rayonnement de courbure redevient le processus dominant. Selon cette théorie, une telle zone d'accélération permettrait de communiquer aux particules primaires une énergie maximale $\gamma \sim 10^7$.

Au fur et à mesure que le pulsar vieillit, l'intensité de son champ magnétique décroît et les particules doivent alors être accélérées sur des distances plus importantes pour que les photons émis par rayonnement de courbure puissent atteindre les énergies suffisantes à la formation d'un front stable de création de paires et écranter le champ accélérateur $\vec{E}_{\|\vec{B}}$. Ainsi, le pulsar vieillissant, la zone accélératrice s'allonge progressivement jusqu'à ce que le front de création de paires ne puisse plus se former et le pulsar meurt en pulsar radio.

3.4.2 Modèle de la cavité externe : Outer gap

3.4.2.1 Evolution et principe du modèle Outer Gap

En 1973, Holloway décrivit la formation d'une cavité vide dans les régions externes de la magnétosphère des pulsars. En 1986, Cheng, C. Ho et M. Ruderman [18, 19] s'appuient sur l'existence de cette cavité externe et proposent un second scénario pour l'émission gamma haute énergie. Ainsi, les photons gamma observés ne seraient pas produits aux pôles mais dans une zône plus reculée de la magnétosphère. Le champ magnétique étant moins intense qu'aux pôles (plusieurs ordre de grandeurs [100, tableau 2]), une conséquence immédiate de ce modèle est une atténuation moins sévère des gamma produits, comparée à celle prédite dans le cadre de la théorie Polar Cap.

Le modèle Outer Gap repose également sur les acquis du modèle standard du pulsar aligné. On distingue sur la figure 3.1 une zône fermée délimitée par le cylindre de lumière, la dernière ligne de champ fermée et la surface de neutralité. Les particules chargées n'étant pas autorisées à traverser la surface de neutralité, les électrons (dans le cas où $\vec{\Omega}$ et $\vec{B}$ sont colinéaires et de même sens) ne peuvent pénétrer dans la cavité. A l'intérieur de la cavité, en revanche, les positons s'échappent le long des lignes de champ magnétique. Ces dernières étant ouvertes, les charges positives ainsi perdues ne peuvent être remplacées et la cavité se vide alors peu à peu. Il subsiste alors une différence de potentiel conséquente et un champ électrique parallèle aux lignes de champ capable d'accélérer les particules chargées à des énergies considérables. Ces électrons et positons se propageant le long des lignes de champ émettent par divers processus des photons gamma qui, en se propageant dans la cavité, vont interagir avec d'autres photons de plus basse énergie (X thermiques ou infra rouge) et se matérialiser en paires électron-positon. La cavité se trouve ainsi alimentée en permanence en charges. Ces charges vont alors se propager le long des lignes de champ magnétique tout en étant accélérées par le champ électrique $\vec{E}_{\|\vec{B}}$ règnant dans la cavité, et vont à leur tour émettre des gamma de haute énergie, etc. Tout comme dans le modèle Outer Gap, il s'établit donc un front de création de paires qui écrante alors le champ électrique accélérateur et délimite ainsi la cavité.

Par des considérations géométriques, le modèle originel de K.S. Cheng, C. Ho et M. Ruderman suggèrait l'existence de deux régions accélératrices associées aux deux pôles du pulsar. Bien que cette vision du modèle permettait de retrouver les profils d'émission observés pour le Crabe et Vela, elle ne permettait pas de reproduire la plupart des courbes de lumière observées pour les autres pulsars. Des versions plus récentes du modèle Outer Gap [91] supposant une émission gamma provenant d'un unique pôle permettent d'obtenir de meilleurs résultats, compatibles avec les profils observés.

3.4.2.2 Processus mis en jeu

Tout comme le modèle Polar Cap, le modèle Outer Gap requiert l'existence de paires électron-positon pour délimiter la cavité accélératrice d'une part et fournir les courants chargés à l'origine de l'émission gamma d'autre part. Toutefois, le processus engagé pour la matérialisation en paires des photons γ diffère entre les deux modèles. Comme ceci a été dit précédemment, la cavité accélératrice étant située proche du cylindre de lumière, le champ magétique local est moins intense et l'interaction $\gamma - B$ qui était le processus clé dans le modèle Polar Cap n'est plus aussi efficace. Le modèle Outer Gap doit alors faire appel à des processus photon-photon pour produire ces paires électron-positons et du même coup l'atténuation spectrale à haute énergie devient moins franche que celle annoncée par le modèle Polar Cap.

Selon le modèle Outer Gap, on distingue deux types de pulsars : l'un correspond aux pulsars de type Crabe et l'autre aux pulsars de type Vela. Bien que les processus radiatifs et de production de paires soient totalement différents pour ces deux types de pulsars, le modèle Outer Gap prédit dans les deux cas que les photons primaires ne peuvent être observés directement et qu'ils interagissent lors de processus intermédiaires pour produire l'émission gamma observée. En d'autres termes, les radiations observées proviennent des paires secondaires produites par une première génération de photons, eux-même émis par les particules primaires arrachées à la surface de l'étoile.

Afin de faciliter la compréhension, nous allons expliciter ici les processus mis en jeu en deux étapes : la création des paires électron-positon dans un premier temps, puis l'émission de γ par celles-ci dans un second temps. Dans ces deux phases nous distinguerons les deux types de pulsars évoqués précédemment.

Création de paires

Dans le cas des pulsars jeunes tels que le Crabe, le cylindre de lumière est plus proche de l'étoile et par conséquent les rayons de courbure des dernières lignes de champ ouvertes sont plus faibles. Des photons X non-thermiques peuvent donc être produits par rayonnement de courbure des particules primaires et se matérialiser en paires électron-positon par interaction avec les γ produits par la suite par ces mêmes paires secondaires (par effet synchrotron). Ces réactions sont illustrées dans le schéma (A) de la figure 3.5.

En ce qui concerne les pulsars plus âgés tels que Vela, l'émission X par rayonnement de courbure est trop faible. Dans ce cas de figure, le modèle Outer Gap suppose l'existence d'une composante infra-rouge (IR). Ces photons IR entrent alors en collision avec les particules primaires pour donner par effet inverse-Compton des photons γ. Dans une seconde étape, ces photons γ peuvent se matérialiser en paires par interaction avec d'autres photons IR. Cette cascade de réaction est décrite par le schéma (B) de la figure 3.5. Cette hypothèse prédit également une diffusion inverse Compton des photons infra-rouge sur les particules primaires. Il en résulte une émission importante au TeV qui viole de plusieurs ordres de grandeur en magnitude les limites supérieures observées. Toutefois, une révision récente du modèle Outer Gap par K. Hirotani et S. Shibata [55] a permis au modèle Outer Gap de revenir en course en prédisant une émission au TeV cette fois-ci compatible avec les limites supérieures actuelles. Dans cette nouvelle version, des paires retournant vers l'étoile le long des lignes de champ frappent la surface qui, en se réchauffant, émet alors davantage de X thermiques. Ces derniers peuvent alors entrer en collision avec la faible proportion de photons émis par rayonnement de courbure par les particules primaires et se matérialiser en paires. Cette amélioration du modèle est illustrée par le schéma (C) de la figure 3.5.

Emission gamma observée

Tout comme dans le modèle Polar Cap, le pulsar vieillissant, il devient de plus en plus difficile de former le front stable de création de paires nécessaire à l'écrantage du champ $\vec{E}_{\|\vec{B}}$ et à la fermeture de la cavité accélératrice. Par conséquent, les pulsars jeunes présentent une cavité très fine tandis que les pulsars âgés ont une cavité plus épaisse. La taille importante de la cavité dans le cas des pulsars âgés a des conséquences sur la distribution en énergie des particules accélérées. En effet, l'énergie d'une

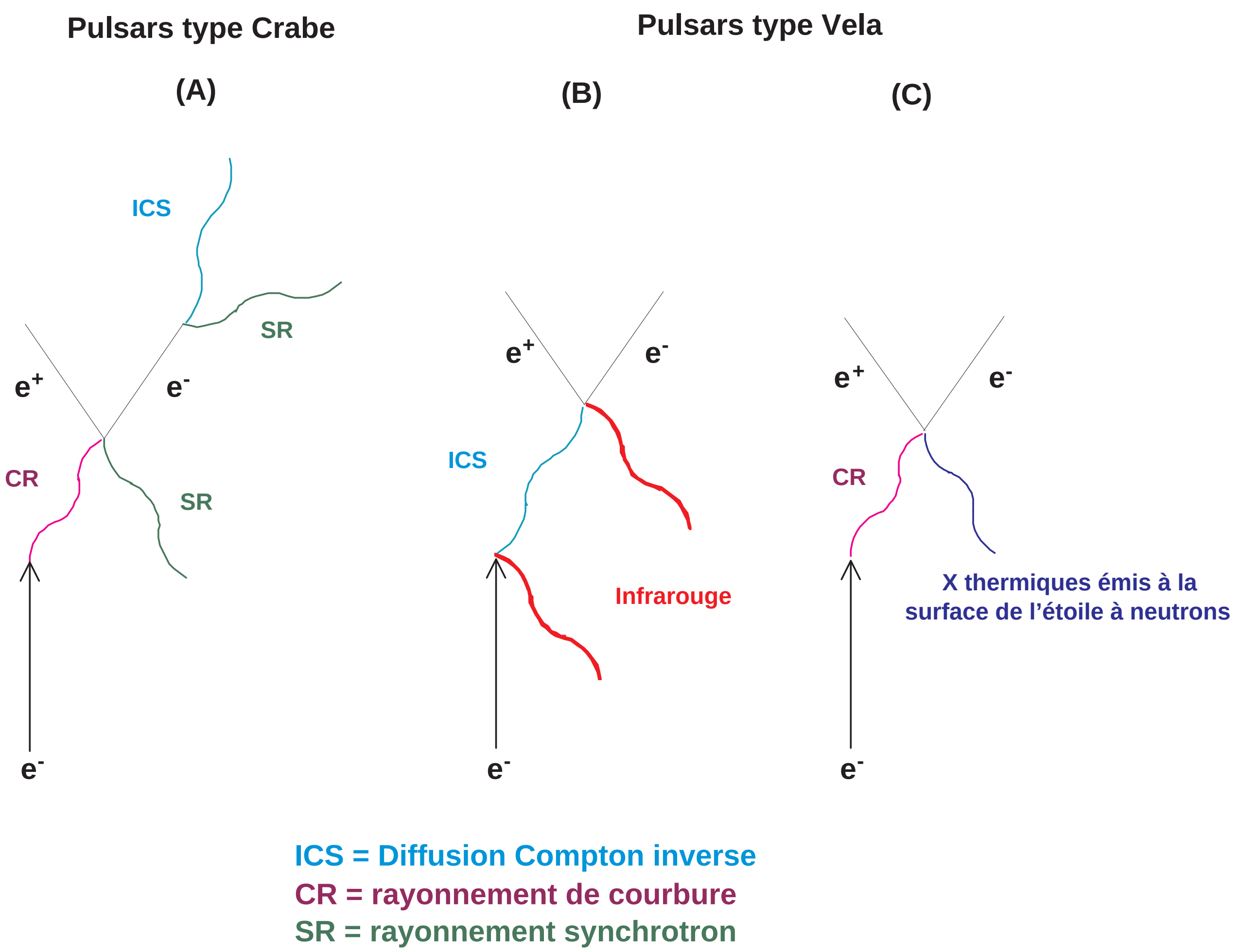


FIG. 3.5: *Les différents scénari de cascades de création de paires proposés par le modèle Outer Gap. La figure de gauche correspond aux processus mis en jeux dans les pulsars jeunes de type Crabe. Les deux figures de droite illustrent les cascades de paires envisageables pour des pulsars plus âgés de type Vela (voir texte).*

particule dans la cavité dépend de l'intensité du champ électrique local et dans le cas d'une cavité épaisse, celui-ci peut varier considérablement d'une extrémité à l'autre de la cavité [122].

Dans les pulsars de type Crabe, l'émission gamma observée résulte de la combinaison d'une émission synchrotron et d'une émission synchrotron self-Compton des paires produites.

Dans les pulsars de type Vela, l'émission gamma est un mélange de rayonnement de courbure et d'émission par rayonnement de courbure self-Compton. Cette composante gamma est reliée dans ce modèle Outer Gap à l'émission non thermique du domaine optique aux X. Celle-ci serait produite par un simple effet synchrotron de ces mêmes paires.

3.4.2.3 Les limites de l'émission gamma

au-delà d'une ligne dite «ligne de mort» dans l'espace de phase défini par la période et le champ magnétique, les paires ne peuvent plus fermer la cavité et le pulsar ne peut alors plus émettre de photon γ. Dans le cadre du modèle Outer Gap, cette ligne se situe autour d'une période $P = 0.3$ s pour un champ magnétique $B \sim 10^{12}$ G **[17].**

Le modèle Outer Gap prédit une émission gamma jusqu'à $\sim$10 GeV pour les pulsars jeunes, et jusqu'à $\sim$100 GeV pour les plus vieux. Contrairement au modèle Polar Cap, cette énergie limite n'est pas liée à l'absorption des γ par création de paires. Elle est définie par la limite des processus radiatifs mis en jeu lors de l'émission de photons par les particules primaires.

3.4.3 Les limites des modèles

3.4.3.1 Coupure à haute énergie

Dans le cas du modèle PC, l'énergie maximale de l'émission pulsée est contrainte d'une part par les limites en énergie des processus d'émission γ et d'autre part par l'absorption des photons γ par le processus de création de paires. Ces deux facteurs limitant couplés imposent une coupure du spectre en gamma brutale de type super-exponentielle. L'énergie de cette coupure spectrale dépend bien sûr de l'intensité du champ magnétique aux pôles et correspond à l'énergie maximale à laquelle les photons émis en un point donné de la cavité accélératrice peuvent s'échapper de la magnétosphère sans se matérialiser en paires. La figure 3.6 donne les valeurs prédites pour l'énergie de coupure dans le cadre du modèle PC en fonction du champ magnétique. Cette énergie E_0 est donnée pour des photons émis à différentes altitudes dans la cavité accélératrice et pour un intervalle de période allant de 0.1 à 5 secondes. Les points représentant les énergies de coupures des huit pulsars gamma sont également représentés. On voit très nettement que les pulsars ayant un champ magnétique plus faible et une période plus importante, c'est à dire les plus vieux pulsars, s'avèrent être les meilleurs candidats pour une détection autour d'une vingtaine de GeV. Toutefois, un phénomène nuisant à la détection en gamma est à prendre en compte. En effet, une augmentation de la période sous-entend une augmentation du rayon de courbure de la dernière ligne de champ ouverte et par conséquent une diminution de l'énergie des photons émis par rayonnement de courbure. Dans le cas de PSR B1951+32, où la période est courte ($\sim$39 ms) et le champ magnétique de seulement $9.8 \cdot 10^{11}$ gauss, aucune énergie de coupure n'a été mise en évidence en dessous de 10 GeV. Le modèle PC prédit pour celui-ci une coupure autour de 20 GeV, laissant peu de chance pour les détecteurs au sol mais quelques espoirs pour CELESTE.

En ce qui concerne le modèle OG, celui-ci est plus optimiste pour les détecteurs Čerenkov au sol. Comme on l'a vu, l'accélération s'effectue plus haut dans la magnétosphère où le champ magnétique local est moins intense qu'à la surface de l'étoile. Le processus $\gamma - B$ ne joue ici aucun rôle dans la production de paires et n'est par conséquent pas responsable de l'atténuation du spectre gamma à haute énergie. L'énergie de coupure est définie en fait par les limites des processus radiatifs mis en jeu pour les particules primaires. La coupure du spectre d'émission pulsé dans le cadre du modèle OG est donc plus progressive que pour le modèle PC, et peut être décrite par une simple exponentielle. A ces énergies, les deux modèles sont bien distincts. Toutefois, les observations EGRET au dessus de 1 GeV présentent de larges barres d'erreur et faute d'observation au sol dans la bande 10 - 100 GeV, les deux modèles n'ont pu être discriminés l'un de l'autre. Une autre distinction du modèle OG par rapport au modèle PC est la prédiction d'une composante au TeV due au processus de diffusion inverse compton des particules accélérées dans la cavité sur les photons thermiques en provenance de la surface de l'étoile. Cette prédiction n'a cependant pas été vérifiée par les imageurs au sol. Toutefois, les dernières génération de modèles OG [55] prédisent des flux au TeV juste en dessous des limites supérieures actuelles établies par les imageurs et restent donc compatibles avec les observations.

3.4.3.2 Profils des courbes de lumière

Le modèle PC semble expliquer correctement l'émission radio observée dans la plupart des pulsars. Toutefois, les cascades de paires étant nécessaires pour la cohérence du signal radio, l'émission gamma est physiquement liée à celle-ci. De ce fait, les profils des courbes de lumière radio et gamma devraient être similaires, ce qui n'est malheureusement pas le cas pour certains pulsars gamma observés (c'est le cas par exemple de PSR B1951+32 dont la courbe de lumière ne présente qu'un pic radio, contre deux en gamma). L'approche illustrée en figure 3.7 tente d'expliquer l'évolution des profils observés dans le cadre de ce modèle. En revanche, pour le modèle OG, l'accélération s'effectue plus haut dans la magnétosphère et les photons gamma peuvent être émis dans une direction différente de celle des photons radio émis aux pôles, expliquant ainsi les décalages en phase observés. Toutefois, la reproduction des profils observés par le modèle Outer Gap ne fonctionne que si on considère que l'émission gamma ne provient que d'une seule cavité parmi les deux (associées aux deux pôles) prédites dans le modèle originel.

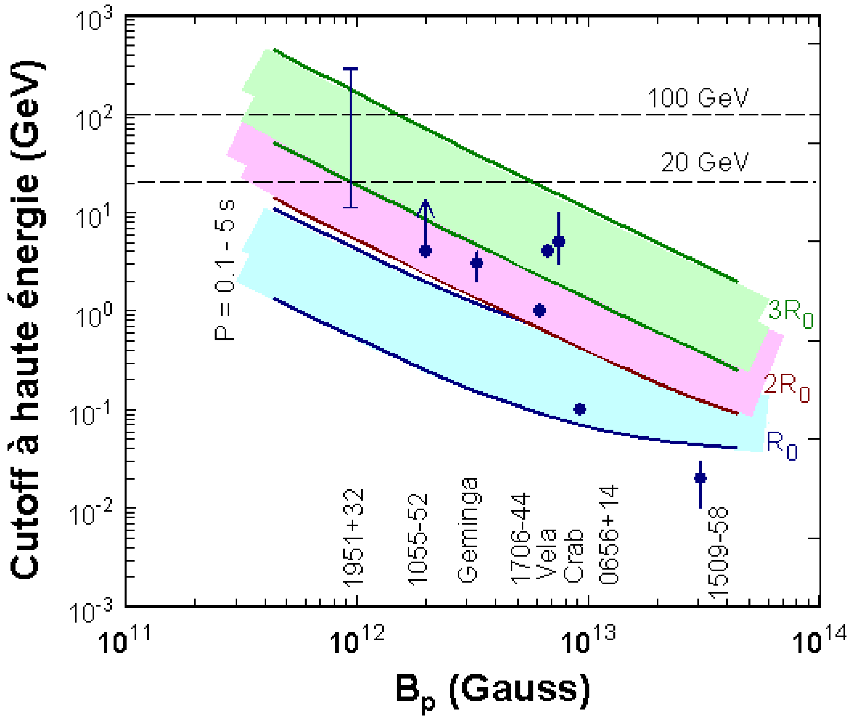


FIG. 3.6: *Calcul théorique de l'énergie de coupure E_0 pour quelques pulsars gamma dans le modèle de la calotte polaire en fonction de l'intensité du champ magnétique B_0 (gauss). Les valeurs de E_0 sont données pour différentes altitudes d'émission au dessus de la surface de l'étoile. R_0 correspond au rayon de l'étoile à neutrons.*

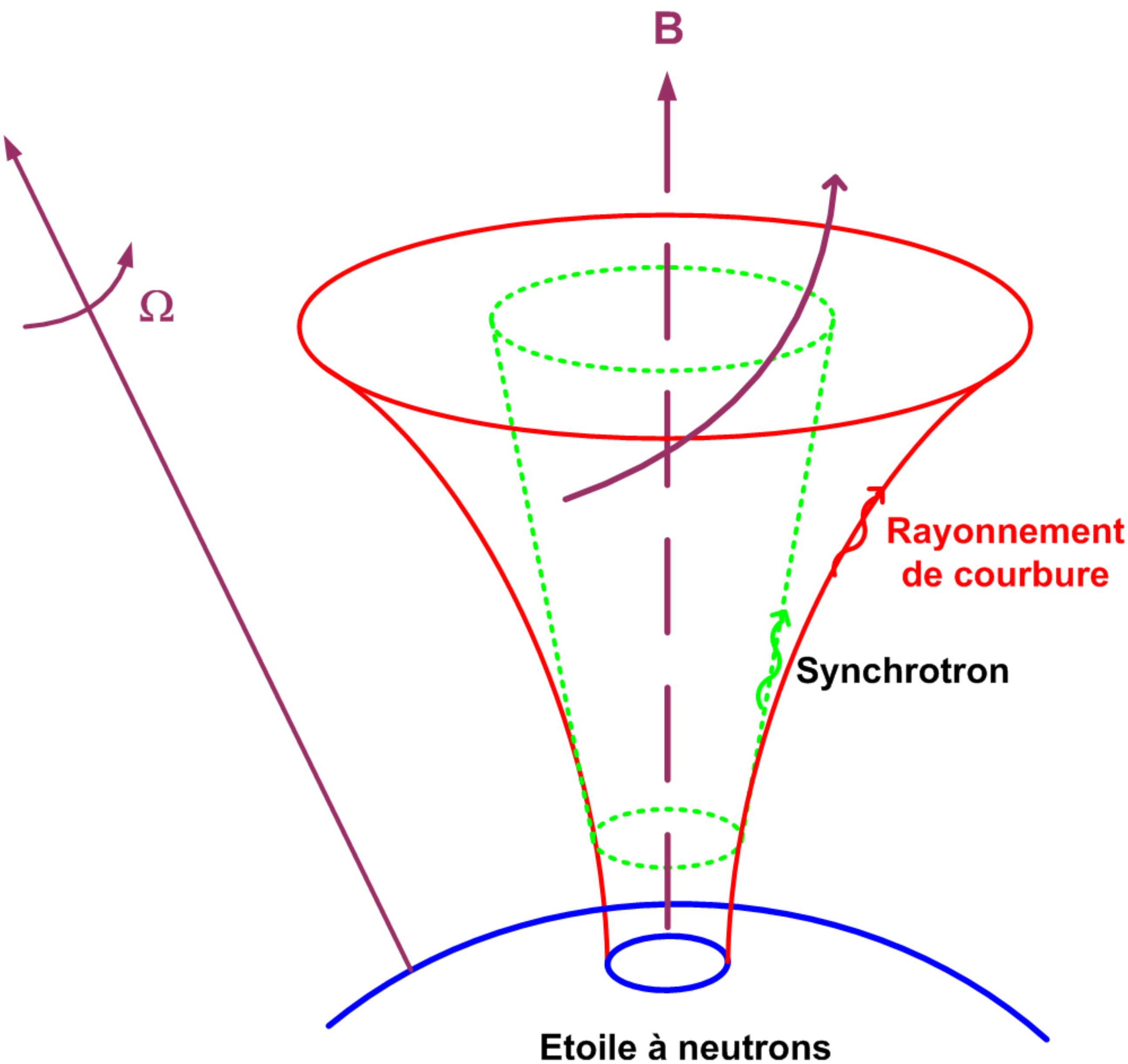


FIG. 3.7: *Emission radio et gamma dans le cadre du modèle de la calotte polaire. Selon le rayon de courbure des lignes de champ, les particules émettent des photons à différentes énergies. Ainsi, pour les lignes de champ proche de l'axe magnétique (cône en trait pointillé), le rayonnement synchrotron est le processus dominant et donne lieu à l'émission pulsée observée en radio. En revanche, pour un cône plus large (trait plein), le rayonnement de courbure prend le relai et produit les photons observés à plus haute énergie. En tournant, les différents cônes peuvent couper l'axe de visée d'un observateur une à deux fois avec des écarts en phase distincts (tout dépend de l'angle d'observation du pulsar et de l'angle formé par l'axe de rotation et le champ magnétique de l'étoile).*

3.4.3.3 Luminosité

Les luminosités prédites dépendent bien entendu du modèle considéré, mais également des propriétés intrinsèques à ce modèle. Ainsi, les luminosités des pulsars γ à haute énergie permettraient de discriminer les deux modèles et de préciser la nature des réactions responsable de cette émission.

Pour le modèle Polar Cap, la luminosité gamma est à peu près proportionnelle au courant de particules primaires au niveau de la calotte polaire. Dans le modèle de B. Zhang et A.K. Harding [123] où les cascades sont initiées par une émission des primaires par rayonnement de courbure (schéma de gauche de la figure 3.4) la luminosité prédite s'exprime par :

$$
\begin{aligned}
L_\gamma^{ZH}(I) &= 9.4 \cdot 10^{31} \cdot B^{6/7} \cdot P^{-13/7} \; erg \cdot s^{-1} && (3.39) \\
L_\gamma^{ZH}(I) &= 1.6 \cdot 10^{31} \cdot B \cdot P^{-9/4} \; erg \cdot s^{-1} && (3.40)
\end{aligned}
$$

où le régime I correspond aux pulsars jeunes satisfaisant la relation :

$$B^{1/7} \cdot P^{-11/28} > 6.0 \tag{3.41}$$

et le régime II aux pulsars plus âgés. Dans le modèle Polar Cap de S.J. Sturner et C.D. Dermer [105], les cascades sont initiées par une réaction inverse-Compton des particules primaires sur des photons X thermiques (schéma de droite de la figure 3.4), et la luminosité gamma prédite devient alors :

$$L_\gamma^{SD} = 10^{32} \cdot B^{3/2} \cdot P^{-2} erg \cdot s^{-1} \tag{3.42}$$

En ce qui concerne le modèle Outer Gap, la luminosité prédite n'est pas directement liée au courant de particules primaires provenant de la calotte polaire. Comme ceci a été vu dans la description de ce modèle, la production de photons γ dépend davantage de la taille de la cavité accélératrice et plus précisément de la fraction de lignes de champ ouvertes comprise dans cette cavité. Le modèle de Romani et Yadigaroglu prédit une luminosité gamma donnée par :

$$L_\gamma^{RY} = 2.5 \cdot 10^{32} \cdot B^{0.48} \cdot P^{-2.48} erg \cdot s^{-1} \tag{3.43}$$

tandis que celui proposé par K.S. Cheng et L. Zhang prédit plutôt :

$$L_\gamma^{CZ} = 6.3 \cdot 10^{33} \cdot B^{0.3} \cdot P^{-0.3} erg \cdot s^{-1} \tag{3.44}$$

Pour l'ensemble des pulsars gamma, la luminosité suit une loi de dépendance donnée par :

$$L_\gamma \propto L_{SD}^{1/2} \propto B_s P^{-2} \tag{3.45}$$

où L_{SD} est la luminosité liée au ralentissement du pulsar (spin down luminosity), B_s le champ magnétique à la surface et P la période du pulsar. Compte tenu des diverses expressions de la luminosité proposées précédemment, on constate que le modèle Polar Cap explique naturellement cette dépendance.

Une seconde différence entre les deux modèles d'émission gamma réside dans le nombre de pulsars émetteurs gamma. Selon le modèle Polar Cap, tous les pulsars sont suceptibles d'émettre en gamma. L'absence de signal à haute énergie serait due exclusivement à une sensibilité insuffisante des détecteurs. En revanche, pour le modèle Outer Gap, on a vu précédemment (cf. 3.4.2.3) que l'émission gamma n'était possible qu'au dessus d'une ligne de mort dans le diagramme $P - B$ située juste en dessous de Geminga. En dessous de cette ligne critique, les pulsars trop âgés ne peuvent plus produire les paires indispensables à la fermeture de la cavité et à la production des γ observés. De ce fait, la simple recherche de signal pulsé à haute énergie dans les pulsars âgés constitue un test critique du modèle Outer Gap.

3.4.3.4 Population de pulsars

Les prédictions des modèles Polar Cap et Outer Gap diffèrent quant-au rapport entre le nombre de pulsars gamma radio et non-radio. Les divergences observées sont liés à la fois à la géométrie du système pulsar-observateur et à la sensibilité des détecteurs considérés.

L'émission radio est émise au niveau des pôles dans un cône étroit alors que la direction de l'émission gamma dépend de la position de la cavité accélératrice dans la magnétosphère. Ainsi, dans le modèle Polar Cap, l'émission gamma s'effectuant au niveau des pôles, il devrait y avoir une certaine coïncidence entre les deux émissions. En revanche, le modèle Outer Gap prédit une émission gamma dans une direction différente de l'émission radio. Ainsi, selon l'angle d'observation du pulsar, la détection peut s'effectuer dans un seul ou dans les deux domaines d'énergie.

Mais si les photons gamma et radio sont émis dans la même direction dans le modèle Polar Cap, ceci ne signifie pas nécessairement que le nombre de pulsars radio soit égal au nombre de pulsars gamma. En effet, le rapport prédit entre ces deux populations dépend des luminosités et des sensibilités des détecteurs dans ces deux domaines d'énergie. Des simulations ont ainsi été réalisées dans le cadre de ces deux modèles afin d'estimer le rapport entre le nombre de pulsars gamma détectables par EGRET visibles ($N_{\gamma-r}$) et invisibles (N_γ) en radio. Le modèle Polar Cap estime ainsi ce rapport $N_\gamma/N_{\gamma-r}$ à $\sim$25% [106] contre $\sim$6 pour le modèle Outer Gap [20].

3.4.4 Extrapolation à plus haute énergie

En dessous de l'énergie de cassure, nous verrons par la suite que le spectre peut être correctement décrit par une loi de puissance du type :

$$\frac{dN}{dE} = K \cdot E^{-\alpha} \tag{3.46}$$

Cette loi de puissance est en fait la conséquence de plusieurs phénomènes : d'une part, la superposition des contributions des différents processus d'émission, et d'autre part la superposition des rayonnements de particules ayant des énergies et/ou des positions dans la magnétosphère du pulsar différentes. A plus haute énergie, nous avons également vu au travers des divers processus que ceux-ci faisait naturellement apparaître une cassure exponentielle (Outer Gap) ou super-exponentielle (Polar Cap) du spectre. On peut donc supposer que le spectre à haute énergie peut être approximé par une une loi de puissance multipliée par un terme symbolisant une atténuation exponentielle ou super-exponentielle à l'énergie E_0 :

$$\frac{dN}{dE} = K \cdot E^{-\alpha} \cdot e^{-E/E_0} \tag{3.47}$$

$$\frac{dN}{dE} = K \cdot E^{-\alpha} \cdot e^{-e^{-C \cdot E/E_0}} \tag{3.48}$$

où C est une constante dépendant des paramètres intrinsèques du pulsar. La réalité n'est cependant pas aussi simple et de telles expressions ne reflètent pas vraiment la physique mise en jeu. De plus, il est encore prématuré à ce jour de demander aux modèles théoriques une prédiction correcte et détaillée des spectres à ces énergies. Les difficultés proviennent principalement du fait que personne n'a encore pu jusqu'alors décrire l'électrodynamique des zones accélératrices dans leurs trois dimensions. La seule conviction concernant cette cassure spectrale est d'une part qu'elle existe puisqu'aucun signal pulsé n'a pu être mis en évidence au dessus de 250 GeV, et d'autre part qu'elle est plus franche pour le modèle Polar Cap que pour le modèle Outer Gap.

Nous verrons également par la suite que l'interprétation des résultats expérimentaux en terme de flux nécessite que l'on fasse au préalable une hypothèse sur le spectre du pulsar. Aux alentours de 30 GeV, ceci sous entend que l'on connaisse le type de la cassure et la forme analytique de celle-ci. Faute de description théorique précise, nous conserverons l'expression proposée par O.C. de Jager [37, 79, 26], à savoir une loi de puissance atténuée de la forme :

$$\frac{dN}{dE} = K \cdot E^{-\alpha} \cdot e^{-(E/E_0)^b} \tag{3.49}$$

Nom	**l** deg	**b** deg	**DM** $cm^{-3} \cdot pc$	**D** kpc	**P** ms	$\log\dot{P}$	$\log\tau$
PSR B0531+21 - Crabe	184.6	-5.8	57	2.0	33.403	-12.4	3.1
PSR B1509-58	320.3	-1.2	253	4.4	150.658	-11.8	3.2
PSR B0833-45 - Vela	263.6	-2.8	68	0.5	89.315	-12.9	4.1
PSR B1706-44	343.1	-2.7	76	1.8	102.450	-13.0	4.2
PSR B1951+32	68.8	2.8	45	2.5	39.530	-14.2	5.0
PSR J0633+1746 - Geminga	195.1	4.3	...	0.16	237.093	-14.0	5.5
PSR B1055-52	286.0	6.6	30	1.5	197.108	-14.2	5.7

TAB. 3.1: *Caractéristiques des sept pulsars gamma identifiés par EGRET classés dans l'ordre croissant de leurs âges. De gauche à droite les différentes colonnes donnent pour chaque pulsar le nom, les coordonnées galactiques (latitude l et longitude b), la mesure de dispersion, la distance, la période, le ralentissement $\dot{P}$ et l'âge des pulsars ($\tau = P/2\dot{P}$, en années). (Tableau issu de [69])*

avec b=1 pour Outer Gap et b=2 pour Polar Cap. Bien que cette forme fonctionnelle ne reflète pas réellement la physique, elle permet dans un premier temps de traduire nos mesures en termes de flux, puis de confronter nos résultats aux prédictions théoriques et aux résultats d'autres expériences.

3.5 Les pulsars EGRET

3.5.1 Les sept pulsars gamma EGRET

Parmi l'ensemble des pulsars découverts - en radio pour la majorité d'entre eux - seuls 8 ont été détectés en gamma dont 7 aux énergies d'EGRET. Quelques caractéristiques pour ces sept pulsars gamma sont données dans le tableau 3.1 et illustrés dans les figures 3.8 et 3.9. Les courbes de lumière associées des X aux gamma de haute énergie sont présentées en figure 3.10. On constate que ces sept pulsars n'ont pas tous été observés à haute énergie. En effet, PSR1509-58 n'a été détecté par COMPTEL qu'au dessus de 10 MeV et n'est visible par EGRET qu'en dessous de 100 MeV. On peut donc dire que seulement six pulsars ont été observés en gamma à très haute énergie : le pulsar du Crabe, PSR B1509-58, Vela, PSR B1706-44, PSR B1951+32, Geminga et PSR B1055-52. On constate également que les courbes de lumière des six pulsars gamma vus au-dessus de 100 MeV présentent toutes un profil à deux pics. Ces observations semblent favorable à l'hypothèse d'une émission gamma au sein d'un large cône dans la magnétosphère.

3.5.2 Les candidats pulsars EGRET

Comme ceci a été vu en 1.2.1.2, la grande majorité des sources détectées par EGRET demeurent encore non-identifiées. Parmi celles-ci, quelques unes semblent être de bons candidats pour l'affiliation en tant que pulsars gamma. Certains de ces candidats ont été choisis parce que leurs positions en gamma semblent correspondre à des pulsars radio dont les caractéristiques (perte d'énergie rotationnelle et distance) autorisent une émission gamma. D.J. Thompson et al. [110] ont ainsi effectué une recherche de périodicité dans les données EGRET pour 40 pulsars radio potentiellement émetteurs gamma. Seuls trois pulsars gamma supplémentaires auraient peut être été ainsi détectés par EGRET : PSR B1046-58 [59], PSR B0656+14 [90] et PSR J0218+4232 [61]. Les courbes de lumière correspondantes sont données en figure 3.11. Les luminosités, champs magnétiques de surface et potentiels des lignes de champ ouvertes sont représentés en figures 3.8 et 3.9. En revanche, d'autres sources ne correspondent à aucun pulsar radio et seules les caractéristiques de l'émission gamma et la position de la source dans le plan galactique permettent de penser qu'il pourrait s'agir de pulsars non visibles en radio tel que Geminga [60]. La statistique EGRET sur ces sources étant insuffisante pour permettre une recherche de périodicité, il faudra attendre la prochaine génération de détecteurs pour espérer déterminer la nature exacte de ces sources.

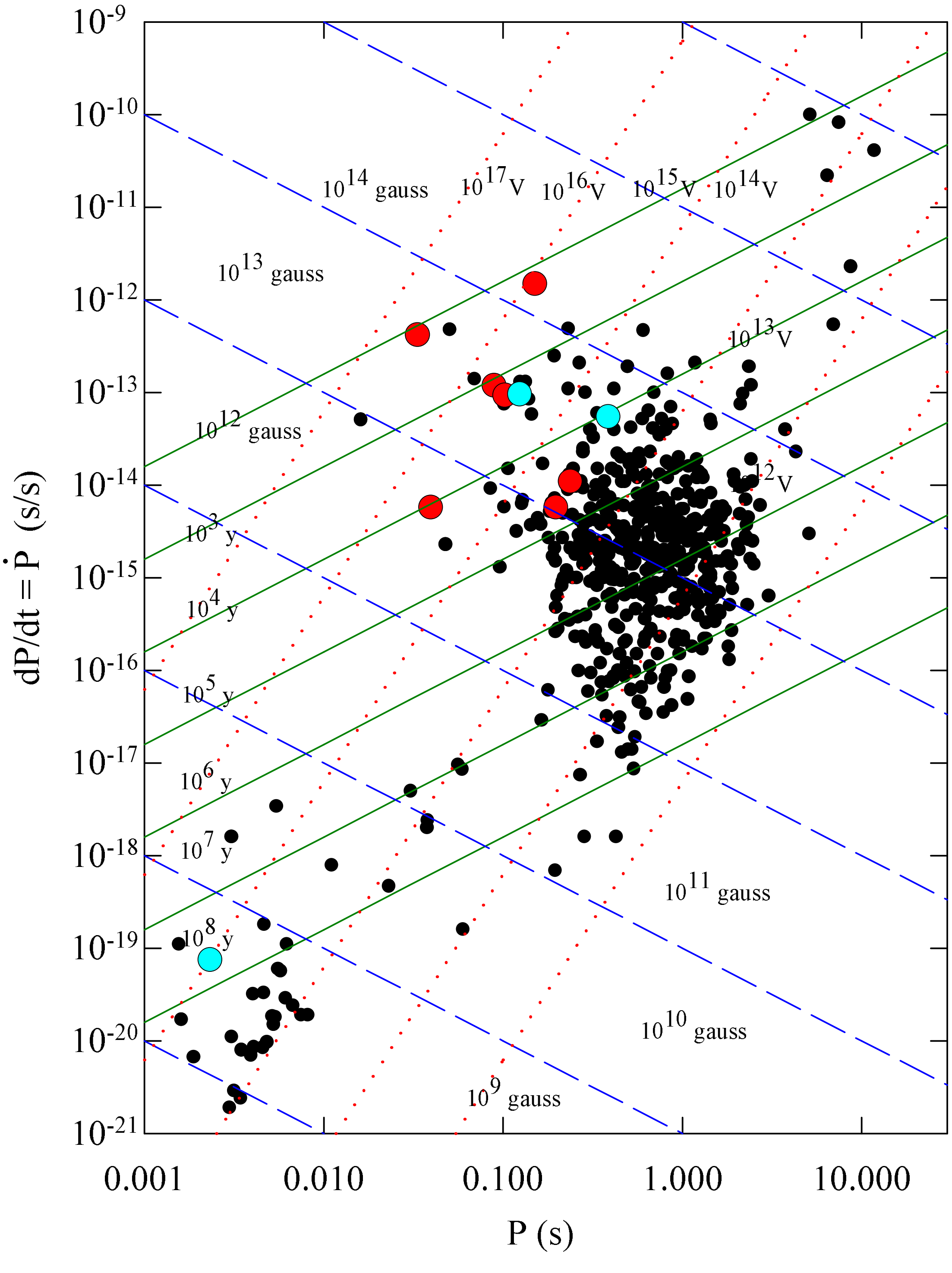


FIG. 3.8: *Période en fonction du ralentissement pour quelques pulsars : les petits points correspondent aux pulsars non-émetteurs gamma. Les gros points foncés correspondent aux sept pulsars détectés par EGRET. Les gros points clairs correspondent aux trois pulsars dont l'émission pulsée gamma n'a pu être mise en évidence avec une significativité suffisante. Les lignes en trait pointillé correspondent aux potentiels (en volts) au niveau des lignes de champ magnétique ouvertes. Les lignes en trait tireté donnent l'intensité des champs magnétiques de surface (en gauss). Les lignes en trait continu indiquent l'âge des pulsars (en années). On constate sur cette figure que les pulsars gamma sont des pulsars jeunes ayant un ralentissement $\dot{P}$ important et des périodes comprises entre quelques dizaines et quelques centaines de millisecondes. (Figure extraite de [114])*

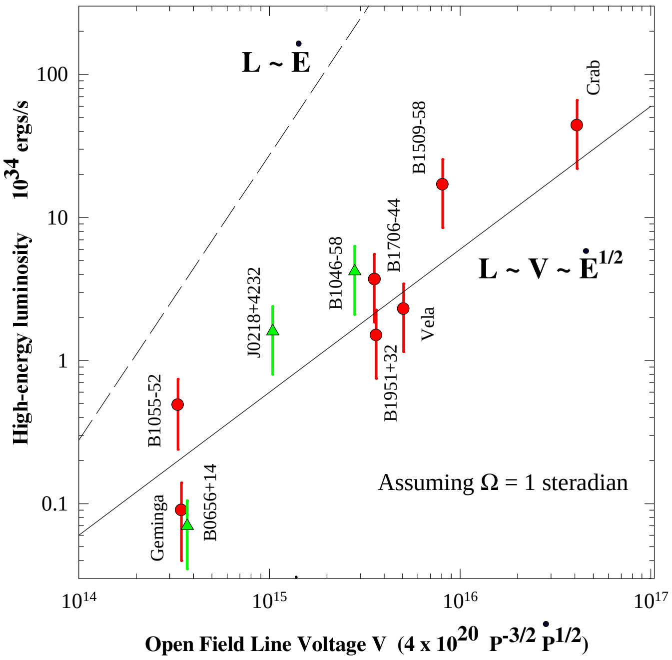


FIG. 3.9: *Luminosité en fonction des potentiels au niveau des lignes de champ ouvertes. Les sept cercles correspondent aux pulsars gamma détectés par EGRET avec un haut niveau de confiance. Les triangles représentent les 3 pulsars EGRET détectés avec un faible niveau de confiance. (Figure extraite de [114])*

3.6 Les candidats pour CELESTE

3.6.1 Candidats potentiels et priorité d'observation

Parmi les six pulsars EGRET émettant au-dessus de 100 MeV, trois uniquement sont visibles dans l'hémisphère nord : le pulsar du Crabe, PSR B1951+32 et Geminga. Les caractéristiques physiques de ces trois pulsars gamma sont données dans le tableau 3.2. D'après les données EGRET et selon l'analyse spectrale réalisée par J.M. Fierro [35], les flux différentiels totaux exprimés en photons$\cdot$cm$^{-2}\cdot$s$^{-1}\cdot$MeV^{-1} sont respectivement pour le Crabe, Geminga et PSR B1951+32 :

$$\left.\frac{dN}{dE}\right|_{Crabe} = (2.61 \pm 0.11) \cdot 10^{-8} \left(\frac{E}{100\text{ MeV}}\right)^{-2.08\pm0.03} \tag{3.50}$$

$$\left.\frac{dN}{dE}\right|_{Geminga} = (2.43 \pm 0.04) \cdot 10^{-9} \left(\frac{E}{402\text{ MeV}}\right)^{-1.42\pm0.02} \tag{3.51}$$

$$\left.\frac{dN}{dE}\right|_{PSR\,B1951+32} = (1.84 \pm 0.20) \cdot 10^{-10} \left(\frac{E}{537\text{ MeV}}\right)^{-1.81\pm0.09} \tag{3.52}$$

Comme on peut le voir en figure 3.12, la cassure spectrale prédite dans les deux modèles est visible aux énergies EGRET pour seulement deux d'entre eux et se situerait entre 1 et 10 GeV : il s'agit du Crabe et Geminga. En revanche, le spectre plus dur et l'absence de coupure aux énergies EGRET font de PSR B1951+32 le meilleur candidat pour CELESTE. En ce qui concerne le pulsar du Crabe et Geminga, la situation est plus délicate. En effet, ces deux pulsars sont à seulement une heure d'intervalle en ascension droite (cf. tableau 3.2). Il est par conséquent nécessaire d'établir une priorité dans l'observation de ces deux pulsars par CELESTE. Si Geminga possède un spectre plus dur que le Crabe à haute énergie (indice -1.81 supérieur à l'indice -2.08 du Crabe), il présente également une cassure à plus basse énergie que le Crabe (autour de 1 GeV pour Geminga et d'une dizaine de GeV pour le Crabe). L'extrapolation des flux aux énergies de CELESTE n'est par conséquent pas aussi évidente.

La figure 3.13 illustre les trois lois de puissance définies par EGRET pour ces trois pulsars. Si on suit

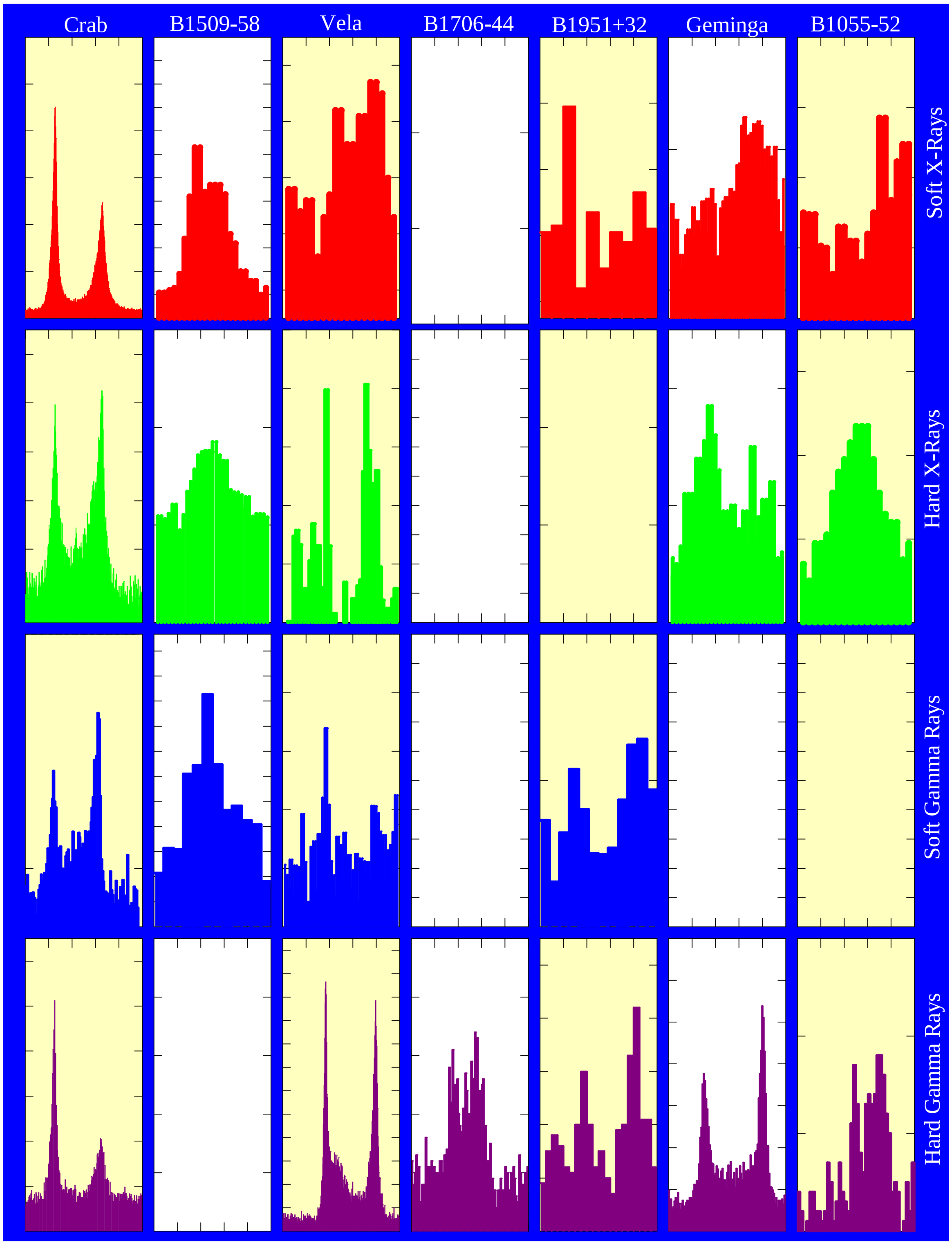


FIG. 3.10: *Courbes de lumières des sept pulsars EGRET en X et gamma, classées de gauche à droite dans l'ordre croissant de leur âge. Les courbes de lumières sont représentées sur une période. De haut en bas, les différents domaines d'énergie correspondant sont : 0.5-2 keV, 2-100 keV, 100 keV-10 MeV, >100 MeV. (Figure extraite de [114])*

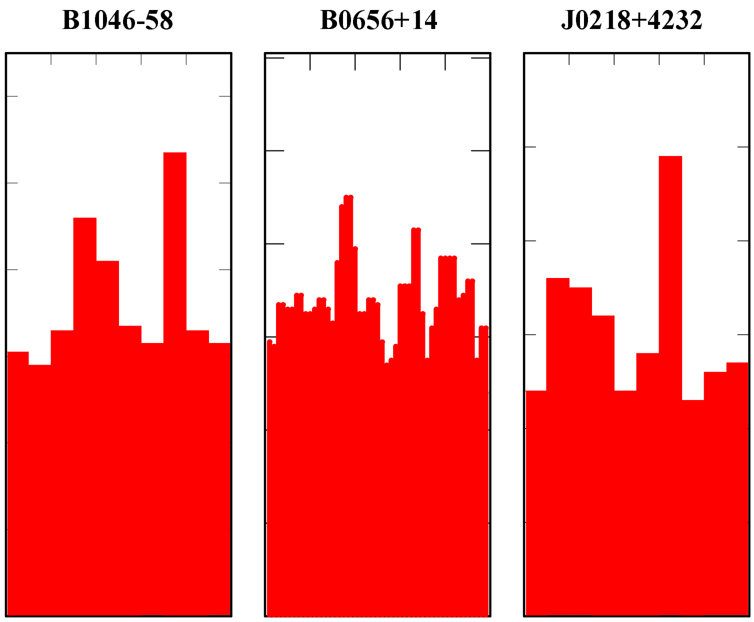


FIG. 3.11: *Courbes de lumière de trois sources EGRET candidates pour l'affiliation en tant que pulsar gamma. Bien que des pics semblent présents, la significativité obtenue s'avère insuffisante pour que ceux-ci puissent être clairement identifiés. (Figure extraite de [114])*

Pulsars	**PSR B0531+21 Crabe**	**PSR J0633+1746 Geminga**	**PSR B1951+32**
α **(h :min :s)**	05 :34 :31.97	06 :33 :54.2	19 :52 :58.2
δ **(deg :min :s)**	+22 ° 00'52.1"	+17 ° 46'12"	+32 ° 52'40.9"
Période P (ms)	33	237	39.5
$\dot{P}$ $(10^{-15} s \cdot s^{-1})$	42.1	11	5.8
Age τ (10^5 ans)	0.012	3.4	1.1
$\Delta\phi_{pics}$	0.40	0.49	0.44
log(B_s) **(logG)**	12.58	12.21	11.69
log(B_{cl}) **(logG)**	5.97	3.05	4.86

TAB. 3.2: *Quelques caractéristiques pour les trois pulsars gamma EGRET visibles aux latitudes de CELESTE. L'ascension droite α et la déclinaison δ sont données pour l'équinoxe 2000. L'âge est celui estimé à partir du rapport $P/2\dot{P}$. $\Delta\phi_{pics}$ correspond à l'intervalle de phase séparant les deux pics radio. Les valeurs des champs magnétiques à la surface de l'étoile à neutrons (B_s) et au niveau du cylindre de lumière (B_{cl}) sont celles données par A. Shearer et al. (2001) [100].*

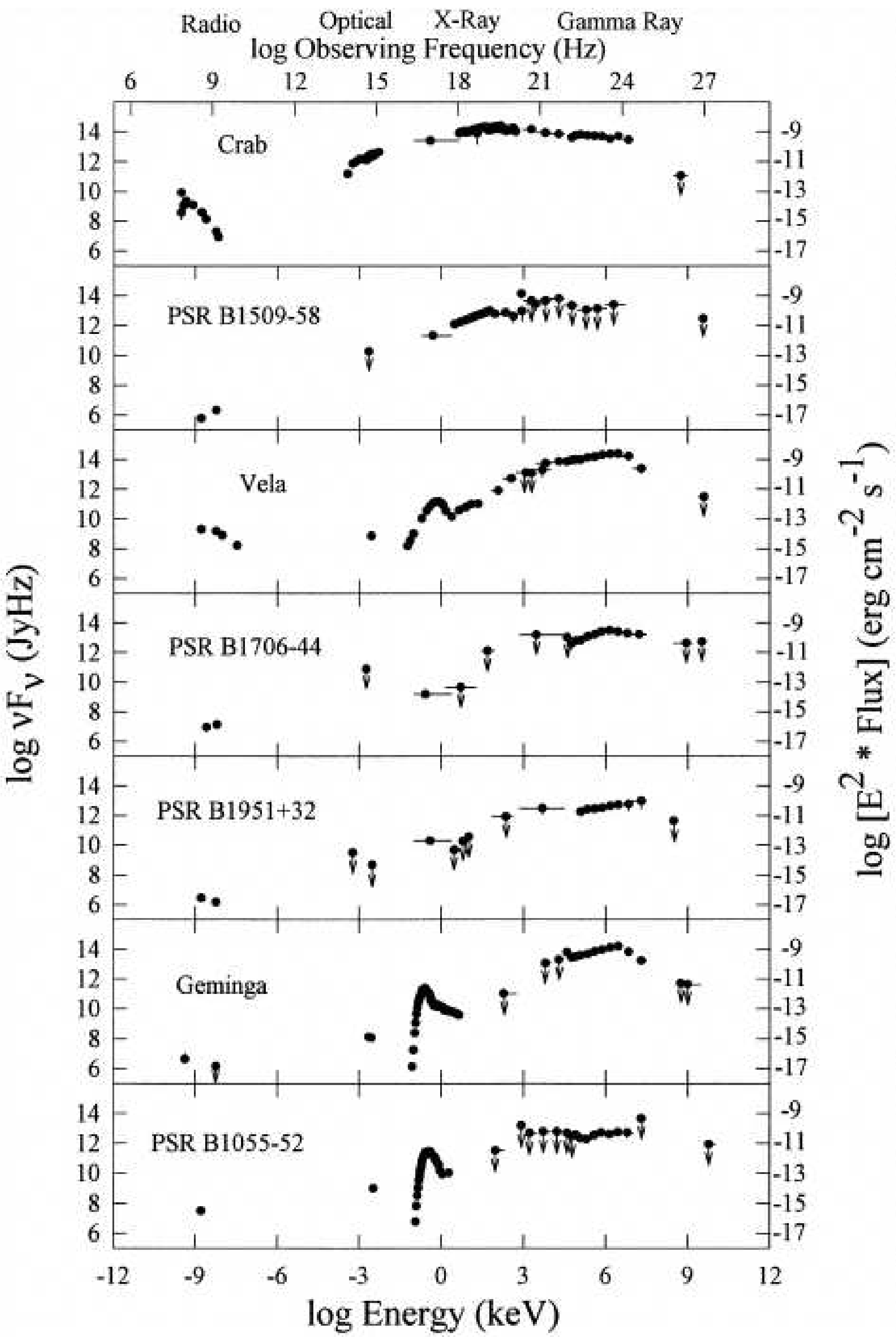


FIG. 3.12: *Flux νF_ν des sept pulsars EGRET en fonction de l'énergie. Une coupure spectrale à quelques GeV est déjà clairement mise en évidence dans les pulsars du Crabe et Geminga. L'absence de coupure et la pente positive du flux aux énergies EGRET font de PSR B1951+32 un candidat sérieux pour CELESTE.*

l'hypothèse Outer Gap - la plus favorable pour une détection aux énergies de CELESTE - l'atténuation du spectre attendue est de type exponentielle. Nous avons donc atténué exponentiellement les lois de puissance EGRET de ces 3 pulsars de manière à approximer leurs flux à 30 GeV, seuil de fonctionnement de CELESTE. Les énergies de coupures ont été choisies de manière à ce que la courbe soit à peu près en accord avec les points mesurées, soit E_0=3 GeV pour Geminga et E_0=8 GeV pour le Crabe. Pour PSR B1951+32, l'énergie de coupure a été choisie la plus pessimiste possible compte tenu des barres d'erreur d'EGRET, soit E_0=15 GeV. La figure 54 illustre les différentes courbes ainsi réalisées. Bien que Geminga présente un spectre plus dur que le Crabe autour de 1 GeV, son flux à 30 GeV est probablement inférieur à celui du Crabe. En revanche, PSR B1951+32 domine largement les deux autres pulsars à 30 GeV.

Compte tenu de ces observations, PSR B1951+32 est sans nul doute le candidat le plus favorable parmi les 3 pulsars observables par CELESTE. En ce qui concerne le Crabe et Geminga, l'approximation grossière à 30 GeV donnant une légère préférence pour le Crabe mais n'excluant pas définitivement Geminga, il est difficile de définir la priorité entre ces deux sources. Toutefois, le Crabe présente un avantage certain sur Geminga : son observation peut être couplée à celle de la Nébuleuse associée, chandelle standard de l'astronomie gamma et donc essentielle pour la crédibilité de CELESTE. De ce fait, le pulsar Geminga a été mis de côté jusqu'alors et seuls le Crabe et PSR B1951+32 ont été sujets aux observations.

3.6.2 Le pulsar du Crabe

3.6.2.1 Courbe de lumière et analyse spectrale

Aux énergies d'EGRET, la courbe de lumière présente deux pics séparés de 0.4 en phase et alignés avec les deux pics observés en radio (cf. figure 3.14). Cet alignement, également observé sur les différentes courbes de lumières des X aux gamma (cf. figure 3.10) semble indiquer que l'émission pulsée observée dans les différentes longueurs d'onde proviendrait d'une même région de la magnétosphère, au niveau des pôles magnétiques de l'étoile à neutrons.

On note toutefois une évolution des profils des deux pics avec l'énergie. En effet, si on regarde de plus près la figure 3.10, on constate que le rapport entre les deux pics varie selon le domaine d'énergie considéré, et ceci parallèlement à la présence ou non d'une composante pulsée dans l'intervalle de phase compris entre les deux pics. Un telle évolution semble indiquer que l'émission pulsée n'est pas homogène mais résulte de la sommation de plusieurs composantes pulsées (ces composantes diffèrent soit parce que la zone d'émission dans la magnétosphère est différente, soit parce que les populations d'électrons à l'origine de l'émission sont distinctes).

Compte tenu de ces observations, J.M. Fierro proposa en 1995 [35, 36] un découpage de la courbe de lumière en huit intervalles de phase distincts comme indiqué dans la figure 3.15 (les largeurs et bornes de ces différents intervalles sont donnés dans le tableau 3.3). Chacun de ces intervalles a donc fait l'objet d'une analyse spectrale indépendante, conduisant aux différents flux instantanés[2] donnés dans le tableau 3.4 et illustrés en figures 3.16 et 3.17. Les indices spectraux des diverses composantes s'étendent de -1.69 à -2.51. Les intervalles présentant les spectres les plus durs (indice spectral les plus faibles en valeur absolue) sont TW1, BRIDGE et LW2. Les flux instantanés à 100 MeV les plus intenses sont bien évidemment P1 et P2. La coupure à haute énergie n'a pu être mise en évidence que pour la composante P1. De ce fait, les intervalles favoris pour une détection à haute énergie sont a priori TW1, BRIDGE, LW2 et P2. Nous verrons dans le paragraphe suivant que les études multi-longueurs d'onde réalisées sur ces différents intervalles de phase permettent d'expliquer et de justifier cet a priori.

[2] Le flux moyenné sur la période s'obtient par multiplication du flux instantané de l'intervalle considéré par sa largeur en phase.

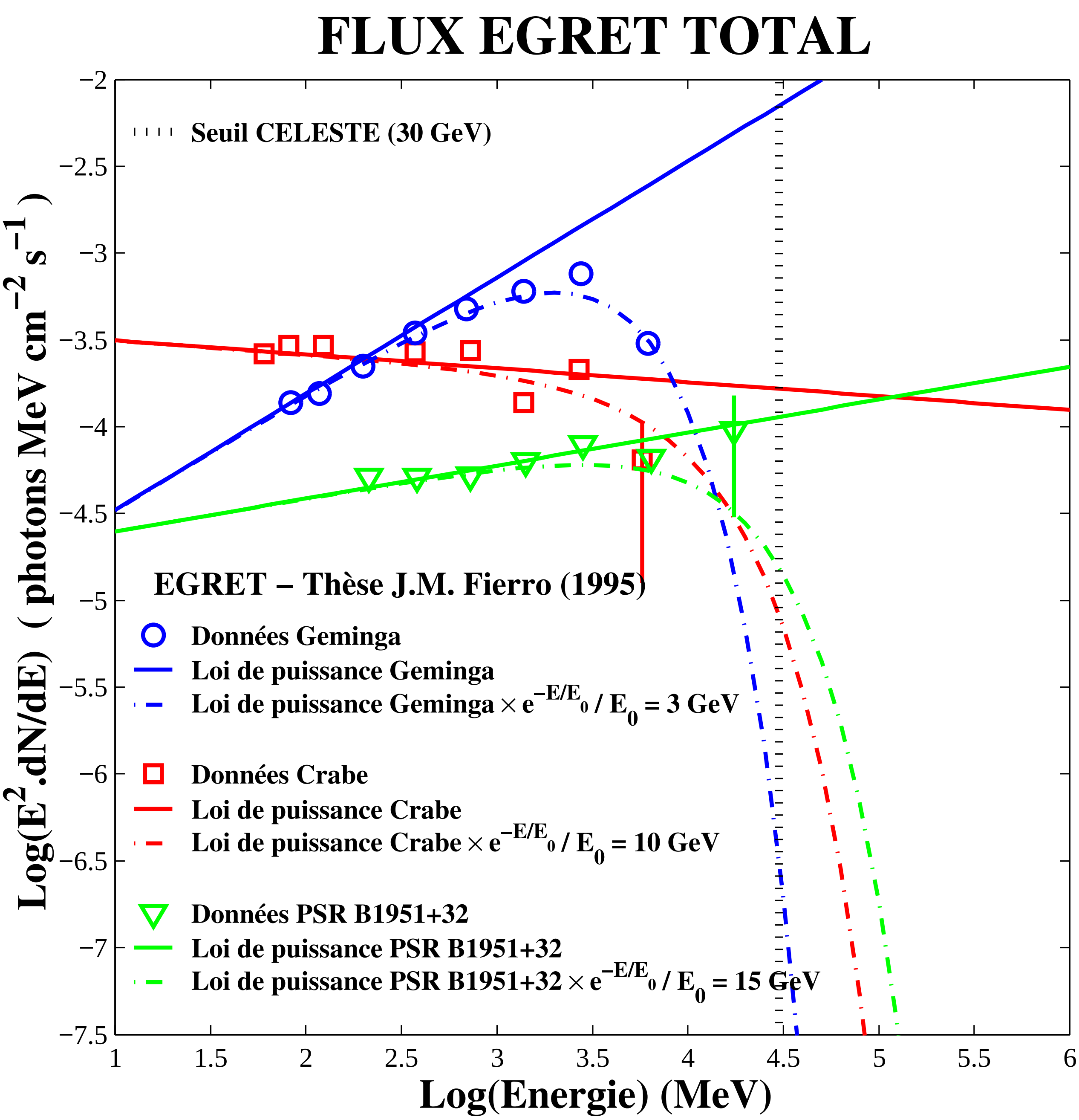


FIG. 3.13: *Comparaison des spectres EGRET des trois candidats pulsars pour CELESTE : le Crabe (carré), Geminga (rond) et PSR B1951+32 (triangle). Les lois de puissance associées sont représentées en trait plein. Afin de déterminer les meilleurs candidats pour CELESTE, les différentes lois de puissance ont été atténuées exponentiellement avec des énergies de coupures E_0 raisonnables de manière à rester en accord avec les barres d'erreur des derniers points EGRET : E_0 = 3 GeV pour Geminga, E_0 = 10 GeV pour le Crabe et E_0 = 15 GeV pour PSR B1951+32. PSR B1951+32 est de toute évidence le favoris avec un spectre plus dur que les deux autres pulsars et une coupure non apparente aux énergies d'EGRET. Bien qu'ayant un spectre plus dur que le Crabe, la cassure plus basse en énergie de Geminga fait a priori du Crabe un meilleur candidat pour une détection au seuil de CELESTE. Le but de cette figure étant uniquement de comparer les flux au seuil de CELESTE, les diverses limites supérieures établies à plus haute énergie n'ont pas été reportées.*

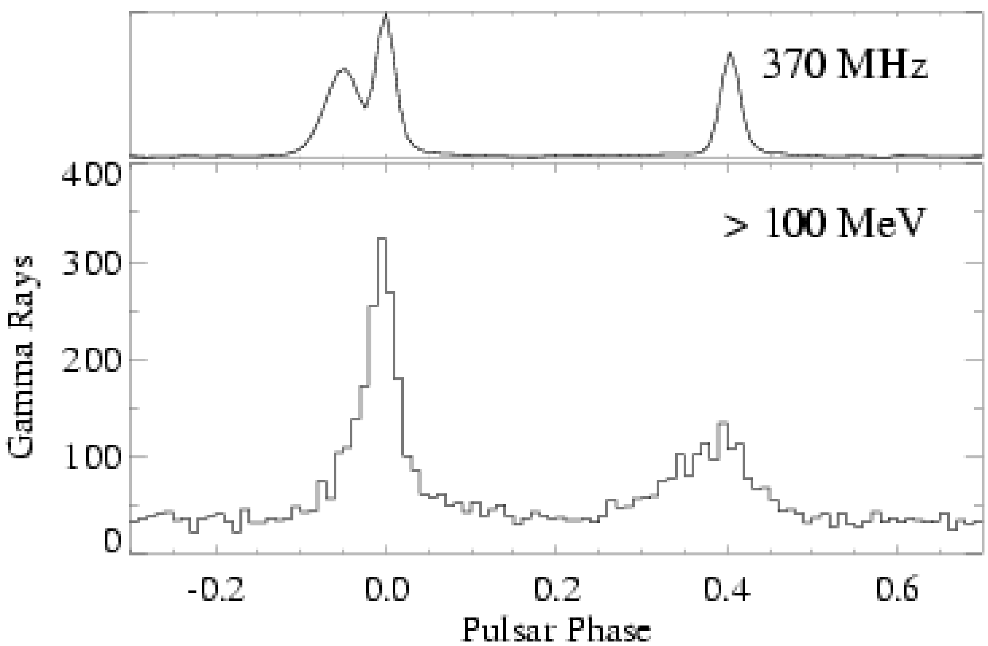


FIG. 3.14: *Courbe de lumière du pulsar du Crabe dans le domaine radio (figure du haut) et gamma (figure du bas). Les deux pics sont parfaitement alignés dans les deux domaines d'énergie.*

Composantes	Intervalles de phase	Largeurs
TOTAL	0.88-1.52	0.64
LW1	0.88-0.94	0.06
P1	0.94-0.04	0.10
TW1	0.04-0.14	0.10
BRIDGE	0.14-0.25	0.11
LW2	0.25-0.32	0.07
P2	0.32-0.43	0.11
TW2	0.43-0.52	0.09
OP	0.52-0.88	0.36

TAB. 3.3: *Découpage en huit sous-intervalles de phase de la courbe de lumière du Crabe : chaque pic (1 et 2) est composé de trois intervalles en phase (LW pour Leading-Wing,P pour Pulse,TW pour Trailing-Wing), soit six intervalles auxquels s'ajoutent l'inter-pic (BRIDGE) et une composante non pulsée (OP pour Off-Pulse) qui sert de référence pour déterminer l'excès dans les autres intervalles de phase.*

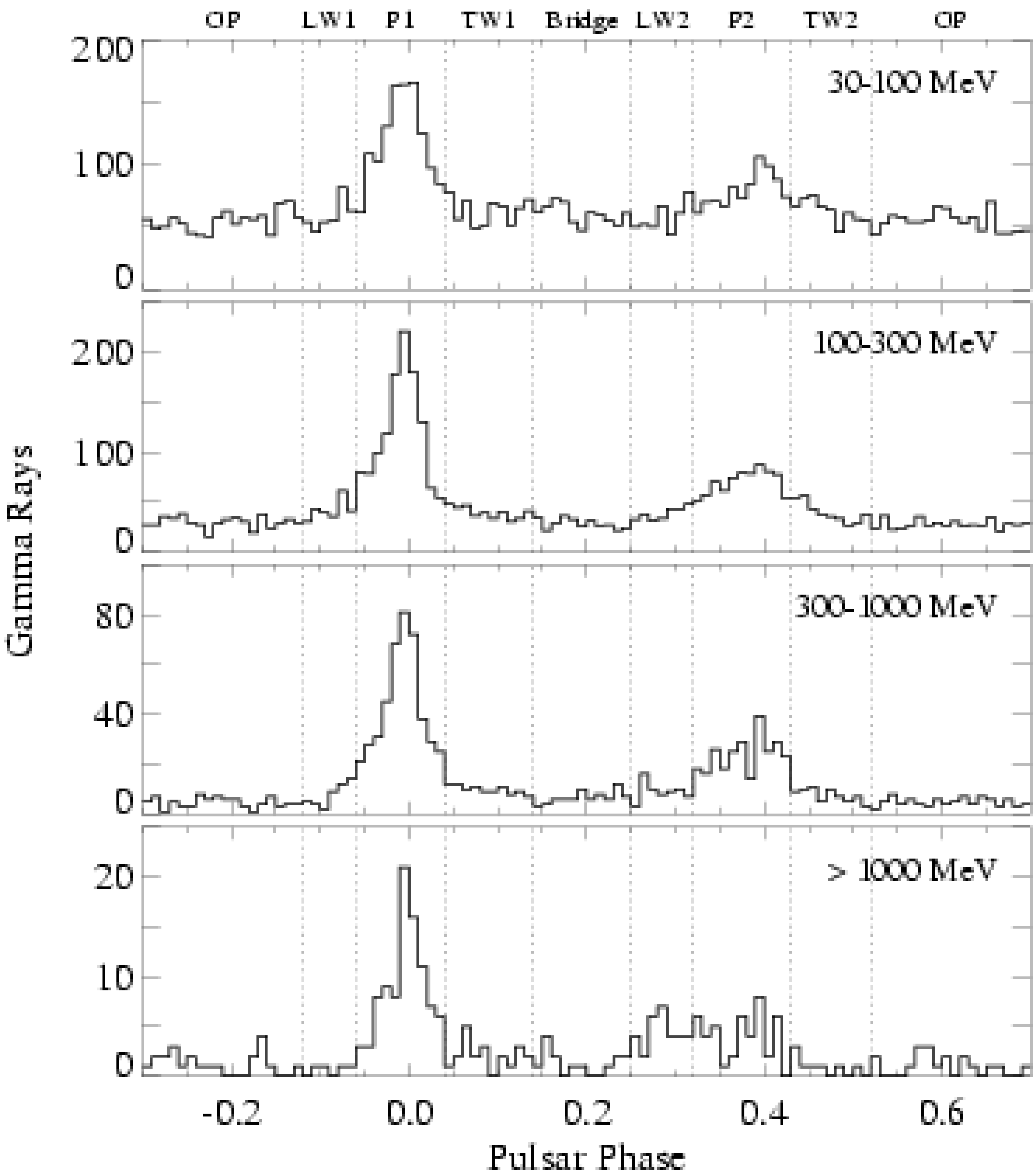


FIG. 3.15: *Courbes de lumières réalisées via les données EGRET dans quatre intervalles d'énergie au dessus de 30 MeV. La période a été divisée en huit intervalles de phase comme explicité dans le tableau 3.3.*

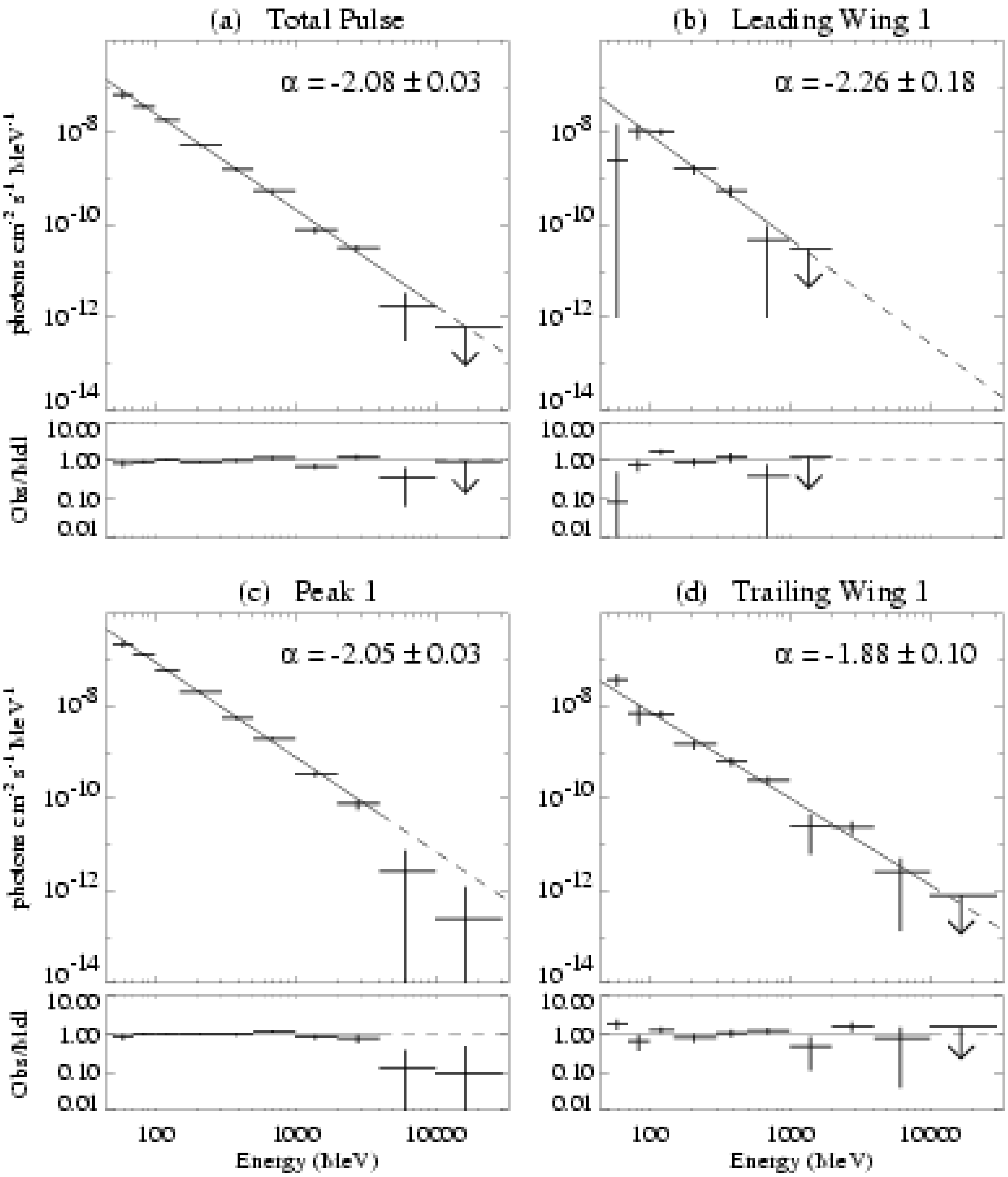


FIG. 3.16: *A - Spectres EGRET pour la somme des 7 intervalles de phase (TOTAL PULSE) et pour les trois sous-intervalles du premier pic (LW1, P1, TW1) tels qu'ils sont définis dans le tableau 3.5. Les valeurs correspondantes sont données dans le tableau 3.4. (Figure extraite de [35])*

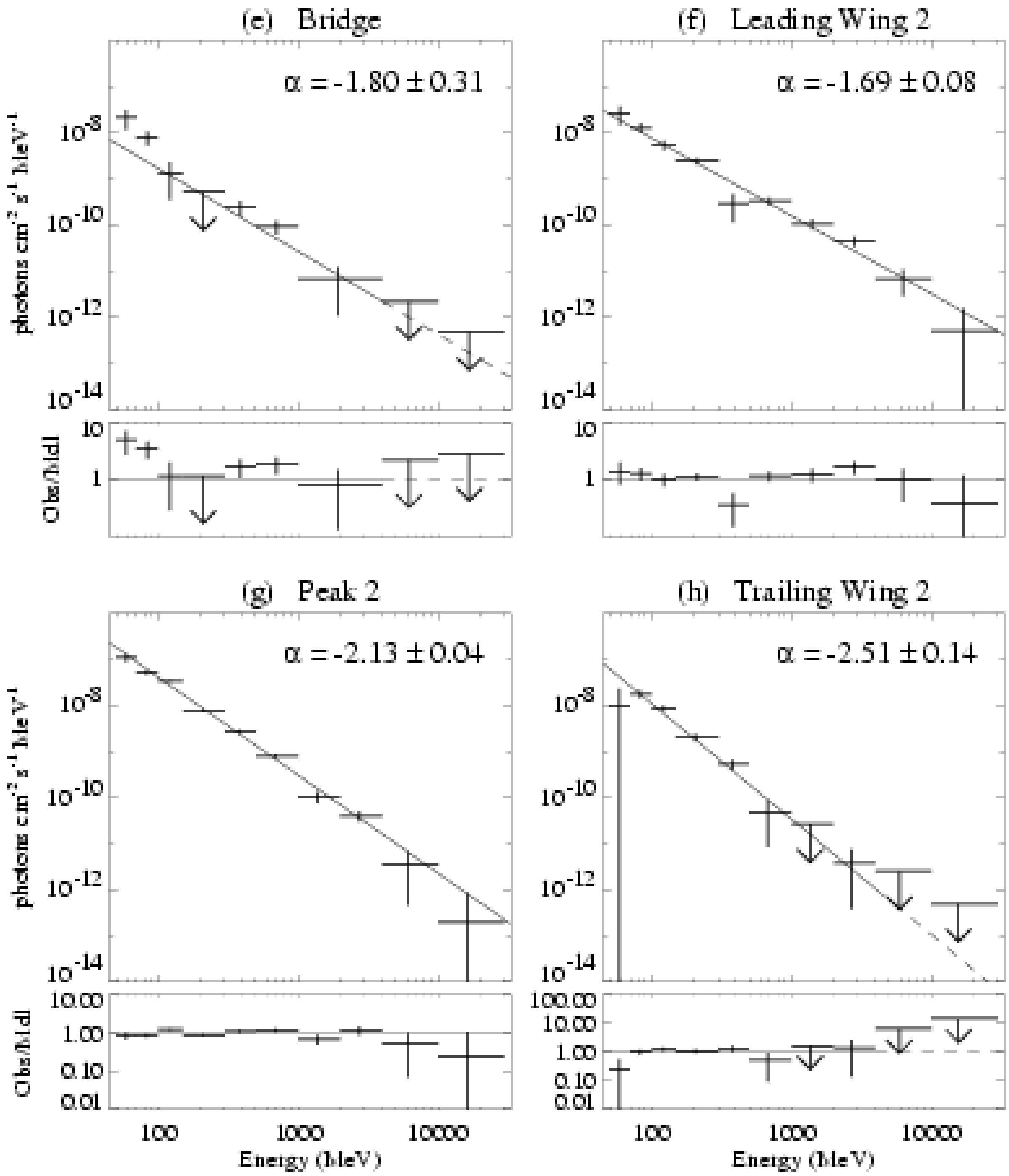


FIG. 3.17: *B - Spectres EGRET pour l'intervalle de phase compris entre les pics (BRIDGE) et pour les trois sous-intervalles de phase du second pic (LW2, P2 et TW2) tels qu'ils sont définis dans le tableau 3.5. Les valeurs correspondantes sont données dans le tableau 3.4. (Figure extraite de [35])*

Intervalles	Energie (MeV)	Flux (100 MeV) 10^{-8} photons cm^{-2} s^{-1} MeV^{-1}	Indice spectral
LW1	50 - 1000	0.92±0.15	-2.26±0.18
P1	50 - 4000	8.87±0.29	-2.05±0.03
TW1	50 - 10000	0.76±0.11	-1.88±0.10
BRIDGE	50 - 4000	0.17±0.09	-1.80±0.31
LW2	50 - 30000	0.77±0.11	-1.69±0.08
P2	50 - 30000	4.08±0.19	-2.13±0.04
TW2	50 - 4000	1.09±0.13	-2.51±0.14
TOTAL PULSE	50 - 10000	2.61±0.11	-2.08±0.03

TAB. 3.4: *Analyse spectrale réalisée par J. M. Fierro sur les données EGRET entre 50 MeV et 30 GeV [35, page 81]. Les valeurs sont les flux instantanés à 100 MeV. Les valeurs moyennes d'obtiennent en multipliant le flux instantané par la largeur de l'intervalle de phase considéré. L'intervalle de phase TOTAL PULSE correspond à la somme des composantes pulsées, c'est à dire TOTAL PULSE = LW1+P1+TW1+BRIDGE+LW2+P2+TW2.*

3.6.2.2 Les différentes composantes pulsées

Comme nous venons de le voir, l'analyse spectrale du Crabe ne se résume pas uniquement à l'analyse des deux pics observés. L'évolution du rapport P1/P2 et de l'inter-pic (BRIDGE) sur le spectre en énergie semble en effet indiquer la présence de plusieurs contributions pulsées distinctes.

Les données EGRET sur le pulsar du Crabe ont été étudiés attentivement par de nombreux auteurs. Toutefois, la confrontation des divers résultats obtenus sur les différentes parties du spectre sont rares. Un bilan complet réalisé par L. Kuiper et al. [62] reprend l'ensemble des travaux effectués des X basse énergie aux γ de 10 GeV d'EGRET, et ceci dans l'objectif de distinguer différentes composantes pulsées responsables de l'évolution des courbes de lumière avec l'énergie. Cette étude est particulièrement intéressante puisqu'elle tente d'expliquer l'émission γ aux énergies EGRET et au-delà (seuil CELESTE) à partir des comportements observés à plus basse énergie.

L. Kuiper et al. [62] ont utilisé la statistique COMPTEL complète de γ compris entre 0.75 et 30 MeV accumulée durant les neuf années de mission CGRO (Compton Gamma Ray Observatory). Il sont ainsi pu mettre clairement en évidence un changement de morphologie du profil de la courbe de lumière du pulsar du Crabe en fonction de l'énergie (de telles observations avaient dejà été effectuées dans des études précédentes des données COMPTEL [75]), ceci révélant des variations sur le spectre différentes selon les intervalles de phases considérés. Compte tenu de ces remarques, ils ont par la suite élargi leur statistique en y intégrant des données d'autres détecteurs opérant à plus basse énergie (des X mous aux γ avec les données BeppoSAX LECS, MECS et PDS) et à haute énergie (γ d'EGRET). Le spectre ainsi obtenu pour la composante pulsée totale du Crabe est donné en figure 3.18.

L'évolution du profil des pics avec l'énergie est une observable importante pour les théoriciens puisqu'elle permet de contraindre et de modéliser les divers processus d'émission et d'absorption au sein même de la magnétosphère (cf. 3). Dans ce but, ils ont repris le découpage en phase de la courbe de lumière proposé à l'origine par J.M. Fierro (cf. paragraphe précédent 3.6.2.1), et étudié indépendamment chaque sous-composante pulsée. L'analyse spectrale dans ces différents intervalles de phase ont permis de mettre en évidence l'existence de trois composantes pulsées distinctes à partir desquelles les spectres des différents intervalles de phase peuvent être décrits :

1. Une composante en loi de puissance d'indice 2.022±0.014 gérant l'émission pulsés des deux pics P1 et P2 entre ~1 keV et ~5 GeV.
2. Une composante parabolique permettant d'expliquer le spectre en dessous de 100 keV pour ces mêmes intervalles de phases P1 et P2.
3. Une composante parabolique plus large expliquant l'émission de l'inter-pic (BRIDGE) entre 0.1 keV et ~10 MeV.

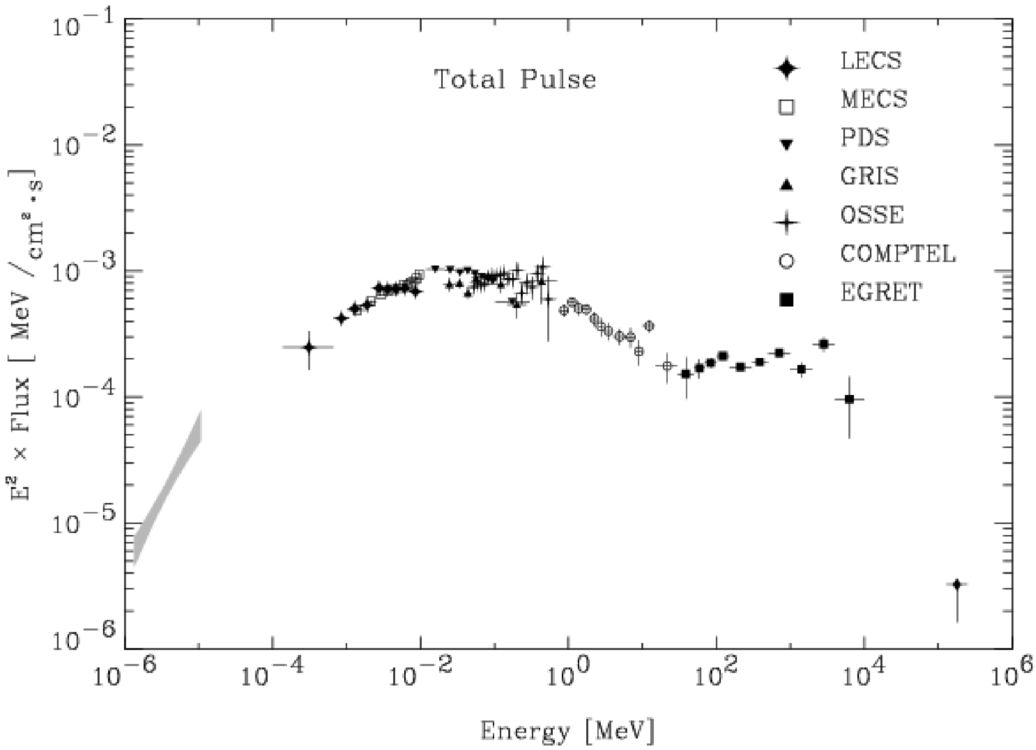


FIG. 3.18: *Composante pulsée totale du Crabe des X basse énergie aux γ d'EGRET. Le dernier point EGRET indique une cassure du spectre aux alentours de 10 GeV. (Figure extraite de [62])*

La figure 3.19 montre avec quelle précision ces trois composantes permettent par une simple combinaison linéaire de décrire chacun des 7 intervalles en phases définis précédemment. Il apparait clairement que l'intervalle BRIDGE entre les deux pics présente un spectre plus dur à haute énergie, venant du même coup augmenter les ailes intérieures des deux pics (TW1 et LW2). Cependant, les derniers points EGRET présentent une qualité insuffisante pour permettre de déterminer s'il s'agit effectivement d'une composante en loi de puissance très dure (qui de toute façon doit subir une cassure au dessus de 10 GeV pour être cohérente avec une non détection au TeV) ou bien d'un rebond à haute énergie.

Les derniers points à haute énergie de la figure 3.19 sont particulièrement intéressants pour CELESTE puisqu'ils nous permettent de mieux appréhender le profil dans notre domaine d'énergie. On distingue en effet trois à quatre composantes plus dures suceptibles d'être encore suffisamment active au dessus de 30 GeV (tout dépend bien entendu de l'énergie et de la forme de la cassure spectrale). Les domaines en phase présentant les spectres les plus durs aux énergies d'EGRET sont P1 et P2. Or, la cassure sur P1 est déjà visible et semble avoir lieu un peu avant 5 GeV. La composante du BRIDGE paraît également plus dure à haute énergie, remontant du même coup les ailes avoisinantes des deux pics, c'est à dire TW1 et LW2. Ceci laisse donc quelques chances pour CELESTE dans les intervalles de phases allant de TW1 à P2.

3.6.2.3 Modèles théoriques

Les derniers points EGRET permettent de mettre en évidence la coupure spectrale à haute énergie prédite par les deux modèles théoriques, Polar Cap et Outer Gap, et confirmée par les limites supérieures établies par les imageurs. Toutefois, si ceux-ci permettent de situer l'énergie de coupure autour de 10 GeV, la faible statistique se traduit par des barres d'erreur trop importantes pour pouvoir définir l'allure de cette coupure. De ce fait, les deux modèles d'émission restent en course.

La figure 3.20 illustre les différentes mesures réalisées par EGRET ainsi que les prédictions théoriques pour les deux modèles existants. Afin d'approximer le flux pulsé au seuil de CELESTE, nous avons également représenté l'extrapolation de la loi de puissance EGRET en supposant une atténuation exponentielle de celle-ci avec une énergie de coupure E_0=10 GeV.

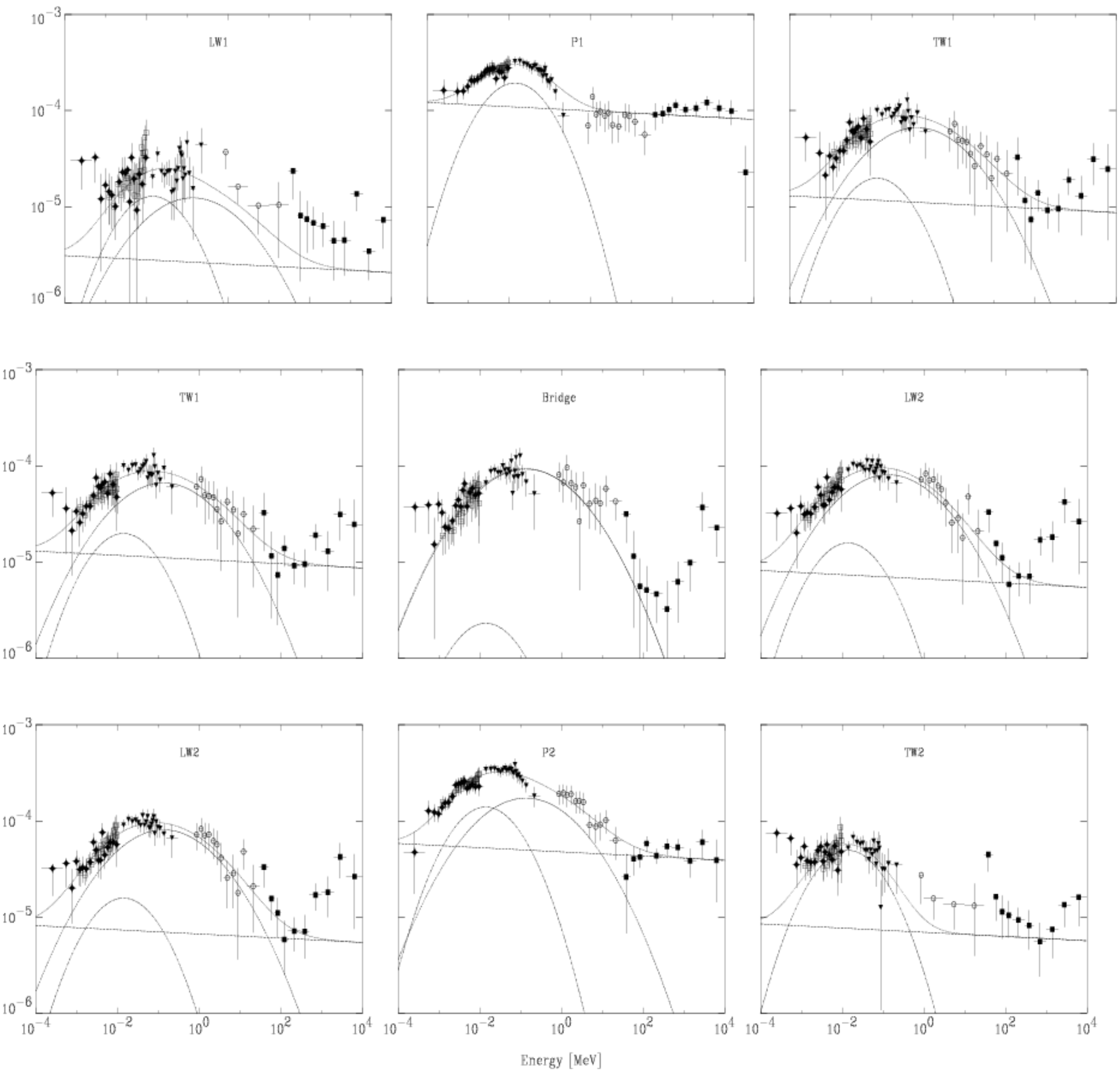


FIG. 3.19: *Emission gamma du pulsar du Crabe dans les sept intervalles de phase entre 0.1 keV et 10 GeV (cf. figure 3.18 pour la légende). Les intervalles de phase présentant les spectres les plus durs sont P1, TW1, BRIDGE, LW2 et P2. La coupure spectrale prédite par les théories est visible uniquement sur P1, excluant cet intervalle de phase pour une analyse à 30 GeV. L'inter-pic (BRIDGE) présente un rebond à haute énergie qui semble se répercuter sur les ailes intérieures des deux pics, à savoir TW1 et LW2. (Figure extraite de [62])*

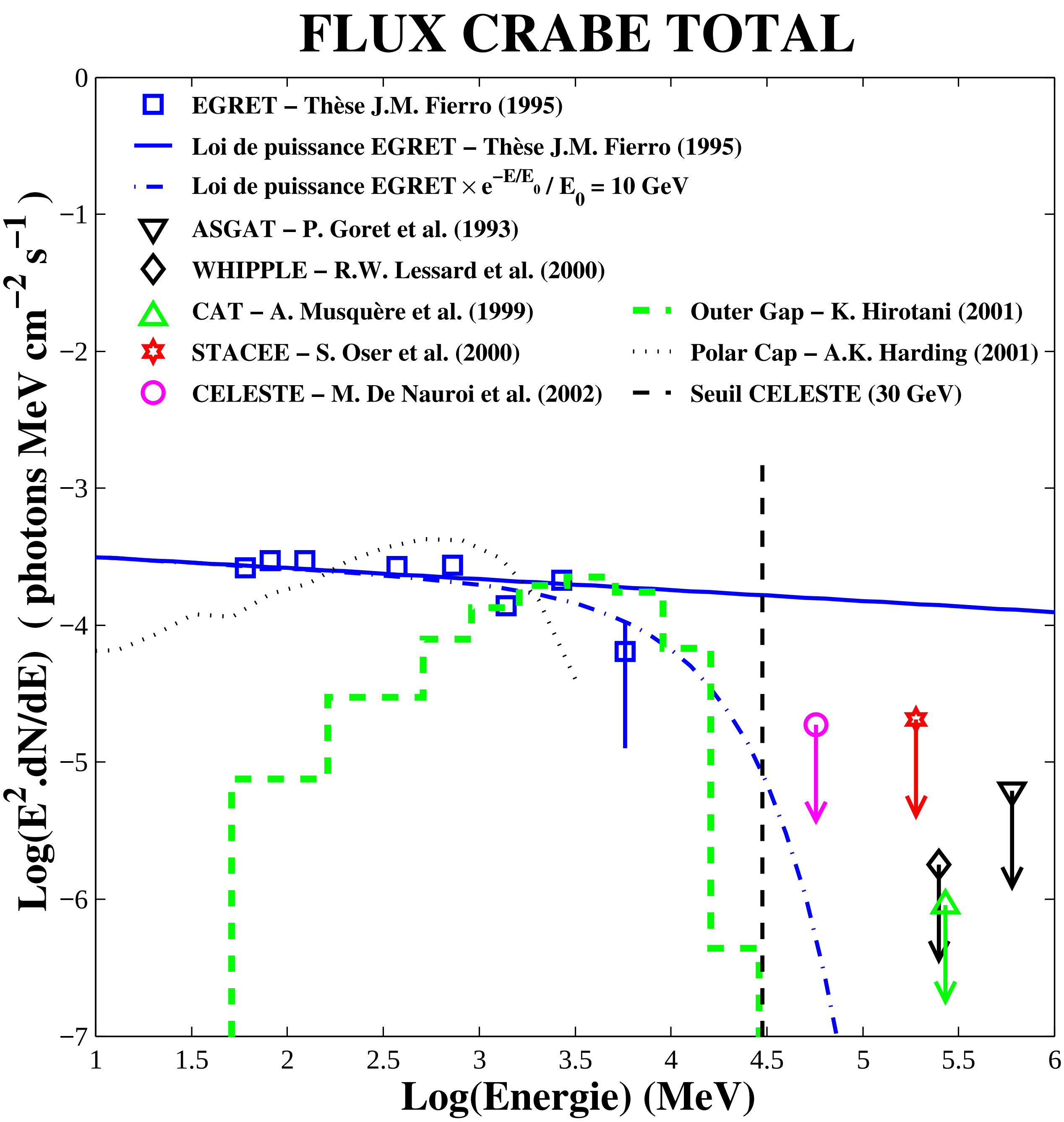


Fig. 3.20: *Spectre de l'émission pulsée du Crabe à haute énergie. La droite en trait plein correspond à la loi de puissance ajustée sur les points EGRET (carrés) [35]. La cassure du spectre entre 1 et 10 GeV est déjà mise en évidence par le dernier point EGRET mais avec une large incertitude. La courbe en trait tireté-pointillé représente une atténuation exponentielle de cette loi de puissance pour une énergie de coupure E_0=10 GeV. Les prédictions théoriques pour l'émission à haute énergie au niveau de l'énergie de coupure sont représentées par les courbes en trait pointillé (Polar Cap, A.K. Harding 2001, communications privées) et en trait tireté (Outer Gap, K. Hirotani [55]). Afin de faciliter la lecture, le seuil de CELESTE situé aux alentours de 30 GeV est représenté par la ligne verticale en trait pointillé. Au-delà de cette énergie, les flèches représentent les différentes limites supérieures obtenues au sol, la plus basse en énergie (rond) étant celle réalisée précédemment par CELESTE [28] (cf. chapitre 12 page 179).*

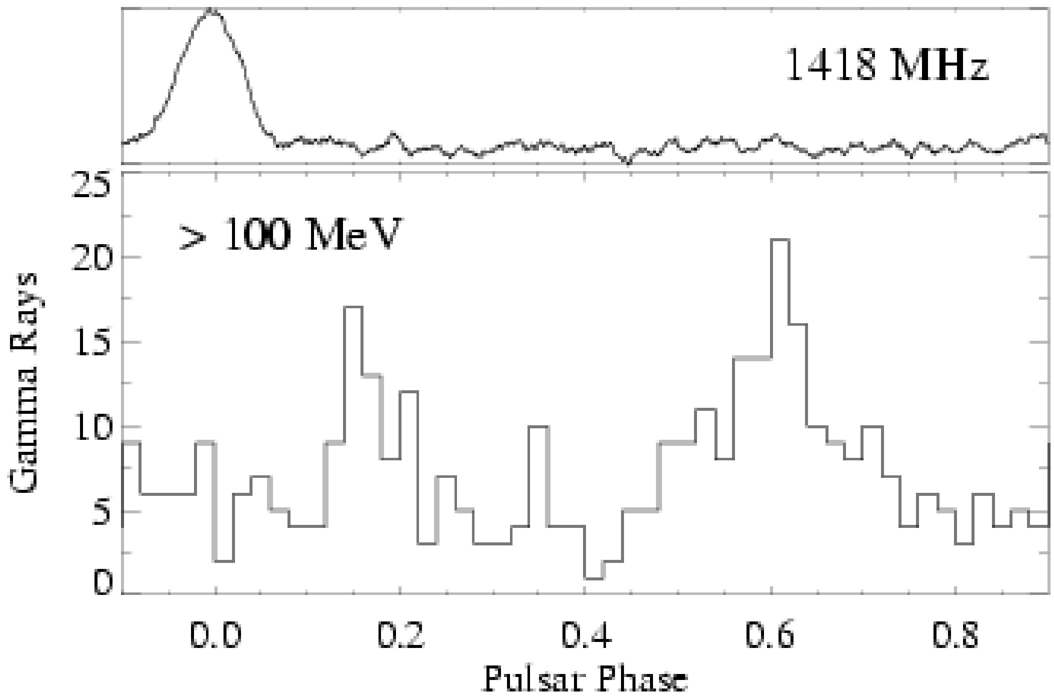


FIG. 3.21: *Courbes de lumières du pulsar PSR B1951+32 en radio (haut) et en γ (bas). Les courbes de lumières sont totalement différentes. L'unique pic radio n'est aligné avec aucun des pics γ.*

Composantes	Intervalles de phase	Largeurs
P1	0.12-0.22	0.10
OP1	0.22-0.48	0.26
P2	0.48-0.74	0.26
OP2	0.74-0.12	0.38
TOTAL PULSE	0.12-0.22 + 0.48-0.74	0.36
OP	0.22-0.48 + 0.74-0.12	0.64

TAB. 3.5: *Découpage en phase de la courbe de lumière de PSR B1951+32 selon EGRET et conservé par CELESTE. Les intervalles TOTAL PULSE et OP correspondent respectivement aux domaines pulsé (P1+P2) et non pulsé (OP1+OP2).*

3.6.3 PSR B1951+32

3.6.3.1 Courbe de lumière et analyse spectrale

Contrairement au pulsar du Crabe, on peut constater en figure 3.21 que la courbe de lumière en γ est différentes de celle obtenue en radio. D'une part, l'émission radio ne présente qu'un seul pic, et d'autre part ce pic n'est aligné avec aucun des pics γ. Cette configuration joue plutôt en faveur d'une émission γ en un site différent de l'émission radio dans la magnétosphère, et préconise donc une émission de type Outer Gap plutôt que Polar Cap.

L'analyse spectrale proposée par EGRET est beaucoup moins riche que celle du Crabe puisqu'elle ne distingue que quatre intervalles de phase : les deux pics P1 et P2, et les deux intervalles séparant ces deux pics, OP1 et OP2. Les positions et largeurs en phases de ces quatre intervalles de phase sont donnés dans le tableau 3.5.

L'analyse spectrale combinant les intervalles P1 et P2 conduisent à la loi de puissance illustrée en figure 3.23 et donnée par :

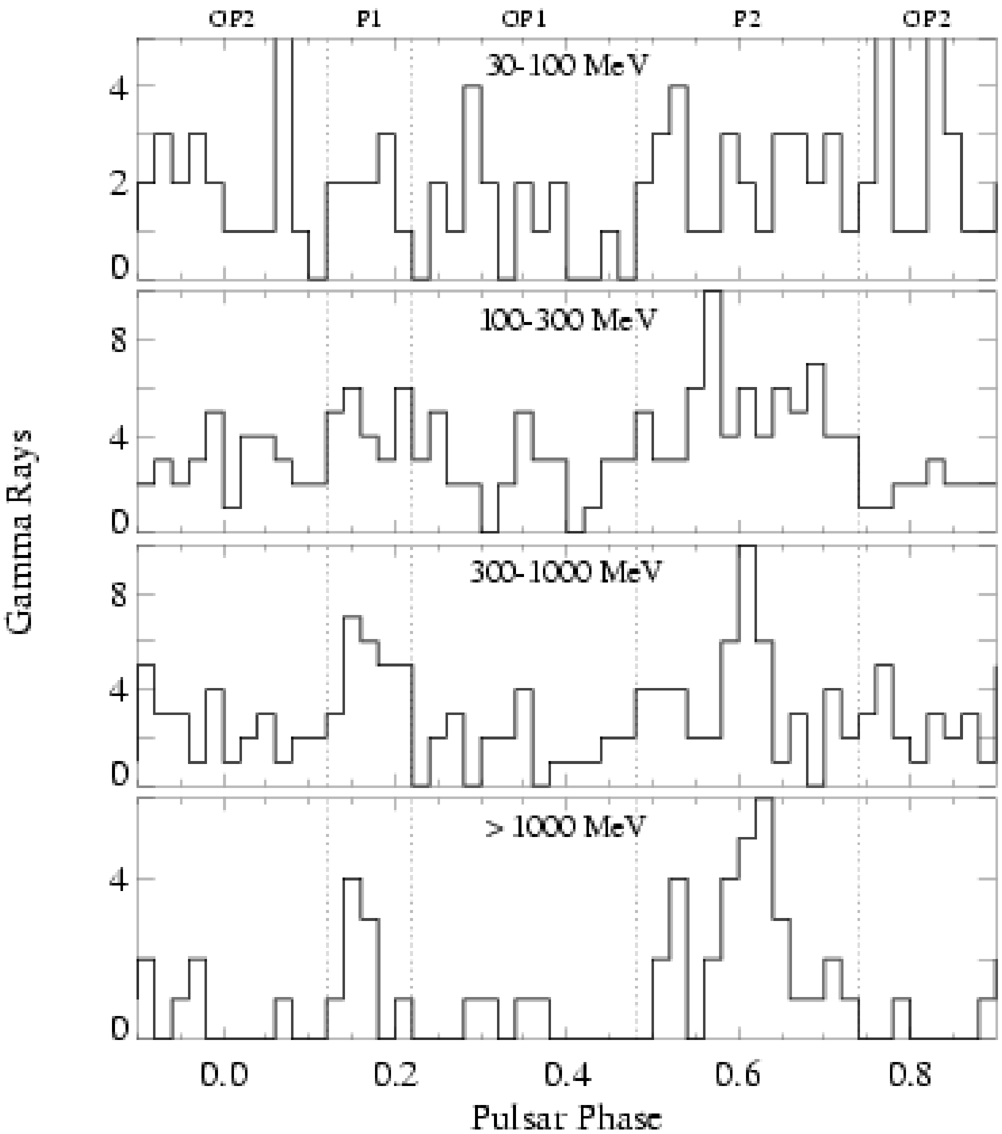


FIG. 3.22: *Courbes de lumière de PSR B1951+32 pour quatre intervalles d'énergie. Les lignes verticales délimitent les 4 sous-intervalles de phase définis dans le tableau 3.5.*

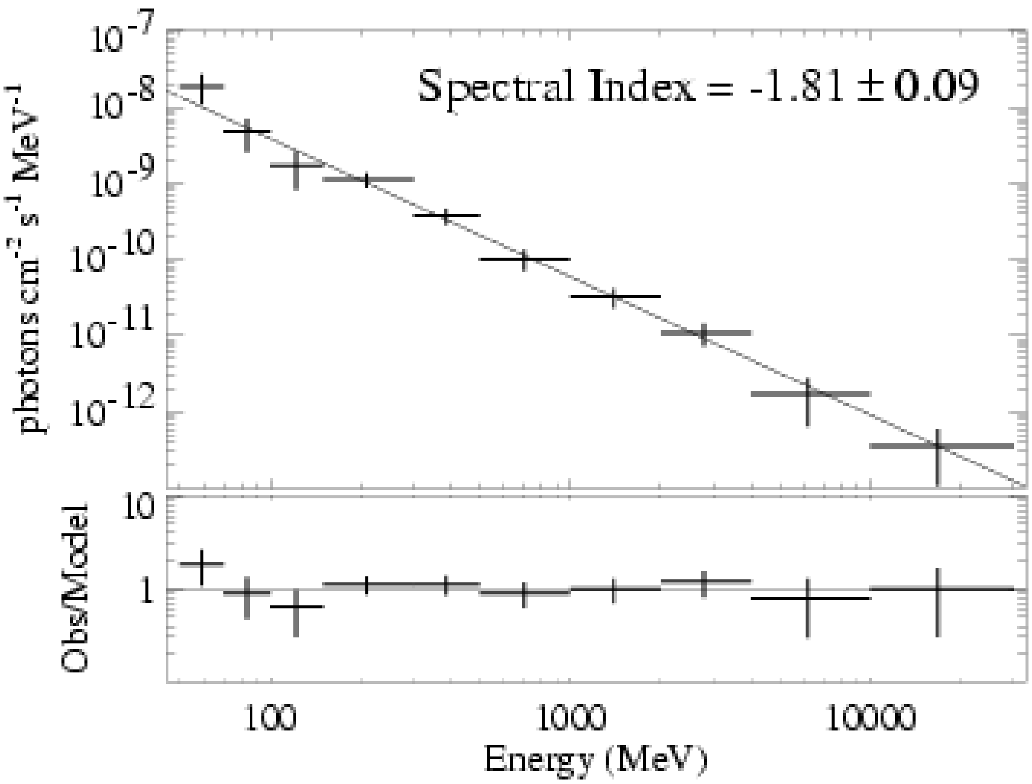


Fig. 3.23: *Flux instantané de PSR B1951+32 selon EGRET pour la composante TOTAL PULSE = P1+P2, au dessus de 100 MeV.*

$$\left.\frac{dN}{dE}\right|_{1951} = (1.84 \pm 0.20) \times 10^{-10} \times \left(\frac{E}{537\ \mathrm{MeV}}\right)^{-1.81\pm0.09} \quad \mathrm{photons} \cdot \mathrm{cm}^{-2} \cdot \mathrm{s}^{-1} \cdot \mathrm{MeV}^{-1} \qquad (3.53)$$

Il s'agit là encore du flux instantané. Le flux moyen sur la période s'obtient en multipliant cette expression par la largeur de l'intervalle de phase TOTAL PULSE, soit 0.36.

La composante TOTAL PULSE = P1+P2 de PSR B1951+32 est plus dure que celle du Crabe. De plus, comme on peut le voir en figure 3.23, aucune coupure n'a été mis en évidence en dessous de 10 GeV. Ces deux constats sur son spectre font a priori de PSR B1951+32 le meilleur candidat pour CELESTE.

La figure 3.24 illustre les mesures à haute énergie réalisées par EGRET ainsi que la prédiction théorique du modèle Outer Gap proposé par K. Hirotani [55] dans l'hypothèse où le flux au dessus de 10 GeV est essentiellement émis par des électrons sortant du gap et émettant par rayonnement de courbure le long des lignes de champ magnétique. Comme on peut le constater, l'hypothèse Outer Gap est bien plus optimiste pour ce pulsar qu'il ne l'était pour le Crabe, et s'étend même jusqu'à une centaine de GeV ; une mesure avec CELESTE autour de 30 GeV permettrait peut être de contraindre ce modèle.

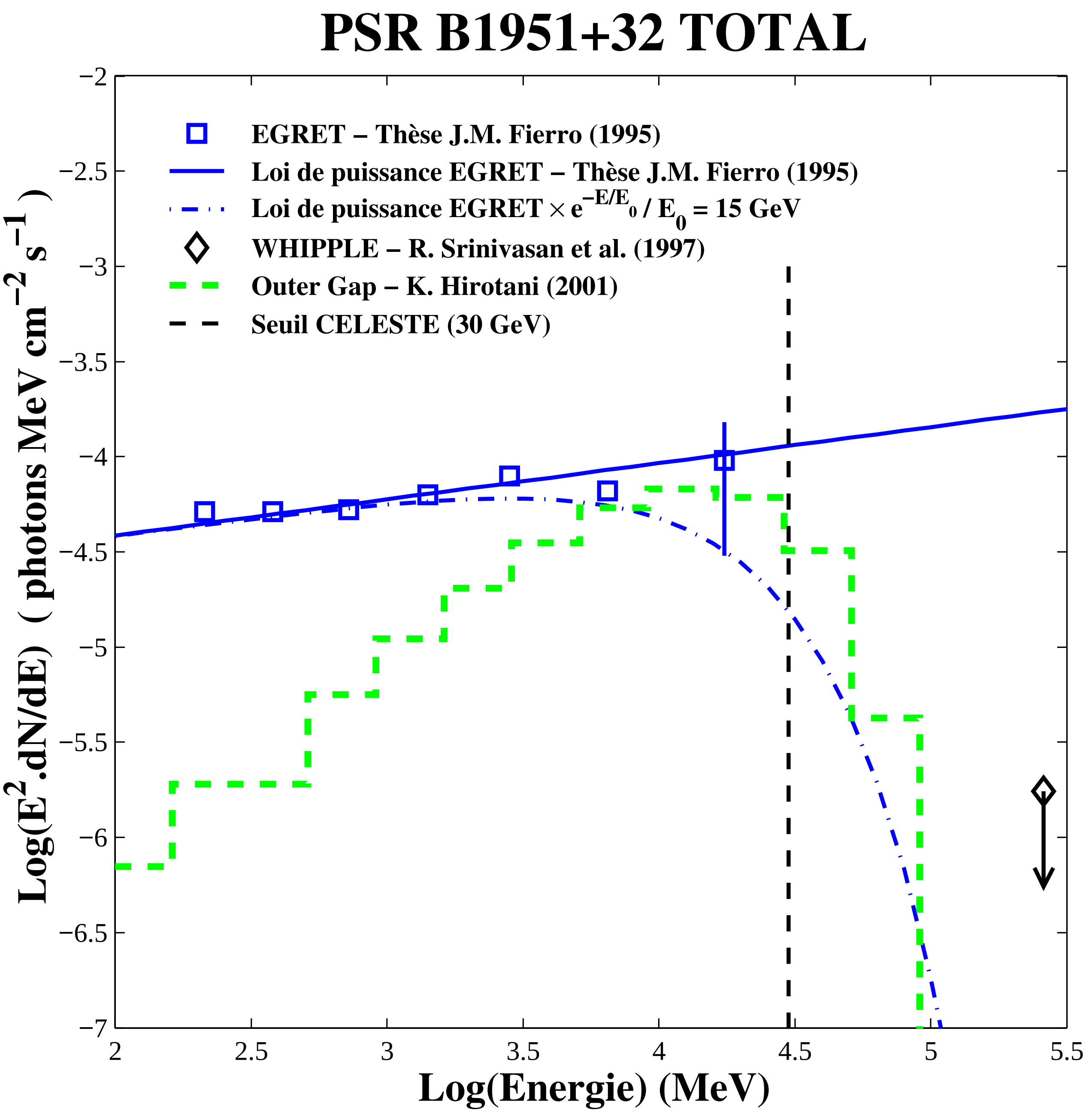


Fig. 3.24: *Spectre de PSR B1951+32 à haute énergie : en trait plein la loi de puissance ajustée sur les points EGRET (carrés) (cf. relation 3.53). En trait tireté, la prédiction théorique dans le cadre du modèle Outer Gap selon K. Hirotani [56], pour des particules sortant de la cavité et émettant par rayonnement de courbure uniquement. La droite verticale en trait tireté symbolise le seuil de CELESTE à 30 GeV. Au-dessus, la flèche indique la limite supérieure sur PSR B1951+32 établie par WHIPPLE à 260 GeV [67].*

Deuxième partie

CELESTE

Chapitre 4

Les cascades atmosphériques

4.1 Les processus mis en jeu

4.1.1 Les processus d'émission

4.1.1.1 Rayonnement de freinage

Théoriquement, une particule chargée soumise à une accélération émet une radiation. En pratique, lorsqu'un électron se déplace dans un milieu, il est accéléré par le champ électrostatique des noyaux et émet alors un photon. Dans le traitement relativiste et quantique complet réalisé par H.A. Bethe et W. Heitler, la formule définissant la perte d'énergie totale par unité de temps d'un électron par rayonnement de freinage, dit aussi Bremsstrahlung, est donnée par [68, page 82] :

$$-\frac{dE}{dt} = \frac{Z(Z+1.3)e^6 N}{16\pi^3 \varepsilon_0^3 m_e^2 c^4 \hbar} E \cdot \left[\ln\left(\frac{183}{Z^{1/3}}\right) + \frac{1}{8}\right] \tag{4.1}$$

où e est la charge de la particule considérée, m_e la masse d'un électron, Z et N respectivement le numéro atomique et le nombre de noyaux constituant le milieu. Le terme $(Z+1.3)$ provient des interactions entre l'électron relativiste et les électrons du cortège électronique du noyau. En introduisant le rayon r_e de l'électron et la constante de structure fine α donnés par :

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \cdot m_e c^2} \tag{4.2}$$

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0 \hbar c} \tag{4.3}$$

on simplifie la formule 4.1 par la relation :

$$-\frac{dE}{dt} = 4Z(Z+1.3)\alpha r_e^2 c N \cdot E \cdot \left[\ln\left(183 Z^{-1/3}\right) + \frac{1}{8}\right] \tag{4.4}$$

On voit alors qu'aux énergies relativistes la perte d'énergie par rayonnement de freinage est proportionnelle à l'énergie E de l'électron. Par convention, plutôt que de parler de perte d'énergie par unité de temps, on parle de pouvoir d'arrêt du milieu. Dans la limite ultra-relativiste (la vitesse des électrons est égale à c), celui-ci est donné par :

$$-\frac{dE}{dx} = -\frac{1}{c}\frac{dE}{dt} = 4Z(Z+1.3)\alpha r_e^2 N \cdot E \cdot \left[\ln\left(183 Z^{-1/3}\right) + \frac{1}{8}\right] \tag{4.5}$$

Cette équation différentielle en x admet une solution s'exprimant en fonction de l'énergie initiale de la particule chargée E_0 par :

$$E(x) = E_{brems} \cdot e^{-x/X_0} \tag{4.6}$$

avec

$$X_0^{-1} = 4Z(Z+1.3)\alpha r_e^2 N \left[\ln\left(183Z^{-1/3}\right) + \frac{1}{8}\right] \tag{4.7}$$

La grandeur X_{brems} ainsi définie est la longueur de radiation du milieu, c'est à dire l'épaisseur de milieu que doit parcourir l'électron pour voir son énergie réduite à E_{brems}/e, soit une perte d'environ 63% de son énergie. On a pour habitude d'exprimer cette longueur de radiation en g.cm^{-2}. On introduit pour ceci le paramètre ξ_{brems} défini par :

$$\xi_{brems}^{-1} = (\rho X_{brems})^{-1} = \frac{4Z(Z+1.3)\alpha r_e^2 N}{\rho} \left[\ln\left(183Z^{-1/3}\right) + \frac{1}{8}\right] \tag{4.8}$$

avec ρ la masse volumique du milieu considéré.

Dans le cas de l'air, la longueur de radiation est X_{brems}=280 m, soit encore $\xi_{brems} \simeq$36.5 g.cm^{-2}. L'atmosphère représentant une couche d'air d'environ 1000 g.cm^{-2}, on voit qu'elle totalise à peu près 27 longueurs de radiations.

4.1.1.2 Création de paire

Le processus de création de paire est l'interaction dominante des photons de hautes énergies dans l'atmosphère. En effet, l'absorption par effet photoélectrique et la diffusion Compton n'ont des sections efficaces compétitives qu'en dessous de 10 MeV. Un photon d'énergie supérieure à $2m_ec^2$ peut ainsi interagir avec le champ des noyaux du milieu pour se matérialiser en paire e^+e^-. La section efficace du processus de création de paire dans la limite ultra-relativiste (c'est à dire pour un photon d'énergie $\hbar\omega/m_ec^2 \gg Z^{-1/3}/\alpha$) est [68, page 118] :

$$\sigma_{paire} = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9}\ln\left(183Z^{-1/3}\right) - \frac{2}{27}\right] \tag{4.9}$$

A partir de cette expression, on peut définir le pouvoir d'arrêt du milieu dans lequel se propage le photon par :

$$-\frac{dE}{dx} = \sigma_{paire} N E = \alpha r_e^2 Z^2 \left[\frac{28}{9}\ln\left(183Z^{-1/3}\right) - \frac{2}{27}\right] \cdot N \cdot E \tag{4.10}$$

De même que pour le bremsstrahlung, on constate que le pouvoir d'arrêt est proportionnel à l'énergie du photon E, et on définit une longueur de radiation par ξ_{paire} donnée par :

$$\xi_{paire}^{-1} = (\rho X_{paire})^{-1} = \frac{\alpha r_e^2 Z^2 N}{\rho} \left[\frac{28}{9}\ln\left(183Z^{-1/3}\right) - \frac{2}{27}\right] \tag{4.11}$$

On voit en comparant les relations 4.8 et 4.11 que dans le cas ultra-relativiste $\xi_{brems} \approx \xi_{paire}$. Cette égalité met en évidence la similitude des deux processus dans le cadre de l'électrodynamique quantique, similitude pouvant d'ailleurs être mise en évidence via leurs diagrammes de Feynman.

4.1.2 L'effet Čerenkov

L'effet Čerenkov est l'émission cohérente de lumière par un milieu transparent, suite au passage d'une particule chargée à une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce même milieu. Ce phénomène observé depuis le début du vingtième siècle fut expliqué en 1934 par le physicien soviétique Pavel Alekseïevitch Čerenkov alors qu'il étudiait l'émission de lumière par des liquides soumis aux rayons gamma.

L'effet Čerenkov est l'association de deux phénomènes : l'émission lumineuse provoquée par la propagation d'une particule chargée dans un milieu d'une part, et la cohérence de cette émission d'autre part.

4.1.2.1 Cohérence

L'effet Čerenkov est à la vitesse de la lumière dans un milieu réfringent ce que le cône de Mach est au mur du son. En effet, dans le cas des ondes sonores, un mobile qui atteint la vitesse du son se déplace à la même vitesse que les ondes de pression qu'il engendre par son déplacement. Il crée alors une onde de choc caractéristique bien connue sous le nom de «bang supersonique». Lorsque sa vitesse devient supersonique, les ondes sonores s'inscrivent dans un cône dit «cône de Mach». Lorsque l'on transpose ceci à la lumière on obtient l'effet Čerenkov comme explicité dans la figure 4.1 et un témoin situé à l'angle Čerenkov Θ observera un flash lumineux. Ainsi, si la particule se déplace avec une vitesse $v = \beta \cdot c$ dans un milieu d'indice n, on en déduit par de simples considérations géométriques que les photons Čerenkov ne seront cohérents entre eux que s'ils sont émis avec un angle Θ défini par :

$$\cos\Theta = \frac{v_{photon} \cdot \Delta t}{v_{particule} \cdot \Delta t} = \frac{c/n \cdot \Delta t}{\beta c \cdot \Delta t} = \frac{1}{\beta \cdot n} \tag{4.12}$$

Pour un milieu d'indice de réfraction n, il existe une vitesse critique en dessous de laquelle il ne peut y avoir d'émission cohérente. A cette vitesse critique, la direction des photons émis coïncide avec celle de la particule chargée à l'origine de l'émission ($\Theta = 0$) :

$$\beta = 1/n \tag{4.13}$$

De même, pour une particule ultra-relativiste on peut définir l'angle maximum d'émission Θ_{max} correpondant au cas $v = c$ (c'est à dire $\beta = 1$) :

$$\cos\Theta_{max} = \frac{1}{n} \tag{4.14}$$

4.1.2.2 Processus d'émission

Il ne faut pas confondre le processus d'émission responsable du rayonnement Čerenkov avec le rayonnement de freinage vu précédemment. En effet, on a vu que le Bremsstrahlung était dû à l'accélération de la particule chargée par le champ électrostatique des noyaux. Dans le cas de l'émission Čerenkov, les photons sont émis par le milieu sous l'action du champ électrique de la particule chargée en mouvement (cf. figure 4.2).

Le nombre de photons émis par une particule chargée de charge ze par unité de longueur (dx) et par unité d'intervalle de longeur d'onde ($d\lambda$) dans un milieu d'indice $n(\lambda)$ est :

$$\frac{dN}{dx \cdot d\lambda} = \frac{2\pi \cdot \alpha \cdot z^2}{\lambda^2} \cdot \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \cdot n^2(\lambda)}\right) \tag{4.15}$$

où $\alpha = 1/137$ est la constante de structure fine et β est le rapport entre la vitesse de la particule et la vitesse de la lumière dans le vide c.

4.1.3 Les effets de l'atmosphère

L'atmosphère constitue un gigantesque calorimètre pour les télescopes Čerenkov au sol. Si ceci présente l'avantage d'être peu coûteux, la contrepartie est qu'il est impossible de le contrôler et de connaître avec précision sa composition. Ainsi la quantité de lumière Čerenkov émise est sujette à des fluctuations suivant les proportions de molécules diffusantes présentes dans l'atmosphère. Les deux principaux processus de diffusion responsables de l'atténuation de l'intensité Čerenkov au travers de l'atmosphère sont la diffusion de Rayleigh et la diffusion de Mie. Ces deux phénomènes sont caractéristiques de la taille des particules diffusantes considérées comme on peut le voir dans la figure 4.3.

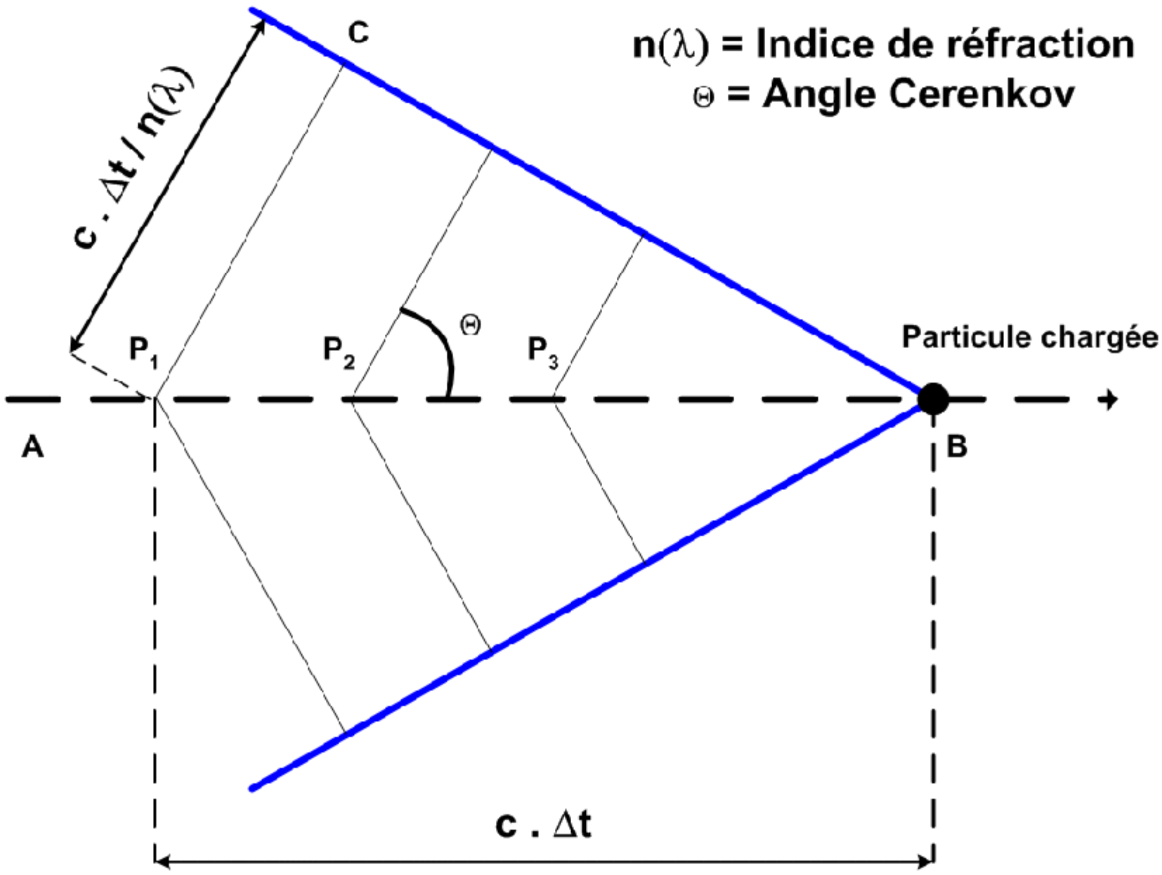


FIG. 4.1: *Effet Čerenkov : à un certain angle Θ (angle Čerenkov) par rapport à la direction de propagation de la particule chargée, les photons Čerenkov émis en différents points (P1, P2 et P3 par exemple) le long de sa trajectoire (AB) sont cohérents et «s'empilent» pour former un front d'onde plan (BC).*

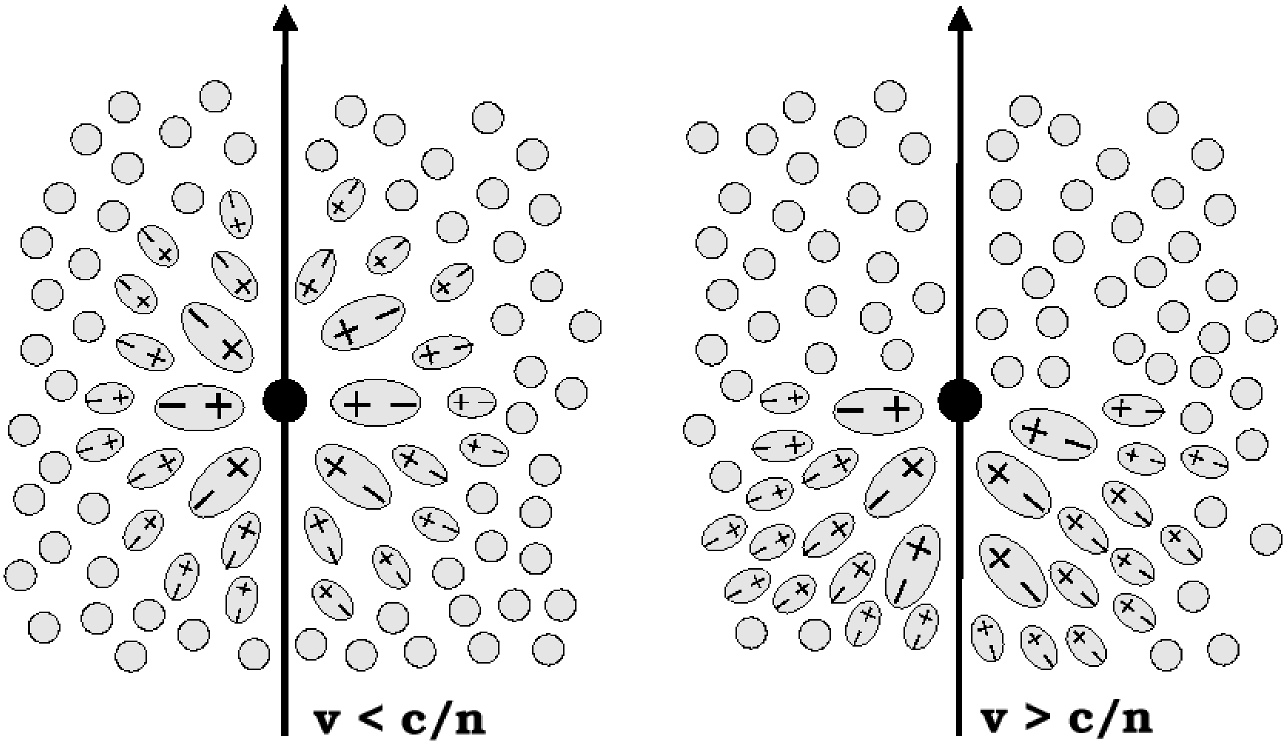


FIG. 4.2: *Emission Čerenkov : dans l'effet Čerenkov, l'émetteur est le milieu traversé par la particule chargée. Lorsqu'une particule chargée traverse ce milieu, elle polarise les molécules environnantes. Dans le cas où la vitesse de la particule est inférieure à c/n (n étant l'indice du milieu) cette polarisation est symétrique et la résultante macroscopique des champs dipolaires ainsi engendrés est nulle alors que dans le cas ultra-relativiste un retard de la polarisation entraîne une résultante non nulle à l'origine de l'émission Čerenkov.*

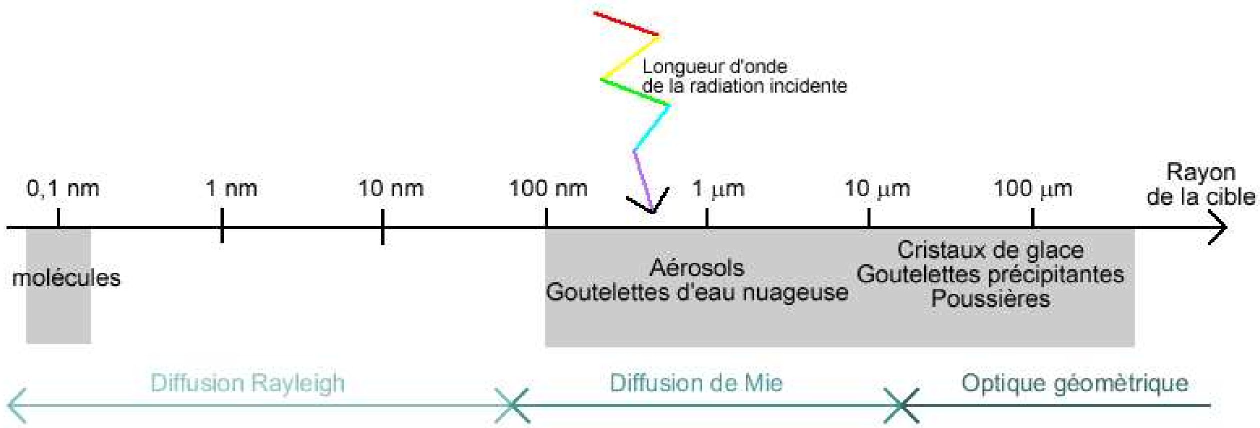


FIG. 4.3: *Processus de diffusion en fonction de la taille des particules considérées.*

4.1.3.1 La diffusion Rayleigh

La diffusion de Rayleigh est la diffusion de la lumière par les molécules constituant l'atmosphère. Le nombre de photons Čerenkov diffusés hors de l'axe de la gerbe par unité de longueur et par unité d'angle solide est donné par :

$$\frac{d^2N}{dl \cdot d\Omega} = \frac{1}{4\pi}\frac{dN}{dl}P_R(\theta) = \frac{1}{4\pi}\alpha_R(h) \cdot N \cdot \left(\frac{400}{\lambda}\right)^4 P_R(\theta) \tag{4.16}$$

où λ est la longueur d'onde exprimée en nanomètres. $P_R(\theta)$ et $\alpha_R(h)$ sont respectivement la fonction de phase normalisée et le coefficient de diffusion Rayleigh. Leurs expressions pour un angle de diffusion θ sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{lcc} P_R(\theta) & = & \frac{3}{4}(1+\cos^2\theta) \\ \alpha_R(h) & = & \frac{1}{L_R(h)} = \alpha_R(0) \cdot e^{-\frac{h}{H_0}} \end{array} \right. \tag{4.17}$$

où $L_R(h)$ est la longueur de diffusion Rayleigh à l'altitude h au dessus du niveau de la mer. A l'altitude zéro, elle est de 23 km à 700 nm et de 7 km à 300 nm. Cette grandeur est stable avec toutefois une petite variation saisonnière due à un changement du profil moyen de densité de l'atmosphère.

4.1.3.2 La diffusion de Mie

La diffusion de Mie est la diffusion de la lumière par les petites particules constituant l'atmosphère telles que les aérosols. Dans cette théorie, les particules diffusantes sont approximées par des sphères diélectriques. De même que pour la diffusion de Rayleigh, on exprime le nombre de photons Čerenkov diffusés hors de l'axe de la gerbe par unité de longueur et par unité d'angle solide en fonction de la fonction de phase de diffusion de Mie normalisée $P_M(\theta)$ et du coefficient de diffusion de Mie $\alpha_M(h)$:

$$\frac{d^2N}{dl \cdot d\Omega} = \frac{1}{4\pi}\frac{dN}{dl}P_R(\theta) = \frac{1}{4\pi}\alpha_M(h) \cdot N \cdot P_M(\theta) \tag{4.18}$$

avec

$$\alpha_M(h) = \frac{1}{L_M(h)} = \alpha_M(0) \cdot e^{-\frac{h}{H_M}} \tag{4.19}$$

où $H_M = 1.2$ km et L_M est la longueur d'extinction pour les aérosols.

4.2 Les cascades atmosphériques

4.2.1 Rayons cosmiques

Depuis la découverte des rayons cosmiques par Victor Hess en 1912, nous savons que la Terre est perpétuellement bombarder de particules provenant de l'espace. De nos jours, nous savons que ces rayons cosmiques nous parviennent de manière isotrope et qu'ils sont de natures diverses à savoir des noyaux atomiques (96% H, 3% He, 1% de noyaux plus lourds tels que C, N, O, Fe), des photons γ, des électrons et des positons, ou encore d'autres particules élémentaires telles que les neutrinos. La composition chimique des rayons cosmiques varie avec l'énergie. A une énergie d'environ 100 MeV par nucléon, le rapport du nombre de H sur le nombre de He est d'environ 5 ; il est de 10 à 1 GeV et atteint environ 30 à 100 GeV. Le flux de ces rayons cosmiques à quelques GeV est de l'ordre de 1000/m^2/s/stéradian. Au-dessus et jusqu'à $\sim 10^6$ GeV il est bien décrit par une loi de puissance en $E^{-2.7}$. Leur origine est encore incertaine de nos jours. Etant donnée leur énergie considérable (les plus énergétiques détectés à ce jour ont une énergie de 10^{20} eV), on suppose qu'ils ont été éjectés lors de phénomènes violents tels que les supernovae.

4.2.2 Les grandes gerbes de l'air

Comme on vient de le voir, les rayons cosmiques sont extrêmement énergétiques lorsqu'ils pénètrent dans l'atmosphère terrestre. La particule primaire incidente entre en collision avec un noyau des constituants de l'air et engendre un certain nombre de particules secondaires formant ainsi ce que l'on appelle les gerbes atmosphériques. Selon la nature du rayon cosmique incident, les processus engendrés ainsi que le développement de la gerbe sont différents. On distingue ainsi trois composantes dans le développement des grandes gerbes de l'air : une composante hadronique, une composante muonique et enfin une composante électromagnétique. Ces trois composantes mettent en jeu des différents processus faisant appel à l'interaction forte (nucléaire) et à l'interaction faible (désintégration) pour les deux premières et à des processus électromagnétiques (création de paires et Bremsstrahlung) pour la dernière. Une illustration d'une grande gerbe de l'air et des principales réactions à l'origine de son développement est donnée en figure 4.4.

4.2.2.1 Composante hadronique

Lorsqu'un hadron entre dans l'atmosphère, il interagit par le biais de l'interaction forte avec un noyau des constituants de l'air. Il résulte de cette collision des particules secondaires dont le nombre dépend de l'énergie de la particule primaire. Cette dernière continue alors son chemin pour interagir un peu plus bas dans l'atmosphère avec un autre noyau de l'atmosphère engendrant d'autres particules secondaires. Le processus se répète ainsi plusieurs fois à différentes altitudes jusqu'à ce que la particule ait dissipé totalement ou partiellement son énergie. Parallèlement à ceci, les particules secondaires produites mènent leur propre vie ; elles peuvent soit interagir à leur tour avec un noyau de l'atmosphère et produire une seconde génération de particules, soit se désintégrer avant même d'interagir. Les réactions mises en jeux sont les suivantes :

- hadron + N $\rightarrow$ hadron + N' + $\sum X_i$ où X_i représentent les particules secondaires : il peut s'agir de nucléons $(p, n, \overline{p}, \overline{n})$, de mésons $(\pi^{\pm}, \pi^0)$ ou encore de kaons.
- $\pi^{\pm}$+ N $\rightarrow \pi^{\pm}$+ $\sum X_i$ où X_i représentent les particules secondaires de seconde génération.
- $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$
- $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$; les π^0 ayant une durée de vie beaucoup plus brève que leurs homologues $\pi^{\pm}$ n'ont pas le temps d'interagir avec les noyaux de l'atmosphère.

L'ensemble de ces réactions en chaîne conduit à la formation d'une gerbe dite hadronique. Les réactions de désintégration et les interactions nucléaires sont en compétition et jouent un rôle essentiel dans le développement de la gerbe. Les pions produits dans les premières interactions sont suffisamment énergétiques pour que l'interaction nucléaire prenne le dessus sur la voie de désintégration et la gerbe connaît alors une phase de croissance. Par la suite, les particules perdant peu à peu de leur énergie, les hadrons disparaissent par désintégration et la gerbe s'appauvrit en particules.

4.2.2.2 Composante muonique

Les hadrons qui n'interagissent pas avec les noyaux de l'air peuvent se désintégrer et produire des $\mu^{\pm}$ par des processus directs :

- $K^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$
- $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + \pi^0$
- $\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}$

ou indirects, auxquels cas ils produisent dans un premier temps des mésons qui se désintégrent par la suite en $\mu^{\pm}$. L'ensemble de ces muons et neutrinos produits constituent ce que l'on appelle la composante pénétrante des gerbes.

4.2.2.3 Composante électromagnétique

La composante électromagnétique est de loin la composante la plus intéressante pour les détecteurs Čerenkov au sol puisqu'elle est initiée par des photons γ. Ces derniers peuvent être de nature cosmique ou être issus de la désintégration de π^0. Ces photons γ se matérialisent par interaction avec le champ

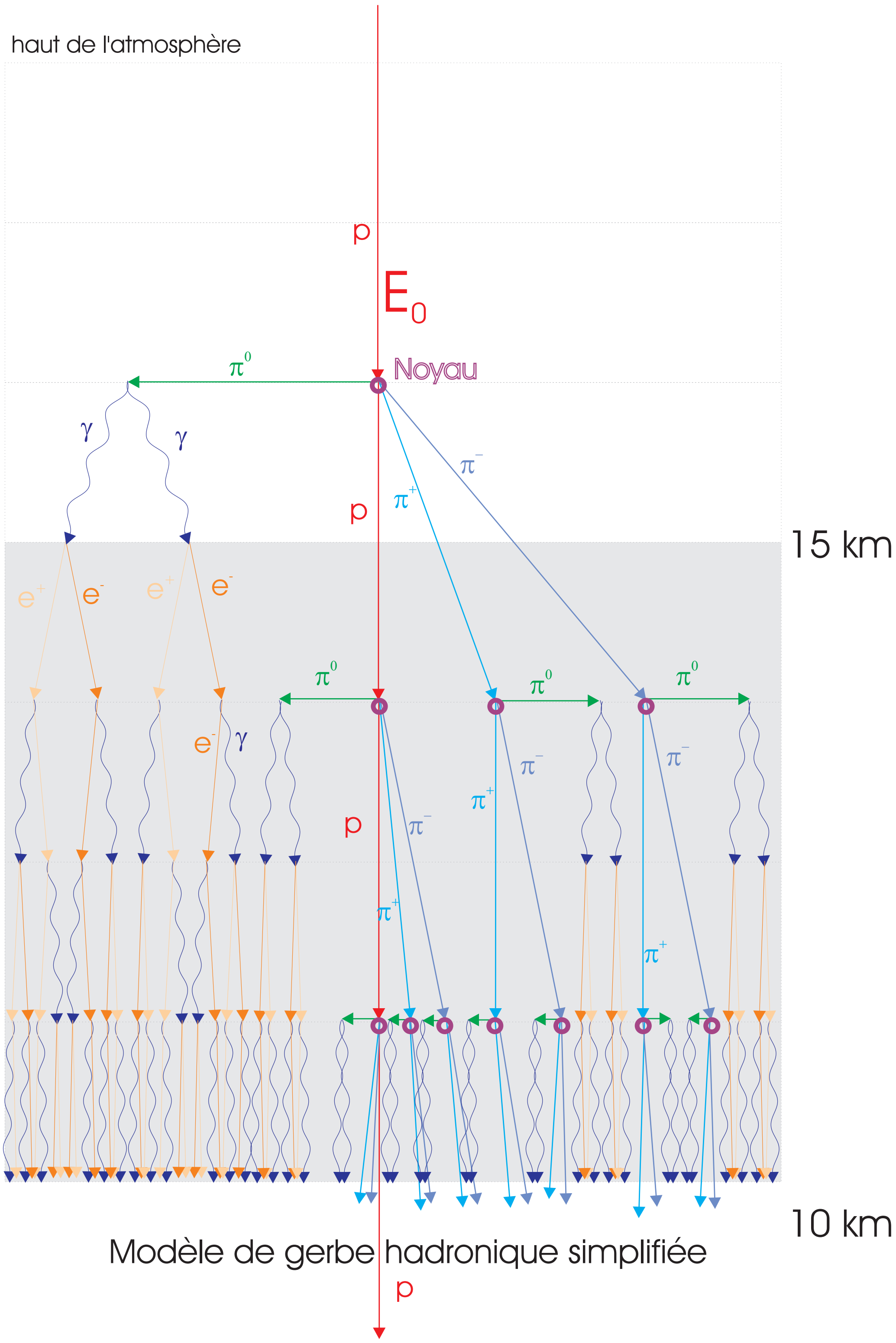


FIG. 4.4: *Illustration d'une grande gerbe de l'air avec l'ensemble des réactions principales gérant son développement (figure réalisée par Denis Dumora).*

coulombien des noyaux en paires électron-positon (cf. 4.1.1.2). Ceux-ci interagissent à leur tour avec le champ coulombien des noyaux constituant l'atmosphère et perdent leur énergie cinétique par rayonnement de freinage (cf. 4.1.1.1) en produisant des γ secondaires qui, tant que leur énergie est supérieure à $2m_ec^2$ produisent à leur tour des paires électron-positon qui produiront ensuite d'autres photons γ , etc. Peu à peu, l'énergie des γ secondaires produits diminue et devient inférieure à l'énergie critique E_c à partir de laquelle le processus d'ionisation devient le processus dominant de dissipation de l'énergie des électrons. C'est alors la phase d'absorption de la cascade électromagnétique et les électrons et positons restants sont absorbés par les noyaux de l'atmosphère.

La composante électromagnétique étant la composante privilégiée pour les détecteurs Čerenkov en astronomie gamma, prenons quelques instants pour décrire le développement de ces gerbes. Dans la limite ultra-relativiste, on a vu en 4.1.1.2 que les longueurs de radiation du processus de création de paires et du Bremsstrahlung étaient identiques. Par conséquent, la probabilité que l'un de ces processus ait lieu est de 1/2 après un parcours dans l'atmosphère d'une longueur ξ, ce qui se traduit par [68, page 120] :

$$e^{-\xi/\xi_0} = 1/2 \tag{4.20}$$

c'est à dire :

$$\xi = X_0 = \xi_0 \ln 2 \tag{4.21}$$

Par conséquent, pour une cascade initiée par un γ d'énergie E_0, une paire électron positon est produite en moyenne après une distance X_0 chacune des particules emmenant avec elle une énergie moyenne égale à $E_0/2$. Après une seconde longueur de radiation X_0, chaque particule perd à son tour la moitié de son énergie, soit $E_0/4$, en émettant un γ, etc. Ce processus simplifié et moyenné est illustré en figure 4.5. Dans ce modèle très simple, on constate qu'après n longueurs de radiations X_0 le nombre total de $\gamma + e^- + e^+$ est $N = 2^n$, chacun ayant une énergie d'environ $E_0/2^n$. On peut également constater qu'en moyenne la cascade est composée de 2/3 de particules chargées pour de 1/3 de photons γ. Dans ce modèle, si on admet que la gerbe «meurt» lorsque les particules et γ ont atteint l'énergie critique E_c évoquée précédemment à partir de laquelle le processus d'ionisation domine, on constate que le nombre maximum de $e^+ + e^- + \gamma$ d'une gerbe électromagnétique et l'énergie du γ primaire sont linéairement dépendant :

$$N_{max} = 2^{n_{max}} \simeq \frac{E_0}{E_c} \tag{4.22}$$

d'où la dépendance logarithmique entre la profondeur du maximum de la gerbe et l'énergie de la particule primaire :

$$n_{max} \cdot X_0 \simeq \frac{1}{\ln 2} \ln \left(\frac{\mathrm{E}_0}{E_c} \right) \cdot X_0 \tag{4.23}$$

4.3 Simulation

4.3.1 Principe et difficultés

La simulation des cascades atmosphériques comprend deux composantes : une composante liée aux interactions et à la propagation des particules et des γ dans l'atmosphère, et une autre composante concernant l'émission Čerenkov et sa diffusion (Mie, Rayleigh) dans l'atmosphère. Les difficultés rencontrées dans la mise en oeuvre des simulations résident d'une part dans la complexité intrinsèque aux processus de développement des gerbes, et d'autre part dans la nécessité de simuler de grandes quantités d'événements afin de réduire les erreurs statistiques. On distingue principalement deux écoles pour traiter ces simulations : les méthodes analytiques dont nous parlerons très peu ici, et les méthodes statistiques Monte Carlo utilisées pour CELESTE.

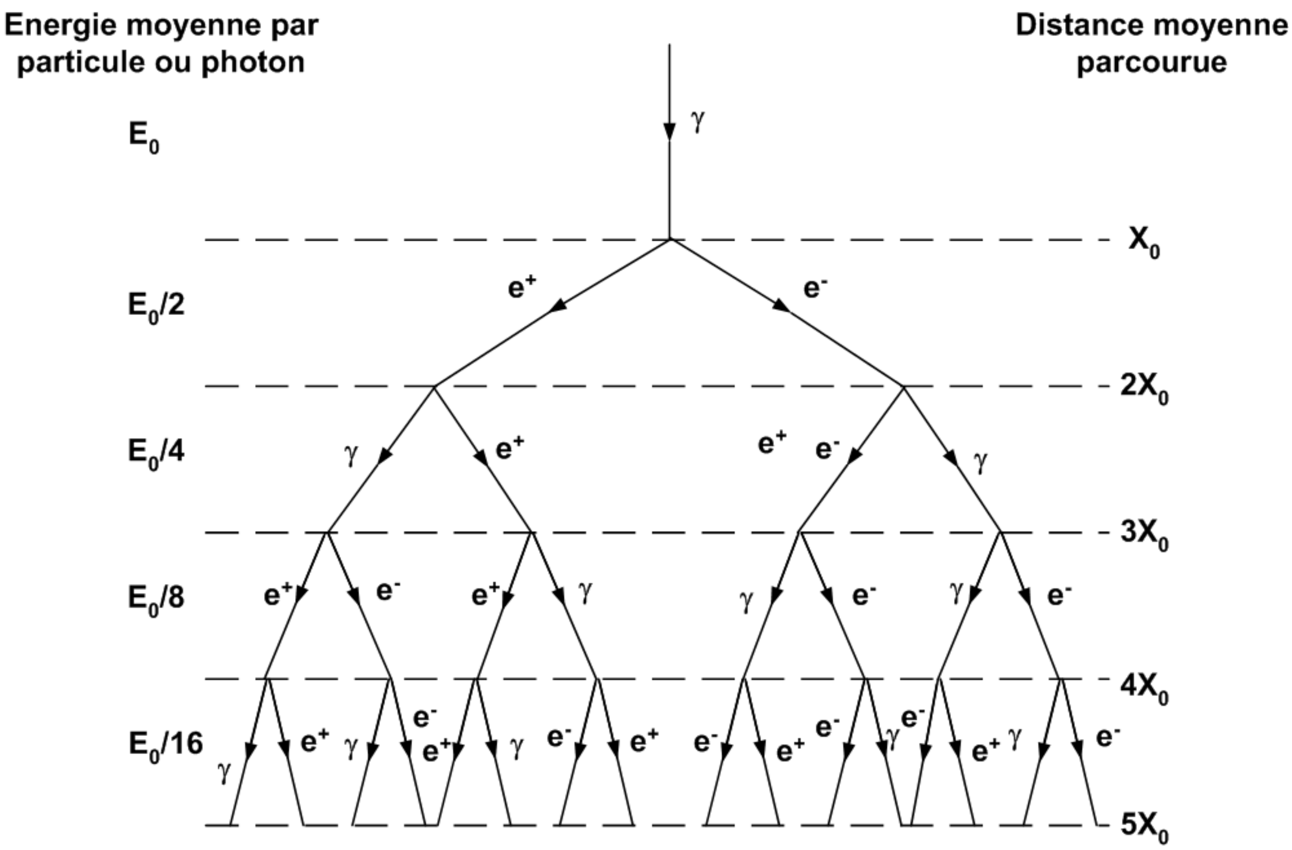


FIG. 4.5: *Modèle simplifié d'une gerbe électromagnétique.*

4.3.1.1 Les méthodes analytiques

Ces méthodes analytiques mettent en jeu les équations de diffusion des particules dans l'atmosphère. Du fait de la difficulté à résoudre les équations de diffusion, on est obligé au travers de ces méthodes de faire appel à des approximations. On peut être amené par exemple à négliger certaines réactions telles que l'ionisation auquel cas le développement de la gerbe devient incorrect lorsque les particules atteignent l'énergie critique E_c (cf. paragraphe précédent), ou encore supposer des pertes d'énergie constantes, etc. Le fait est que si ces techniques ont donné des résultats satisfaisants pour des gerbes électromagnétiques engendrées par des primaires de hautes énergies (TeV), leurs performances se sont avérées médiocres pour des processus électromagnétiques initiés par des particules de basse énergie (quelques dizaines de GeV).

4.3.1.2 Les méthodes statistiques Monte Carlo

Contrairement aux méthodes analytiques, les particules sont décrites ici individuellement ou par paquets et sont suivies pendant tout leur parcours dans l'atmosphère. Ces techniques font appel aux sections efficaces des réactions mises en jeu dans le développement des cascades aux énergies considérées et prennent en compte l'influence du champ magnétique terrestre (important pour les basses énergies) ainsi qu'un profil particulier d'atmosphère (des efforts sont en cours pour rendre cette modélisation moins «idéale» et plus appropriée au site de THEMIS).

Ces méthodes sont confrontées à une difficulté majeure, à savoir la nécessité d'utiliser des ordinateurs puissants et de grandes capacités pour stocker l'ensemble des informations. Cette même raison limite également l'énergie maximale des primaires. En effet, au-delà d'une certaine énergie, le nombre de particules secondaires ainsi que leurs interactions deviennent considérables et demanderaient des espaces disques et des temps de calcul bien trop conséquents.

Actuellement, un nombre restreint de programmes Monte Carlo destinés exclusivement à la simulation des gerbes atmosphériques existe. Parmi ceux-ci, les trois plus utilisés sont : MOCCA (USA), KASKADE (USA) et le plus récent CORSIKA (Allemagne). Ces deux derniers ont été utilisés pour CELESTE dans le cadre de la reconstruction et de la comparaison des paramètres des gerbes γ et hadroniques. Les thèses de Nicolas Hérault [51] et Mathieu de Naurois [27] présentent des études détaillées et complètes de l'emploi de ces deux simulateurs, respectivement CORSIKA et KASKADE.

Aucune étude de simulation n'a été effectuée dans le cadre de cette thèse. Seules quelques utilisations de la simulation dans son ensemble (gerbe+optique+électronique) seront présentées un peu plus loin lors de l'établissement des courbes d'acceptance et des coupures d'analyse basse énergie.

4.3.2 Les caractéristiques de l'émission Čerenkov des gerbes γ et hadroniques

Le but de cette section n'est pas de faire une étude complète de comparaison des gerbes γ et hadroniques. Il s'agit simplement de rappeler les principales caractéristiques et différences dans l'émission Čerenkov entre les gerbes hadroniques et γ, et ceci dans le seul but de faciliter la compréhension du lecteur lors de l'exploration des coupures d'analyse.

Avant tout, il est important de rappeler les caractéristiques des échantillonneurs tels que CELESTE. Comme on l'a vu précédemment, les deux informations essentielles collectées sont les temps d'arrivée des photons Čerenkov au sol d'une part et la distribution en intensité de cette lumière sur les héliostats d'autre part. De toute évidence, ce sont ces deux caractéristiques qui doivent être comparées à l'aide de la simulation pour espérer pouvoir rejeter les événements hadroniques au profit d'un signal γ à basse énergie.

4.3.2.1 Homogénéité et extension latérale

En ce qui concerne le développement des gerbes hadroniques, on a vu précédemment que la phase de développement de ces gerbes mettaient en jeu de multiples réactions. Il en résulte une différence essentielle entre les gerbes hadroniques et électromagnétiques, à savoir une inhomogénéité de ces premières. Les figures 4.6 et 4.7 comparent les développements de 10 gerbes initiées par des γ et des protons de respectivement 50 GeV et 300 GeV. Les simulations à 300 GeV témoignent bien de l'inhomogénéité et de la plus grande extension latérale qui caractérisent les gerbes hadroniques. En revanche, à 50 GeV, les différences entre composantes hadronique et électromagnétique sont moins marquées.

4.3.2.2 Distribution de la lumière Čerenkov au sol

La ditribution de la lumière Čerenkov au sol est bien sûr liée aux caractéristiques de développement des gerbes. A haute énergie, l'inhomogénéité des gerbes hadroniques se traduit par une distribution inhomogène de la lumière Čerenkov au sol (figure 4.8). Cet effet est accentué par la composante muonique des gerbes hadroniques. En effet, ceux-ci ont une profondeur de pénétration plus importante et émettent beaucoup plus bas dans l'atmosphère, éclairant ainsi avec beaucoup d'intensité un petit nombre d'héliostats. Toutefois, le nombre de muons intervenant dans les gerbes hadroniques diminue avec l'énergie suivant la loi de puissance d'indice 0.86 donnée par [39] :

$$N(E \geq 1GeV) \approx 2.8 \left(\frac{E}{115\ GeV}\right)^{0.86} \tag{4.24}$$

A 50 GeV, le nombre de muons intervenant dans les gerbes hadroniques est faible (~ 1) et ces différences de distribution de lumière au sol entre les composantes hadronique et électromagnétique s'estompent.

Compte tenu de l'ensemble de ces remarques, l'efficacité des coupures en inhomogénéité de la distribution de lumière au sol semble compromise à basse énergie.

4.3.2.3 Temps d'arrivée des photons Čerenkov

Faute d'efficacité à basse énergie des critères d'homogénéité de la distribution de lumière au sol pour la réjection hadronique, l'information temporelle est peut être le meilleur moyen de rejeter les hadrons.

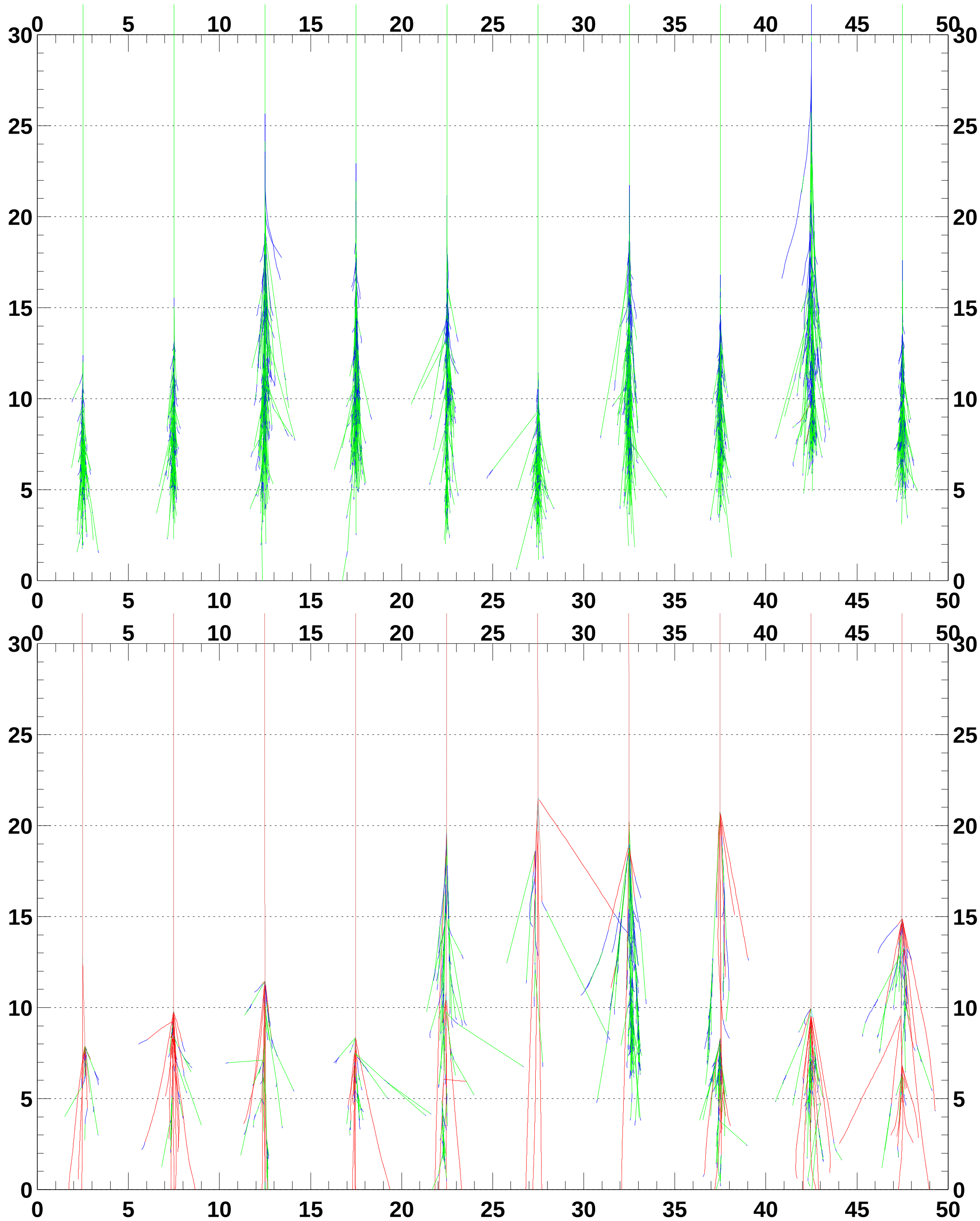


FIG. 4.6: *Comparaison des développements des gerbes électromagnétiques et hadroniques à 50 GeV. En haut : 10 gerbes initiées par des γ de 50 GeV. En bas : 10 gerbes initiées par des protons de 50 GeV. Les échelles sont en km et l'axe des ordonnées correspond à l'altitude par rapport au niveau de la mer. Seules les traces correspondant à des particules dont l'énergie est supérieure à la fois au seuil Čerenkov pour l'altitude correspondante et à l'énergie critique ont été représentées. (Figure réalisée par Mathieu de Naurois).*

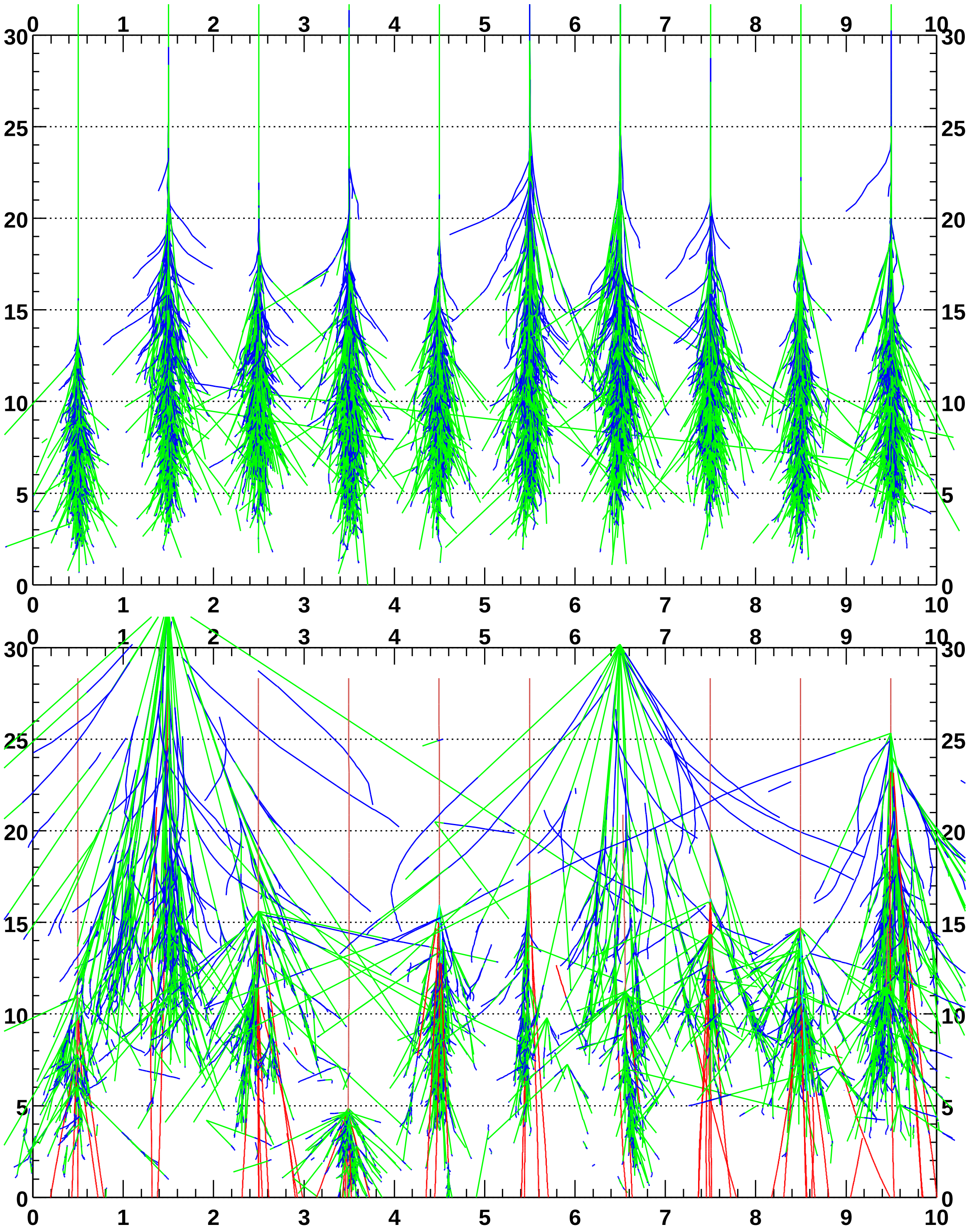


FIG. 4.7: *Comparaison des développements des gerbes électromagnétiques et hadroniques à 300 GeV. En haut : 10 gerbes initiées par des γ de 300 GeV. En bas : 10 gerbes initiées par des protons de 300 GeV. (Figure réalisée par Mathieu de Naurois).*

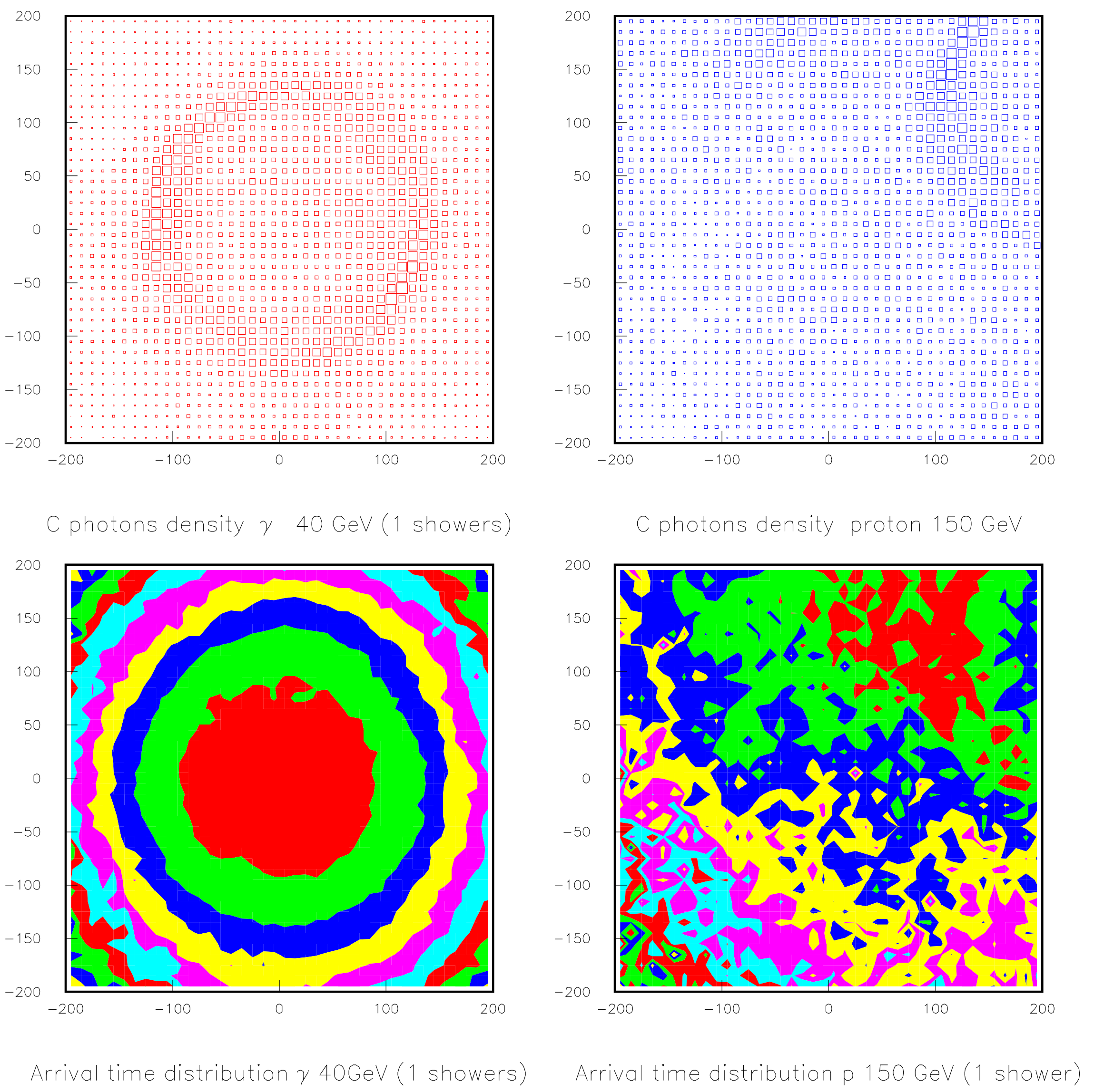


FIG. 4.8: *Distribution de lumière au sol (en haut) et répartition des temps d'arrivée des photons Čerenkov (en bas) pour un γ de 40 GeV (à gauche) et un proton de 150 GeV (à droite). Pour les figures du bas, l'écart entre chaque niveau de gris correspond à un écart de 1 ns. (Figure extraite de [11])*

La figure 4.8 met en évidence les conséquences de la structure inhomogène des gerbes hadroniques au niveau des temps d'arrivée. Les différentes sous-gerbes d'une gerbe hadronique émettent chacune leur rayonnement Čerenkov sans cohérence temporelle entre elles. Il en résulte une ditribution des temps d'arrivée au sol totalement inhomogène.

Ces propriétés temporelles seront à prendre en compte lors de la phase d'optimisation des coupures dans l'analyse des données pulsar. Toutefois, il faut être prudent avec les coupures liées à l'ajustement du front d'onde Čerenkov sur les temps d'arrivée. En effet, l'ajustement est d'autant meilleur que le nombre de points utilisés pour l'ajustement est important. Or, le nombre de points est déterminé par le nombre de pics supérieurs au seuil exigé. Par conséquent, si beaucoup de points améliorent la qualité de l'ajustement, cela signifie également que de nombreux héliostats ont été touchés, et les événements initiés par des primaires de hautes énergies sont alors privilégiés. De nouveau, il faudra déterminer le bon compromis entre temps d'arrivée et amplitude.

Chapitre 5

Le détecteur CELESTE

Ce chapitre est une brève présentation de l'instrumentation du détecteur CELESTE. Le but est uniquement de familiariser le lecteur avec le dispositif expérimental et non de présenter le détecteur dans ses moindres détails. On conseillera pour ceci de consulter les différentes références appropriées [11, 27, 51, 66, 28, 92]. L'objectif essentiel est de permettre au lecteur de mieux appréhender par la suite les différents paramètres et critères qui seront présentés dans le cadre de l'analyse des données pulsar. Chaque partie du détecteur sera donc décrite succinctement. Seule la partie concernant l'alignement fin des héliostats qui a fait l'objet d'une étude approfondie sera présentée en détail dans le chapitre suivant.

5.1 Bref historique

5.1.1 La centrale solaire THEMIS

L'ancienne centrale solaire THEMIS est située à Targassonne, près de Font-Romeu, dans les Pyrénées Orientales (42.5° N, 1.97° E, altitude 1650 m). Celle-ci fut construite à la fin des années 70 par EDF dans le cadre d'un programme d'étude sur l'énergie solaire. Le site était constitué à l'époque de 201 héliostats de 54 m^2 chacun, répartis dans un champ d'environ 300 m est-ouest sur 200 m nord-sud. Au sud du champ se trouve une tour d'une centaine de mètres de haut au sommet de laquelle se trouvait la chaudière. Les héliostats focalisant la lumière du Soleil sur celle-ci permettaient de chauffer un mélange de sels calori-porteurs. Ces sels étaient ensuite refroidis par un système d'aéroréfrigérant couplé à un alternateur situé en bas de la tour, ce dernier convertissant l'énergie calorifique en énergie électrique. Le dispositif a bien entendu été conçu dans l'objectif de concentrer un maximum de l'énergie solaire sur la chaudière, d'où une orientation plein sud du dispositif et un maximum d'efficacité pour le transit des astres de déclinaison comprise entre $+5^\circ$ et $+50^\circ$.

En 1986, après trois années d'expérimentation, le projet THEMIS fut arrêté par EDF. Dès l'arrêt du projet, les astrophysiciens profitèrent de la richesse du site pour expérimenter les premières études en astronomie gamma. Ainsi naquirent les deux premières expériences d'astronomie gamma au sol en France, ASGAT et THEMISTOCLE, suivies plusieurs années après par un nouvel imageur, CAT.

5.1.2 Situation de l'astronomie gamma à la naissance de CELESTE

Depuis le début des années 90, le domaine de l'astronomie gamma est en pleine explosion. D'un côté les détecteurs du CGRO (COMPTEL, EGRET) embarqués sur satellite ont permis une exploration du ciel gamma sur un large domaine d'énergie allant de quelques MeV à une dizaine de GeV. De l'autre côté les détecteurs Čerenkov au sol se sont développés en France (ASGAT, THEMISTOCLE et CAT sur le même site de THEMIS), aux Etats Unis (WHIPPLE, Arizona), aux Canaries (HEGRA) et en Australie (CANGAROO). Entre ces deux grandes familles de détecteurs au sol et embarqués subsistait un domaine encore vierge de toute observation qui s'avérait être une bande d'énergie importante pour l'astronomie gamma du fait de l'extinction à haute énergie de la quasi-totalité des sources détectées par les satellites.

Les moyens visés pour recouvrir cette bande en énergie sont multiples. Pour les détecteurs embarqués, il s'agit d'augmenter la sensibilité à haute énergie. Le satellite GLAST dont le lancement est prévu pour 2006 devrait ainsi balayer le spectre entre 10 MeV et plus ∼100 GeV avec un champ de vue deux fois plus important et une sensibilité à 100 GeV environ 50 fois meilleure que son prédécesseur EGRET. Au sol, de nombreux projets ont pour objectif de diminuer le seuil en énergie et réduire ainsi la fenêtre en énergie les séparant des satellites. Afin de réaliser ceci, certains visent à augmenter la surface de collection des miroirs (MAGIC) tandis que d'autres couplent plusieurs imageurs et tirent profit de la stéréoscopie pour améliorer la réjection hadronique (HESS [52], VERITAS [116]). En attendant cette nouvelle génération de détecteurs débutant en 2003, une autre voie plus économique dans la conception a été exploitée. Celle-ci consiste à profiter de la large surface de miroirs des anciennes centrales solaires pour développer à moindre coup et très rapidement une autre famille de détecteur Čerenkov : les échantillonneurs. A ce jour, quatre échantillonneurs bâtis sur les sites d'anciennes centrales solaires sont en compétition : CELESTE en France, STACEE [16, 103] et SOLAR-II [97] aux Etats-Unis, et GRAAL [46] en Espagne.

5.1.3 Reconversion d'une centrale solaire en télescope pour l'astronomie gamma : CELESTE

5.1.3.1 Principe pour diminuer le seuil d'un détecteur Čerenkov

Le seuil en énergie d'une expérience Čerenkov est en première approximation défini par le rapport $S/\sqrt{B}$ où S correspond à la quantité de lumière Čerenkov recueilli par le détecteur et B le bruit de fond de ciel intégré pendant le même temps. Pour un détecteur ayant une surface de collection A , une efficacité (optique et électronique) ε, un champ de vue défini par l'angle solide Ω et une fenêtre en temps d'intégration τ, le bruit de fond de ciel B intégré est alors :

$$B = A \cdot \varepsilon \cdot \Omega \cdot \tau \cdot L \qquad (5.1)$$

où L est la luminosité du ciel nocturne. En ce qui concerne le signal Čerenkov, celui-ci est proportionnel à l'énergie E du γ primaire :

$$S \propto A \cdot \varepsilon \cdot E \qquad (5.2)$$

d'où finalement l'expression du rapport signal sur bruit pour un détecteur Čerenkov :

$$\frac{S}{\sqrt{B}} \propto \sqrt{\frac{A \cdot \varepsilon}{\Omega \cdot \tau \cdot L}} E \qquad (5.3)$$

Pour un rapport signal sur bruit donné, on voit alors que le seuil en énergie E_{seuil} correspondant est proportionnel à :

$$E_{seuil} \propto \sqrt{\frac{\Omega \cdot \tau \cdot L}{A \cdot \varepsilon}} E \qquad (5.4)$$

Ainsi, on comprend bien que les possibilités offertes pour diminuer le seuil en énergie du détecteur sont d'augmenter la surface effective de collection $\mathrm{A_{eff}} = A\varepsilon$ et de diminuer au maximum la fenêtre d'intégration de la charge.

5.1.3.2 Application aux centrales solaires

Etant donné l'expression du seuil d'un détecteur Čerenkov, on voit très vite l'intérêt des centrales solaires. En effet, celles-ci offrent une surface de collection A considérable - dans le cas de THEMIS, un seul héliostat représente une surface de collection de 54 m^2 - permettant de diminuer considérablement le seuil. De plus, l'extension d'une gerbe électromagnétique au maximum de son émission Čerenkov est de l'ordre de 10 mrad, comparable à la taille angulaire du Soleil, ce qui laisse présager une précision

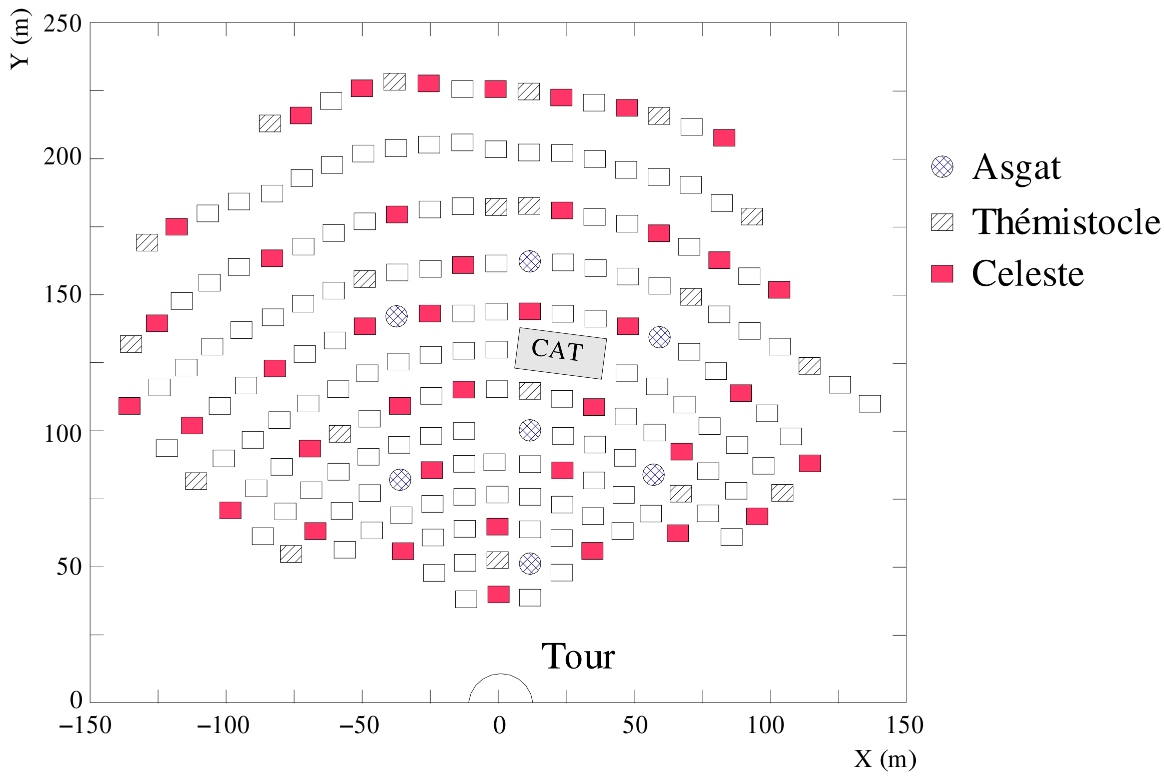


FIG. 5.1: *Schéma du champ d'héliostats utilisé par CELESTE.*

de l'optique déjà établie suffisante pour l'application à ce type de physique. Pour ce qui est du facteur temps, la diminution de la fenêtre d'intégration τ relève de la manière dont l'optique du détecteur sera agencée et bien entendu des capacités d'une électronique rapide à reduire au maximum celui-ci.

5.2 Principe de CELESTE

CELESTE est l'une des quatre expériences d'astronomie gamma basées sur la reconversion d'une centrale solaire en télescope Čerenkov. Sur les 201 héliostats présents initialement sur le site, seuls 40 étaient utilisés jusqu'en décembre 2001 (cf. figure 5.1). A ce jour, la surface de miroir s'est élargie et compte désormais 13 héliostats supplémentaires.

Le principe de CELESTE est différent de la technique exloitée par les imageurs. Dans les deux cas, il s'agit de collecter la lumière Čerenkov émise par les paires e^+e^- produites par l'interaction des γ avec l'atmosphère. Le principe des imageurs consiste à construire une image de la gerbe électromagnétique à l'aide d'une caméra multipixel montée sur un grand et unique miroir. La discrimination entre les γ et les hadrons s'effectue en analysant la forme et la direction de l'image de la gerbe. La technique de l'échantillonnage consiste à recueillir les photons Čerenkov au sol via plusieurs miroirs. Des photomultiplicateurs (PM) associés à chaque miroirs permettent de récolter les photons Čerenkov et ainsi d'accéder à la distribution de lumière au sol et aux temps d'arrivée. Ce sont ces deux informations réunies qui permettent la réjection hadronique.

Comme représenté sur la figure 5.2, un photon gamma pénétrant dans l'atmosphère interagit avec ses constituants et génère une cascade de particules chargées relativistes émettant un rayonnement Čerenkov cohérent - essentiellement dans le bleu - constituant un front d'onde sphérique. Les héliostats pointés sur le maximum de cette gerbe de particules[1] réfléchissent ce front d'onde vers le haut de la tour. Une optique secondaire sphérique focalise alors la lumière réfléchie vers des photomultiplicateurs,

[1]Plusieurs pointés ont été expérimentés avec CELESTE : des pointés simples à 11 km et 17 km, un double pointé pour lequel une moitié des héliostats pointent à 11 km et l'autre moitié à 25 km. Les avantages et inconvénients de ces différents types de pointé seront explicités plus loin.

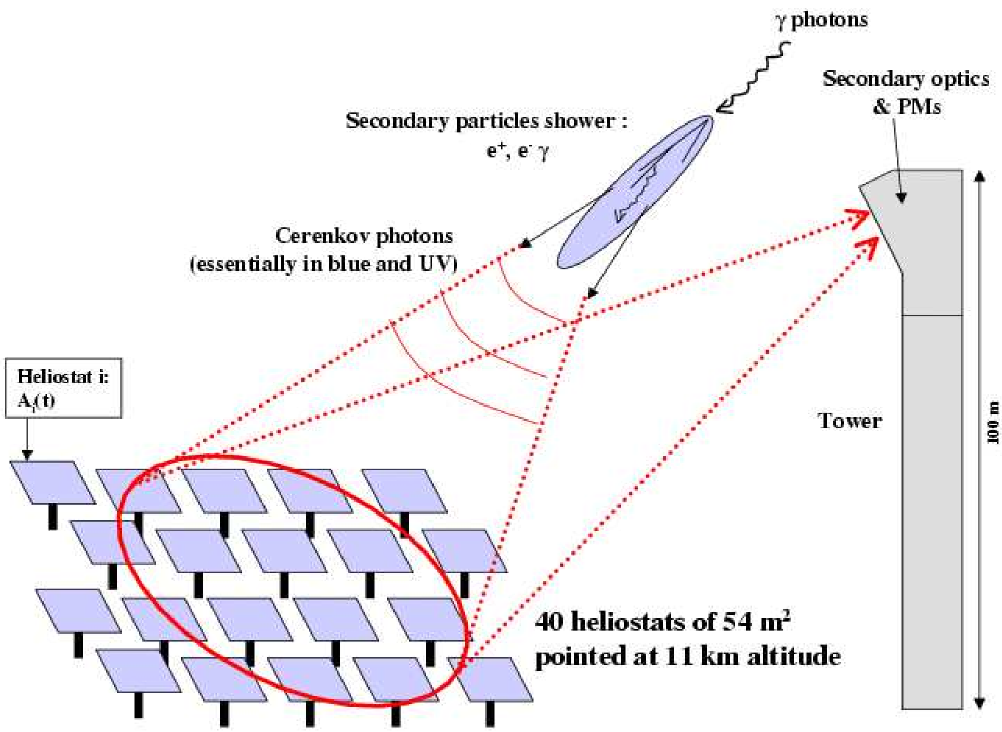


FIG. 5.2: *Technique d'échantillonage du front d'onde utilisée par CELESTE.*

Dimensions	7.340×8.836 m
Surface réfléchissante	54 m^2
Focale	80 à 240 m
Précision de pointé	$\ll 0.1^\circ$
Réflectivité	90% à 400 nm

TAB. 5.1: *Caractéristiques des héliostats. (Tableau extrait de [11])*

convertissant la lumière Čerenkov ainsi récoltée en signaux électriques qui sont ensuite mis en temps et sommés analogiquement, puis enregistrés par le biais d'une électronique rapide.

5.3 La chaîne optique

5.3.1 Les héliostats

5.3.1.1 Les caractéristiques optiques des héliostats

Chaque héliostat est constitué de huit sous-ensembles composés chacun de six segments de miroirs rectangulaires (cf. figure 5.3), totalisant ainsi une surface réfléchissante de 54 m^2. Ceux-ci sont légèrement courbés par torsion de façon à adapter la focale de l'héliostat considéré - entre 80 m et 240 m - en fonction de sa distance à la tour (cf. tableau 5.1). Les miroirs sont constitués d'une couche d'argent protégée de chaque côté par une épaisseur de verre coupant les UV en dessous de 350 nm (cf. figure 5.4).

5.3.1.2 Suivi, alignement et pilotage des héliostats

Chaque héliostat est équipé d'une monture alt-azimutale dont les rotations suivant les deux axes sont assurées chacune séparément par un moteur. La position est repérée grâce à un système de

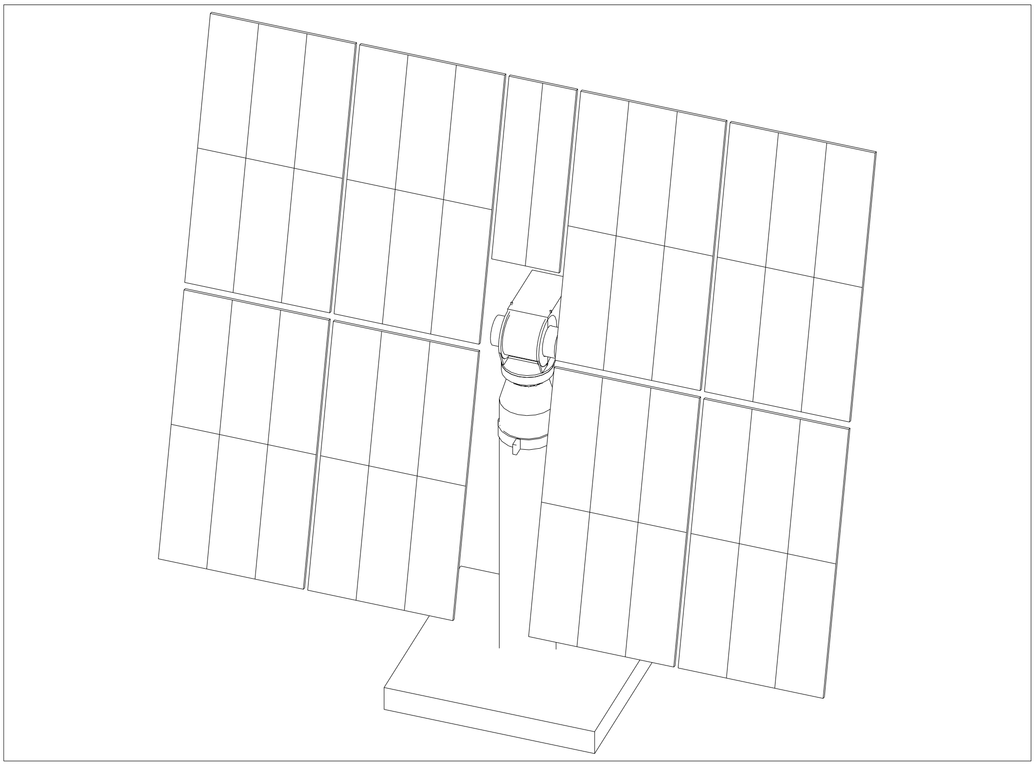


FIG. 5.3: *Schéma d'un héliostat de CELESTE. [11]*

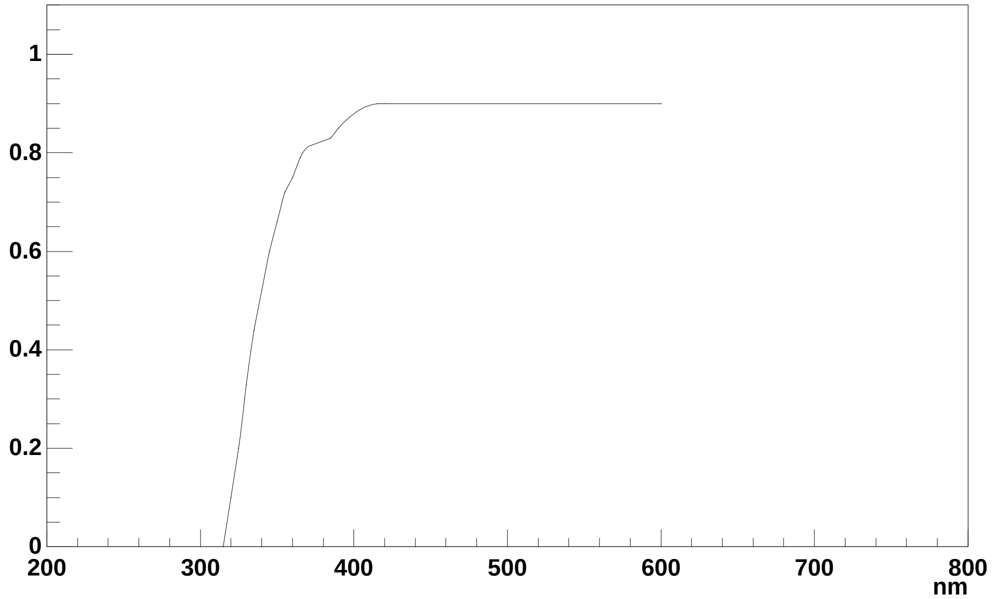


FIG. 5.4: *Réflectivité des héliostats en fonction de la longueur d'onde. (Figure extraite de [11])*

degré	rad	pas codeur
360	2π	45550
$7.9{\cdot}10^{-3}$	$0.14{\cdot}10^{-3}$	1

TAB. 5.2: *Unité de rotation des héliostats en site et en azimut. Une roue dentée est constituée de 45550 pas codeurs.*

roues dentées associé à un système de capteurs magnétiques et de cellules photoélectriques. L'unité de rotation est le pas codeur et correspond à environ 0.14 mrad (cf. tableau 5.2). L'origine des deux rotations (azimut 0 correspondant au sud, et l'élévation 0 correspondant à une position verticale du miroir de l'héliostat) doit être au préalable étalonée. Pour ceci, on réalise un premier alignement grossier sur la Lune puis on affine l'alignement en effectuant des relevés des courants d'anode des PMs lors de pointés successifs sur une zone encadrant une étoile de magnitude appropriée (une magnitude trop faible entraîne une disjonction des boucles de courant). Le barycentre du profil d'intensité ainsi établi permet de déterminer avec une relativement bonne précision l'origine des coordonnées. Les détails de cette méthode sont explicités dans le chapitre suivant.

Le pilotage des héliostats est effectués depuis un ordinateur central dédié uniquement à cette tâche et situé en haut de la tour. Pour les quarante premiers héliostats, la transmission des informations est assurée via les anciennes boucles de courant installées par EDF lors de l'exploitation du site de THEMIS en tant que centrale solaire. En ce qui concerne les treize nouveaux héliostats la communication s'effectue via un système d'émission-réception radio.

5.3.1.3 Le pointé des héliostats

Pour des γ de l'ordre du TeV, le front d'onde Čerenkov est conique. Une mesure des temps d'arrivée au sol permet donc de reconstruire le profil du front d'onde et d'en extraire ainsi la direction de la gerbe. En revanche, aux énergies de CELESTE (30-300 GeV), le front d'onde d'onde est sphérique et la seule information des temps d'arrivée des photons Čerenkov au sol ne suffit plus pour reconstruire la direction des gerbes.

La technique d'échantillonnage du front d'onde Čerenkov mis en oeuvre par CELESTE permet de récupérer principalement deux informations essentielles : les temps d'arrivée des photons Čerenkov au sol permettant de reconstruire le profil du front d'onde d'une part, et la distribution de lumière au sol d'autre part. Ces deux informations couplées permettent a priori de reconstruire la direction de la gerbe et donc de déterminer si cette gerbe a été initiée par un gamma provenant de la source. On comprend bien que l'objectif principal pour une bonne efficacité du détecteur est de récolter le maximum de photons Čerenkov et d'obtenir les meilleures informations possibles permettant de reconstruire au mieux la direction de la gerbe. On peut également ajouter au cahier des charges un seuil en énergie de déclenchement du détecteur le plus bas possible.

La stratégie de pointé doit en fait être un compromis judicieux entre ces différents souhaits. Dans cet objectif, différents pointés ont été étudiés, à savoir le pointé parallèle, le pointé convergent à 11 km et dernièrement un pointé double à 11 et 25 km :

- *Le pointé parallèle :* ce pointé signifie que l'on envoie l'ensemble des héliostat sur la source, située à l'infini. Celui-ci permet d'obtenir une bone distribution de la lumière au sol, c'est à dire une distribution autorisant une bonne reconstruction du paramètre d'impact de la gerbe. En revanche, un tel pointé ne permet pas de récolter le maximum de lumière Čerenkov, ce qui se traduit par un seuil en énergie plus élevé.
- *Le pointé convergent simple à 11 km :* dans le domaine d'énergie de CELESTE, le maximum d'émission de la gerbe se situe à une altitude avoisinant les 11 km. Par conséquent, en pointant l'ensemble des héliostats vers un point de convergence situé à une altitude de 11 km dans la direction de la source permet de récolter un maximum de photons Čerenkov. Toutefois, cette technique présente un inconvénient majeur. Du fait du champ de vue limité des héliostats (10 mrad), seules les gerbes centrées dans la zone de focalisation permettent d'obtenir la distribution

de lumière en anneau décrite dans la figure 4.8. Pour des gerbes excentrées, certains héliostats collectent plus de lumière que d'autre et la distribution au sol prend alors la forme d'un croissant, rendant très imprécise la détermination du paramètre d'impact (cf. figure 5.5)
- *Le double pointé convergent à 11 et 25 km :* la moitié des héliostats pointe le maximum de la gerbe à 11 km alors que l'autre moitié pointe peu plus haut à 25 km. Il s'agit là d'un compromis entre le désir de collecter un maximum de photons Čerenkov et la volonté de pouvoir reconstruire la direction pointée avec une meilleure précision que dans le pointé simple.

Actuellement, le pointé de la phase à 53 héliostats est un pointé hybride dit «véto» pour lequel 41 héliostats sont orientés en pointé convergent (simple ou double), et 12 héliostats situés à la périphérie du champ pointent le ciel sur une couronne entourant la zone de convergence des premiers. L'objectif des ces héliostats dits «héliostats de garde» est de permettre une meilleure réjection des cascades hadroniques plus étendues et/ou désaxées par rapport à la direction de la source [71].

5.3.2 L'optique secondaire

5.3.2.1 Principe

La technique d'échantillonnage mise en oeuvre dans l'expérience CELESTE suppose que l'on puisse récupérer la quantité de lumière Čerenkov collectée par chacun des héliostats dans le temps. Pour ceci, on utilise des photomultiplicateurs situés en haut de la tour. Les héliostats étant dispersés dans un large champ, les chemins optiques sont différents et les photons arrivent au niveau des PMs avec une dispersion en temps. Par conséquent, si l'on veut réduire la fenêtre d'intégration en temps du signal - de l'ordre de la durée du flash Čerenkov, c'est à dire quelques nanosecondes - et du même coup diminuer le bruit de fond de ciel, on doit faire en sorte que chaque PM ne voie qu'un unique héliostat. Dans ce but, un ensemble de miroirs secondaires a été installé en haut de la tour, permettant de focaliser la lumière collectée par chaque héliostat sur un PM qui lui est propre (cf. figure 5.6).

5.3.2.2 Champ de vue

On a vu précédemment qu'aux énergies de CELESTE les gerbes émettaient un maximum de lumière Čerenkov autour de 11 km d'altitude. Naturellement, le champ de vue de CELESTE tient compte de cette caractéristique et correspond à la taille angulaire apparente des gerbes à cette altitude, soit environ 10 mrad. On verra par la suite que celui-ci est physiquement défini par des cônes en verre spécifiques situés en face avant des PMs (cf. paragraphe 5.3.2.4).

5.3.2.3 Les miroirs secondaires

La disposition, la géométrie et la taille de l'ensemble des miroirs secondaires situés en haut de la tour ont été optimisées de manière à répondre à un certain nombre de contraintes :
- ***Contraintes optiques :*** les photomultiplicateurs placés en amont entrainent une perte d'efficacité par des effets d'ombre sur les miroirs secondaires. Un moyen d'amoindrir cet effet aurait été de réaliser une optique hors-axe. Toutefois, cette solution augmente les aberrations de Coma entrainant une moins bonne définition du champ de vue. Pour ces raisons, l'optique secondaire de CELESTE a été choisie sur axe. Cependant, afin de diminuer les ombres des détecteurs sur les miroirs, l'ensemble miroirs-photomultiplicateurs a été divisé en plusieurs groupes (cf. figure 5.7).
- ***Contraintes liées au pointé :*** la trajectoire des faisceaux lumineux variant avec le pointé, les miroirs secondaires ne pouvaient avoir une direction privilégiée et l'optique a donc été tout naturellement choisie sphérique.
- ***Contraintes spatiales :*** les miroirs secondaires devaient voir l'ensemble du champ d'héliostats ($\pm 55^\circ$) sans pour autant dépasser l'espace disponible dans la tour.
- ***Contraintes liées aux distances tour-héliostat et au champ de vue :*** les dimensions et les focales des miroirs secondaires devaient tenir compte du champ de vue souhaité ainsi que de la dispersion des distances héliostat-tour. En effet, dans l'hypothèse d'une focale unique pour

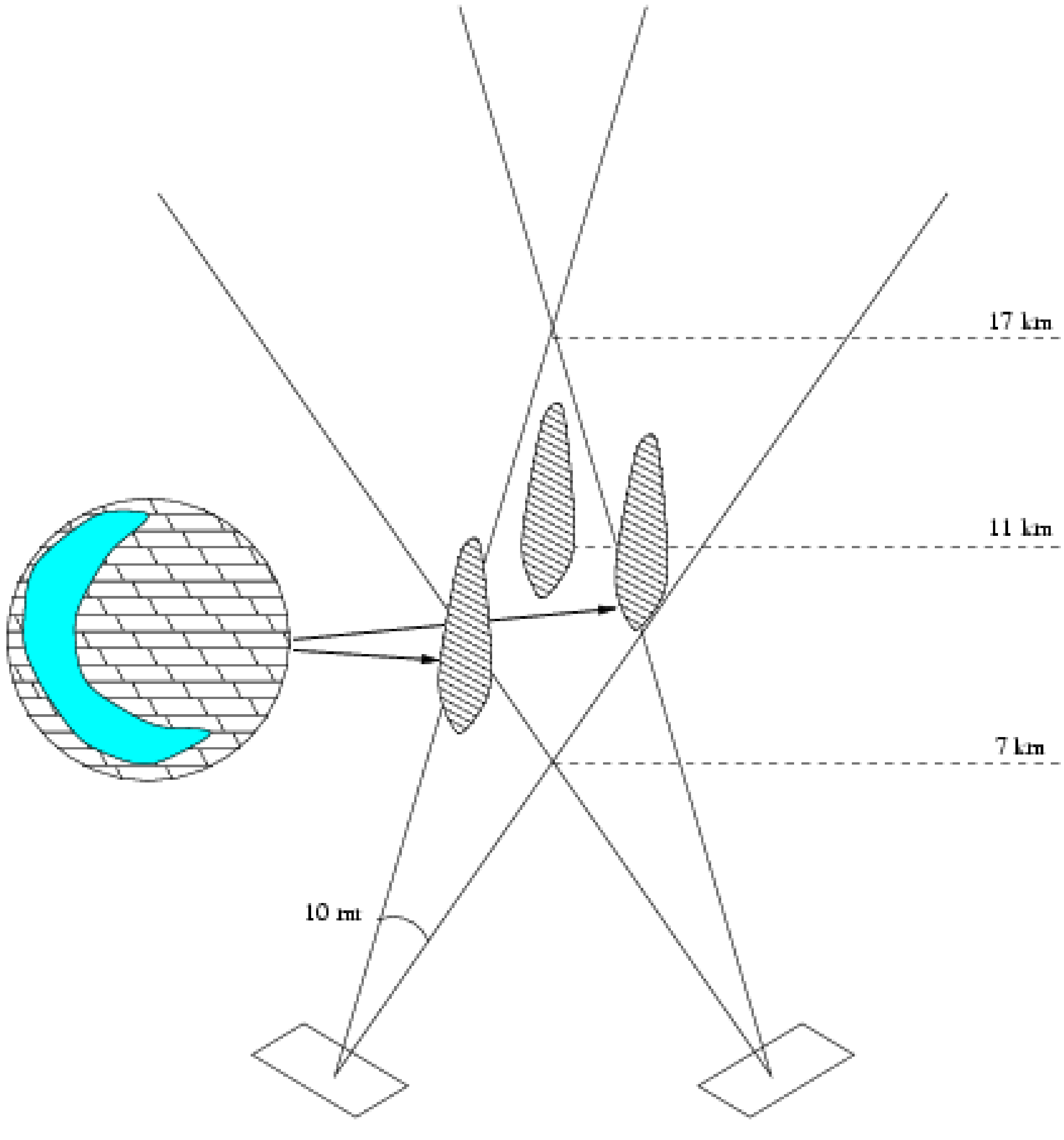


FIG. 5.5: *Déformation de la distribution de lumière Čerenkov au sol due à la limitation du champ de vue dans le pointé convergent. Pour les gerbes excentrées de la zones de convergence des champs de vue, les deux héliostats ne percoivent pas la même quantité de lumière. Il en résulte une structure en arc de la distribution de lumière au sol.*

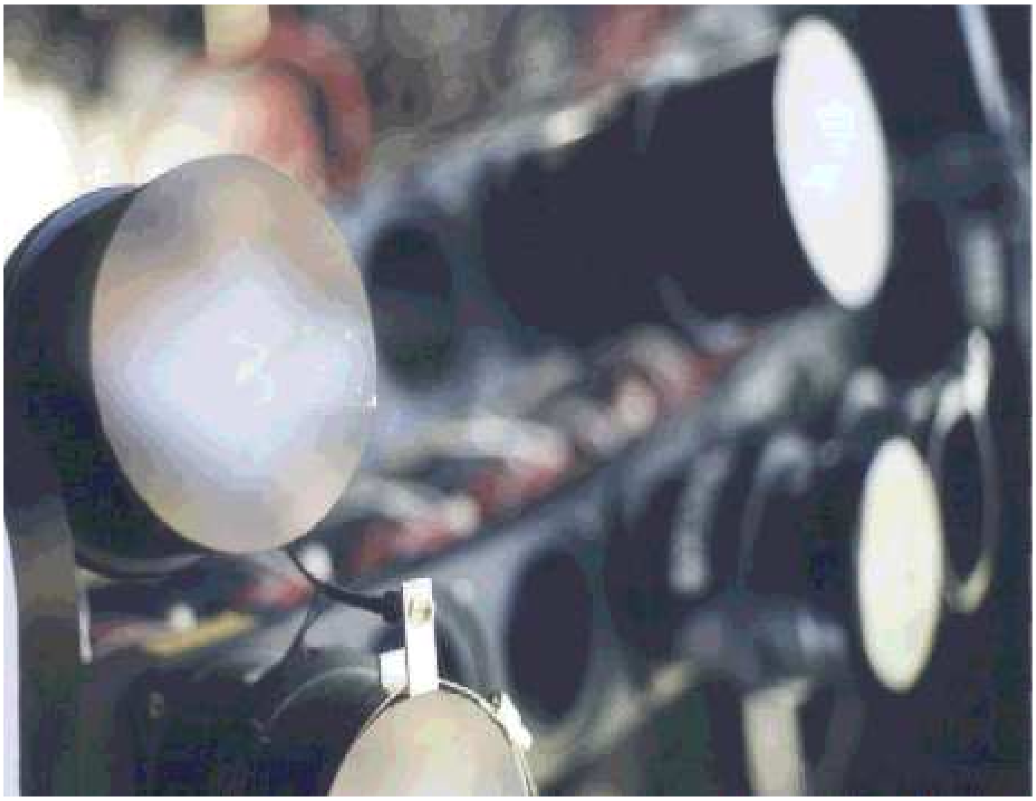


FIG. 5.6: *Caméras : on peut distinguer sur les faces d'entrées de chacun des cônes de Winston l'image de l'héliostat associé. (Photo réalisée par T. Sako)*

l'ensemble des voies, les images géométriques produites par l'ensemble de l'optique (primaire et secondaire) auraient des tailles très variables d'un héliostat à l'autre. Face à ces contraintes, la collaboration de CELESTE a opté pour une optique secondaire constituée de trois groupes de miroirs sphériques de focales 1.8 m, 1.1 m et 65 cm correspondant respectivement aux héliostats situés au fond, au milieu du champ et au pied de la tour (cf. figure 5.7).

- ***Contraintes techniques :*** de grands miroirs sphériques étant techniquement difficile à réaliser, les miroirs ne sont pas constitués d'un unique bloc mais d'une juxtaposition de plus petits miroirs circulaires de 50 cm de diamètre.

5.3.2.4 Les cônes de Winston

Délimiter un champ de vue revient à éliminer les photons hors-champ. Pour ceci, on peut imaginer l'installation d'un diaphragme au centre de optique de chaque miroir secondaire. Cependant, plusieurs voies utilisant le même miroir, un tel diaphragme serait perçu sous un angle différent pour chaque héliostat, entrainant des réponses différentes d'une voie à l'autre. Plutôt que l'utilisation de diaphragmes, le champ de vue de CELESTE est délimité par l'adjonction de cônes de Winston aux photomultiplicateurs. Il s'agit de cônes en verre (FK5-487704 Schott - absorption inférieure à 1%, indice variant entre 1.48 et 1.5) ayant un axe de symétrie de révolution généré par une parabole. Ils ont la propriété de couper les rayons lumineux dont l'angle d'incidence est supérieur à un angle limite θ. La focale, la hauteur du cône et la face de sortie du cône sont définis à partir de cet angle caractéristique par les relations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{lcc} f & = & \Phi_e \cdot \sin\theta \cdot \frac{\sin\theta + 1}{2} \\ h & = & f \frac{\cos\theta}{\sin^2\theta} \\ \Phi_s & = & \Phi_e \cdot \sin\theta \end{array} \right. \tag{5.5}$$

Les cônes de Winston sont fixés aux faces d'entrée des photomultiplicateurs via de la colle optique. La photocathode étant légèrement courbée, les cônes ont été tronqués de manière à réduire les pertes

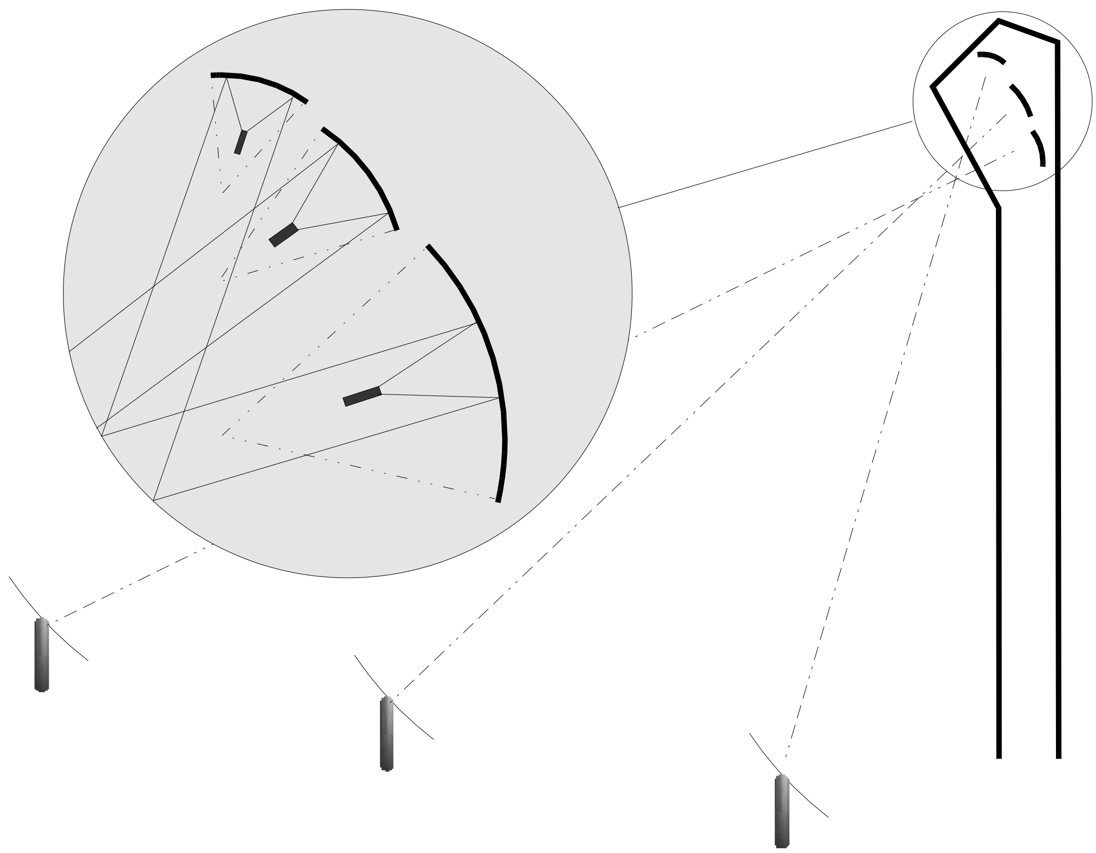


FIG. 5.7: *L'optique secondaire est composée de trois groupes de miroirs de focales différentes disposés sur 3 étages. Le premier étage composé d'un unique miroir de rayon 3.6 m et de focale 1.8 m regarde les héliostats situés au fond du champ. Le second étage, constitué de deux miroirs plus petits de 2.2 m et de focale 1.1 m est face aux héliostats du milieu du champ. Au dernier étage, 3 miroirs de 1.3 m et de focales 65 cm sont destinés aux héliostats situés au pied de la tour. (Figure extraite de [11])*

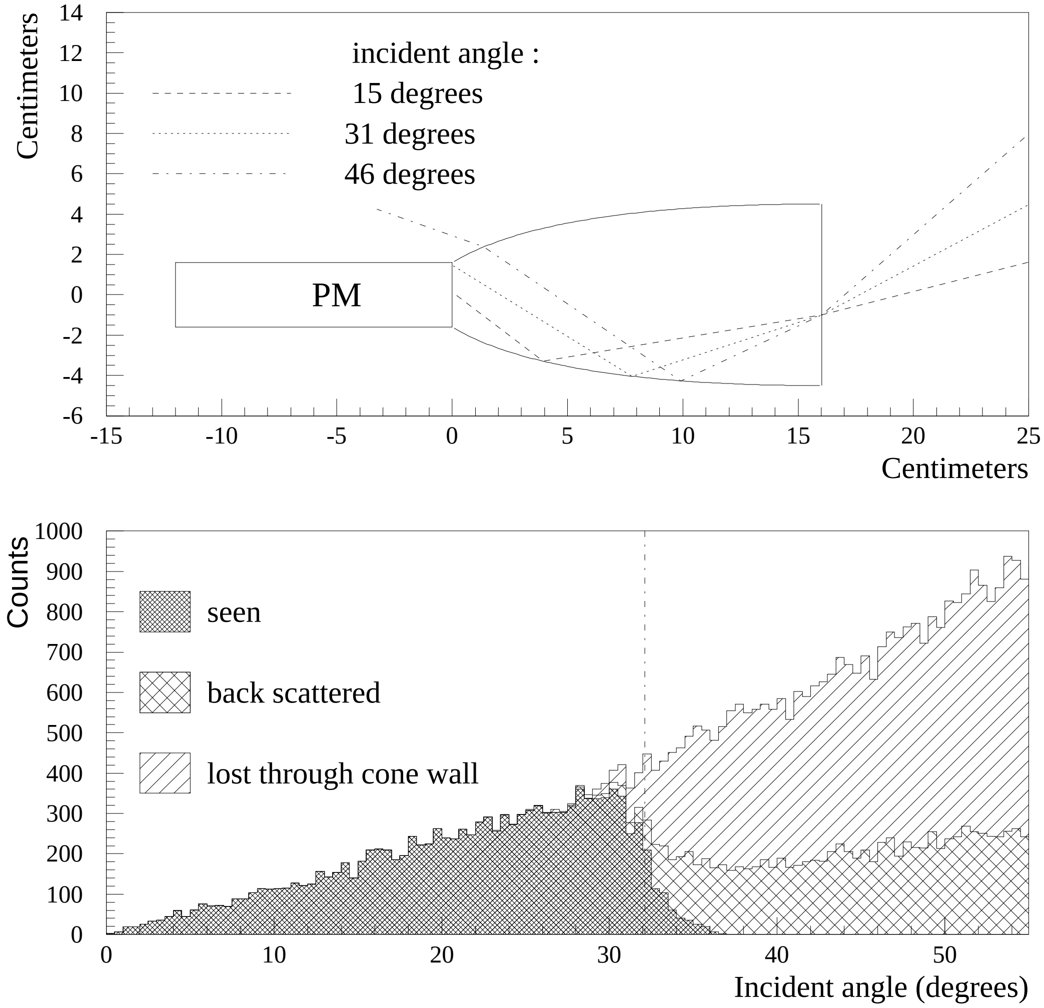


FIG. 5.8: *Géométrie et acceptance d'un cône de Winston en fonction de l'angle d'incidence des photons. (Figures extraites de [11])*

aux interfaces, ceci déplaçant virtuellement la face de sortie du cône à l'intérieur du photomultiplicateur. La géométrie et l'acceptance des cônes en fonction de l'angle d'incidence sont donnés en figure 5.8.

5.3.2.5 Les photomultiplicateurs

Le choix du type de photomultiplicateur a été effectué suivant des critères de sélection caractéristiques de la détection des gerbes gamma de basse énergie. Pour réaliser cet objectif, il est primordial que les PMs choisis puissent être sensibles au p.e. unique[2]. D'un point de vue temporel, ceux-ci doivent être rapide et entraîner une faible dispersion temporelle du signal de manière à pouvoir reconstruire correctement le front d'onde Čerenkov à partir des temps d'arrivée des photons au sol (et déterminer ainsi le maximum de la gerbe). Compte tenu du fait que le verre des héliostats coupe la lumière en dessous de 350 nm (UV) et que l'émission Čerenkov s'effectue principalement dans le bleu, la fenêtre d'entrée des PMs a été choisie en borosilicate. A partir de l'ensemble des ces exigences, le choix de CELESTE s'est orienté vers des PMs Philips XP 2282B dont les caractéristiques du constructeur figurent

[2] Cette particularité permet également la calibration absolue du gain des PMs et de la chaîne d'amplification.

Diamètre	51 mm
Domaine de sensibilité	300 nm $< \lambda <$ 650 nm
Nombre de dynodes	8
Efficacité quantique à 400 nm	28%
Temps de monté du signal à 2500 V	1.5 ns
Largeur à mi-hauteurà 2500 V	2.4 ns
Temps de transit à 2500 V	19 ns
Anisochronisme à 2500 V	$\leq$ 0.7 ns
Gain à 2500 V	$\simeq 2 \cdot 10^6$
Gain à 1300 V	$\simeq 10^4$

TAB. 5.3: *Caractéristiques du constructeur des PMs Philips 2282B choisis pour l'optique de CELESTE.*

dans le tableau 5.3.

Le choix des hautes tensions a été déterminé à partir des considérations du bruit de fond de ciel et des limites de fonctionnement des PMs. Le courant d'anode maximum supporté par les PMs est de 200 μA. Afin de leurs assurer un bon vieillissement, les hautes tensions appliquées ont été choisies de manière à fonctionner bien en dessous de cette limite, aux alentours des 10 μA. Le bruit de fond de ciel variant autour du p.e./ns, on voit que le gain de fonctionnement choisi pour CELESTE se situe en dessous de 10 $\mu A / \left(1.6 \cdot 10^{-19}\mathrm{C} \times 10^9\mathrm{s}\right) = 10^5$.

5.3.3 Calibration de la chaîne opto-électronique

5.3.3.1 Calibration des photomultiplicateurs

La calibration des photomultiplicateurs est une étape importante pour déterminer le seuil de fonctionnement de CELESTE. En effet, l'énergie du gamma primaire est proportionnelle à la lumière Čerenkov émise et donc liée au nombre de photoélectrons (p.e.) arrachés à la photocathode puis aux différentes dynodes des PMs. L'unique information paramétrable étant les hautes tensions, il est donc essentiel de connaître la réponse de chaque PM en fonction de la haute tension appliquée. Exprimé différemment, il s'agit d'établir la relation reliant les hautes tensions au nombre de p.e.. La technique dite «calibration à un p.e.» est résumée succinctement ici. Pour plus de détails sur la technique, le lecteur est invité à consulter les sections correspondantes dans les références [27, 66, 92, 6].

La technique consiste à illuminer les PMs avec une faible lumière de fond (environ 1 p.e. par μs) et à mesurer pour chaque PM le spectre en énergie du p.e. pour un jeu donné de hautes tensions. Pour ceci, on compte à l'aide d'une échelle le nombre de coups obtenus pour différents seuils de fonctionnement d'un discriminateur. Le pic à un p.e. s'obtient alors par différenciation de ce nombre de coups enregistrés en fonction du seuil. Un exemple de spectre différentiel obtenu suite à des mesures réalisées sur une voie est donné en figure 5.9. Il a été décidé de fonctionner avec un gain de 10 mV/pe. Le pic à un p.e. étant noyé dans le bruit pour les basses valeurs de hautes tensions, on ajuste les différents points obtenus par une loi de puissance (cf. figure 5.10) :

$$f(V) = 10\ \mathrm{mV} \times \left(\frac{V - 520}{p_0 - 520}\right)^{p_1} \tag{5.6}$$

où 520 correspond à la haute tension appliquée à la première dynode. On est alors en mesure de déterminer pour l'ensemble des voies les valeurs de hautes tensions souhaitées pour fonctionner avec un gain uniforme choisi à 10 mV/p.e..

5.3.3.2 Calibration relative de la chaîne opto-électronique

La calibration des photomultiplicateurs par la méthode du pic à un p.e. exposée précédemment concerne uniquement la chaîne opto-électronique allant de la photocathode à l'acquisition comprenant

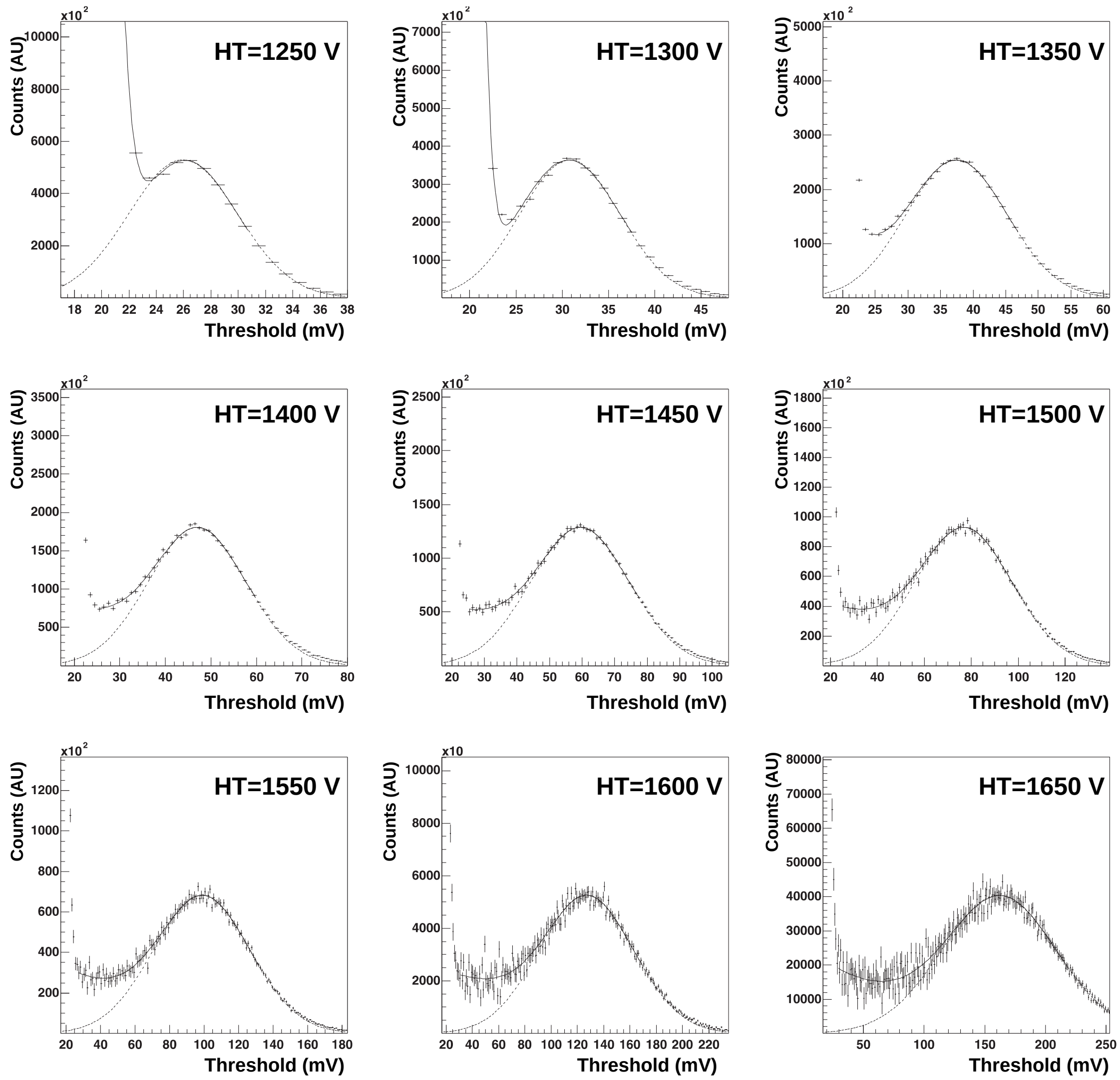


FIG. 5.9: *Calibration à un p.e. : spectre d'un photoélectron obtenu pour une voie avec différentes valeurs de haute tension. (Figure extraite de [6])*

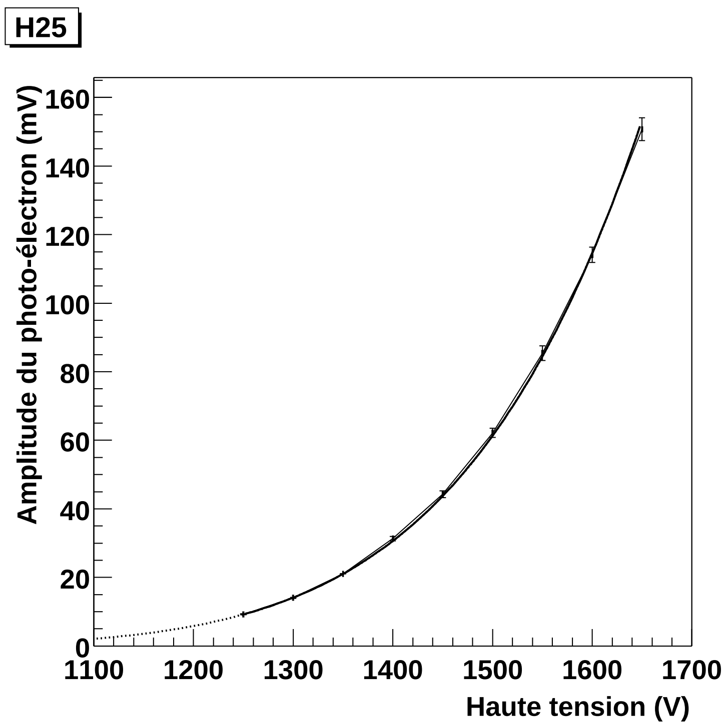


FIG. 5.10: *Ajustement des données issues de la calibration présentée en figure 5.9 par une fonction de type celle donnée dans la formule 5.6. (Figure extraite de [6])*

les PMs, le préamplificateur et les câbles acheminant le signal à la cabane d'aquisition. Cette calibration ne tient pas compte des disparités entre les voies liées aux différences d'efficacité de l'optique primaire et secondaire. Afin de quantifier ceci, une calibration a été établie à partir de l'analyse des données FADC enregistrées lors de prises de données sur le Crabe au transit [57]. Un nouveau jeu de hautes tensions a ainsi été établi en mars 2000 dans le but d'équilibrer les gains voie à voie. La figure 5.11 illustre la correction des gains obtenue. Il faut toutefois insister sur le fait que cette calibration a été effectuée aux alentours du transit du Crabe. Au fur et à mesure que l'on s'écarte du transit, on s'attend donc à observer une dispersion de ces gains.

5.4 La chaîne électronique

La chaîne électronique est composée principalement de deux parties :

– le module de déclenchement, dit aussi «trigger», consiste à mettre en temps et sommer les signaux analogiques puis comparer cette somme au seuil de déclenchement.
– la partie acquisition chargée de la lecture et de l'enregistrement des données sur disque.

L'objectif principal de cette électronique est d'augmenter au maximum le rapport signal sur bruit de manière à descendre le seuil en énergie aux alentour de 30 GeV. Ceci sous-entend une électronique rapide permettant de réduire les temps de transit des signaux et le temps mort de l'aquisition, ainsi qu'un dispositif de déclenchement judicieux permettant une réjection hadronique avant la sauvegarde sur disque.

Comme évoqué déjà en 5.3.1.3, 13 héliostats ont été ajoutés fin 2001 et la stratégie de pointé a été rectifiée de manière à tirer profit au mieux de ces nouvelles voies. CELESTE fonctionne désormais en mode «VETO» et le module de déclenchement est donc sensiblement différent : 41 héliostats dans le trigger et 12 héliostats périphériques utilisés en véto. Les données étudiées dans ce document sont antérieures à cette reconfiguration du détecteur ; c'est pourquoi la chaîne électronique sera détaillée uniquement dans son ancienne configuration à quarante héliostats.

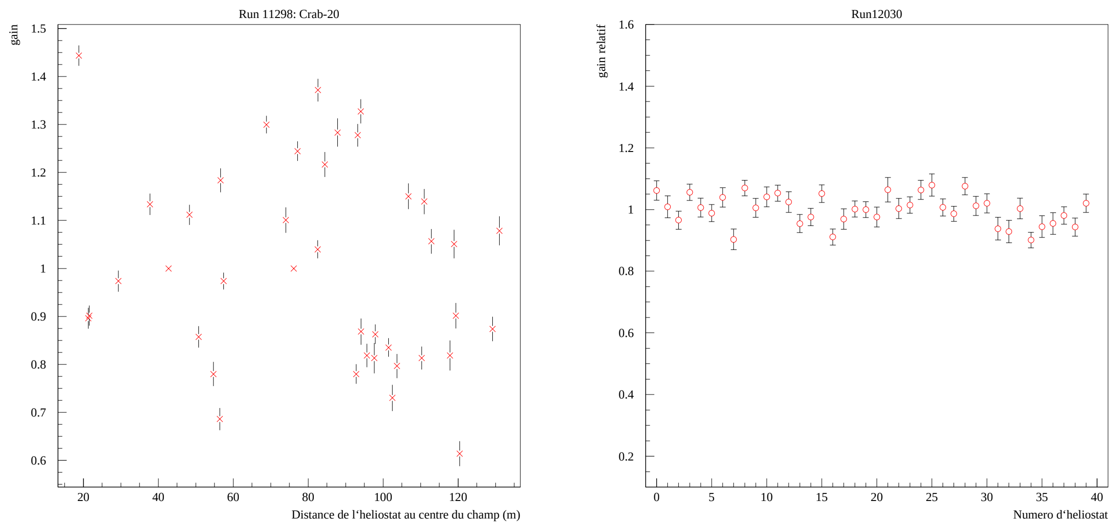


Fig. 5.11: *Gains opto-électroniques relatifs avant (à gauche) et après (à droite) correction de l'efficacité. (Figure extraite de [57])*

5.4.1 Le module de déclenchement

5.4.1.1 Principe et configuration

Comme on l'a vu précédemment, la lumière Čerenkov est recueillie au niveau de chacun des quarante héliostats puis convertie par les PMs en signaux électriques. Ces signaux sont par la suite amplifiés par le préamplificateur et acheminés jusqu'à l'acquisition via une vingtaine de mètres de câbles. Pour un γ de 30 GeV, le nombre moyen de p.e. par héliostat est seulement de 3 (sur une durée de quelques ns), ceci à comparer un bruit de fond de ciel de $\sim$1 p.e./ns/heliostat en direction du Crabe et de $\sim$0.7/ns/héliostat au zénith. Afin de maximiser le rapport signal sur bruit, on est donc amener à sommer analogiquement les différentes voies entre elles. Cette sommation est loin d'être triviale et ceci pricipalement pour deux raisons :

1. Les héliostats étant situés à des distances différentes de la tour, les chemin optiques diffèrent d'une voie à l'autre et il est par conséquent nécessaire de remettre en temps les différentes voies entre elles.

2. Une simple sommation des signaux des 40 voies rendrait le détecteur sensible aux muons. En effet, ceux-ci pénètrent plus profondément dans l'atmosphère et émettent de la lumière Čerenkov proche des héliostats.

Toutefois, les gerbes muoniques sont beaucoup moins étendues que les gerbes gamma et ne peuvent illuminer qu'un nombre restreint d'héliostats. De plus, le flux de muons est tel que la probabilité que plusieurs muons illuminent le champ d'héliostat dans une même fenêtre de quelques ns (durée typique d'un flash Čerenkov) demeure très faible. Ainsi, il a été décidé de réaliser la sommation analogique des voies en 5 sous-groupes de 8 héliostats. Les signaux issus de chaque sous-groupe sont mis en temps puis sommés analogiquement ; la somme est ensuite comparée à un seuil de déclenchement par groupe. Afin de s'affranchir d'éventuels déclenchements dus à des muons, on exige alors un minimum de N groupes touchés sur les 5. La disposition dans le champ de ces 5 sous-groupes a été choisie la plus compacte possible de façon à minimiser le plus possibles les valeurs des retards à introduire et à permettre une bonne couverture du ciel à partir des jeux de retards disponibles (cf. figure 5.12).

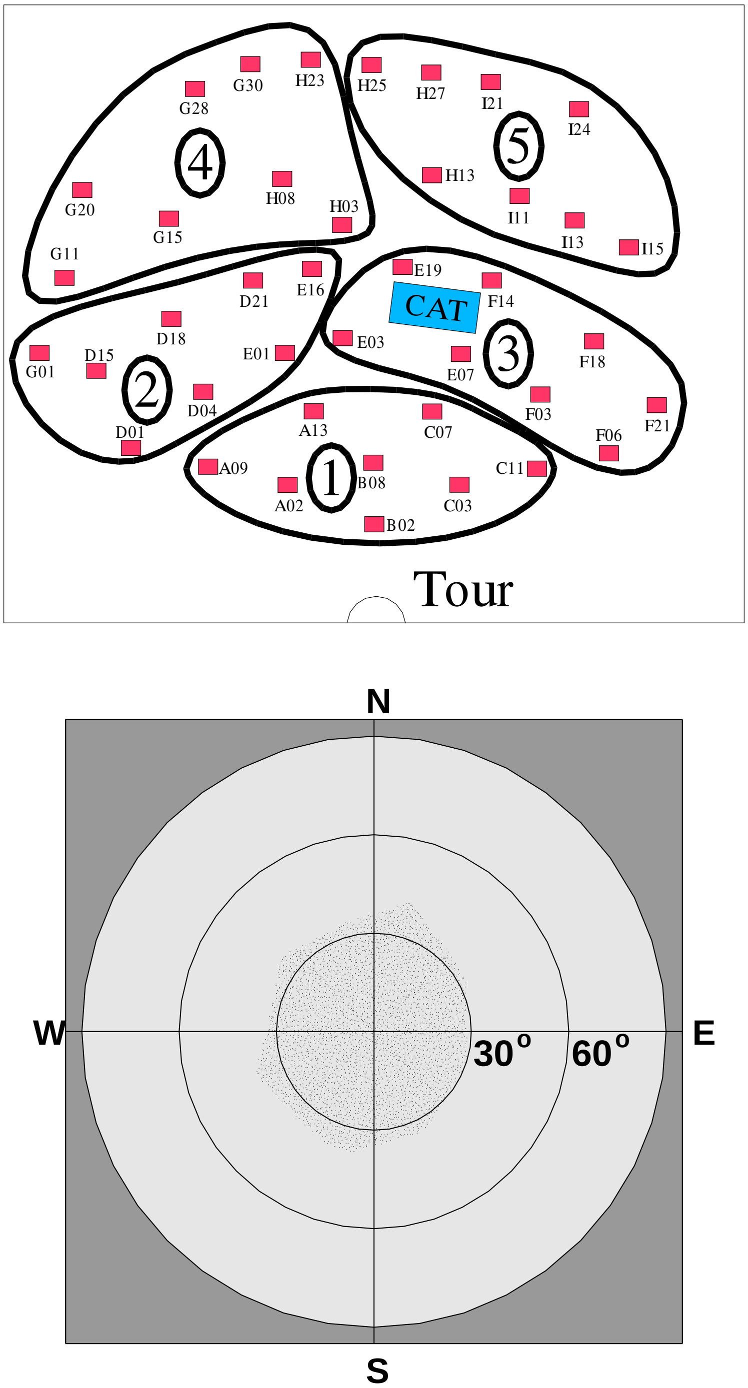


Fig. 5.12: *Répartition des héliostats dans les cinq sous-groupes de déclenchement (en haut) et couverture du ciel assurée par CELESTE à partir des lignes à retard disponibles pour ces sous-groupes.*

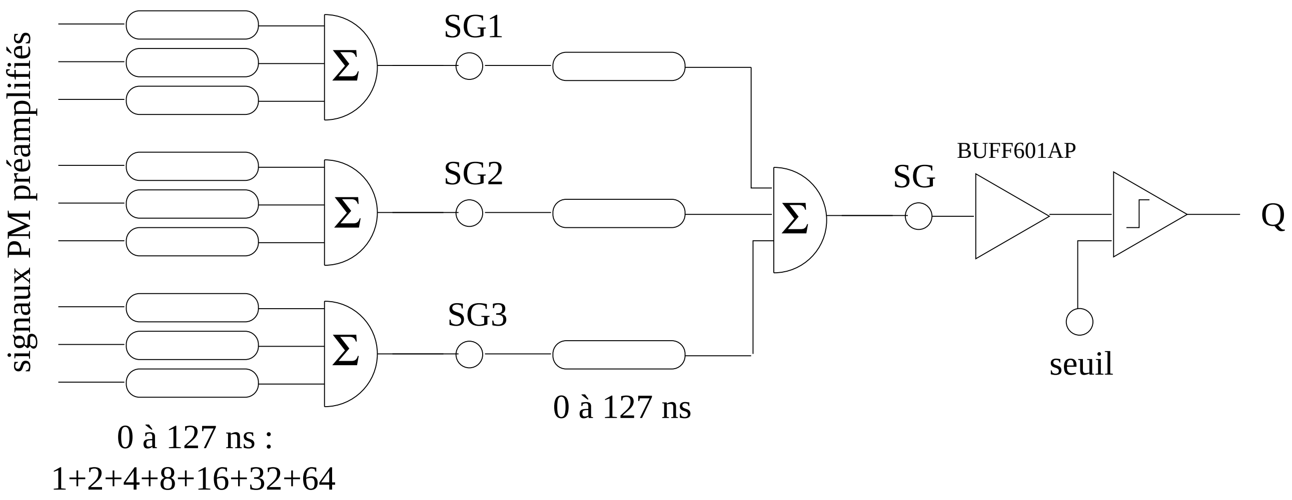


FIG. 5.13: *Schéma de l'un des cinq modules de déclenchement de CELESTE.*

5.4.1.2 Mise en temps et sommation analogique des signaux

Dans un premier temps, des lignes à retards fixes extérieures permettent de synchroniser l'ensemble des héliostats entre eux. Les longueurs des câbles composant ces lignes à retards ont été déterminées à partir de la prise en compte de deux types de délais :

1. les délais correspondant aux écarts relatifs entre héliostats des temps d'arrivée au sol pour une source située au zénith,
2. les différences de chemin optique entre les héliostats et l'optique secondaire.

En ce qui concerne les retards plus fins au sein des modules de déclenchement, leur rôle est de rectifier les délais entre les temps d'arrivée des photons Čerenkov au niveau des héliostats introduits par le déplacement de la source dans le ciel. En effet, la source se déplace à raison de 4 ° par minute. Pour deux héliostats situés de part et d'autre du champ (distants d'environ 200 m), un tel déplacement de la source correspond au maximum à l'introduction d'un délai relatif entre les deux voies d'environ 1.5 ns par minute. Tenant compte de cet ordre de grandeur, les retards sont corrigés toutes les 30 secondes avec une dynamique allant de 0 à 127 ns par pas de 1 ns. Cette phase de mise en temps s'effectue parallèlement à la sommation des signaux analogiques et indépendamment pour chacun des cinq groupes de huit héliostats. Elle est réalisée en trois étapes par des modules de déclenchement fabriqués au CENBG. Comme on peut le voir sur la figure 5.13, un groupe comprend neuf entrées regroupées en trois sous-groupe de trois. Les voies de ces sous-groupes sont synchronisées puis sommées analogiquement. A leur tour, les trois sommes (SG1, SG2 et SG3 sur le schéma) sont synchronisées entre elles puis sommées, conduisant à une somme analogique (SG sur le schéma) qui est alors comparée à un seuil programmable dans un discriminateur. La sortie logique de ce discriminateur est alors dirigée dans deux directions, l'une allant vers des échelles de comptage, et l'autre vers des modules logiques.

D'un point de vue matériel, les retards sont réalisés pour chaque module grâce à 12 cartes composées de câbles RG58 de 1, 2, 4, 8, 16, 32 et 64 ns. L'atténuation due aux retards variant avec le nombre de câbles utilisés, des atténuateurs ont été fixés en parallèle aux câbles de manière à conserver à peu près la même atténuation lorsqu'un câble est supprimé. Les relais électroniques assurant les changements de retards ainsi que les seuils des discriminateurs sont commandés via un port RS 232.

5.4.1.3 Les retards logiques et le voteur majoritaire

Les cinq signaux logiques issus des discriminateurs de chacun des 5 modules de déclenchement sont ensuite synchronisés via un module de délais programmables CAEN V486 [64]. Leur coïncidence dans une fenêtre de 10 ns est ensuite détectée dans le voteur majoritaire CAEN V495.

5.4.1.4 La digitisation

Rappelons que CELESTE utilise la technique d'échantillonnage du front d'onde Čerenkov. Pour assurer une bonne reconstruction de ce front d'onde, il est indispensable que les informations soient enregistrées avec une très bonne précision temporelle. Pour ceci, nous disposons d'un système de digitisation à 1 GHz composé de cartes FADC-ETEP 301C spécialement développées pour CELESTE par l'entreprise ETEP basée à Toulon [34]. Chaque carte possède 2 canaux dont l'échantillonnage est cadencée par une horloge à 940MHz grâce à l'utilisation d'un circuit développé spécialement pour CELESTE par le CENBG. Les codeurs 8-bits sont unipolaires (de 0 à -2 V). La composante continue est coupée par couplage capacitif et un offset de -0.25 V est ajouté de manière à permettre l'enregistrement des fluctuations (piedestal).

Le principe de fonctionnement est le suivant. Les signaux provenant des PMs sont dirigés sur deux voies. Une voie entre dans les modules de déclenchement pour être mis en temps, sommée, et éventuellement déclencher l'acquisition. L'autre voie est dirigée vers les FADC pour que le signal y soit numérisé et enregistré. L'enregistrement s'effectue sur une mémoire circulaire de 2 ko. Les données peuvent donc subsister dans la mémoire pendant environ 2 μs (2 ko = 2048 échantillons de 8 bits codés à une cadence d'environ 1 échantillon toute les ns) avant d'être écrasées. Lorsqu'une coïncidence à la majorité souhaitée est détectée, l'acquisition est arrêtée et l'adresse du dernier octet est enregistrée dans un registre permettant ainsi de calculer l'adresse de la zone mémoire où le signal correspondant a été codé au préalable. Cette position est en fait déterminée à partir des retards implémentés pour une gerbe incidente dans l'axe de la source dont le paramètre d'impact serait au centre du champ (pivot). La fenêtre temporelle ainsi enregistrée sur disque est de 100 échantillons (soit environ 100 ns) centrés sur cette position. Cette fenêtre est un compromis entre le temps de lecture et l'information collectée, à savoir la position et l'amplitude du pic Čerenkov et le piedestal. Cette phase de lecture des données FADC implique un temps mort qui varie entre 100 et 800 ns selon l'héliostat considéré et le pointé réalisé. Pour l'ensemble des 45 voies (40 voies pour les héliostats et 5 voies codant les sorties SG des 5 modules de déclenchement), ce temps de lecture est de l'ordre de 7 ms pendant lesquelles aucune nouvelle coïncidence ne peut être sauvée.

En réalité, ce temps mort n'est pas causé uniquement par la phase de relecture des fenêtres de 100 ns. Il est en partie dû à la relecture d'une autre fenêtre de 28 échantillons supplémentaires dont le but est d'améliorer la résolution en temps à moins de 1 ns. La raison d'une telle résolution est intrinsèque aux fronts d'onde Čerenkov observés dans la gamme d'énergie de CELESTE et à la répartition des héliostats. D'une part, le front d'onde Čerenkov arrivant sur le champ d'héliostat est tel que les temps d'arrivée sont dispersés dans une fenêtre de 7 ns. D'autre part, la durée intrinsèque du front d'onde Čerenkov est de 5 ns. Afin de pouvoir reconstruire correctement ce front d'onde, les pics Čerenkov doivent donc être localisés avec une précision inférieure à la ns. Toutefois, le déclenchement suite à une coïncidence s'effectue de manière asynchrône avec l'horloge cadençant l'échantillonnage des FADC. Il subsiste donc une incertitude de ± 1.06 ns (pour un échantillonnage à 940 MHz) entre le STOP réel de l'acquisition et le STOP effectivement codés dans les FADC. Pour lever cette incertitude, un signal test est généré par une injection de charge à chaque déclenchement puis est envoyé avec un délai sur les FADC où il est à son tour codé (pics fiduciaires). Ce signal lu au travers de la plage de 28 échantillons évoquée précédemment constitue une référence temporelle pour chaque événement et permet de resynchroniser les voies entre elles. L'amélioration de la résolution par cette méthode est illustrée dans la figure 5.14.

5.4.2 L'acquisition

L'acquisition de CELESTE est organisée autour d'une station HP maîtresse communiquant avec les différents clients par protocoles TCP-IP comme indiqué sur la figure 5.15. A partir d'une interface LabView, les différents processus des différentes plateformes sont initialisés et démarrés depuis la machine HP.

L'acquisition s'effectue pour une grande partie par accès réguliers et périodiques avec les différents clients. Seule la partie FADC et GPS est accédée et enregistrée sur disque ponctuellement lorsqu'un

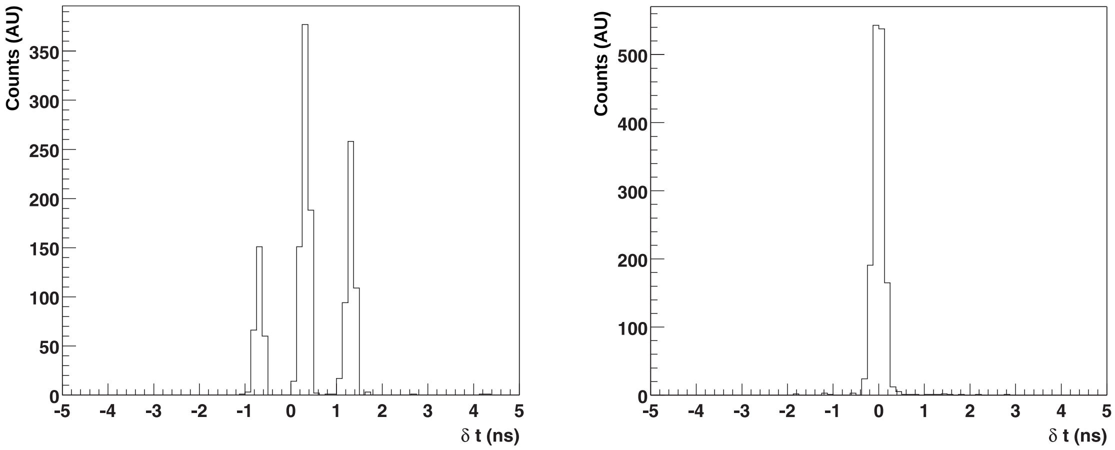


Fig. 5.14: *Résolution en temps des pics Čerenkov dans les FADC. A gauche, pics de 2 voies FADC avant la correction via les pics fiduciaires. A droite, après synchronisation des voies.*

événement déclenche le détecteur. Les principales informations circulant sont donc :

- Le contrôle et l'envoi des ordres de pointé des héliostats : un PC pilote les héliostats (2 désormais : 1 PC pour les 40 héliostats et 1 second PC pour les 13 héliostats radio supplémentaires) et donne toutes les 10 secondes l'état de leur suivi.
- Le réglage des retards s'effectue au niveau d'un chassis VME sur lequel se trouve un processeur Motorola MVME162/172 68xxx (sous LynxOS v3.1). Ce dernier pilote les modules de déclenchement via un port RS232. Il envoie ainsi les consignes de seuil de chaque groupe au début de chaque prise de données et l'ensemble des retards programmable toutes les 30 secondes.
- Les hautes tensions : un chassis LeCroy produit et applique les hautes tensions désirées.
- Des échelles de comptage permettent de calculer les taux de comptage à différentes étapes du déclenchement. Cinq échelles enregistrent les taux de comptage au niveau de chacun des groupes, et une dernière enregistre le taux de coïncidences supérieures à la majorité à la sortie du voteur majoritaire. Le taux de comptage au niveau de l'enregistrement des FADC est également mesuré. Ainsi, en effectuant le rapport entre ces différents taux de comptage on peut déterminer successivement le temps mort lié au réglage des retards ainsi que le temps mort lié à la lecture des FADC. Les valeurs enregistrées sur disque sont des moyennes réalisées sur 5 secondes.
- Les courants d'anode des PMs sont également moyennés et enregistrés sur disque toutes les 15 secondes.
- Une station météo effectue également différentes moyennes sur la pression, la température, le taux relatif d'humidité et calcule la température de rosée correspondante. Un anémomètre situé en haut de la tour permet également de contrôler la vitesse du vent afin de s'assurer que celle-ci n'excède pas les 30 km/h. Au-delà de cette limite, il est recommandé de fermer le porte de la tour et de remettre les héliostats en position de survie (à l'horizontal).
- Un fréquencemètre permet de monitorer la fréquence d'horloge des FADC.
- Les quarante FADC sont répartis dans deux chassis VME pilotés chacun par un processeur Motorola MVME162/172 68xxx tournant sous une plateforme LynxOS v3.1.

Le tout est bien entendu monitoré soit par un PC approprié, soit au moyen d'un système de visualisation en ligne de l'acquisition.

5.5 Taux de comptage et seuil de fonctionnement

5.5.1 Taux de comptage en fonction de seuil

La figure 5.16 illustre l'évolution du taux de comptage avec le seuil de déclenchement. On peut distinguer deux régimes de fonctionnement séparés par une cassure aux alentours de 4 γ_e/héliostat.

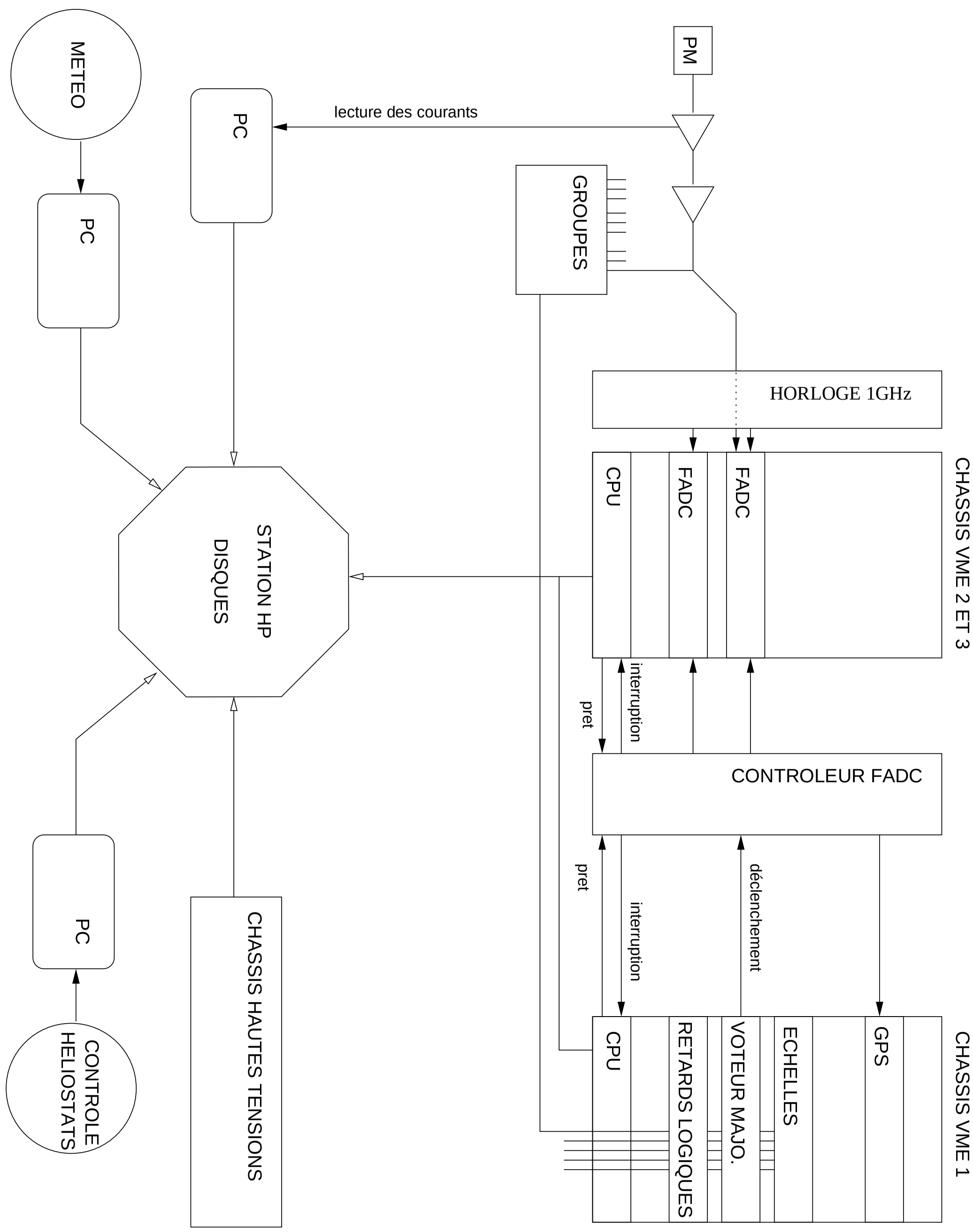


FIG. 5.15: *Schéma de l'acquisition de CELESTE.*

En dessous de cette cassure, le détecteur déclenche sur des coïncidences fortuites liées au bruit de fond de ciel dominant. La pente moins forte en dessous de 2 γ_e/héliostat est due principalement au temps mort du module V486 qui limite les taux de comptage. Au dessus de la cassure, le bruit de fond de ciel devient trop faible pour dépasser le seuil et on voit ainsi apparaître le régime en loi de puissance d'indice -1.3 dû au Čerenkov émis par les gerbes hadroniques. Dans le cas des gerbes hadroniques, le nombre de photons Čerenkov émis n'est pas proportionnel à l'énergie du primaire ; c'est pourquoi la pente est de -1.3 et non égale à l'indice -2.7 du flux des rayons cosmiques.

5.5.2 Seuil de déclenchement

Le seuil de déclenchement de CELESTE est déterminé à partir de la cassure observée entre les deux régimes évoqués précédemment. En pratique, le bruit de fond de ciel variant avec le temps et en fonction de la région du ciel pointée (Voie Lactée, lumière artificielle, etc), on effectue au début de chaque nuit et à chaque changement de pointé une procédure de mesure de taux de comptage en fonction de seuil. Ainsi, on reproduit la courbe de la figure 5.16 et on cherche le seuil adéquat permettant de se placer le plus bas possible en seuil, tout en étant suffisamment éloigné du régime de bruit de fond de ciel. Cette procédure est essentielle pour un fonctionnement optimal du détecteur.

5.5.3 Influence de la majorité

Une majorité 4/5 va tout naturellement faire chuter la probabilité de coïncidences fortuites et donc entraîner une meilleure réjection du bruit de fond. Du coup, on peut descendre le seuil de déclenchement. Une telle méthode semble a priori très séduisante dans l'optique de favoriser la détection d'un signal pulsé à basse énergie. Toutefois, il ne faut pas perdre de vue le principe du déclenchement du détecteur. Lorsque l'on diminue le seuil de déclenchement, les taux de comptage individuels des groupes vont fatalement augmenter et provoquer un temps mort du module V486 plus conséquent et une baisse d'efficacité du détecteur au seuil. De plus, exiger quatre groupes sur cinq supérieurs au seuil favorise obligatoirement les gerbes étendues, c'est à dire initiées par un primaire de haute énergie, au détriment des γ de basse énergie . Cette remarque sera confirmée par l'étude de l'acceptance du détecteur au seuil en énergie dans le chapitre 7.

5.5.4 Influence des conditions atmosphériques

L'atmosphère étant le calorimètre du détecteur, nous sommes très sensibles aux conditions météorologiques. Si les perturbations des taux de comptage dues à la présence d'humidité dans l'air ou de nuages en altitude ne font aucun doute, elles sont difficilement quantifiables. On peut cependant expliquer la manière dont les conditions atmosphériques influencent les taux de comptage. La figure 5.17 illustre les perturbations de la courbe de taux de comptage en fonction du seuil lors du passage de petits nuages. La corrélation entre une augmentation des courants et une baisse du taux de comptage au sein même d'une prise de données confirme ce comportement. Ce sont d'ailleurs des critères utilisés pour la présélection des données (cf. section 13.1.2 page 191). Toutefois, la corrélation entre les données météo et les taux de comptage nuit à nuit n'est toujours pas clarifiée. Les études LIDAR et photométriques en cours à THEMIS sont essentielles et devraient permettre de mieux comprendre ces effets atmosphériques.

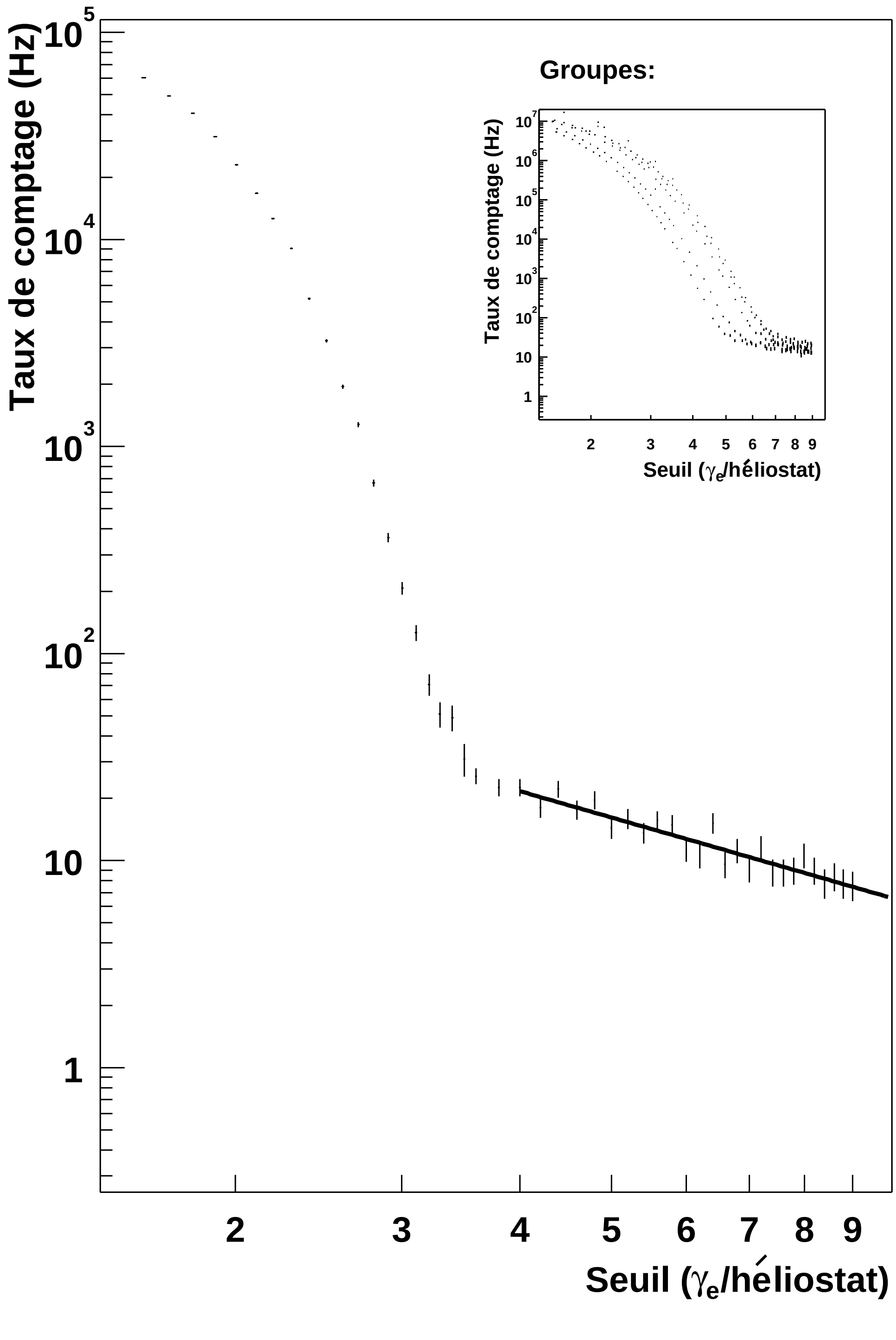


FIG. 5.16: *Evolution du taux de comptage avec le seuil. Au-dessus d'un seuil de 4 p.e. par héliostat, on quitte le régime de bruit de fond de ciel pour atteindre le régime Čerenkov (voir figure 5.17 pour plus d'informations dur ces régimes de fonctionnement). L'encadré en haut à droite de la figure correspond aux taux de comptage individuels des cinq groupes de déclenchement. On voit qu'au seuil de fonctionnement, 4 γ_e/héliostat, les taux de comptage individuels diffèrent de deux ordres de grandeur, allant du KHz pour le plus faible à 100 KHz pour le plus important.*

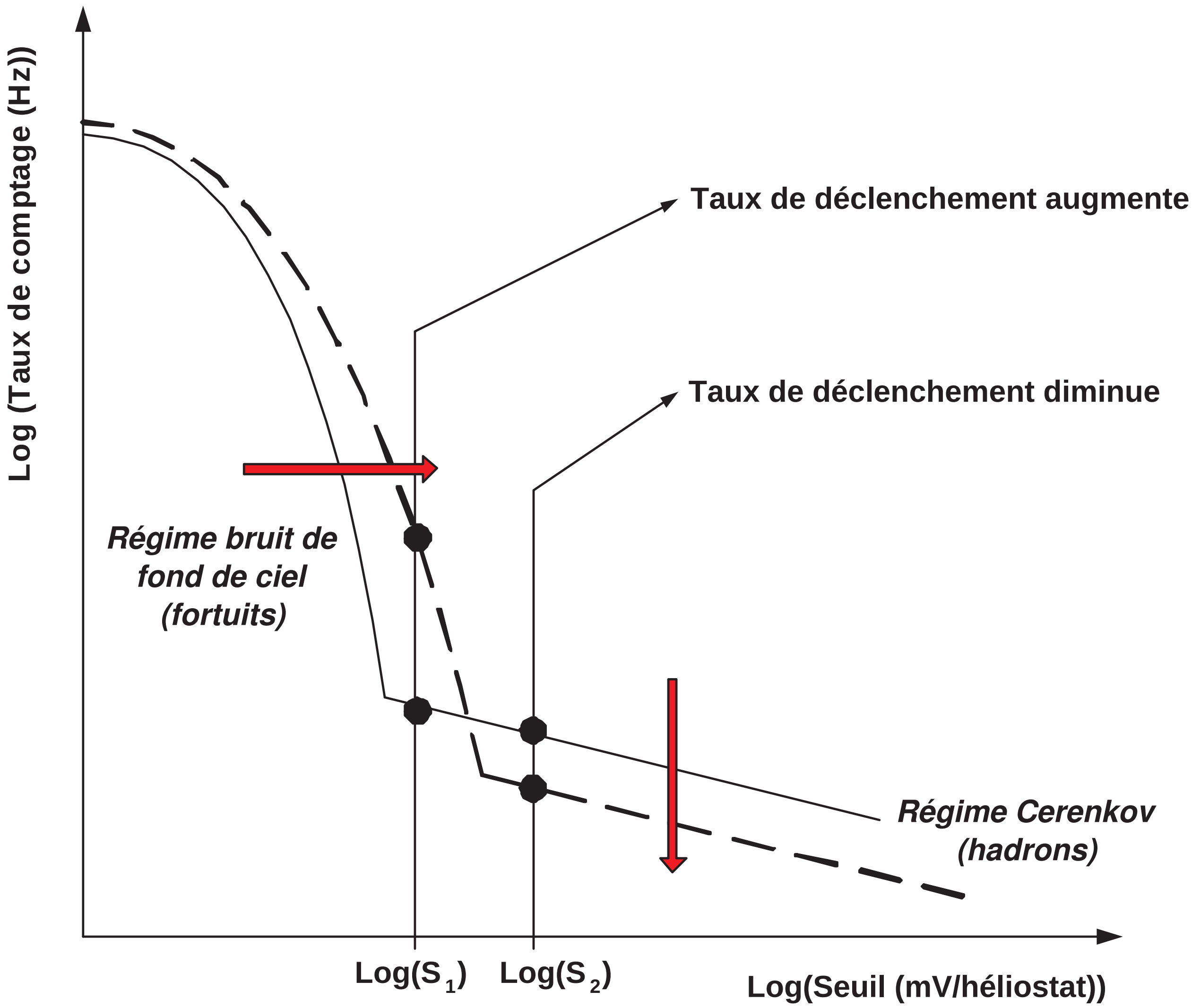


FIG. 5.17: *Influence de passages nuageux sur la courbe de taux de comptage en fonction de seuil. Pour un point de fonctionnement à un seuil éloigné de la cassure, le passge de nuage entraine une baisse des taux de comptage. En revanche, pour un fonctionnement proche de la cassure, on passe dans un régime de fond de ciel et les taux de comptage peuvent augmenter considérablement.*

Chapitre 6

Calibration de l'optique : alignement fin des héliostats

6.1 Objectif et technique

6.1.1 Objectif

Comme on a pu le voir dans la description du détecteur, les héliostats jouent un rôle essentiel dans CELESTE puisque ce sont eux qui pointent les sources convoitées. L'alignement de ces miroirs est donc un point essentiel de la calibration du détecteur. A l'époque de l'exploitation du site de THEMIS par E.D.F., une origine des coordonnées horizontales (azimut-élévation) avait été établie de manière à pointer correctement les héliostats sur le Soleil. Toutefois, si cette précision s'avèrait suffisante pour pointer l'astre du jour, la conversion de la centrale en télescope pour l'astronomie gamma nécessitait une amélioration de l'alignement des miroirs. Ainsi, un premier jeu de corrections en site (autre terme qualifiant l'élévation) et en azimut (Δ_x, Δ_y) ont été établis au tout début de CELESTE : ce sont les *corrections de base*. Cette première phase d'alignement a été réalisée en pointant la Lune. Les héliostats ont été dépointés de façon à ce qu'un observateur situé au niveau des photomultiplicateurs observe un maximum de lumière. Une seconde phase a ensuite été conduite dans le but de déterminer des corrections fines (δ_x, δ_y) permettant d'améliorer encore l'alignement et d'étudier l'évolution de celui-ci en fonction de la direction du pointé.

6.2 Technique d'alignement fin des héliostats

6.2.1 Alignement à partir des étoiles

CELESTE n'est plus ni moins qu'un télescope composé de deux miroirs : un miroir primaire constitué d'un ensemble de N héliostats, et un miroir secondaire composé de plusieurs miroirs sphériques situés en haut de la tour. Tout comme un télescope «classique», l'alignement des miroirs s'effectue en pointant des objets ponctuels situés à l'infini. Il suffit ensuite de repérer la position du miroir permettant de centrer au mieux l'objet visé dans le champ de vue. Cette position optimale peut être définie grossièrement à l'oeil (première phase d'alignement réalisée en pointant la Lune) et plus précisément en effectuant pour chaque position des miroirs un relevé d'intensité. C'est en considérant tous ces paramètres que le choix de la technique s'est orienté tout naturellement vers l'établissement de profils d'intensité d'étoiles.

6.2.2 Principe et pointé

6.2.2.1 Principe

Comme on vient de le voir, le principe est simple. Il suffit de pointer une étoile puis de désaligner progressivement le pointé, et ceci tout en effectuant à chaque position une mesure en intensité. A priori

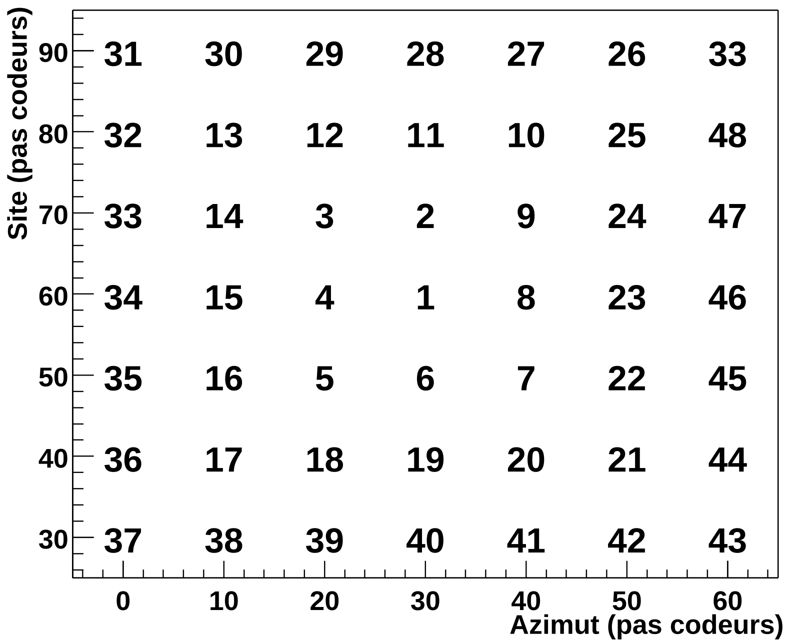


FIG. 6.1: *Principe de l'alignement sur des étoiles : chaque point correspond à une position en azimut (abscisse) et en site (ordonnée) de l'héliostat. Les mesures d'intensités sont effectuées dans l'ordre des numéros, en colimaçon en partant du centre.*
On peut remarquer que le centre de la fenêtre a pour coordonnées 30 pas codeurs en azimut et 60 pas codeurs en site. Il s'agit en fait des coordonnées de base (Δ_x, Δ_y) *évoquées en 6.1.1 et écrites dans la base de données de CELESTE. En supposant que le point correspondant à l'alignement parfait est pour coordonnées* (A_x, A_y) *dans cette fenêtre, les corrections fines à ajouter aux corrections de base seront alors* $(\delta_x, \delta_y) = (A_x - \Delta_x, A_y - \Delta_y)$.

(on verra par la suite que la réalité n'est pas aussi simple) la position correspondant à l'alignement optimal devrait se situer proche du maximum d'intensité, la précision dépendant du pas séparant deux positions successives. Comme on peut le voir dans la figure 6.1, les mesures d'intensité sont effectuées selon un colimaçon en partant du centre. Cette géométrie permet de réduire au maximum le temps de pointé séparant deux positions successives, mais permet également d'obtenir l'essentiel de l'information en cas d'arrêt de la procédure avant la fin.

6.2.2.2 Remarque sur le pointé

Contrairement à ce que l'on pourrait penser, le décalage d'un angle $\delta\theta$ de l'héliostat, en site ou en azimut, ne correspond pas à un décalage du même angle autour de la source. Au premier ordre, on a déjà un facteur 2 entre ces deux quantités. En effet, les héliostats focalisant sur l'optique secondaire en haut de la tour, à une rotation de $\delta\theta$ de l'héliostat correspond en fait un décalage de $\delta\theta/2$ en incidence et $\delta\theta/2$ en réflection, et donc finalement un déplacement de $\delta\theta/2$ autour de la source pointée. Au second ordre, c'est un peu plus compliqué. En effet, le centre de rotation n'est pas au centre du miroir et la base de la «flèche» correspondant à la bissectrice entre la direction d'incidence et la direction de réflection n'est pas fixe. Une relation analytique - entrée dans l'ordinateur pilotant les héliostats - prend en compte ce détail et permet de calculer la rotation en pas codeurs à effectuer pour passer d'un point du ciel à un autre.

Unités	Pas codeurs	Degrés	Milliradians
1 tour complet	45550	360	2000π
Champ de vue	72.5	0.573	10

TAB. 6.1: *Relations entre les différentes unités angulaires.*

6.2.3 Paramètres de la technique

Plusieurs paramètres sont à prendre en considération pour une procédure d'alignement efficace. En effet, l'alignement bien qu'essentiel ne doit pas prendre trop de temps sur les temps d'observations des différentes sources. Il faut donc faire un compromis entre réduire au maximum la durée de la prise totale de données et la précision de l'alignement souhaitée. Ceci se résume à faire un choix des valeurs des trois paramètres suivants :

1. ***Temporisation :*** il s'agit du temps séparant deux ordres de pointé des héliostats. La valeur de ce paramètre dépend de celles des deux autres et se situe autour de 20 secondes.
2. ***Pas :*** selon la précision désirée, on peut augmenter ou réduire la taille du pas en site comme en azimut. Il faut cependant se rappeler que le temps effectif de pointé des héliostats entre deux positions dépend de la valeur du pas et doit rester inférieure à la temporisation. De plus, la mécanique vieillit différemment et est plus ou moins sujette aux conditions météorologiques (froid, humidité) selon l'héliostat considéré. Il est donc nécessaire de choisir un pas adapté à tous ces facteurs. L'unité est le pas codeur dont la valeur est explicitée dans le tableau 6.1.
3. ***Taille de la fenêtre :*** une fois la temporisation et la taille du pas fixé, il faut désormais choisir le nombre de pas en azimut (N_x) et en site (N_y). Comme on le verra par la suite, ces deux nombres doivent être suffisamment grands de manière à bien construire le profil d'intensité de l'étoile. Toutefois, ces valeurs doivent être choisies judicieusement car la durée totale de la prise de données est proportionnelle au produit $N_x \times N_y$.

Les blocs de données contenant les positions des héliostats et les mesures d'intensité sont envoyés parallèlement de manière asynchrône. Les choix du pas et de la temporisation sont donc à considérer dépendemment l'un de l'autre.

6.3 Les problèmes liés à l'optique

Plusieurs effets dus à la géométrie de l'optique sont les causes d'effets néfastes dans la technique d'alignement via la construction de profils d'intensité d'étoiles. Ce paragraphe a pour but d'exposer rapidement ces différents effets.

6.3.1 Surface effective de collection

Suivant la direction pointée, l'angle d'incidence θ du front d'onde lumineux (plan dans le cas d'une source ponctuelle située à l'infini) varie et la surface effective de collection est alors égale à la surface réelle du miroir ($54\ m^2$ approximativement pour un héliostat) multipliée par un facteur $\cos\theta$. De plus, pour une même source pointée, les héliostats focalisant tous la lumière en un même point fixe (optique secondaire en haut de la tour), chaque héliostat possède une surface de collection différente de son voisin.

6.3.2 Aberrations de l'optique

Comme l'indique la figure 6.2, la taille de l'image construite sur l'optique secondaire varie selon la direction pointée dans le ciel. En effet, seuls les héliostats sont mobiles, l'optique secondaire demeurant quant-à-elle fixe en haut de la tour. Les héliostats étant des miroirs sphériques, le point focal se déplace suivant la direction pointée sur une surface sphérique de rayon le rayon de courbure du miroir,

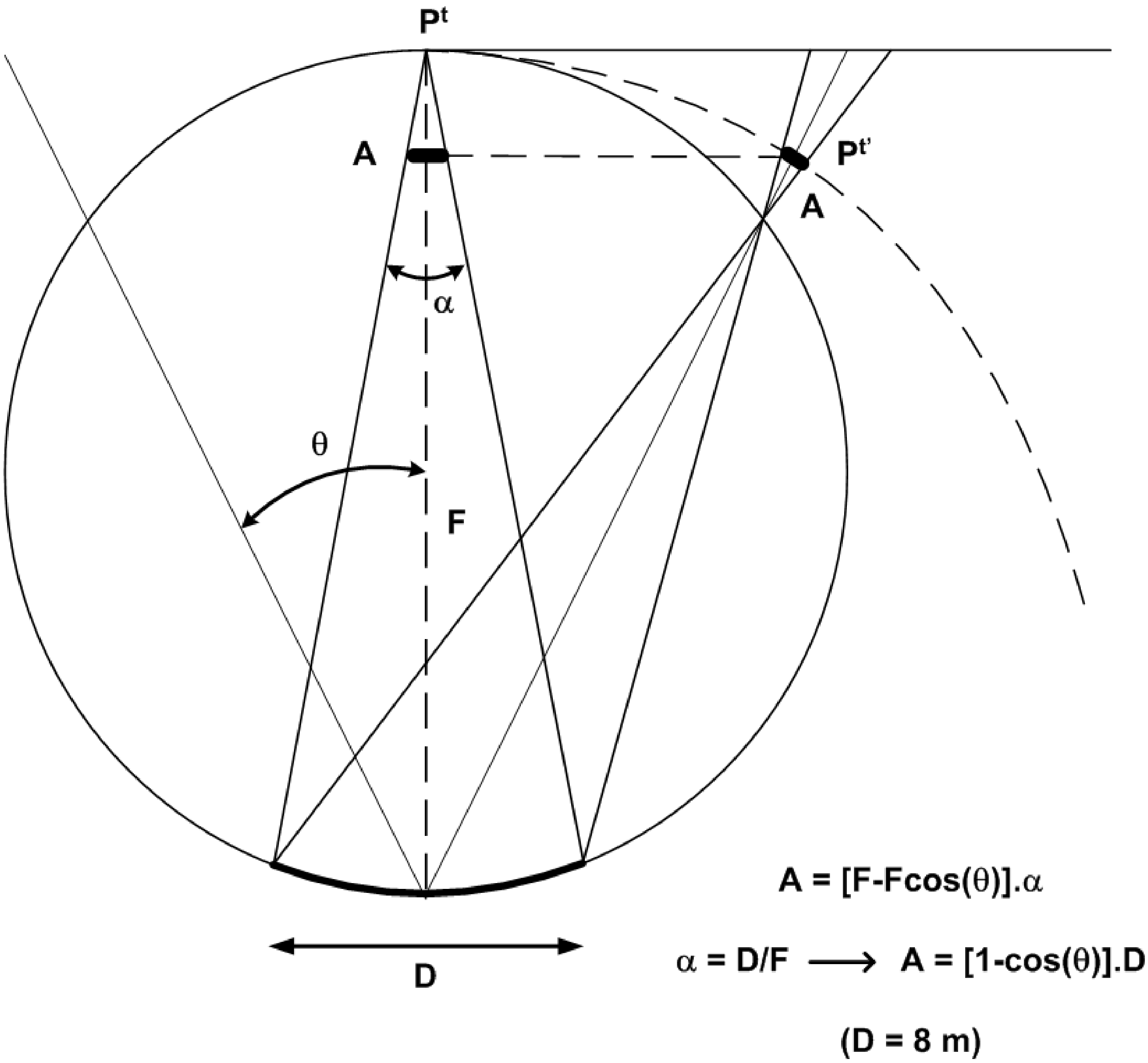


Fig. 6.2: *Aberration de l'optique : à partir d'un certain angle d'incidence θ sur l'héliostat, l'image A formée devient supérieure aux dimensions de l'optique secondaire correspondante, entrainant une perte d'efficacité. (Figure extraite de **[11]**)*

surface qui se trouve plus ou moins éloignée de l'optique secondaire. Ainsi, dans le cas d'une source lumineuse étendue (gerbe électromagnétique par exemple) cette image devient à partir d'un certain angle d'incidence supérieure à la taille de l'optique secondaire entrainant une perte d'efficacité. Dans le cas des étoiles, ces objets étant des sources ponctuelles situées à l'infini, la taille des images n'est jamais supérieure à celle de l'optique secondaire. Cependant, comme nous allons le voir juste après, cette variation de la taille des images des étoiles sur l'optique secondaire a toute son importance.

6.3.3 Ombres des caméras

Par abus de langage, on qualifie par le terme «caméra» un groupe de photomultiplicateurs situé en haut de la tour. Comme nous venons de le voir, les images des étoiles au niveau de l'optique secondaire peuvent être non ponctuelles. Ainsi, si les caméras se trouvent sur la trajectoire de la lumière entre l'héliostat et l'optique secondaire, le profil d'intensité mesuré peut être plus ou moins déformé par des effets d'ombre. La figure 6.3 illustre ce phénomène pour un héliostat lors d'une prise de données sur

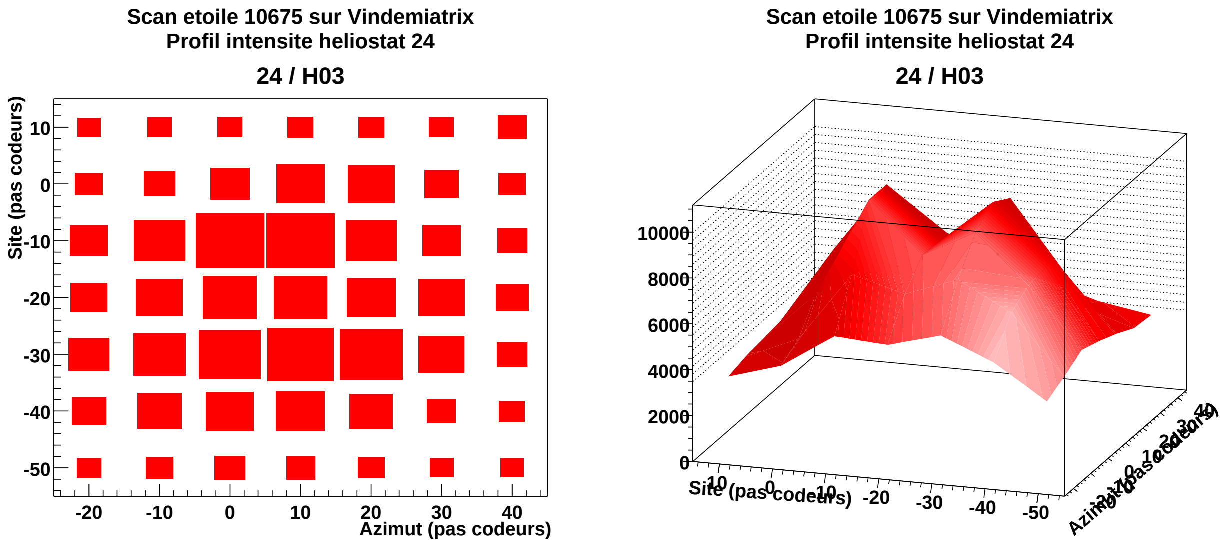


FIG. 6.3: *Ombre des caméras : le profil d'intensité présente un creux correspondant à une perte d'efficacité due à l'ombre de la caméra située en amont sur la trajectoire de la lumière entre l'héliostat et l'optique secondaire. Ce profil correspond à l'héliostat H03 (24) lors d'une prise de données sur l'étoile Vindemiatrix. La perte d'intensité est environ égale à 20% du maximum mesuré.*

l'étoile Vindemiatrix.

6.3.4 Conséquences

A priori, on aurait tendance a prendre comme critère d'alignement le maximum du profil d'intensité. Suite aux différents problèmes liés à la géométrie de l'optique exposés précédemment, on voit très vite les limites de ce critère. C'est pourquoi, plutôt que le maximum, on préférera le barycentre du profil d'intensité construit sur l'ensemble des mesures excédant une fraction f à déterminer du maximum. Comme on le verra par la suite la simulation conforte ce choix.

6.4 Préanalyse

6.4.1 Profils et temporisation

Comme cela a déjà été dit plus haut, le choix de la temporisation dépend du temps de pointé entre deux positions successives, lui même dépendant de la taille du pas et de la mécanique de l'héliostat considéré que l'on ne peut malheureusement pas contrôler. Suite à diverses prises de données avec des temporisations différentes, on a pu constater quelques défauts dans les profils d'intensité. En effet, comme on peut le voir dans figure 6.4, une temporisation trop courte entraine un double relevé d'intensité pour certaines positions au détriment des positions suivantes. Le profil est alors détérioré et ne peut être analysé sans un traitement préalable. Pour ceci, on normalise l'ensemble des cases de la fenêtre d'analyse à une seule mesure d'intensité puis on affecte aux cases vierges la moyenne des intensités des cases non nulles voisines (les huit premiers voisins uniquement). Les résultats sur une prise de données sont illustrés dans la figure 6.4.

Plusieurs temporisations ont été testées. Pour 15 secondes, une bonne moitié des héliostats semblent avoir des difficultés à suivre, alors qu'à partir de 20 secondes le problème semble résolu pour la quasi-totalité des héliostats. 25 secondes n'améliorant pas les profils des héliostats présentant des anomalies avec une temporisation de vingt secondes, l'augmentation de la temporisation ne semble pas justifiée, d'autant plus que ceci augmente la durée d'une prise de données de $N_x \times N_y \times 5$ secondes, N_x et N_y étant respectivement les nombres de pas en azimut et en site.

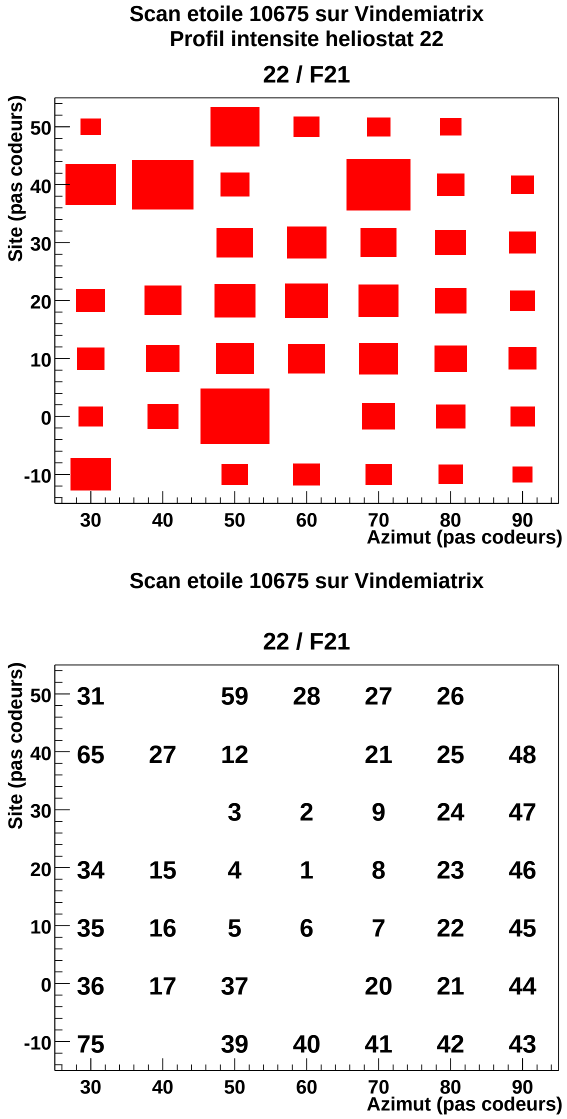


FIG. 6.4: *Temporisation : la figure du haut correspond au profil d'intensité obtenu avec l'héliostat F21 lors d'une prise de données (10675) sur l'étoile Vindemiatrix avec une temporisation de 15 secondes. On constate que certaines positions en site et azimut sont vierges de toute mesure d'intensité, alors que d'autres ont eu, au contraire, deux mesures effectuées (la taille des carrés est proportionnelle à l'intensité mesurée). La figure du bas donne l'ordre d'arrivée et la position correspondante des héliostats pour chaque bloc d'intensité. Lorsqu'une case est vierge, la suivante se voit affectée deux mesures de courant. Par exemple, la dixième position du colimaçon a la valeur 10+11=21.*

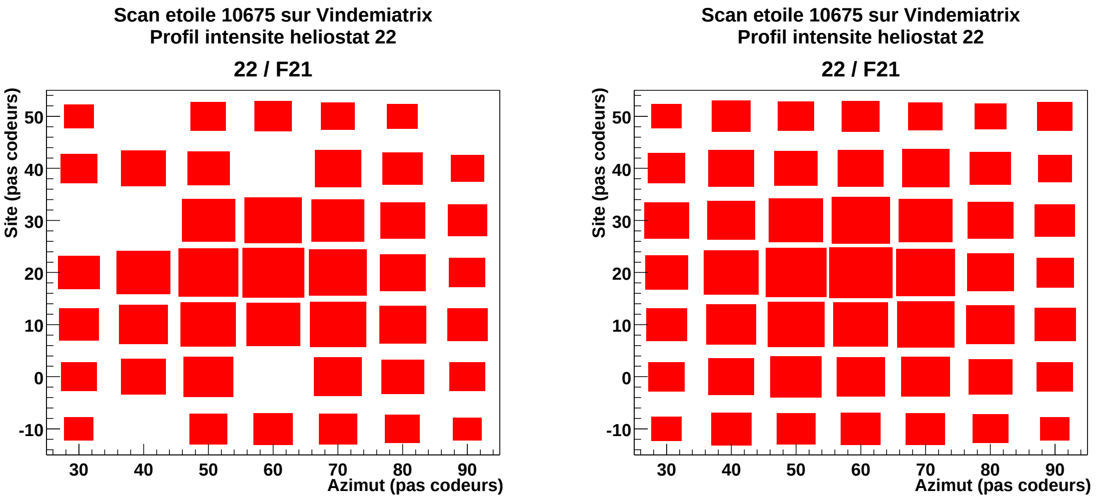


FIG. 6.5: *Rectification des profils d'intensité : afin de pouvoir exploiter les profils d'intensité, on divise le contenu de chaque case par le nombre de mesures correspondantes (figure de gauche) puis on «lisse» le profil en attribuant à chaque case vierge la moyenne des cases voisines (figure de droite).*

6.4.2 Choix du critère d'alignement

Une fois les profils d'intensité corrigés des irrégularités issues des problèmes de temporisation, on cherche alors à extraire l'information permettant de définir l'alignement correct des héliostats. Plusieurs techniques ont été testées sans succès et sont juste évoquées ici. Naturellement, la première technique consistait a prendre la position du maximum d'intensité du profil pour déterminer les nouvelles corrections définissant le meilleur alignement. Comme on a pu le voir, les profils sont plus ou moins atténués par des effets d'ombre des caméras situées en amont et ceci de façon asymétrique. Il est alors évident que le maximum d'intensité s'avèrent un mauvais choix et il a alors été entrepris d'ajuster les profils obtenus par une fonction double gaussienne - gaussienne en azimut multipliée par une gaussienne en site - mais la trop grande asymétrie des profils nuit à une bonne convergence du procédé vers les corrections optimales. Face à ces problèmes d'asymétrie, l'analyse s'est alors orientée vers la détermination d'un barycentre du profil basé sur plusieurs points de la fenêtre d'analyse. Toutefois, un barycentre classique affecte à chaque point un poids égal à l'intensité correspondante et ne permet donc pas de s'affranchir des asyméries du profil. Plutôt qu'un barycentre, on construit alors un «isobarycentre», c'est à dire que l'on affecte à chaque point un poids unitaire. Il reste tout de même à déterminer quels points sont à prendre en compte dans le calcul de cet isobarycentre. Après plusieurs essais, la méthode a convergé vers les critères suivants :

1. ***Intensité du fond de ciel :*** si la fenêtre d'analyse est suffisamment grande (ceci sous-entend un choix intelligent des paramètres évoqués en 6.2.3), les dernières mesures permettent d'obtenir l'intensité du fond de ciel à ces fluctuations près. Afin de calculer cette intensité, on effectue la moyenne des intensités inférieures à 1.05 fois l'intensité minimale de la fenêtre.
2. ***Isobarycentre :*** on effectue le barycentre des coordonnées des points dont l'intensité est supérieure à $(I_{min} + I_{max})/2$ en affectant des poids unitaires à chaque point considéré quelle que soit son intensité.

La figure 6.6 illustre les résultats obtenus pour un héliostat à l'issue d'une prise de données.

6.4.3 Dispersion des corrections et origines

Pour chaque prise de données, les positions en site et en azimut de l'isobarycentre sont calculées et sauvées avec les corrections de base correspondantes dans un fichier. Comme on peut le voir dans la figure 6.7, les nouvelles corrections $(\Delta_x + \delta_x, \Delta_y + \delta_y)$ établies à partir de cette technique ne sont pas identiques d'une prise de données à l'autre. Les causes de cette dispersion sont encore indéterminées. On

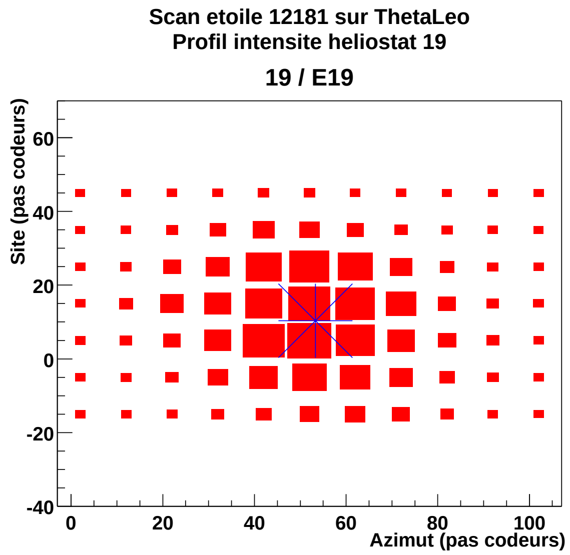


FIG. 6.6: *Profil obtenu avec l'héliostat E19 sur la prise de données 12181 sur Theta Leo. La croix correspond à la position de l'isobarycentre. On voit dans cet exemple que l'héliostat est déjà à peu près aligné. Le décalage de l'isobarycentre par rapport au centre de la figure est de +1.3 pas codeurs en azimut et de -4.7 pas codeurs en site. L'intensité au centre de la fenêtre est de 32.3 μA et le fond de ciel est estimé à 9.8 μA.*

peut toutefois émettre plusieurs hypothèses. Tout d'abord, il faut considérer la précision de la méthode employée qui dépend bien entendu de la taille du pas et des dimensions de la fenêtre d'analyse. Comme on le verra par la suite, la simulation semble indiquer que l'erreur ainsi commise est faible (de l'ordre du pas codeur). On peut ensuite mettre en cause le vieillissement ou les défauts des structures mécaniques des héliostats. En effet, il est fort probable que sous leur propre poids les structures métalliques se soient légèrement déformées et qu'il y ait désormais des défauts d'orthogonalité des axes de rotation en site et en azimut. Ces défauts peuvent avoir des conséquences plus ou moins grâves sur l'évolution du pointé. En effet, si les axes ne sont par orthogonaux, une rotation suivant un seul axe entraîne alors également une rotation selon l'autre axe, ceci se traduisant par un désalignement progressif de l'héliostat. Il est donc impératif de quantifier les amplitudes en site et en azimut de cette dispersion. Si celle-ci s'avérait trop importante, il faudrait alors envisager des corrections dynamiques, c'est à dire des corrections différentes selon la zone du ciel pointée.

6.4.4 Correction de la dispersion

Afin de réduire l'amplitude de cette dispersion, on cherche la position moyenne de l'ensemble de ces isobarycentres (cf. triangles dans la figure 6.7). Ainsi, le nombre de prises de données augmentant, la méthode devrait converger vers une position moyenne proche de l'alignement idéal. Cette technique a été testée via la simulation et semble satisfaisante. C'est ce qui est exposé dans la section suivante.

6.5 Simulation

6.5.1 Intérêts de la simulation de la procédure d'alignement

Une simulation de CELESTE a été développée auparavant. Celle-ci comprend entre autre une simulation de génération de photons par une source ponctuelle ainsi qu'une description complète de l'optique de CELESTE. Rappelons que l'ensemble de cette simulation est extrêmement importante pour CELESTE puisque la calibration par des faisceaux tests comme cela se fait en physique des particules est malheureusement impossible pour les détecteurs Čerenkov en astronomie gamma. Toute confrontation de la simulation avec les données réelles quelles qu'elles soient est donc très importante. De ce point de vue, la simulation de la procédure d'alignement peut être une source d'informations

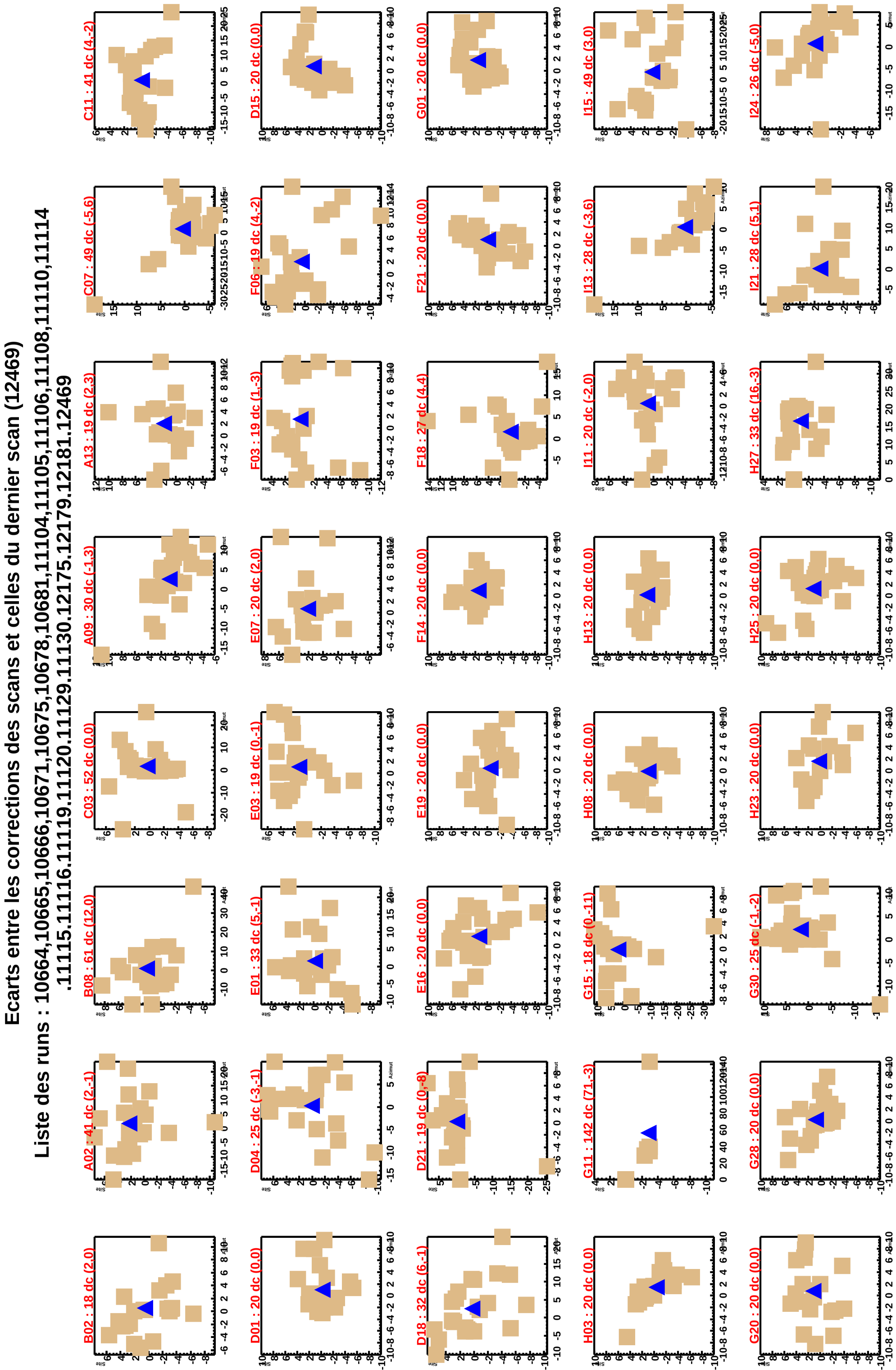


Fig. 6.7: *Analyse de 24 prises de données sur différentes étoiles dans différentes régions du ciel. Pour chaque prise de données et pour chacun des héliostats on calcule l'écart de l'isobarycentre correspondant par rapport aux corrections de base de la dernière prise de données choisies comme origine (abscisse = azimut, ordonnée = site). La dispersion des points ainsi obtenus (carrés) varie d'un héliostat à l'autre. Les nouvelles corrections à ajouter aux corrections de base sont alors déterminées à partir de la moyenne de ces points (triangle). Ainsi, un triangle au point de coordonnées (0,0) indique qu'aucune correction n'est à apporter à l'héliostat considéré. Le nom de l'héliostat, la largeur de la fenêtre (en pas codeurs) et les coordonnées (en pas codeurs) du centre de la fenêtre (azimut,site) sont indiqués au dessus de chaque graphique.*

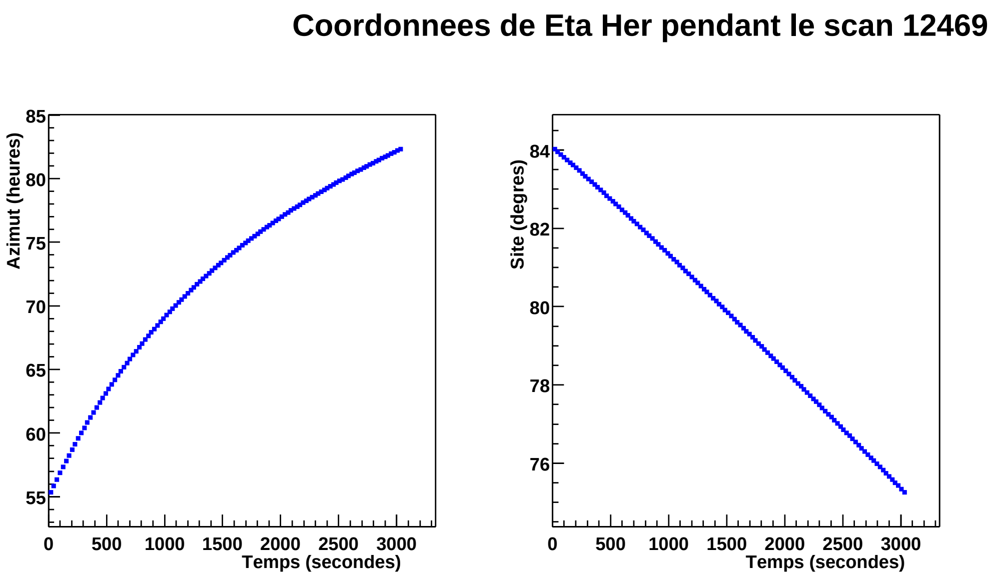


FIG. 6.8: *Coordonnées de Eta Her dans le ciel durant la prise de données 12469. La fenêtre est de 13 pas en azimut × 9 pas en site, le pas est de 10 pas codeurs et la temporisation de 25 secondes.*

pour CELESTE.

Si on se limite aux objectifs de la procédure d'alignement, la simulation est très importante pour valider ou non la technique exposée précédemment, et éventuellement donner un ordre de grandeur de sa précision.

Toutefois, il faut noter que la simulation de CELESTE a été écrite dans le but de simuler la détection de la lumière Čerenkov émise par les gerbes électromagnétiques, sources étendues très différentes des sources ponctuelles que sont les étoiles. Les écarts observés entre la simulation et l'expérience dans le cadre de la procédure d'alignement ne sont donc pas nécessairement significatifs pour l'étude des gerbes.

6.5.2 Principe

Selon la configuration de la prise de données (nombre de pas en site et en azimut, taille du pas, temporisation), la durée de celle-ci est plus ou moins longue et le trajet de l'étoile dans le ciel est plus ou moins important. La conséquence immédiate est la variation des conditions optiques entre le début et la fin de la prise de données. La figure 6.8 donne l'évolution de l'azimut et du site lors d'une prise de données typique sur l'étoile Eta Her. Afin de respecter, l'évolution des conditions optiques et de l'étoile au cours de la prise de données, la simulation se construit à partir des blocs de données réels correspondants. La procédure d'analyse est alors celle appliquée aux données réelles (cf. 6.2 page 109).

6.5.3 Conformité de la simulation

Comme on peut le voir sur les deux profils du haut de la figure 6.9, la simulation semble être plus sensible aux ombres des caméras. On peut avancer deux hypothèses : soit la simulation d'une source ponctuelle est incorrecte, soit les réflexions sur l'optique sont trop «idéalisées» et les images au niveau de l'optique secondaire sont plus petites que dans la réalité. Un paramètre de la simulation concerne la réflexion des photons sur les héliostats. Celui-ci permet d'introduire un petit angle d'erreur aléatoire à l'angle de réflexion. Par défaut celui-ci est de 2 mrad. La figure 6.9 donne les profils simulés d'un héliostat obtenus pour différentes valeurs de ce paramètre. On voit qu'une valeur de 3 mrad semble plus approprié et reproduit plus comformément les effets d'ombre observés dans la réalité.

Comme cela a déjà été dit précédemment, des écarts peuvent apparaître entre la simulation et la réalité dans le cas des sources ponctuelles sans pour autant être conséquents dans le cas de sources

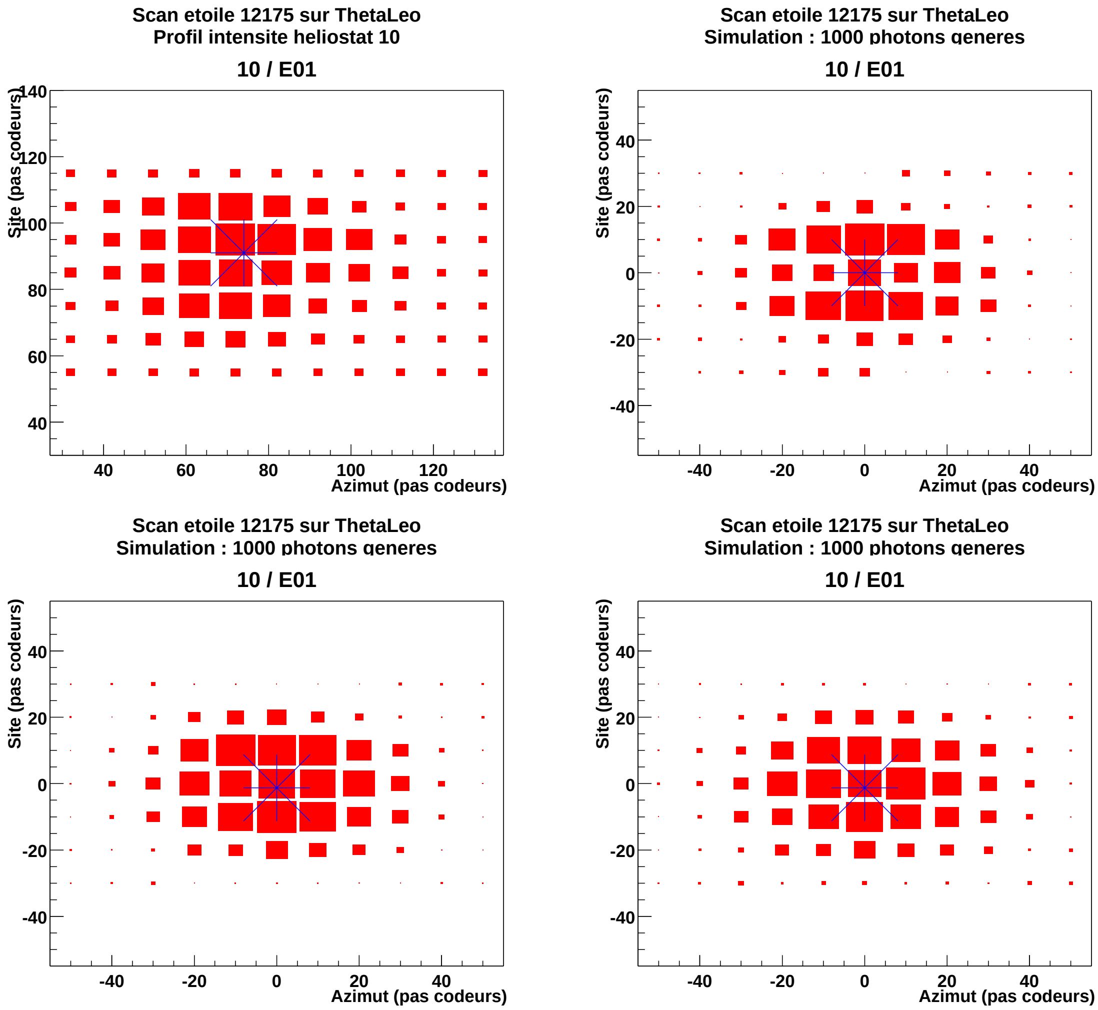


FIG. 6.9: *Test de la simulation : profils de l'héliostat E01 obtenus à partir de simulations de la prise de données 12175 sur l'étoile Theta Leo avec différentes valeurs du paramètre d'aberration. La figure en haut à gauche correspond aux données réelles. Les trois suivantes (de haut en bas et de gauche à droite) correspondent à des données simulées avec des paramètres d'aberrations de 2, 3 et 4 mrad.*

étendues telle que les gerbes électromagnétiques. On constate au travers de la figure 6.10 que les effets d'ombre causés par les caméras disparaissent lorsqu'on reproduit le profil en simulant une source diffuse.

6.5.4 Validité de la technique d'alignement

Parmi les diverses prises de données, quatre présentent des fenêtres suffisamment larges pour permettre une extraction correcte de la contribution de l'étoile sur celle du bruit de fond de ciel. Afin de valider la technique d'alignement, ces quatre prises de données ont été simulées et analysées comme explicité précédemment. Les résultats de l'analyse des données réelles sont données dans les figures 6.11 et 6.12. Ceux issus de l'analyse des données simulées sont illustrés par les figures 6.13 et 6.14.

Comme on l'a vu, les héliostats sont supposés parfaitement alignés dans la simulation. Par conséquent, on s'attend pour la simulation à des corrections fines quasi nulles, à la précision de la méthode près. D'après les résultats issus de la simulation, la technique semble tout a fait fonctionner avec une précision inférieure 2 pas codeurs. Toutefois, comme on peut le voir dans la figure 6.14, 9 des 40 héliostats affichent des corrections supérieures à cette précision (8.8 pas codeurs pour le plus important - C07). Le champ de vue étant de l'ordre de 70 pas codeurs (tableau 6.1), cet écart est négligeable et on peut donc valider la technique d'alignement fin des héliostats présentée ici.

La dispersion des points observée dans l'analyse des données réelles n'apparaît pas dans la simulation. Cette dispersion n'est par conséquent pas liée à la technique utilisée. Comme évoqué précédem-

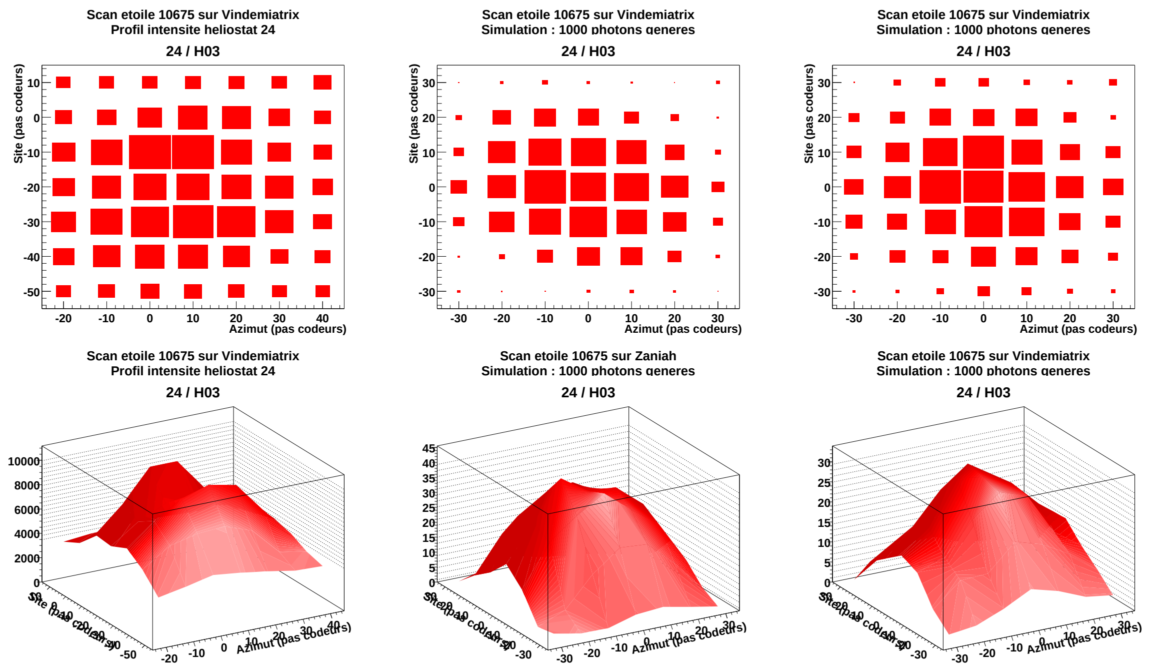


FIG. 6.10: *Comparaison de la simulation source ponctuelle / source diffuse : de gauche à droite le profil réel, la simulation avec une source ponctuelle puis avec une source étendue. En haut, les profils 2D et en bas les mêmes profils visualisés en 3D.*

ment, il s'agit peut être d'un défaut d'orthogonalité des axes de rotation en site et en azimut qui n'est bien entendu pas reproduit dans la simulation. Mais cette dispersion traduit probablement plus une évolution de la géométrie des profils avec la direction du pointé plutôt qu'un réel déplacement de celui-ci dans la fenêtre d'analyse causé par un désalignement. Dans ce cas, la moyenne des corrections sur un ensemble de prise de données devrait permettre de s'affranchir de cette dispersion et de déterminer correctement l'alignement des héliostats. On notera également qu'une telle dispersion ne peut entraîner une perte de la source pointée (la source sort du champ de vue) puisque son amplitude demeure bien inférieure aux dimensions du champ de vue.

6.6 Conclusion

La technique d'alignement proposée ici semble validée par la simulation. L'utilisation de cette technique pour l'alignement des quarante premiers héliostats puis des treize héliostats supplémentaires ajoutés fin 2001 a porté ses fruits. Le point fort de cette étude est qu'elle a permis non seulement d'aligner correctement tous les héliostats mais également de démontrer que l'alignement réalisé convenait pour l'ensemble des pointés. L'établissement d'un jeu de corrections dynamiques évoluant avec le pointé s'avère donc inutile. Une étude plus récente réalisée par Philippe Bruel sur des données réelles a permis de confirmer les résultats obtenus ici [7].

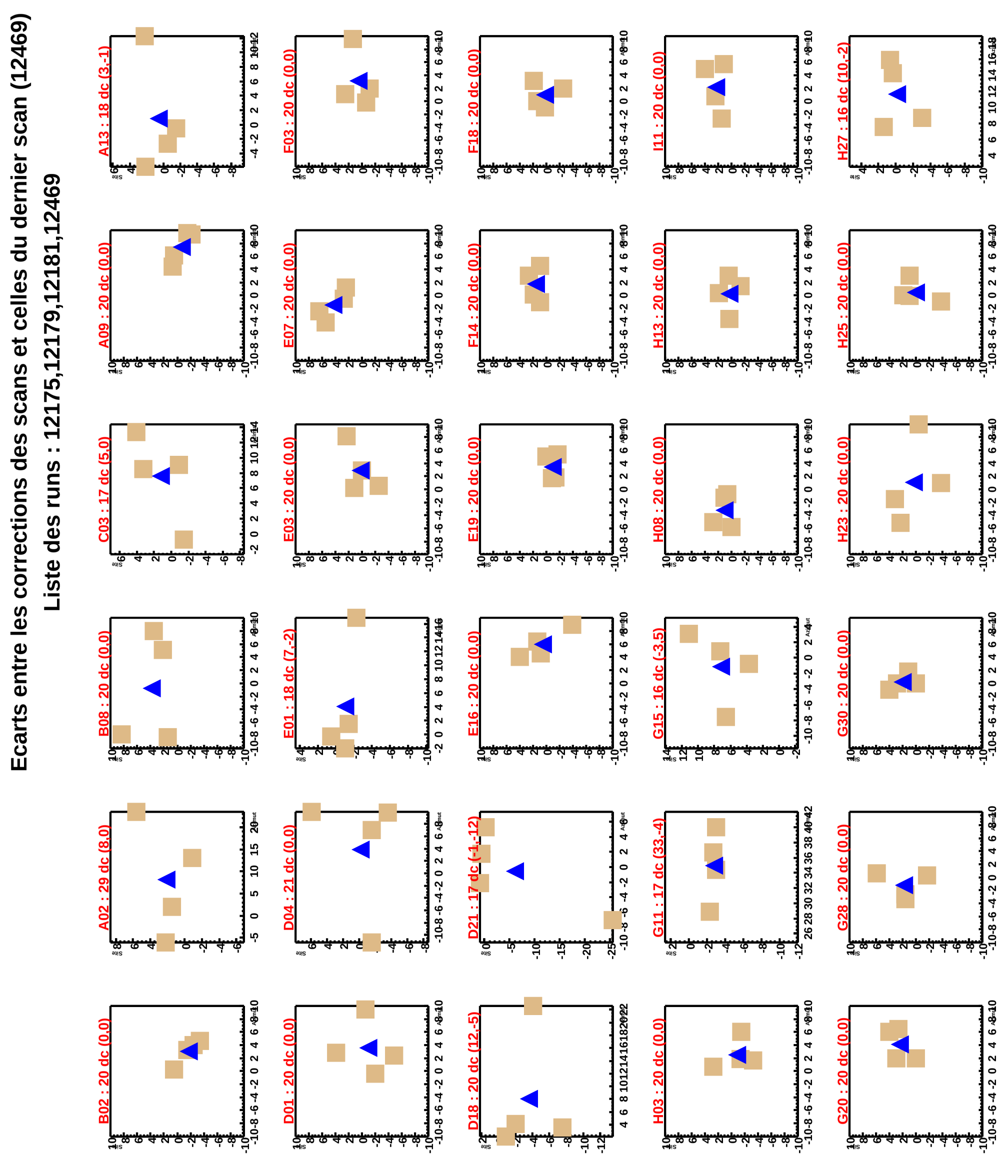


FIG. 6.11: *Résultats de l'analyse de quatre prises de données pour lesquelles le nombre de pas a été choisi suffisamment grand de manière à pouvoir effectuer une mesure de l'intensité du fond de ciel. La légende est identique à celle de la figure 6.7.*

Corrections moyennes

pour chaque heliostat

B02 : (Azi=3.02 , Site=-1.73)	F14 : (Azi=1.69 , Site=1.62)
A02 : (Azi=8.11 , Site=2.12)	F18 : (Azi=1.06 , Site=0.26)
B08 : (Azi=-0.74 , Site=3.85)	F21 : (Azi=1.16 , Site=2.56)
C03 : (Azi=7.58 , Site=1.25)	G01 : (Azi=3.30 , Site=4.52)
A09 : (Azi=7.37 , Site=-0.64)	H03 : (Azi=2.54 , Site=-0.88)
A13 : (Azi=0.81 , Site=0.61)	G11 : (Azi=34.99 , Site=-2.74)
C07 : (Azi=8.34 , Site=1.51)	G15 : (Azi=-1.12 , Site=7.15)
C11 : (Azi=-6.01 , Site=-1.23)	H08 : (Azi=-3.22 , Site=1.06)
D01 : (Azi=3.58 , Site=-0.91)	H13 : (Azi=0.27 , Site=0.32)
D04 : (Azi=3.90 , Site=-0.21)	I11 : (Azi=2.23 , Site=2.26)
E01 : (Azi=4.03 , Site=-1.05)	I13 : (Azi=4.58 , Site=-3.02)
E03 : (Azi=2.94 , Site=0.24)	I15 : (Azi=19.06 , Site=2.68)
E07 : (Azi=-1.49 , Site=4.25)	G20 : (Azi=4.13 , Site=2.42)
F03 : (Azi=3.13 , Site=0.51)	G28 : (Azi=-1.27 , Site=1.82)
F06 : (Azi=2.43 , Site=3.08)	G30 : (Azi=0.19 , Site=2.01)
D15 : (Azi=2.19 , Site=2.71)	H23 : (Azi=1.09 , Site=0.32)
D18 : (Azi=8.09 , Site=-3.61)	H25 : (Azi=0.50 , Site=0.02)
D21 : (Azi=-0.53 , Site=-6.10)	H27 : (Azi=11.61 , Site=-0.17)
E16 : (Azi=6.00 , Site=0.60)	I21 : (Azi=-2.33 , Site=-0.40)
E19 : (Azi=3.47 , Site=-0.95)	I24 : (Azi=1.51 , Site=0.59)

FIG. 6.12: *Corrections fines calculées à l'issue de l'analyse de quatre prises de données. Les valeurs affichées pour chaque héliostat correspondent aux coordonnées en site et en azimut des barycentres déterminés dans la figure 6.11 (triangles).*

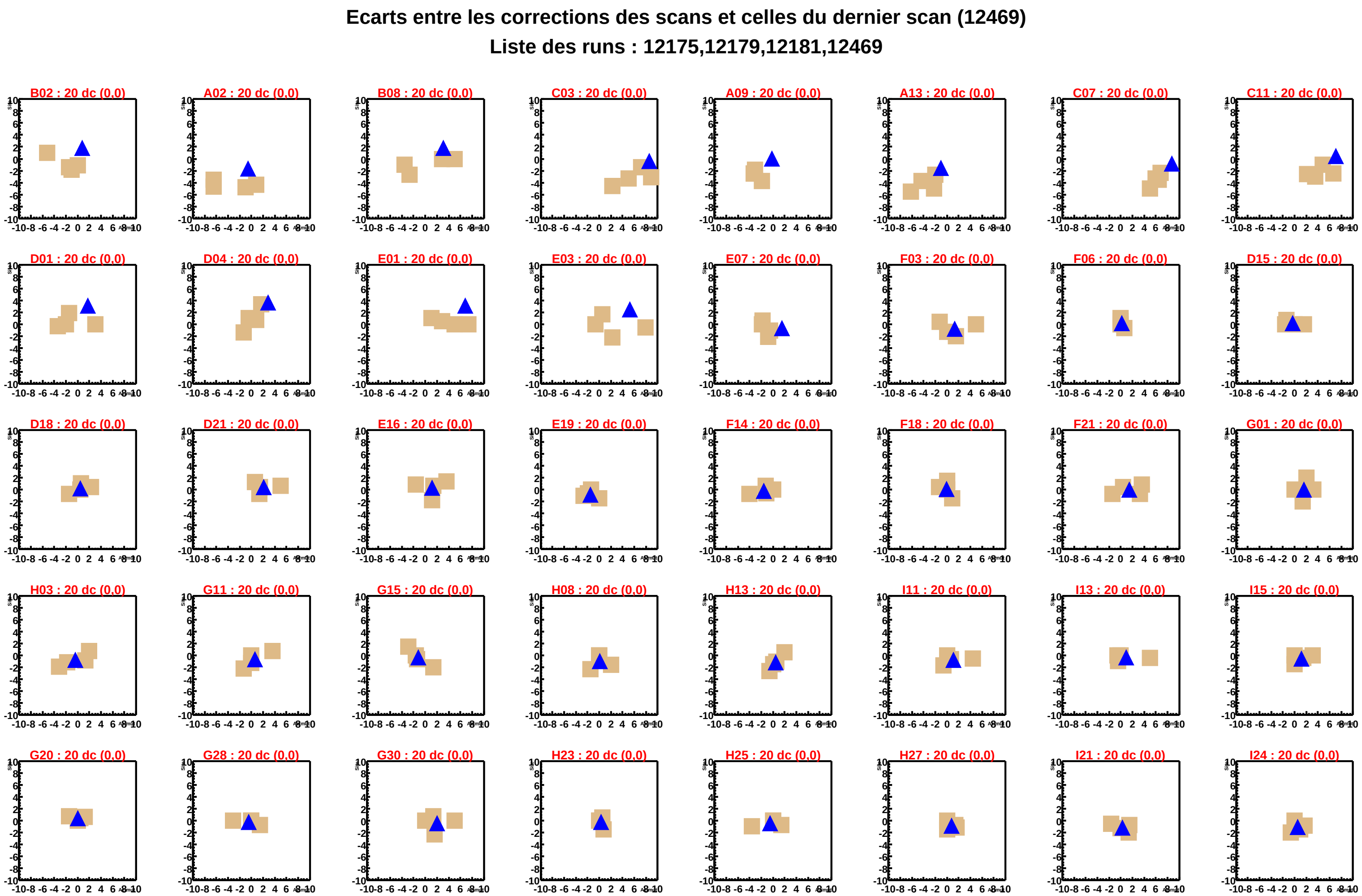


FIG. 6.13: *Même analyse que la figure 6.11 mais cette fois-ci sur les données simulées correspondantes.*

Corrections moyennes pour chaque heliostat

B02 : (Azi=0.80 , Site=1.89)
A02 : (Azi=-0.55 , Site=-1.60)
B08 : (Azi=3.14 , Site=1.80)
C03 : (Azi=8.55 , Site=-0.37)
A09 : (Azi=-0.19 , Site=0.07)
A13 : (Azi=-0.97 , Site=-1.50)
C07 : (Azi=8.80 , Site=-0.83)
C11 : (Azi=7.01 , Site=0.48)
D01 : (Azi=1.80 , Site=3.10)
D04 : (Azi=2.88 , Site=3.67)
E01 : (Azi=6.81 , Site=3.11)
E03 : (Azi=5.25 , Site=2.46)
E07 : (Azi=1.47 , Site=-0.65)
F03 : (Azi=1.31 , Site=-0.71)
F06 : (Azi=0.16 , Site=0.23)
D15 : (Azi=-0.37 , Site=0.18)
D18 : (Azi=0.47 , Site=0.21)
D21 : (Azi=2.10 , Site=0.44)
E16 : (Azi=1.13 , Site=0.30)
E19 : (Azi=-1.48 , Site=-0.78)

F14 : (Azi=-1.59 , Site=-0.15)
F18 : (Azi=-0.10 , Site=0.14)
F21 : (Azi=1.49 , Site=-0.01)
G01 : (Azi=1.63 , Site=0.00)
H03 : (Azi=-0.40 , Site=-0.81)
G11 : (Azi=0.55 , Site=-0.70)
G15 : (Azi=-1.15 , Site=-0.32)
H08 : (Azi=0.12 , Site=-0.98)
H13 : (Azi=0.47 , Site=-1.20)
I11 : (Azi=1.13 , Site=-0.75)
I13 : (Azi=0.98 , Site=-0.38)
I15 : (Azi=1.14 , Site=-0.51)
G20 : (Azi=0.06 , Site=0.44)
G28 : (Azi=-0.43 , Site=-0.18)
G30 : (Azi=1.99 , Site=-0.40)
H23 : (Azi=0.31 , Site=-0.23)
H25 : (Azi=-0.55 , Site=-0.41)
H27 : (Azi=0.77 , Site=-0.81)
I21 : (Azi=0.27 , Site=-1.13)
I24 : (Azi=0.49 , Site=-1.07)

FIG. 6.14: *Corrections fines calculées à l'issue de l'analyse des simulations de quatre prises de données. Les valeurs affichées pour chaque héliostat correspondent aux coordonnées en site et en azimut des barycentres déterminés dans la figure 6.14 (triangles).*

Chapitre 7

Acceptance et seuil en énergie

7.1 Principe et difficultés

La détermination de l'acceptance et du seuil des télescopes Čerenkov est délicate. Ceux-ci utilisant l'atmosphère terrestre comme calorimètre il est impossible de calibrer expérimentalement le détecteur. En l'absence de faisceaux test, on a donc recours à des simulations. Malheureusement, cette pratique introduit inévitablement des erreurs systématiques qu'il est difficile de quantifier.

En ce qui concerne CELESTE, les erreurs systématiques sont principalement de deux types. D'une part, l'absence de maîtrise des variations atmosphériques implique une modélisation souvent trop idéale de l'atmosphère. D'autre part, la simulation de l'optique et de l'électronique ne peuvent prendre en compte l'ensemble des imperfections et défaillances temporaires du détecteur. Face à ces difficultés, on ne peut qu'au mieux tenter de réduire ces incertitudes via des travaux de calibrations en continu (alignement sur des étoiles, mesures de temps de transit des signaux dans l'électronique, mises en temps par des tirs lasers, etc) et une meilleure compréhension et connaissance des conditions atmosphériques lors des prises de données (études LIDAR et photométriques).

7.2 Seuil et acceptance du détecteur

7.2.1 Seuil

On définit le seuil en énergie du détecteur par l'énergie pour laquelle le produit du flux de la source $\frac{dN}{dE}$ $(photons \cdot GeV^{-1} \cdot m^{-2} \cdot s^{-1})$ par l'acceptance du détecteur $A(E)$ (m^2) est maximum. Il ne s'agit pas du seuil réel de déclenchement du détecteur mais plutôt d'une convention permettant de comparer les différents détecteurs entre eux. On comprend bien que ce seuil dépend doublement de la source considérée puisque d'une part il dépend du flux de la source et d'autre part il varie avec l'acceptance du détecteur qui elle même varie avec l'élévation de la source.

7.2.2 Acceptance

7.2.2.1 Définition

On qualifie par acceptance la surface effective de collection du détecteur. Dans le cas de CELESTE, cette surface de détection dépend des conditions optiques et de déclenchement dans lesquelles s'effectuent les observations. Ainsi, l'acceptance varie selon la source observée et sa position par rapport au transit. Elle est également différente selon la technique de pointé utilisée (simple ou double) ou encore selon la majorité de déclenchement exigée (3/5 ou 4/5).

L'acceptance est déterminée à partir de la simulation comme suit :

$$A_{eff}\left(E\right) = \pi R^2_{simu} \frac{N^{d,c}_{\gamma}}{N^{simu}_{\gamma}} \tag{7.1}$$

où N_γ^{simu}, N_γ^d et N_γ^c représentent respectivement le nombre de γ simulés, le nombre de γ ayant déclenché le détecteur et le nombre de γ sélectionnés par les coupures d'analyse. Le rayon R_{simu} du disque sur lequel sont générés les γ est de 150 mètres.

7.2.2.2 Acceptance et majorité

L'acceptance du détecteur dépend de la majorité de déclenchement exigée, à savoir 3 ou 4 groupes sur 5 au dessus d'un certain seuil. A priori, pour un même seuil de déclenchement, une majorité 4/5 exigeant un plus grand nombre d'héliostats touchés et/ou une plus grande intensité Čerenkov au sol, elle devrait favoriser les γ de plus haute énergie au détriment des γ de basse énergie. Par conséquent, on s'attend à une courbe décalée vers les hautes énergies.

Afin de vérifier ces a priori, nous avons construit les courbes d'acceptances pour les deux types de majorité (3/5 et 4/5) et pour un même seuil situé à 4.5 p.e./héliostat (bien que la majorité 4/5 rejette davantage de fortuits, on a vu au paragraphe 5.5 que le temps mort augmentait considérablement et ne permettait pas de descendre significativement le seuil de déclenchement). Les résultats issus de la simulations sont donnés dans le tableau 7.1 et illustrés en figure 7.1. Comme attendu, la surface effective de collection diminue lorsque l'on augmente la majorité et principalement à basse énergie : environ 20% à 30 GeV et 10% à 50 GeV.

7.2.2.3 Acceptance et pointé

L'acceptance dépendant des conditions optiques du détecteur, elle varie également selon la stratégie de pointé. Contrairement à la majorité, l'évolution du seuil avec le pointé n'est pas si évidente a priori. Nous avons par conséquent déterminé à l'aide de la simulation les acceptances de CELESTE pour les deux configurations simple pointé 11 km et double pointé 11/25 km. Les courbes obtenues dans les deux configurations pour les différentes énergies simulées figurent en 7.2. Les valeurs correspondantes sont données dans le tableau 7.2. Il apparaît que l'acceptance se dégrade en dessous de 100 GeV (une chute de ~40% à 30 GeV, de ~10% à 50 GeV, et de seulement quelques pourcents à 100 GeV) et augmente de quelques pourcents à haute énergie lorsque l'on passe d'un simple pointé à un double pointé 11/25 km.

7.2.2.4 Acceptance et angle horaire

Lorsque la source s'éloigne du transit, les conditions optiques sont de moins à moins favorables. En effet, les gerbes arrivant avec un angle d'incidence plus faible, la lumière Čerenkov est davantage «étalée» dans le champ. Ceci est particulièrement dramatique pour les basses énergies. La faible intensité lumineuse est répartie sur une plus grande surface au sol. Il en résulte une charge globale par groupe moins importante voire même insuffisante pour déclencher le détecteur. C'est en effet ce que les courbes d'acceptances démontrent. La figure 7.3 représente les acceptances obtenues par simulation pour le Crabe au transit puis à une heure et deux heures du transit (toujours en majorité 3/5 avec un seuil à 4.5 p.e./héliostat). En dessous de 100 GeV, l'acceptance est dégradée lorsque l'on s'éloigne du transit : à 30 GeV, la chute est de ~30% lorsqu'on passe du transit à une ± 1 heure en angle horaire, et de ~95% lorsqu'on pointe à ± 2 heures du transit.

7.2.2.5 Acceptance et la recherche d'un signal pulsé

Dans le cas d'une recherche de signal pulsé, il est évident que nous devrons privilégier une configuration de pointé et de majorité pour laquelle l'acceptance est maximale aux basses énergies. Etant donné les résultats précédents, la configuration simple pointé 11 km en majorité 3/5 semble préférable à tout autre combinaison. De même, une sélection en angle horaire est sans doute préférable. Faute de simulation intermédiaires entre une heure et deux heures du transit, il est difficile de définir ici une coupure précise en angle horaire. Compte tenu des résultats précédents, une sélection des données à moins de deux heures en angle horaire constitue une coupure minimale pour une recherche de signal en dessous de 50 GeV.

L'ensemble de ces remarques est à l'origine même de la stratégie d'analyse développée plus loin pour la recherche d'un signal pulsé sur le Crabe et PSR B1951+32.

Données	**Energie (GeV)**	**Simulés**	**Déclenchés**		A_{decl}^{eff} (m^2)	
			3/5	**4/5**	**3/5**	**4/5**
50201	15	50000	35	11	49±8	16±5
50200	20	50000	515	266	728±35	376±25
50202	25	30000	1154	787	2719±96	1854±77
50121	30	40000	3092	2428	5464±126	4291±109
50122	50	30000	5955	5305	14031±263	12500±244
50143	70	30000	7424	6756	17492±304	15918±286
50123	100	10000	3125	2856	22089±616	20188±580
50144	150	3976	1319	1207	23449±1017	21458±958
50124	200	10000	3783	3541	26740±702	25030±671
50145	300	10000	4151	3927	29342±749	27758±721
50146	500	5000	2290	2177	32374±1134	30777±1095
50147	1000	2148	1104	1051	36330±1877	34586±1813

TAB. 7.1: *Comparaison des acceptances obtenues par simulation avec une majorité de déclenchement de 3/5 et 4/5. Dans les deux cas, le pointé est simple à 11 km et le seuil est de 4.5 p.e./héliostat. De gauche à droite, les colonnes correspondent aux numéros des données simulées, aux énergies en GeV des γ simulés, aux statistiques de photons simulés, aux nombre de photons ayant déclenché le détecteur en majorité 3/5 et 4/5, aux surfaces effectives de collection correspondantes pour les deux majorités 3/5 et 4/5. Les incertitudes sur les valeurs des acceptances sont purement statistiques.*

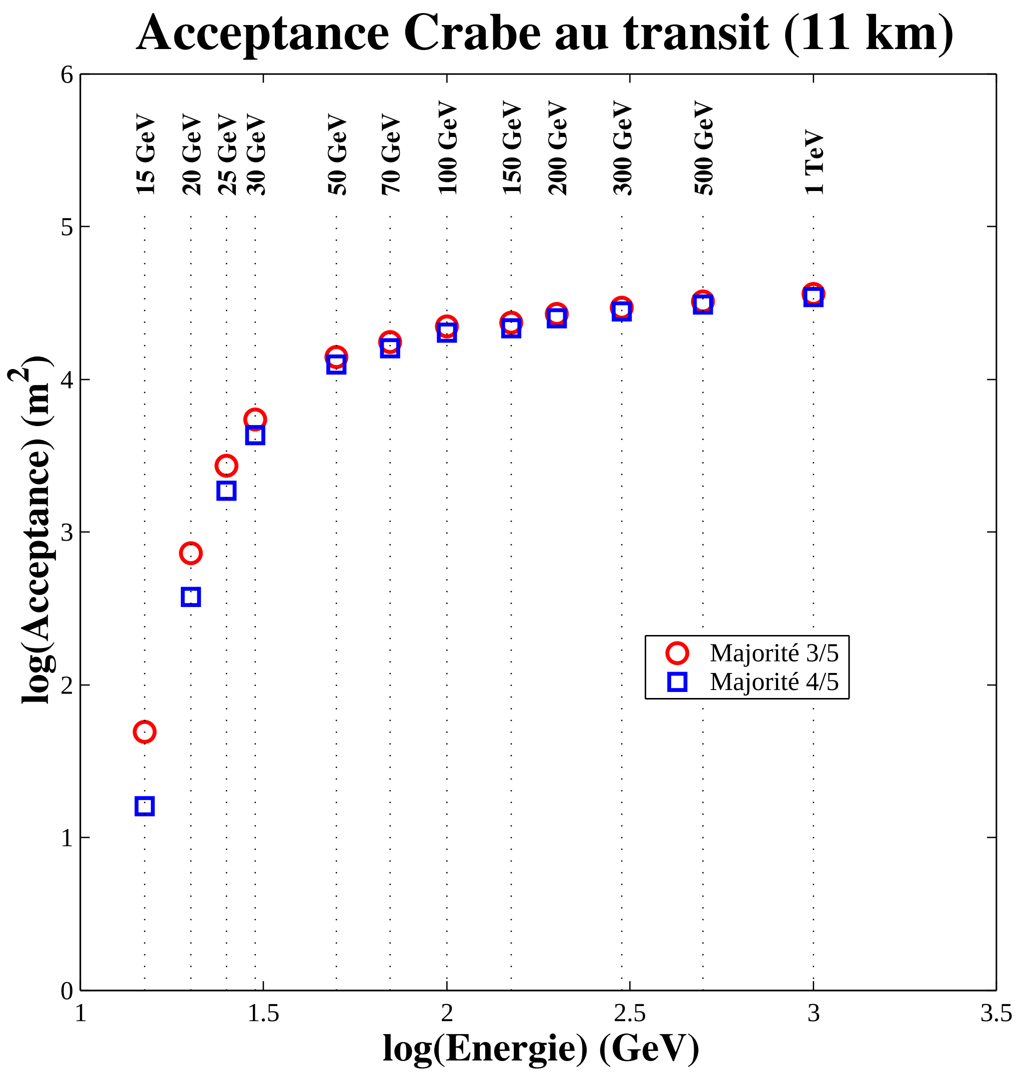


FIG. 7.1: *Courbes d'acceptance pour deux types de majorités : 3/5 (carrés) et 4/5 (cercles). Pour l'ensemble des données, le pointé est simple à 11 km et le seuil est à 4.5 p.e./héliostat. Les statistiques correspondantes sont données dans le tableau 7.1. Les barres d'erreur statistique sur les valeurs des acceptances étant inférieures à la taille des points, elles ne figurent pas ici.*

Données 11 km	**Energie (GeV)**	**Simulés**	**Déclenchés**	A_{decl}^{eff} (m^2)
50201	15	50000	35	49±8
50200	20	50000	515	728±35
50202	25	30000	1154	2719±96
50121	30	40000	3092	5464±126
50122	50	30000	5955	14031±263
50143	70	30000	7424	17492±304
50123	100	10000	3125	22089±616
50144	150	3976	1319	23449±1017
50124	200	10000	3783	26740±702
50145	300	10000	4151	29342±749
50146	500	5000	2290	32374±1134
50147	1000	2148	1104	36330±1877

Données 11/25 km	**Energie (GeV)**	**Simulés**	**Déclenchés**	A_{decl}^{eff} (m^2)
50240	15	50000	6	8±3
50241	20	50000	99	140±15
50242	25	30000	380	895±51
50134	30	22563	989	3098±119
50135	50	12478	2183	12366±375
50243	70	30000	7163	16877±297
50136	100	10000	3012	21291±601
50244	150	9928	3546	25247±677
50137	200	2984	1183	28023±1327
50245	300	4699	2035	30612±1125

TAB. 7.2: *Données simulées et acceptances correspondantes pour le Crabe au transit dans les configurations de pointé 11 km (haut) et 11/25 km (bas). Seules les énergies de 15 à 300 GeV ont été simulées en double pointé 11/25 km. Les incertitudes associées aux valeurs des acceptances sont purement statistiques.*

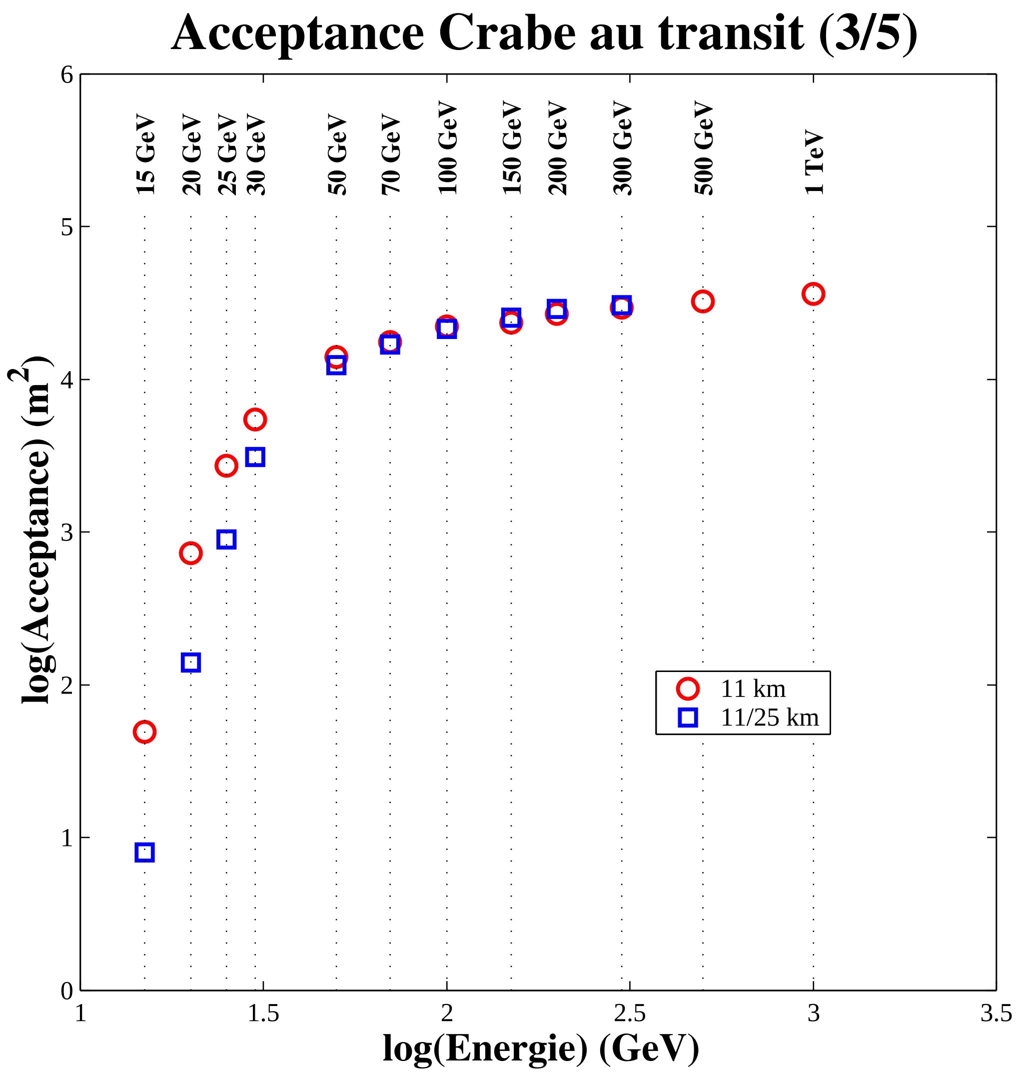


FIG. 7.2: *Courbes d'acceptance obtenues pour le Crabe au transit dans les deux configurations de pointé du détecteur : pointé simple 11 km (carrés) et double pointé 11/25 km (cercles). Seules les énergies de 15 à 300 GeV ont été simulées en double pointé 11/25 km. Les valeurs numériques sont données dans le tableau 7.2. Les barres d'erreur statistique étant inférieures à la taille des points, elles ne sont pas représentées ici.*

Données Transit + 1h	**Energie (GeV)**	**Simulés**	**Déclenchés**	A_{decl}^{eff} (m^2)
50216	15	50000	11	16±5
50217	20	50000	187	264±20
50218	25	30000	635	1496±68
50219	30	30000	1558	3671±114
...	50	...	...	...
50221	70	30000	7619	17952±309
50222	100	10000	3179	22471±623
50223	150	10000	3692	26097±690
50224	200	10000	4047	28607±736
50225	300	10000	4404	31130±780
50226	500	5000	2459	34763±1193
50227	1000	2500	1358	38397±1810

Données Transit + 2h	**Energie (GeV)**	**Simulés**	**Déclenchés**	A_{decl}^{eff} (m^2)
502054	15	50000	1	1.5±1
50255	20	50000	3	4±2
50251	25	30000	30	71±13
50252	30	30000	108	254±26
50253	50	30000	2879	6783±166
50256	70	30000	6095	14361±267
50257	100	10000	2966	20965±595
50258	150	10000	3908	27624±718
50259	200	10000	4390	31031±779
50260	300	10000	5083	35929±863
50261	500	5000	2634	37238±1252
50262	1000	2500	1648	46596±2080

TAB. 7.3: *Données simulées et acceptances correspondantes pour le Crabe à une heure (haut) et deux heures (bas) du transit. Les valeurs des acceptances sont à comparer aux valeurs obtenues au transit (cf. partie haute du tableau 7.2). Pour l'ensemble des données, le pointé est simple à 11 km et la majorité égale à 3/5 avec un seuil à 4.5 p.e./héliostat. Le point à 50 GeV n'a pas été simulé à une heure du transit.*

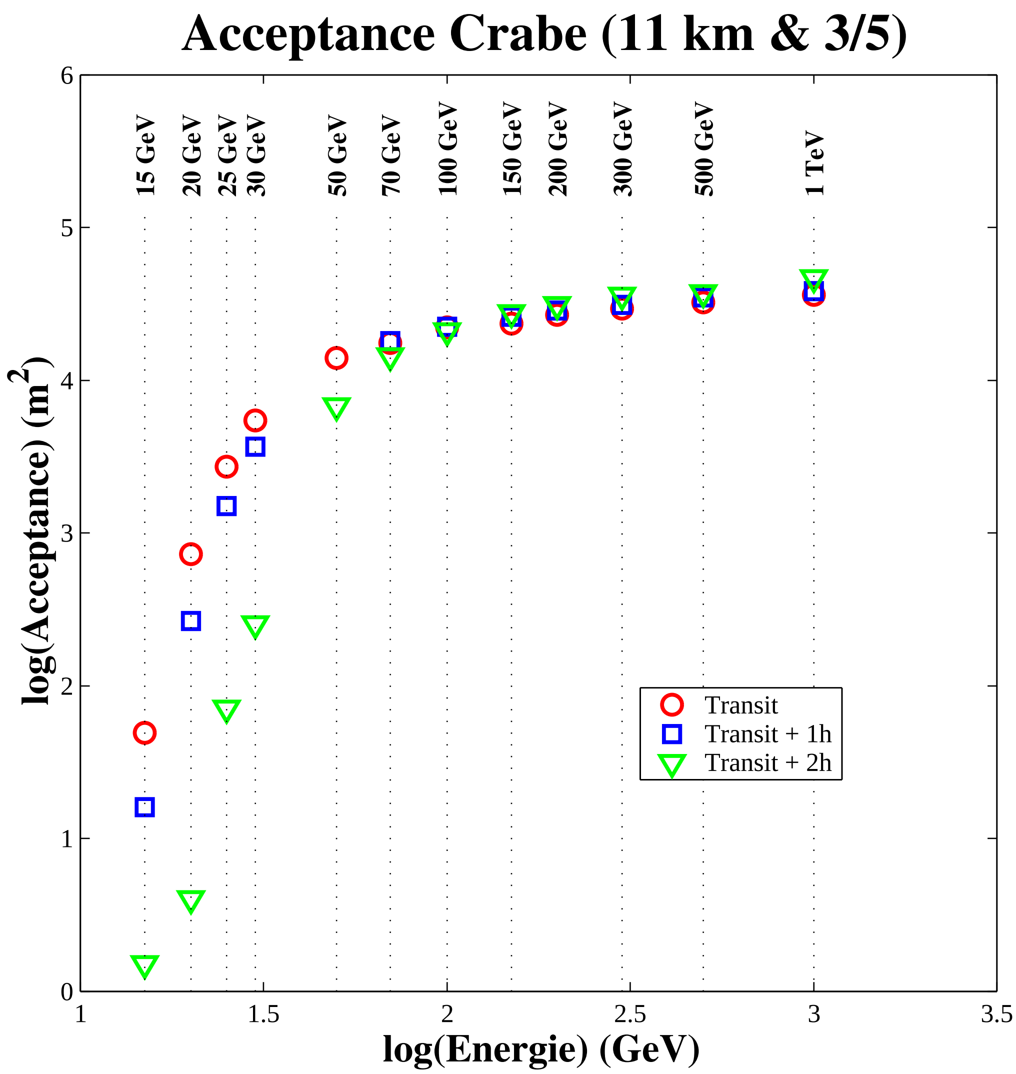


FIG. 7.3: *Acceptances gamma simulées pour le Crabe au transit (cercle), à une heure du transit (carré), et à 2 heures du transit (triangle). Pour l'ensemble des données, la majorité appliquée est 3/5 et le seuil 4.5 p.e./héliostat). Seul le point à 50 GeV et à 1 heure du transit n'a pas été simulé. Les valeurs numériques sont données dans le tableau 7.3. Les barres d'erreur statistiques sur les valeurs des acceptances sont faibles et ne sont pas représentées ici.*

Troisième partie

Courbes de lumière & outils d'analyse

Chapitre 8

La procédure de «barycentrisation»

8.1 Introduction

Avant de pouvoir parler de courbe de lumière, il est nécessaire de remettre tous ces événements en temps les uns par rapport aux autres. En effet, les données ont été accumulées sur différentes périodes et sur différentes années et la périodicité du signal est alors perdue dû au fait que les temps de propagations des photons gamma entre le pulsar où ils sont émis et le détecteur où ils sont enregistrés diffèrent d'un photon à l'autre. Les causes de cette perte de périodicité au niveau du signal observé sont multiples.

On peut distinguer tout d'abord les causes purement géométriques liés aux positions relatives de l'observatoire et du pulsar. On choisit pour ceci de se placer dans un repère Galiléen centré sur le barycentre du Système Solaire (S.S.) et on détermine ensuite précisément leurs positions respectives dans ce nouveau repère. En ce qui concerne l'observatoire on doit prendre en compte trois composantes : son déplacement lié à la révolution de la Terre sur elle-même, la révolution de la Terre autour du Soleil, et enfin la position du Soleil par rapport au barycentre du S.S.. Pour ce qui est du pulsar, on détermine également son mouvement propre par rapport au barycentre du S.S.. Ces corrections géométriques permettent de définir les temps d'arrivée des événements au barycentre du S.S., ce qui revient à dater les événements dans une échelle de temps homogène que l'on note TDB.

Mais à ces corrections géométriques viennent s'ajouter des corrections plus fines dues à des effets relativistes intervenant dans la propagation des photons issus des théories de la Relativité Restreinte et de la Relativité Générale. En effet, il faut considérer la courbure de la trajectoire des photons dans le champ de gravité du Soleil et des planètes (planètes géantes en particulier) ainsi que la non-uniformité du temps mesuré par une horloge atomique terrestre qui se déplace avec une vitesse variable (dilatation de Lorentz) dans un champ gravitationnel variable (redshift gravitationnel).

Toutes ces corrections sont calculées pour chacun des événements dans une procédure complexe que l'on qualifiera ici par le terme «barycentrisation», faisant appel à des éphémérides issues de simulations numériques du mouvement des planètes [104].

8.2 Transformations UTC - TDB

8.2.1 Systèmes de références

Comme on l'a vu, il faut avant tout pouvoir dater les événements les uns par rapport aux autres malgré les mouvements propres de l'observatoire et du pulsar. Pour ceci on définit deux systèmes de référence, en supposant toutefois que le S.S. est isolé, c'est à dire que l'on néglige l'action du champ gravitationnel de la Galaxie.

1. **Un système de référence géocentrique** dont l'origine est le centre de masse de la Terre et dont la coordonnée temporelle est le temps dynamique terrestre noté **TDT**, également appelé plus simplement temps terrestre et alors noté **TT**. Ce référentiel permet de décrire les mouvements de l'observatoire par rapport au géocentre terrestre.

2. **Un système de référence barycentrique** dont l'origine est le barycentre du S.S. et dont la coordonnée temporelle est le temps dynamique barycentrique **TDB**[1]. Ce référentiel permet de décrire les mouvements des objets du S.S. ainsi que celui du pulsar par rapport au barycentre du S.S..

8.2.2 Les échelles de temps

Les événements sont datés dans l'échelle de Temps Universel Coordonné (UTC) via le satellite du «Global Positioning System» (GPS). Le passage des dates UTC aux dates TDB correspondantes s'effectue par l'intermédiaire de deux autres échelles de temps : le TAI et le TT déjà évoqués précédemment. Afin de clarifier le passage de l'un à l'autre, voici un bref rappel de la nature de chacune de ces échelles de temps :

1. ***UT1 : Temps Universel***. C'est le temps permettant de fixer la position de la Terre dans son mouvement de rotation et reflète par conséquent les irrégularités de cette rotation. UT signifie «temps Universel» et le 1 précise qu'il est rapporté au pôle mobile de la Terre.
2. ***UTC : Temps Universel Coordonné***. Il est directement accessible par réception des signaux émis par les satellites du GPS. Cette échelle de temps est la seule disponible mondialement. Le temps UTC est décalé artificiellement d'un nombre entier de secondes du TAI (voir point suivant) et ceci de manière à se conformer approximativement au temps UT1.
3. ***TAI : Temps Atomique Terrestre***. C'est la mesure de temps la plus régulière mesurable à l'heure actuelle. Il diffère du UTC par un nombre entier de secondes.
4. ***TT : Temps Terrestre***. Comme évoqué plus haut, celui-ci est attaché au référentiel géocentrique terrestre et sert donc d'échelle de temps pour les éphémérides géocentriques. Il diffère du TAI de 32.184 secondes.
5. ***TDB : Temps Dynamique Barycentrique***. Ce temps est utilisé pour établir des éphémérides rapportées au barycentre du S.S.. Il diffère du TT par des termes périodiques et des termes de Poisson.

8.2.3 Conversion UTC - TDB

On a défini précédemment deux référentiels spatio-temporels : le référentiel géocentrique lié à l'échelle de temps TT, et le référentiel barycentrique lié à l'échelle de temps TDB. La Terre se déplaçant dans le champ gravitationnel du Soleil et des planètes, le temps TT n'est pas une échelle de temps uniforme pour un observateur situé à l'extérieur du S.S.. En revanche, ce n'est pas le cas dans le second référentiel. La première étape consiste donc à dater les événements dans cette échelle de temps uniforme qu'est le TDB. Cette procédure se décompose en trois étapes :

1. ***UTC → TAI :*** bien que l'échelle de temps UTC soit l'échelle de temps «standard» pour l'enregistrement des temps d'arrivée, elle est discontinue du fait qu'elle est obtenue artificiellement en ajoutant au TAI un nombre entier de secondes de manière à corriger les irrégularités de la rotation de la Terre et se rapprocher au mieux du temps UT1. De ce fait, le UTC ne peut convenir dans le cadre d'une analyse pulsar. Avant même de parler de l'échelle de temps TDB, on cherche alors à passer dans une échelle de temps continue, d'où cette conversion du UTC en TAI.
2. ***TAI→ TT :*** cette transformation permet de passer dans l'échelle de temps lié au géocentre de la Terre.
3. ***TT→ TDB :*** transformation des coordonnées de temps et d'espace permettant de passer du référentiel géocentrique au référentiel barycentrique définis précédemment en 8.2.1.

[1]Le temps TDB a été recommandé par l'Union Astronomique Internationale (U.A.I.) en 1976 pour les éphémérides et les théories dynamiques rapportées au barycentre du S.S.. En 1991, cette même U.A.I. a décidé de remplacer le TDB par le temps coordonnées barycentriques TCB.

8.3 Modèle de propagation et corrections

Une fois la conversion UTC-TDB des temps d'arrivée effectuée, il reste à corriger ces dates des différents délais de propagation des signaux. Il s'agit des divers effets évoqués en introduction. D'une part il s'agit des corrections liées aux mouvements orbital et rotationnel de la Terre, ainsi que du mouvement propre du pulsar. D'autre part s'ajoutent les délais relativistes induits par le champ gravitationnel ainsi que le délai causé par la dispersion de plasma dans le milieu interstellaire. Cette dernière correction est à prendre en compte pour les études radio mais est négligeable aux hautes énergies (cf. B page 279). Nous n'établirons pas ici les différentes corrections issues du modèle de propagation du signal, mais juste les expressions de celles-ci. Pour plus de renseignements, on se reportera aux références [35, 63].

Dans la suite de ce chapitre, les coordonnées spatiales sont celles liées au référentiel barycentrique et les dates sont exprimées dans l'échelle de temps TDB. On suppose que le pulsar émet un pulse indicé n en $(\vec{R}_n, T_n)$. Celui-ci est réceptionné à l'observatoire en (x_n, t_n). On suppose également que les corps du S.S. de coordonnées spatiales $\vec{r}_p$ sont au repos lors du passage du photon, et que la propagation de celui-ci s'effectue dans un plan. En prenant pour référence la date T_0 correspondant à une position $\vec{R}_0$ du pulsar et en posant :

$$\left\{\begin{array}{lcc} \Delta T_n & = & T_n - T_0 \\ \Delta t_n & = & t_n - t_0 = t_n - \left(T_0 + \frac{R_0}{c} + \sum_p \frac{2GM_p}{c^3}\ln(2R_0)\right) \end{array}\right. \tag{8.1}$$

on détermine la relation liant les deux intervalles de temps ΔT_n et Δt_n :

$$\Delta T_n = \beta\left[\Delta t_n + \sum_{i=1}^{6}\Delta_i\right] \tag{8.2}$$

avec

$$\left\{\begin{array}{lcc} \Delta_1 & = & +\frac{1}{c}\left(\vec{n}\cdot\vec{x_n}\right) \\ \Delta_2 & = & +\frac{1}{R_0 c}\left[\vec{V_0}\cdot\vec{x_n} - (\vec{n}\cdot\vec{x_n})\right]\Delta t_n \\ \Delta_3 & = & -\frac{1}{2R_0 c}\left[x_n^2 - (\vec{n}\cdot\vec{x_n})^2\right] \\ \Delta_4 & = & -\frac{1}{2R_0 c}\left[V_0^2 - \left(\vec{n}\cdot\vec{V_0}\right)^2\right]\Delta t_n^2 \\ \Delta_5 & = & +\sum_p \frac{2GM_p}{c^3}\ln\left|\vec{n}\cdot\vec{r_{pn}} + r_{pn}\right| \\ \Delta_6 & = & -k\frac{DM}{\nu^2} \end{array}\right. \tag{8.3}$$

et

$$\left\{\begin{array}{lcc} \vec{V_0} & = & \text{Vitesse du pulsar supposée constante} \\ \vec{n} & = & \text{vecteur unitaire donnant la direction barycentre S.S.} - \text{pulsar} \\ \beta & = & \left(1 + \frac{\vec{n}\cdot\vec{V_0}}{c}\right)^{-1} \text{ le facteur Doppler} \end{array}\right. \tag{8.4}$$

Les Δ_i correspondent aux différentes corrections ci-dessous :

1. $\beta\Delta_1$= correction de Roemer. Il s'agit du délai résultant du mouvement de l'observatoire par rapport au centre de masse de la Terre associé au mouvement de la Terre sur son orbite autour du Soleil. C'est le terme dominant de l'ensemble des corrections.
2. $\beta\Delta_2$ = correction liée au mouvement propre du pulsar (proportionnelle à Δt_n).
3. $\beta\Delta_3$ = correction résultant de l'effet de parallaxe annuelle.
4. $\beta\Delta_4$ = délai produit par l'accroissement de la distance du pulsar si celui-ci possède un mouvement radial.
5. $\beta\Delta_5$ = correction de Shapiro. Ce terme correctif correspond au délai introduit par la courbure de l'espace-temps due aux champs gravitationnels des objets massifs du S.S. (le Soleil en particulier) lors du trajet des photons.

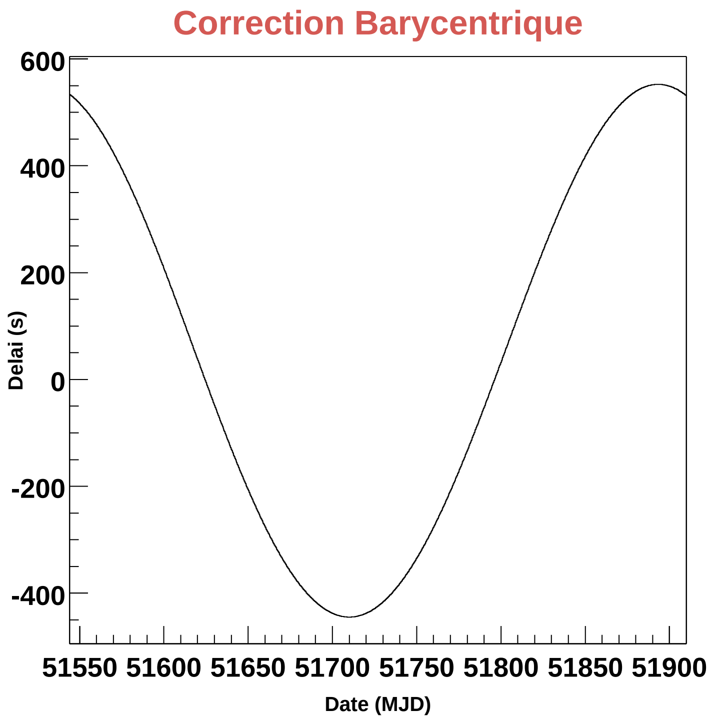


FIG. 8.1: *Correction barycentrique totale : évolution pour le pulsar du Crabe de la somme des corrections barycentriques illustrées au-travers des figures 8.2 à 8.5. L'évolution de cette correction totale est représentée sur une période de un an allant du 1^{er} janvier 1999 à 00h00min00s au 1^{er} janvier 2000 à 00h00min00s. L'échelle de temps en abscisse est exprimée en jours Julien modifiés (MJD, cf. annexe F).*

6. $\beta\Delta_6$ = délai de dispersion de plasma. Ce terme est en ν^{-2} (ν étant la fréquence du photon considéré) et est par conséquent négligeable pour le domaine d'énergie de CELESTE (cf. paragraphe 2.3.3.4 page 22)

Les évolutions de ces différentes corrections au cours d'une année sont détaillées dans les figures 8.1 à 8.5.

Bilan

Pour résumer, on peut décrire la procédure de barycentrisation des dates UTC des événements en quatre étapes :

1. ***UTC*** $\rightarrow$ ***TAI :*** passage de l'échelle de temps discontinue UTC à l'échelle de temps continue TAI = ajout d'un nombre entier de secondes actualisé tous les ans par le bureau des longitudes. Depuis le 1^{er} janvier 1999, cette correction est de 32 secondes.
2. ***TAI*** $\rightarrow$ ***TT :*** passage dans l'échelle de temps du géocentre terrestre = +32.184 secondes.
3. ***TT*** $\rightarrow$ ***TDB :*** transformation des coordonnées spatio-temporelles géocentriques aux coordonnées spatio-temporelles barycentriques.
4. ***TDB*** + Δ_{Prop} ***:*** somme des différentes corrections issues du modèle de propagation du signal.

8.4 Tests de la procédure de barycentrisation

Cette procédure a été entièrement reprise pour CELESTE et traduite du FORTRAN en C++ par Denis Dumora. Etant donné la complexité de la procédure de barycentrisation et de la grande précision temporelle requise pour l'analyse des données pulsar, il est indispensable de tester le code de barycentrisation. Pour ceci, on dispose de quatre temps d'arrivée relevés aux deux radio-observatoires

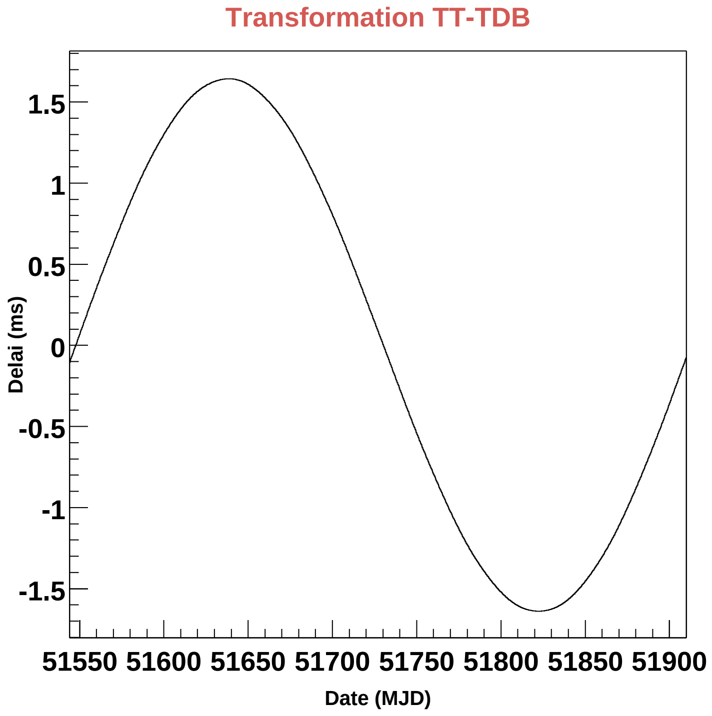
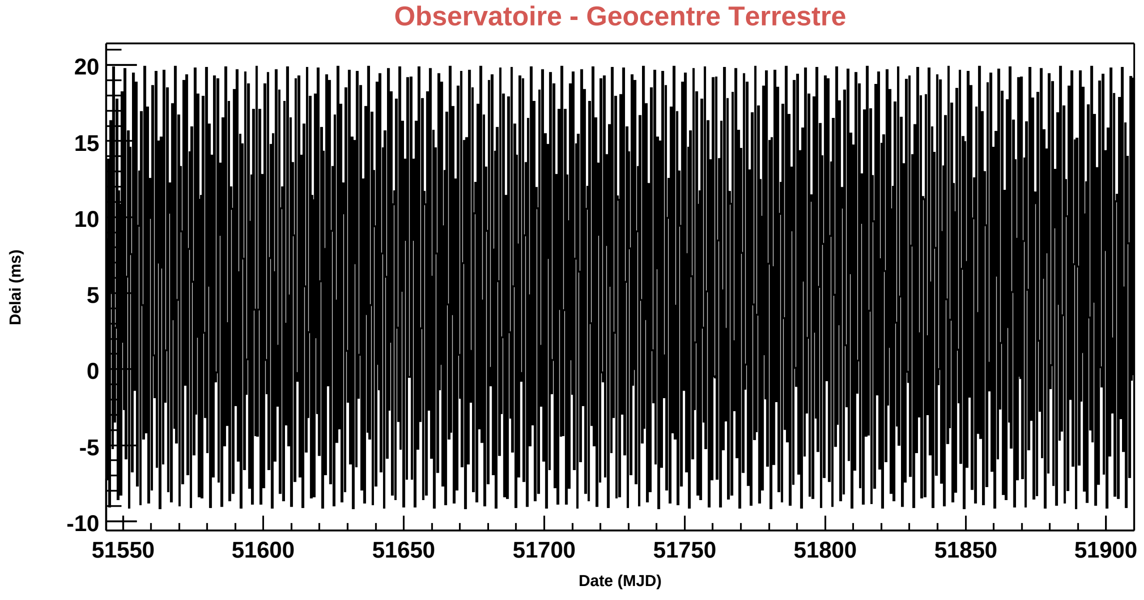


Fig. 8.2: *Délai introduit par la transformation TT vers TDB : évolution sur une période de 1 an (1er janvier 1999 à 00h00min00s au 1er janvier 2000 à 00h00min00s), pour le pulsar du Crabe. L'échelle de temps en abscisse est exprimée en jours Julien modifiés (MJD, cf. annexe F).*

Wardle et Jodrell Bank et exprimés dans les deux échelles de temps UTC et TDB [70]. Ainsi en introduisant les temps d'arrivée UTC dans notre code, nous avons pu comparer les dates TDB calculées à celles proposées par les éphémérides. Les résultats figurant dans le tableau 8.1 prouvent la fiabilité et la précision suffisante de notre code de barycentrisation.



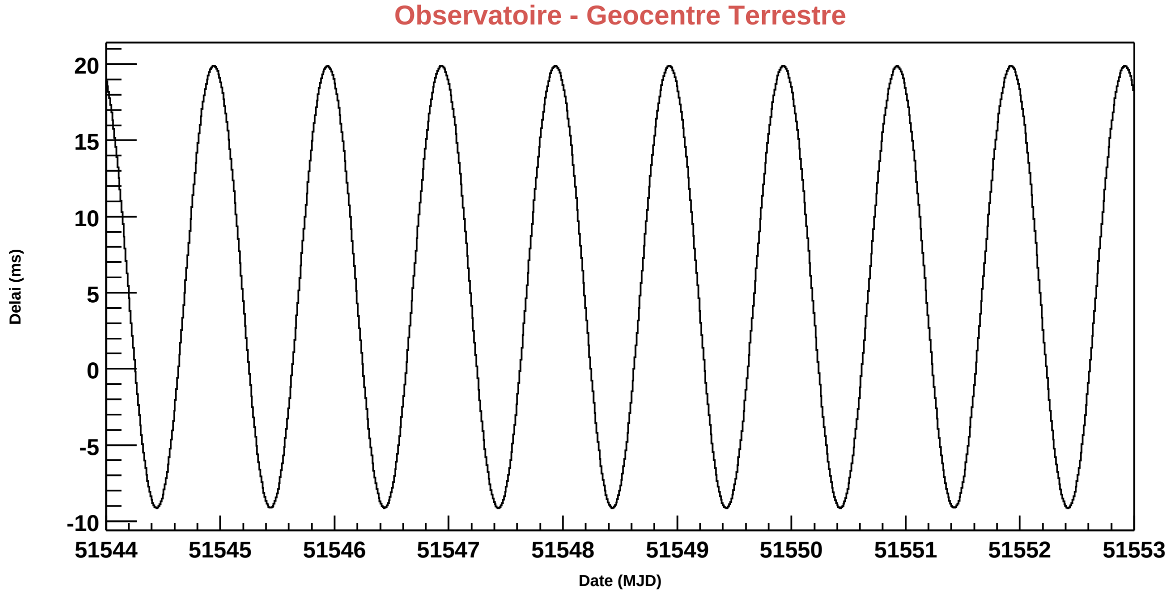


FIG. 8.3: *Délai issu de la propagation des photons entre Thémis et le géocentre Terrestre. En haut : évolution sur une période de 1 an (1er janvier 1999 à 00h00min00s au 1er janvier 2000 à 00h00min00s). En bas : zoom de la figure du haut sur les premiers dix jours (1er janvier 1999 à 00h00min00s au 10 janvier 2000 à 00h00min00s). L'échelle de temps en abscisse est exprimée en jours Julien modifiés (MJD, cf. annexe F).*

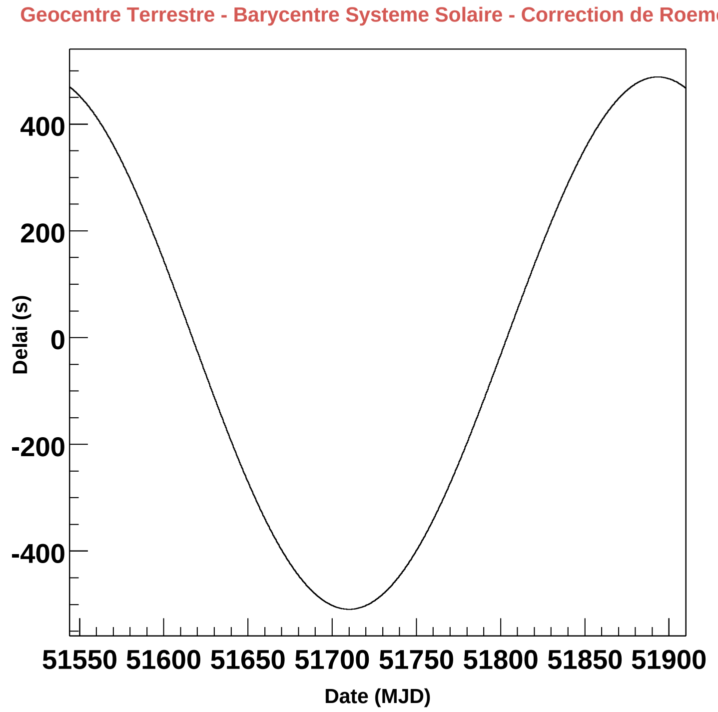


FIG. 8.4: *Délai issu de la propagation des photons entre le géocentre Terrestre et le barycentre du S.S. : évolution sur une période de 1 an* (1^{er} *janvier 1999 à 00h00min00s au* 1^{er} *janvier 2000 à 00h00min00s). On voit que l'amplitude du délai introduit varie environ entre* ± 500 *s. Il s'agit là du terme dominant des corrections barycentriques. Le délai maximum introduit correspond au temps mis par la lumière pour parcourir une unité astronomique* (1 *u.a.* $\simeq 149.6 \cdot 10^6$ *km). Cette correction, dite correction de Roemer, est notée* Δ_1 *dans le texte. L'échelle de temps en abscisse est exprimée en jours Julien modifiés (MJD, cf. annexe F).*

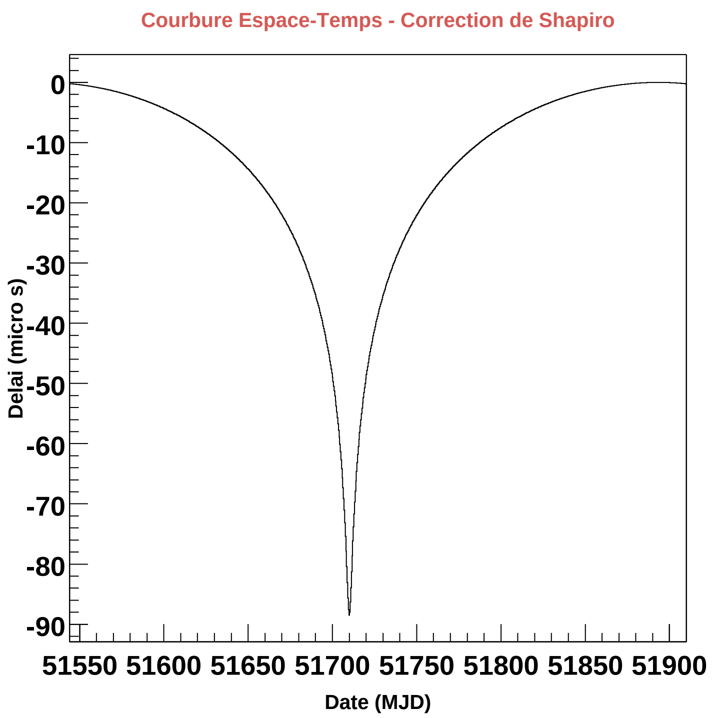


FIG. 8.5: *Délai de propagation des photons introduit par la courbure de l'espace temps induite par les champs gravitationnels des objets du S.S. : évolution sur une période de 1 an* (1^{er} *janvier 1999 à 00h00min00s au* 1^{er} *janvier 2000 à 00h00min00s), pour le pulsar du Crabe. Il s'agit de la correction de Shapiro notée* Δ_5 *dans le texte. L'échelle de temps en abscisse est exprimée en jours Julien modifiés (MJD, cf. annexe F).*

Test	**Wardle - Test 1**	**Wardle - Test 2**
UTC	02 Juillet 1983 15 :26 :27.521969000	27 Juillet 1983 16 :02 :32.558116000
TDB+Δ_{Prop} (Ephéméride)	02 Juillet 1983 15 :19 :19.473827000	27 Juillet 1983 15 :57 :04.339408000
TDB+Δ_{Prop} (CELESTE)	02 Juillet 1983 15 :19 :19.473832460	27 Juillet 1983 15 :57 :04.339419930
Différence	$5.460000{\cdot}10^{-6}$s	$1.193000{\cdot}10^{-5}$s

Test	**Jodrell - Test 1**	**Jodrell - Test 2**
UTC	15 Janvier 1989 16 :08 :49.060034000	12 Février 1989 14 :08 :36.094064000
TDB+Δ_{Prop} (Ephéméride)	15 Janvier 1989 16 :16 :43.675967000	12 Février 1989 14 :13 :39.496297000
TDB+Δ_{Prop} (CELESTE)	15 Janvier 1989 16 :16 :43.675951951	12 Février 1989 14 :13 :39.496267165
Différence	$-1.504900{\cdot}10^{-5}$s	$-2.983500{\cdot}10^{-5}$s

TAB. 8.1: *Résultats des tests de la procédure de barycentrisation sur deux lots de deux temps d'arrivée mesurés aux observatoires de Wardle (haut) et Jodrell Bank (bas). La troisième ligne de chaque tableau correspond à la date barycentrée fournie par l'éphéméride et la quatrième à celle calculée par le code de CELESTE (la correction à fréquence infinie n'étant pas calculée avec le code de CELESTE, elle n'a pas été ajoutée aux corrections proposées par l'éphéméride). La dernière ligne orrespond à l'écart entre les deux calculs.*

Chapitre 9

Les éphémérides radio

9.1 Paramètres & utilité

Les éphémérides fournissent les paramètres de la dynamique rotationnelle du pulsar pour des dates (TDB) bien précises. Ces références permettront par la suite de déterminer pour chaque événement les paramètres caractérisant de manière instantanée la rotation du pulsar. La majorité des pulsars étant de bons émetteurs en radio, ces éphémérides sont déterminées à partir des observations dans ces longueurs d'onde. Mais ce n'est pas une nécessité, Geminga en est la preuve. Faute de signal pulsé en radio, la périodicité de 237 ms de ce pulsar a été mise en évidence grâce aux données X. En ce qui concerne les pulsars convoités par CELESTE, ils sont tous deux émetteurs radio et les éphémérides prises pour références sont issues de données de deux radio-observatoires.

Les paramètres fournis par ces éphémérides sont plus ou moins nombreux selon la connaissance que l'on a du pulsar. Cependant toute éphéméride fournit au moins quatre paramètres caractérisant la dynamique rotationnelle du pulsar : une date t_0 de référence (dans l'échelle de temps TDB), la fréquence $\nu(t_0)$ du pulsar pour cette date, la dérivée première de la fréquence $\dot{\nu}(t_0)$ traduisant le ralentissement du pulsar, ainsi que la phase associée[1]. A partir de ces deux paramètres on peut déterminer par extrapolation la féquence à un instant t proche de cette référence t_0 de l'éphéméride par :

$$\nu(t) = \nu(t_0) + \dot{\nu}(t_0)(t - t_0) \tag{9.1}$$

Parfois, un troisième paramètre est également fourni avec ces éphémérides. Il s'agit de la dérivée seconde du pulsar pour cette même référence, $\ddot{\nu}(t_0)$. Toutefois, cette valeur est tellement faible qu'elle n'apporte souvent pas beaucoup de précision sur la période d'analyse considérée.

9.2 Les irrégularités dans le chronométrage des pulsars

Les éphémérides radio permettent donc de déterminer les paramètres de la dynamique rotationnelle des pulsars. Il faut cependant noter que ces paramètres permettent également de déterminer des irrégularités plus ou moins importantes dans la rotation de l'étoile à neutrons, irrégularités impliquant des précautions à prendre en aval, lors de l'utilisation des éphémérides radio pour le chronométrage des pulsars dans d'autres domaines de fréquences.

L'origine de ces irrégularités est est liée à la structure interne même de l'étoile à neutrons. Plusieurs hypothèses ont été émises. On suppose au préalable que l'étoile est composée d'une croûte solide enfermant un fluide. Cette croûte n'est pas sphérique mais légèrement elliptique de manière à rester en équilibre dynamique malgré les forces centrifuges. Le pulsar ralentissant, les forces centrifugent diminuent et la croûte doit alors retrouver une nouvelle ellipticité d'équilibre. Ces modifications s'effectuent

[1]La phase correspond à la fraction de tour de l'étoile. Dans ce document, il s'agit d'une grandeur sans dimension variant entre 0 et 1 et généralement notée ϕ. Elle peut également s'exprimer en radians ; elle varie alors entre 0 et 2π et se note souvent θ. Elle est reliée à la phase par θ=$2\pi\phi$.

par étapes et entraînent des changements du moment d'inertie de l'étoile suffisamment conséquents pour perturber sa rotation et son ralentissement. Toutefois, cette hypothèse ne peut expliquer les irrégularités les plus importantes observées. Un autre phénomène, également lié à la structure interne de l'étoile, a alors été mis en avant et semble correspondre aux observations : le mouvement indépendant de la croûte et du fluide interne de l'étoile.

Ces phénomènes tentent d'expliquer théoriquement deux catégories de bruit observées expérimentalement dans le chronométrage des pulsars. L'un est continu dans le temps et de faible amplitude, tandis que l'autre est ponctuel et plus spectaculaire. On qualifie respectivement ces deux perturbations de la rotation du pulsar par «timing-noise» et «glitch». Ces deux types d'irrégularités nécessitent bien entendu un bon suivi de la rotation du pulsar, ce qui est malheureusement impossible pour l'ensemble des pulsars. Depuis plusieurs années, deux pulsars font l'objet d'observations quotidiennes : les pulsars du Crabe et de Vela. Ces observations très peu espacées dans le temps et sur plusieurs années ont permis notamment de déterminer avec précision les dérivées secondes de leurs fréquences, et ceci malgré les irrégularités de leurs rotations évoquées dans cette section. Les glitches significatifs sont également clairement identifiés et répertoriés.

9.2.1 Les glitches

Les glitches sont des phénomènes propres aux pulsars jeunes comme le Crabe ou Vela. De tels phénomènes conduisent à une chute brutale de la période - c'est à dire une accélération subite de la rotation. L'étoile ralentit ensuite progressivement jusqu'à atteindre une période proche de celle extrapolée via le taux de ralentissement observé juste avant le glitch, sans toutefois atteindre exactement celle-ci. Des observations quotidiennes avec une précision temporelle suffisante des pulsars du Crabe et de Vela ont permis de démontrer que la récupération de la période suite à un glitch s'effectuait exponentiellement. Cette décroissance exponentielle de la période laisse supposer que la rotation du pulsar n'est pas celle d'un unique corps rigide : la croûte et le fuide neutronique tourneraient indépendamment l'un de l'autre. Ainsi, on associe le moment d'inertie et le taux de ralentissement observés à la croûte. Alors que l'émission électromagnétique attachée à la croûte ralentit la rotation de celle-ci, le fluide, quant-à lui, est découplé et continue de tourner à une vitesse supérieure (l'écart de vitesse dépend de l'intensité des forces de friction qui subsistent entre ces deux couches). Dans une telle configuration, les glitches correspondraient alors à un couplage ponctuellement plus intense entre la croûte et le fluide. Ce dernier entrainerait alors la croûte, lui transmettant une partie de son moment angulaire, et ralentirait progressivement. Le fait que la décroissance exponentielle de la période après le glitch soit longue - plusieurs jours - laisse supposer que le fluide interne serait en fait un superfluide.

9.2.2 Timing-noise

Pour comprendre comment se manifeste ce timing-noise, il faut au préalable expliquer comment les éphémérides radio sont obtenues. Très succinctement, on peut expliquer la méthode comme suit. Les radioastronomes mesurent les temps d'arrivée des photons radio pulsés collectés sur une durée d'observation donnée. Par analyse de Fourier, on détermine alors la fréquence instantanée correspondant à cette période d'observation. En répétant ceci plusieurs fois sur une période donnée, on obtient ainsi la fréquence en différents instants et par ajustement on obtient alors la dérivée première de la fréquence. Bien entendu, plus on acquiert de données, meilleur est l'ajustement et plus précis sont les paramètres ν et $\dot{\nu}$.

Toutefois, il subsiste des écarts entre les points obtenus et la fonction d'ajustement. Ces écarts de l'ordre d'une fraction de période constituent les résidus de l'ajustement. Des données prises très régulièrement et sur plusieurs années ont permis de mettre en évidence une oscillation de ces résidus avec une quasi-périodicité de 20 mois. A partir de ces observations, plusieurs hypothèses théoriques ont été avancées : il pourrait s'agir d'un couplage entre le fluide et un noyau solide situé au centre de l'étoile à neutrons, ou encore d'une précession de l'axe de rotation du pulsar entraînant un couplage entre la croûte et le fluide interne.

9.2.3 Irrégularités et les paramètres $\left(\dot{P}, \ddot{P}\right)$

Une étude sur plusieurs pulsars a permis d'établir une corrélation entre la dérivée de la période $\dot{P}$ et le timing-noise. Il semblerait que les pulsars ayant un faible timing noise soient des pulsars à faible $\dot{P}$. Le timing noise semble donc être une caractéristique des jeunes pulsars (ralentissement $\dot{P}$ plus important).

Les pulsars pour lesquels les données sont suffisamment étendues dans le temps pour permettre une bonne détermination des paramètres $\ddot{P}$ (ou $\ddot{\nu}$) ont permis de mettre en évidence une corrélation entre l'âge des pulsars et la dérivée seconde $\ddot{P}$. Il semblerait que $\left|\ddot{P}\right|$ soit supérieur pour les jeunes pulsars ayant un ralentissement ($\dot{P}$) plus faible. Les distributions de $\left|\ddot{P}\right|$ en fonction de $\dot{P}$ semble également indiquer qu'il y ait une corrélation entre les glitches et les grandes valeurs de $\left|\ddot{P}\right|$ [69].

9.3 Ephémérides radio du Crabe

9.3.1 Les données

Le cas du Crabe est un peu particulier dans la mesure où il s'agit d'une source particulièrement bien connue et abondamment observée par les radio-observatoires. Pour l'analyse du Crabe nous nous sommes basés sur les données de l'observatoire de Jodrell Bank en Angleterre. Cet observatoire dédie spécialement une antenne au pulsar du Crabe et effectue des mesures quotidiennes, permettant ainsi un chronométrage très précis. Ainsi, un nouveau jeu de paramètres est ajouté tous les 15 de chaque mois et ceci depuis 1988. L'observation régulière permet également d'indiquer les irrégularités significatives - glitches - dans la rotation de l'étoile à neutrons. La figure 9.1 est un extrait des éphémérides délivrées par l'observatoire de Jodrell Bank [70]. Un peu plus explicitement, les trois premières colonnes correspondent à la date de l'éphéméride et la quatrième au jour Julien modifié[2] (MJD pour Modified Julian Date, cf. annexe F) correspondant. Les paramètres importants pour la procédure de datation sont contenus dans les colonnes 6, 8 et 10. Le premier paramètre, t_{JPL} correspond aux temps d'arrivée au barycentre du S.S. du premier pic radio après minuit pour une fréquence infinie (cf. 2.3.3.4), exprimé en secondes dans l'échelle de temps TDB. Par convention, on choisit d'attribuer une phase nulle pour ce pic radio. Cette date t_{JPL} sera donc l'origine des phases. Les deux autres paramètres sont respectivement la fréquence et la dérivée de la fréquence instantanées pour cette date.

9.3.2 Extrapolation de l'éphéméride

Lors du calcul de la phase, on choisit la référence la plus proche des données. Un nouveau jeu de paramètres étant établi tous les 15 de chaque mois, l'événement traité est au plus espacé de 15 jours de la référence choisie. La fréquence et la phase à une date t s'obtiennent par extrapolation des paramètres de chronométrage du pulsar pour la référence t_0 choisie par un simple développement de Taylor (cf. section 10.1.2 pour plus de détails) :

$$\nu(t) = \nu(t_0) + \nu(t_0) \cdot (t - t_0) + \dot{\nu}(t_0) \cdot (t - t_0) + \ddot{\nu}(t_0) \cdot \frac{(t - t_0)^2}{2} \tag{9.2}$$

En intégrant par rapport au temps, on obtient ainsi la phase ϕ à l'instant t :

$$\phi(t) = \phi(t_0) + Frac\left(\nu(t_0) \cdot (t - t_0) + \dot{\nu}(t_0) \cdot \frac{(t - t_0)^2}{2} + \ddot{\nu}(t_0) \cdot \frac{(t - t_0)^3}{6}\right) \tag{9.3}$$

où $Frac()$ signifie que l'on prend uniquement la partie décimale du nombre de tours calculés dans les parenthèses.

[2]Le jour julien modifié s'obtient en retranchant 2400000.5 au jour julien correspondant. L'origine de cette date est le 17 novembre 1858 à 0h00. Cette notation ratique pour l'astronomie est reconnue par l'Union Astronomique Internationnale depuis 1973.

Date			MJD	t_{MIT} sec	t_{JPL} sec	t_{acc} $\mu\, sec$	ν Hz	σ_ν	$\dot{\nu}$ $10^{-15}\, sec^{-2}$	$\sigma_{\dot{\nu}}$	DM $pc\, cm^{-3}$	τ_{408} $\mu\, sec$
15	AUG	98	51040	xxxxxxxx	0.009687	50	29.8624754509	1	-375048.97	0.29	56.812	100
15	SEP	98	51071	xxxxxxxx	0.008999	100	29.8614709646	1	-375028.92	0.32	56.793	100
15	OCT	98	51101	xxxxxxxx	0.009555	200	29.8604989530	2	-374984.14	0.51	56.795	100
15	NOV	98	51132	xxxxxxxx	0.030385	180	29.8594946203	2	-374957.00	0.71	56.788	100
15	DEC	98	51162	xxxxxxxx	0.013151	130	29.8585227585	2	-374942.88	0.56	56.800	100
15	JAN	99	51193	xxxxxxxx	0.030096	70	29.8575185550	1	-374903.53	0.33	56.783	100
15	FEB	99	51224	xxxxxxxx	0.030413	80	29.8565144363	2	-374887.31	0.76	56.825	100
15	MAR	99	51252	xxxxxxxx	0.005615	120	29.8556075526	1	-374859.82	0.44	56.810	100
15	APR	99	51283	xxxxxxxx	0.014566	60	29.8546035924	2	-374819.80	0.54	56.794	100
15	MAY	99	51313	xxxxxxxx	0.000019	45	29.8536321012	1	-374787.01	0.26	56.783	100
15	JUN	99	51344	xxxxxxxx	0.003376	70	29.8526282792	1	-374774.06	0.55	56.784	100
15	JUL	99	51374	xxxxxxxx	0.017320	100	29.8516569185	2	-374732.15	0.48	56.773	100
15	AUG	99	51405	xxxxxxxx	0.024869	60	29.8506532555	1	-374714.31	0.27	56.776	100
15	SEP	99	51436	xxxxxxxx	0.002755	140	29.8496496805	3	-374677.45	0.95	56.767	100
15	OCT	99[13]	51466	xxxxxxxx	0.020760	400	29.8486785800	4	-374700.64	0.86	56.755	100
15	NOV	99	51497	xxxxxxxx	0.026928	100	29.8476751125	2	-374629.14	0.71	56.761	100
15	DEC	99	51527	xxxxxxxx	0.011871	60	29.8467040932	1	-374612.68	0.37	56.768	100
15	JAN	00	51558	xxxxxxxx	0.026218	150	29.8457007754	3	-374567.92	0.84	56.758	100
15	FEB	00	51589	xxxxxxxx	0.011350	150	29.8446975585	3	-374545.55	0.88	56.759	100
15	MAR	00	51618	xxxxxxxx	0.027688	50	29.8437591143	1	-374529.34	0.26	56.765	100
15	APR	00	51649	xxxxxxxx	0.025612	90	29.8427560295	2	-374507.21	0.52	56.764	100
15	MAY	00	51679	xxxxxxxx	0.005394	80	29.8417853513	1	-374469.96	0.41	56.754	100
15	JUN	00	51710	xxxxxxxx	0.014569	100	29.8407824081	2	-374441.39	0.56	56.768	100

FIG. 9.1: *Extrait des éphémérides du Crabe délivrées par l'observatoire de Jodrell Bank en Angleterre [70].*

Paramètres	**Valeurs**
ν (s^{-1})	29.8457007754
P $(s) = 1/\nu$	0.03350566326
$\dot{\nu}$ (s^{-2})	$-0.374567 \cdot 10^{-9}$
$\dot{P} = -\dot{\nu}/\nu^2$	$0.4205009856 \cdot 10^{-12}$
$\ddot{\nu} = 2\dot{P}^2/P^3$ (s^{-3})	$0.9401764610 \cdot 10^{-20}$

TAB. 9.1: *Valeurs des différents paramètres de rotation du pulsar du Crabe issus et calculés à partir de l'éphéméride du 15 janvier 2000 de l'observatoire de Jodrell Bank.*

Terme	Valeur pour $(t - t_0) = 15$ jours	Valeur pour $(t - t_0) = 30$ jours
$\nu{\cdot}(t - t_0)$	$0.3868002821 \cdot 10^8$	$0.7736005642 \cdot 10^8$
$\dot{\nu} \cdot (t - t_0)^2/2$	-314.5651358	-1258.260543
$\ddot{\nu} \cdot (t - t_0)^3/6$	0.003410932522	0.02728746018

TAB. 9.2: *Valeurs des différents termes du développement de Taylor après une extrapolation de 15 et 30 jours après la référence du 15 janvier 2000 (valeurs des paramètres du tableau 9.1).*

Comme on peut le voir, la dérivée seconde intervient dans le calcul de la phase. Bien que les nombreuses données radio accumulées depuis plusieurs années permettent aujourd'hui de déterminer ce paramètre et du même coup l'indice de freinage du pulsar du Crabe, $\ddot{\nu}$ n'est pas donnée dans l'éphéméride. Le code fortran du calcul de la phase fourni par l'observatoire de Jodrell Bank [70] suggère de prendre l'approximation évoquée en 2.15, à savoir :

$$\ddot{\nu}(t_0) = 2\frac{\dot{P}(t_0)^2}{P(t_0)^3} \tag{9.4}$$

Le tableau 9.1 donne les valeurs des paramètres $\left(\nu, \dot{\nu}, \ddot{\nu}, P, \dot{P}\right)$ pour le 15 janvier 2000. On peut voir que la valeur de $\ddot{\nu}$ est extrêmement faible. Les valeurs des différents termes du développement de Taylor permettant de calculer la phase sont données pour une extrapolation $t - t_0 = 15$ jours et 30 jours dans le tableau 9.2. Les paramètres étant donnés tous les mois, on comprend bien que le terme cubique du développement ne présentera pas d'intérêt pour le calcul de la phase et peut par conséquent être négligé et l'extrapolation linéaire suffit pour le pulsar du Crabe. Pour fixer les idées, le terme cubique devient de l'ordre de 0.1 en phase après un peu plus de 46 jours.

9.4 Ephémérides radio de PSR B1951+32

En ce qui concerne PSR B1951+32, l'exploitation des éphémérides est plus délicate. En effet, contrairement au Crabe, ce pulsar n'est pas observé quotidiennement et les informations le concernant sont moindres et moins précises. De plus celui-ci est sujet à un important timing noise rendant le chronométrage de ce pulsar plus délicat. Cependant, nous disposons de deux sources d'éphémérides radio, l'une provenant de l'observatoire français de Nançay et l'autre de l'observatoire anglais Jodrell Bank. La confrontation des deux lots d'éphémérides a permis dans un premier temps de mettre en évidence quelques précautions d'utilisation qui seront explicitées dans les lignes suivantes, puis, et c'est le plus important, de vérifier la validité de nos références.

Les éphémérides de PSR B1951+32 ont été dressées à notre demande à partir des quelques données accumulées en radio par chacun des deux observatoires cités précédemment. Les paramètres fournis sont identiques à ceux évoqués pour le Crabe : fréquence et dérivée de la fréquence correspondant à une date t_0 choisie comme référence. De manière à limiter les erreurs celle-ci a été choisie au centre des données CELESTE et, contrairement au Crabe, ne correspond pas à la date d'arrivée d'un pic radio (pris pour origine des phases). C'est pourquoi ces éphémérides donnent un paramètre supplémentaire par rapport à celles du Crabe : la phase $\phi_0 = \phi(t_0)$.

9.4.1 Données des éphémérides radio de PSR B1951+32

Les deux premiers tableaux (9.3, 9.4) résument le contenu des éphémérides PSR B1951+32 reçues de l'observatoire de Nançay. Les trois suivants (9.5, 9.6, 9.7) correspondent aux éphémérides de Jodrell Bank. Pour l'ensemble des éphémérides, le mouvement propre du pulsar est considéré comme nul et par conséquent la mesure de dispersion demeure également constante. Comme on peut le voir au travers de ces différents tableaux, le nombre de paramètres ajustés peut varier d'une éphéméride à l'autre. Il est bien sûr évident que quelle que soit l'éphéméride, au moins trois paramètres sont laissés libres, à savoir la fréquence ν, sa première dérivée $\dot{\nu}$, et au choix la phase ϕ pour une date t_0 de référence fixée (c'est le cas dans les éphémérides de Nançay) ou inversement une date t_0 libre pour une phase ϕ fixée (pour les éphémérides de Jodrell Bank, on cherche la date correspondant à une phase nulle).

A ces trois paramètres clés, on voit que la plupart des éphémérides présentées ici donnent également la dérivée seconde obtenue par ajustement sur les données radio. Toutefois, comme cela a déjà été évoqué précédemment, le paramètre $\ddot{\nu}$ - et donc l'indice de freinage - d'un pulsar ne peut s'obtenir qu'à partir d'un suivi régulier et sur une longue période. Les données figurant dans ces éphémérides ont été obtenues sur des périodes de l'ordre de 200 jours avec au maximum une cinquantaine de mesures. Si on ajoute à ceci un timing noise important pour PSR B1951+32, on comprend bien qu'en aucun cas la dérivée seconde ne peut être reliée à l'indice de freinage du pulsar.

La première éphéméride de Nançay (tableau 9.3) est issue d'un ajustement des données radio réalisé en laissant six paramètres libres : les trois paramètres clés et la dérivée seconde de la fréquence, ainsi que les coordonnées de la source. Il faut savoir pour ceci que la position d'un pulsar est connue avec une certaine précision - de l'ordre du dixième de seconde d'arc. Cette erreur sur la position introduit bien entendu une erreur sinusoïdale sur les mesures de temps d'arrivée (après barycentrisation) donnée par

$$\delta t_c = +A\delta\lambda \sin(\omega t - \lambda)\cos\beta - A\delta\beta\cos(\omega t - \lambda)\sin\beta \tag{9.5}$$

où λ et β sont respectivement la latitude et la longitude écliptique du pulsar, $\delta\lambda$ et $\delta\beta$ les erreurs de position associées, et ω la vitesse angulaire de la Terre sur son orbite [69]). La position du pulsar peut être déterminée avec une meilleure précision à partir d'une série de données radio accumulées sur une longue durée supérieure à une année.

En ce qui concerne le mouvement propre et la mesure de dispersion (DM) d'un pulsar, le premier correspond au mouvement latéral alors que le second traduit un déplacement radial vers nous ou à l'opposé. Si le pulsar a un mouvement propre, l'erreur annuelle donnée sur sa position croît avec le temps. En ce qui concerne PSR B1951+32, les radioastronomes de Jodrell Bank assurent que cet effet est de plusieurs ordres de magnitude inférieur au timing noise observé. De même, il semblerait qu'il n'y ait pas de changement significatif du DM sur l'ensemble de ces deux années traduisant un quelconque rapprochement ou éloignement de ce pulsar. C'est pourquoi le DM est fixe d'une éphéméride à l'autre et que le mouvement propre est considéré comme nul.

9.4.2 Extrapolation des éphémérides

Si pour le pulsar du Crabe l'écart $t-t_0$ était au plus de 15 jours, le fait que nous n'ayons qu'une seule éphéméride par an pour PSR B1951+32 implique des extrapolations sur des durées plus importantes définies par l'étalement des données de CELESTE. Les données sur PSR B1951+32 sont réparties sur deux années : du 28 juin au 8 août pour 2000 (MJD 51723 à 51764), et du 19 mai au 27 juin pour 2001 (MJD 52048 à 52087). Le tableau 9.8 donne pour chaque éphéméride et chaque année l'intervalle $t - t_0$ maximal séparant la référence de l'éphéméride du début et de la fin des données de CELESTE.

Le tableau 9.9 donne le nombre de jours nécessaire pour que le troisième terme du développement de Taylor donnant la phase soit environ égal à 0.01 puis 0.1. Lorsque l'on compare les valeurs de chaque ligne du tableau 9.8 avec celles de la ligne correspondante dans le tableau 9.9, on s'aperçoit

Année de la référence	2000
Période de mesure	51454.8 - 51920.5
Nombre de mesures	?
RMS résidus (μs)	125.0
Ascension droite (J2000)	**19 :52 :58.275**
Déclinaison (J2000)	**+32 :52 :40.684**
DM (pc.cm^{-3})	45.000
Référence (MJD)	51799.5
ν (Hz)	**25.295847844659672177**
$\dot{\nu}$ $(10^{-15} \cdot s^{-2})$	**-3735.361375**
$\ddot{\nu}$ $(10^{-24} \cdot s^{-3})$	**2.59938**
Fraction de tour ϕ	**0.71636**

TAB. 9.3: *Nançay - 1 : première éphéméride de Nançay pour PSR B1951+32. Les paramètres dont les valeurs sont en gras sont les paramètres laissés libres pour l'ajustement des données radio (6 paramètres). Pour cette première éphéméride, une seule solution est proposée pour l'année 2000.*

Années des références	2000	2001
Période de mesure	51736.0 - 51891.6	52049.1 - 52199.8
Nombre de mesures	?	?
RMS résidus (μs)	154.283	71.531
Ascension droite	19 :52 :58.240326	19 :52 :58.240326
Déclinaison	+32 :52 :40.234100	+32 :52 :40.234100
DM (pc.cm^{-3})	45.000	45.000
Référence (MJD)	51799.5	52099.5
ν	**25.2958478523844302**	**25.295751001565133**
$\dot{\nu}$ $(10^{-15} \cdot s^{-2})$	**-3734.798396063**	**-3736.059904**
$\ddot{\nu}$ $(10^{-24} \cdot s^{-3})$	0.0	0.0
Fraction de tour ϕ	**0.74616**	**0.91484**

TAB. 9.4: *Nançay - 2 : seconde éphéméride de Nançay pour PSR B1951+32. Contrairement à la première éphéméride Nançay, seuls 3 paramètres ont été laissés libres dans l'ajustement des données radio (en caractères gras). La différence par rapport à l'éphéméride du tableau 9.3 réside uniquement sur le fait que les données radio ont été divisées en deux lots (un premier pour 2000 et un second pour 2001) pour lesquels les paramètres ont été calculés pour deux époques situées proche des deux saisons d'observation de CELESTE.*

Année de la référence	2001
Période de mesure	52084.02717 - 52274.74551
Nombre de mesures	48
RMS résidus (μs)	325.701815
Ascension droite (B1950)	19 :51 :02.553
Déclinaison (B1950)	+32 :44 :50.120
Ascension droite (J2000)	19 :52 :58.275
Déclinaison (J2000)	+32 :52 :40.682
DM (pc.cm^{-3})	45.019
Référence (MJD)	**52179.38635285017**
ν	**25.295725213170574**
$\dot{\nu}$ ($10^{-15} \cdot s^{-2}$)	**-3734.798396063**
$\ddot{\nu}$ ($10^{-24} \cdot s^{-3}$)	**13.749792144**
Fraction de tour ϕ	0.0

Tab. 9.5: *Jodrell Bank - 1 : première éphéméride de Jodrell Bank pour PSR B1951+32. Une unique solution est obtenue par ajustement des données radio accumulées entre le 24/06/2001 et le 31/12/2001. La technique est la même que pour Nançay, sauf que cette fois-ci les coordonnées du pulsar sont fixes.*

	2000	2001
Période de mesure	51670.53000 - 51870.93993	52084.02717 - 52243.54378
Nombre de mesures	13	28
RMS résidus (μs)	598.079851	305.466578
Ascension droite (B1950)	19 :51 :02.553	19 :51 :02.553
Déclinaison (B1950)	+32 :44 :50.120	+32 :44 :50.120
Ascension droite (J2000)	19 :52 :58.275	19 :52 :58.275
Déclinaison (J2000)	+32 :52 :40.682	+32 :52 :40.682
DM	45.019	45.019
Référence (MJD)	**51770.73498592505**	**52162.28943002945**
ν (Hz)	**25.295857137033121**	**25.295730729452664**
$\dot{\nu}$ ($10^{-15} \cdot s^{-2}$)	**-3738.24082135**	**-3735.369459193**
$\ddot{\nu}$ ($10^{-24} \cdot s^{-2}$)	**1.104880089**	**1.103188925**
Fraction de tour ϕ	0.0	0.0

Tab. 9.6: *Jodrell Bank - 2 : seconde éphéméride de Jodrell Bank pour PSR B1951+32. Deux solutions ont été déterminées pour les deux années 2000 et 2001, centrées sur les données de CELESTE. Les valeurs en caractères gras correspondent aux paramètres libres de l'ajustement.*

Années des références	2000	2001
Période de mesure	51670.53000 - 51849.85634	52084.02717 - 52137.88062
Nombre de mesures	20	42
RMS résidus (μs)	63.707028	114.724394
Ascension droite (B1950)	19 :51 :02.553	19 :51 :02.553
Déclinaison (B1950)	+32 :44 :50.120	+32 :44 :50.120
Ascension droite (J2000)	19 :52 :58.275	19 :52 :58.275
Déclinaison (J2000)	+32 :52 :40.682	+32 :52 :40.682
DM	45.019	45.019
Référence (MJD)	**51760.19317294459**	**52110.95389618442**
ν (Hz)	**25.295860536976679**	**25.295747299388392**
$\dot{\nu}$ ($10^{-15} \cdot s^{-2}$)	**-3738.955205565**	**-3740.707483974**
$\ddot{\nu}$ ($10^{-24} \cdot s^{-2}$)	**634.189276617**	**-3195.111168715**
Fraction de tour ϕ	0.0	0.0

TAB. 9.7: *Jodrell Bank - 3 : troisième éphéméride de Jodrell Bank pour PSR B1951+32. Les dérivées seconde de la fréquence sont bien supérieures aux valeurs habituelles des autres éphémérides. Celle de 2001 est même négative. Les valeurs en caractères gras correspondent aux paramètres libres de l'ajustement.*

Année	2000		2001	
Ecarts éphéméride-données	$t_{dbut} - t_0$	$t_{fin} - t_0$	$t_{dbut} - t_0$	$t_{fin} - t_0$
Nancay - 1	-76.5	-35.5	**+248.5**	**+287.5**
Nancay - 2	-76.5	-35.5	-51.5	-12.5
Jodrell - 1	**-456.4**	**-415.4**	-131.4	-92.4
Jodrell - 2	-37.2	+3.8	-62	-23
Jodrell - 3	+47.7	+6.7	+114.3	+75.3

TAB. 9.8: *Ecarts en temps $t-t_0$ séparant la référence de l'éphéméride du début et de la fin des données CELESTE pour chaque année, exprimés en jour. Les valeurs en caractères gras sont bien évidemment élevées puisque les éphémérides correspondantes ne possèdent pas de référence pour l'année correspondante.*

Année	2000		2001	
$\Delta\phi$	~ 0.01	~ 0.1	~ 0.01	~ 0.1
Nancay - 1	71.0	152.98	X	X
Nancay - 2 (*)	X	X	X	X
Jodrell - 1	X	X	189.13	407.48
Jodrell - 2	438.29	944.27	438.52	944.76
Jodrell - 3	52.74	113.62	-30.76	-66.28

TAB. 9.9: *Ecart en temps $t-t_0$ (exprimé en jours) à partir duquel le troisième terme du développement de Taylor (cf. relation 9.3) devient supérieur à 0.01 puis 0.1 en phase. Les éphémérides [Nançay - 1] et [Jodrell Bank -1] ne possédant pas de date de référence respectivement pour l'année 2000 et 2001, les cases sont marquées d'un X.*
(*) L'éphéméride [Nançay - 2] ne donne pas de valeurs pour la dérivée seconde de la fréquence.

que le terme cubique en $\ddot{\nu}$ du développement peut être négligé excepté pour la troisième éphéméride de Jodrell Bank. En effet, pour celle-ci la dérivée seconde est un des paramètres libres de l'ajustement des données radio et sa valeur est particulièrement grande comparée aux autres éphémérides. Dans ce cas, le terme cubique qui était jusqu'alors négligeable devient de l'ordre de 0.01 en phase après seulement 113 jours pour 2000 et atteint même les 0.1 après seulement 66 jours pour 2001 ! Il est évident qu'une extrapolation de cette éphéméride pour les données de CELESTE implique la prise en compte de cette dérivée seconde de la fréquence.

De toute évidence, l'approximation de la dérivée seconde par la formule 9.4 est inappropriée dans ce cas puisque le rapport des variations de phase associés pour un même écart en temps donné est de :

$$\frac{\Delta\phi_{ph}}{\Delta\phi_{th}} = \frac{\ddot{\nu}_{ph}}{\ddot{\nu}_{th}} = \frac{\ddot{\nu}_{ph}}{2\frac{\dot{P}^2}{P^3}} \simeq \left\{ \begin{array}{c} 574 \text{ pour } 2000 \\ 2896 \text{ pour } 2001 \end{array} \right. \tag{9.6}$$

Il ne faut pas perdre de vue que la RMS des résidus donnée pour chaque éphéméride sous-entend que l'on prenne l'ensemble des paramètres ajustés, y compris la dérivée seconde.

9.4.3 Compatibilité des éphémérides

Dans un premier temps, nous avons cherché à vérifier la compatibilité des différentes éphémérides entre elles. Le principe est simple : en prenant les paramètres d'une éphéméride Eph_1, on tente de calculer par extrapolation les paramètres ν et ϕ donnés par une éphéméride Eph_2. Dans chaque cas, on calculera le terme d'erreur relatif entre la fréquence extrapolée (indicée ext) et la fréquence attendue par l'éphéméride (indicée eph), ainsi que l'écart entre la phase extrapolée et la phase attendue :

$$\left\{ \begin{array}{ccc} \Delta\phi & = & \phi_{ext} - \phi_{eph} \\ \frac{\Delta\nu}{\nu} & = & \frac{|\nu_{ext}-\nu_{eph}|}{\nu_{eph}} \end{array} \right. \tag{9.7}$$

On remarquera tout de même que l'erreur commise sur la phase est affectée d'une incertitude due à la périodicité. Le nombre de tours exacts entre les deux éphémérides est impossible à déterminer. Afin de s'assurer qu'un $\Delta\phi$ proche de 0 (ou de 1) est bien révélateur d'une bonne cohérence entre deux éphémérides, on effectue l'extrapolation dans les deux sens, à savoir de Eph_1 vers Eph_2 puis de Eph_2 vers Eph_1.

Afin de simplifier la compréhension, les résultats seront donnés sous forme de tableaux dont les lignes correspondent aux éphémérides pris pour référence et les colonnes les éphémérides d'arrivée. On divisera également le tout en deux tableaux : un premier tableau pour les éphémérides de l'année 2000 uniquement, puis un second pour 2001. Seules les écarts en phase figurent dans ces tableaux, l'erreur relative sur ν étant dans tous les cas inférieure à quelques 10^{-9}.

	Nancay - 1	Nancay - 2	Jodrell - 1	Jodrell - 2	Jodrell - 3
Nancay - 1	X	-0.030	X	-0.046	-0.046
Nancay - 2	0.030	X	X	-0.034	-0.039
Jodrell - 1	X	X	X	X	X
Jodrell - 2	0.059	0.030	X	X	-0.009
Jodrell - 3	0.052	0.022	X	0.004	X

Tab. 9.10: *Extrapolation d'une éphéméride de l'année 2000 vers une autre éphéméride de l'année 2000.*

	Nancay - 1	Nancay - 2	Jodrell - 1	Jodrell - 2	Jodrell - 3
Nancay - 1	X	X	X	X	X
Nancay - 2	X	X	0.012	0.018	0.047
Jodrell - 1	X	0.051	X	-0.002	-0.004
Jodrell - 2	X	0.049	0.009	X	0.004
Jodrell - 3	X	0.050	0.185	0.085	X

Tab. 9.11: *Extrapolation d'une éphéméride de l'année 2001 vers une autre éphéméride de l'année 2001.*

Si l'on en juge par les résultats figurant dans les tableaux 9.10 et 9.11, les différentes éphémérides provenant d'un même observatoire sont compatibles entre elles, excepté pour la première et la seconde éphéméride de Jodrell Bank qui divergent d'au moins 0.185 en phase lorsque l'on extrapole les paramètres de la dernière éphéméride pour obtenir la seconde. En ce qui concerne la compatibilité entre les deux sources d'éphémérides radio, elles semblent en accord avec toutefois un petit écart en phase - dans un sens comme dans l'autre - compris entre 1 et 5 centièmes de tour.

9.4.4 Précautions d'utilisation

Comme on peut le voir dans les différents tableaux d'éphémérides, la solution obtenue pour une époque donnée dépend bien entendu des paramètres fixés et libres dans la procédure d'ajustement des données radio. Ainsi, lorsque l'on calcule la phase en prenant une éphéméride pour référence, il est essentiel de rester cohérent avec celle-ci. Ceci sous-entend que les coordonnées du pulsar utilisées dans la procédure de barycentrisation sont identiques à celles figurant dans l'éphéméride (même ascension droite et déclinaison et bien entendu la même époque : coordonnées B1950 ou J2000). On doit également prendre garde aux valeurs des différents paramètres y compris la dérivée seconde de la fréquence lorsque celle-ci est suffisamment importante pour contribuer au calcul de la phase sur l'intervalle de temps considéré.

Chapitre 10

Chronométrage des pulsars

10.1 Phase du pulsar

10.1.1 Définition

Une fois les dates des événements ramenées au barycentre du Système Solaire, on peut débuter la recherche de périodicité. Pour ceci, on traduit les dates barycentrées obtenues en terme de nombre de tours du pulsar effectués depuis une date t_0 donnée. Plus précisément, on s'intéresse à la fraction de tour correspondant à chaque événement, la partie entière dépendant bien évidemment de la référence à partir de laquelle on a commencé à compter les rotations. Cette fraction de tour calculée pour chaque événement constitue ce que l'on appelle la phase.

10.1.2 Calcul de la phase

Comme on l'a vu dans le chapitre 9, les éphémérides radio fournissent les paramètres de la dynamique rotationnelle du pulsar $(\nu, \dot{\nu}, \ddot{\nu})$ pour une date de référence t_0. On a vu également que ces paramètres avaient été obtenus suite à un ajustement des données radio mesurées par un développement limité de la fréquence rappelée ci-dessous :

$$\nu(t) = \nu(t_0) + \dot{\nu}(t_0) \cdot (t - t_0) + \ddot{\nu}(t_0) \cdot \frac{(t - t_0)^2}{2} \tag{10.1}$$

De la même manière, on calcule alors la fréquence du pulsar pour chacun des événements mesurés à la date t. En intégrant cette relation, on détermine ainsi le nombre de tours $N(t)$ effectués par le pulsar à la date t depuis la date de référence t_0 :

$$N(t) = N(t_0) + \nu(t_0) \cdot (t - t_0) + \dot{\nu}(t_0) \cdot \frac{(t - t_0)^2}{2} + \ddot{\nu}(t_0) \cdot \frac{(t - t_0)^3}{6} \tag{10.2}$$

avec

$$N(t_0) = N_0 + \phi_0 \tag{10.3}$$

où N_0 et ϕ_0 correspondent respectivement au nombre entier et à la fraction de tours effectués par le pulsar à l'instant t_0. Le nombre N_0 de tours est bien sûr inconnu et ne présente aucun intérêt. En revanche, ϕ_0 est connue et est fournie avec les autres paramètres dans les éphémérides. L'émission d'un pulsar est par définition répartie uniquement sur une fraction de la période de rotation. Afin de mettre en évidence un signal pulsé, on cherche donc à déterminer à quel moment de la période sont émis les photons considérés (c'est à dire à quelle phase ϕ), et ceci quelle que soit la période considérée (c'est à dire quel que soit N). On tronque alors $N(t)$ et on ne conserve que la partie décimale $\phi(t)$ du développement :

$$\phi(t) = \phi(t_0) + FRAC\left[\nu(t_0) \cdot (t - t_0) + \dot{\nu}(t_0) \cdot \frac{(t - t_0)^2}{2} + \ddot{\nu}(t_0) \cdot \frac{(t - t_0)^3}{6}\right] \tag{10.4}$$

où $FRAC$ signifie partie décimale.

10.1.3 Précision de l'approximation de Taylor

Par définition, un développement limité ne peut s'appliquer que dans un domaine de temps restreint et centré sur la référence en temps. Comme on l'a vu au chapitre 9, les paramètres fournis par les éphémérides sont obtenus en ajustant les données mesurées par un polynôme sur la fréquence dont le degré dépend du nombre de paramètres libres. Le développement de Taylor donné par la relation 10.1 correspond en fait au polynôme obtenu par ajustement des données radio. On comprend donc que l'intervalle sur lequel l'approximation reste correcte n'est autre que le domaine de validité de l'éphéméride utilisée, c'est à dire l'intervalle de temps sur lequel ont été prises les données radio.

Mais ceci sous-entend que les paramètres utilisés dans le développement de Taylor sont exactement ceux figurant dans l'éphéméride. Si l'utilisation des paramètres $(t_0, \nu(t_0), \dot{\nu}(t_0), \phi(t_0))$ est une évidence, il existe cependant une ambiguïté concernant la dérivée seconde de la fréquence. Comme on a pu le voir dans les éphémérides de PSR B1951+32, le nombre de paramètres libres dans l'ajustement des données radio varie d'une éphéméride à l'autre. Dans certains cas, la dérivée seconde est fixée à 0, alors que pour d'autres, sa valeur est déterminée par l'ajustement des données. L'approximation de Taylor pour le calcul de la fréquence et de la phase des événements doit tenir compte de la valeur issue de l'éphéméride.

Toutefois, il se peut que ce dernier terme $\ddot{\nu}(t_0)$ soit sans importance. En effet, la valeur de la dérivée seconde est très faible et sur des courts intervalles de temps le terme cubique de la phase demeure bien inférieur à la précision souhaitée sur la phase (cf. chapitre précédent).

10.2 Courbes de lumière

La courbe de lumière - phasogramme - est en quelque sorte l'illustration de toutes les étapes explicitées précédemment, à savoir la procédure de barycentrisation suivie du calcul de la phase par extrapolation des éphémérides radio. Il s'agit tout simplement d'un histogramme des phases de l'ensemble des événements considérés. Une émission pulsée se traduit dans la courbe de lumière par un excès dans certains canaux. Par souci de lisibilité, on a l'habitude de représenter deux périodes du pulsar, c'est à dire un phasogramme allant de 0 à 2 en phase.

10.3 Le Crabe Optique

10.3.1 Méthode et instrumentation

La prise de données optiques utilise la totalité de la chaîne optique ainsi qu'une partie de l'électronique de CELESTE. En pratique, on oriente quelques héliostats (de 3 à 6 héliostats) en pointé parallèle sur le pulsar du Crabe et on récolte les courants d'anode des photomultiplicateurs correspondants. Dans le mode standard de fonctionnement de CELESTE, les courants issus de chacun des quelques PMs concernés sont convertis en tensions, digitisés et enfin enregistrés sur disque. La conversion courant-tension s'effectue par intégration de la charge sur une durée $\sim 1\ \mu$s et donc bien inférieure à la période du pulsar. Pour le Crabe optique, les sorties courants des quelques héliostats concernés sont dans un premier temps couplés à une capacité afin d'extraire la composante continue du bruit de fond de ciel et de la Nébuleuse. Ensuite, elles sont envoyées sur une carte ADC 12 bits (des essais ont été effectués sur 16 bits mais un échantillonnage 12 bits s'avère amplement suffisant pour extraire le signal pulsé) dont les signaux sont lus et enregistrés par un PC à une fréquence de 2 KHz.

Toutefois, cette procédure ne permet pas de dater les événements. Rappelons que l'acquisition de CELESTE comprend l'enregistrement des temps d'arrivée de chacun des événements ayant déclenché le détecteur. Cette procédure est réalisée par le biais d'une horloge GPS synchronisant toutes les secondes le processeur chargés de la datation. Ainsi, lors de la prise de données optique, une injection de charge permet de déclencher le détecteur et de générer des dates GPS. Ce même signal est également envoyé sur l'une des huit voies de la carte ADC et permet par la suite de synchroniser les courants enregistrés aux dates GPS stockées dans les blocs standard de données.

La prise de données optiques sur le Crabe est réalisée en effectuant simultanément deux acquisitions de quelques minutes :

1. une acquisition standard permet d'assurer le suivi des héliostats et l'enregistrement des blocs de données contenant les dates GPS.
2. une acquisition sur le PC dédié aux prises de données optiques permet d'enregistrer les signaux digitisés des différentes voies de la carte ADC, à savoir N voies pour les courants des N PMs utilisés et une voie pour l'injection de charge.

10.3.2 Traitement des données

La phase de traitement des données a été réalisée par Denis Dumora et comprend :

1. la synchronisation des différentes voies courants avec la voie injection de charge et les dates GPS.
2. le filtrage des fréquences parasites à l'aide d'une procédure de transformée de Fourier rapide (FFT), la principale source de bruit étant le 100 Hz et ses harmoniques provenant de la lumière artificielle.

10.3.3 Résultats et utilisation des données optiques

10.3.3.1 Le phasogramme optique et la procédure de datation

La figure 10.1 représente la courbe de lumière obtenue à partir d'une prise de données d'une dizaine de minutes réalisée avec 6 héliostats en pointé parallèle sur le Crabe. Comme on peut le voir, les pics obtenus sont exactement aux intervalles de phase radio attendus. Ce simple fait est d'une importance capitale puisqu'il nous permet de valider à la fois la procédure complexe de barycentrisation - d'un point de vue compréhension physique mais également d'un point de vue code informatique - et le calcul des phases par extrapolation des éphémérides radio. L'information temporelle étant obtenue via un déclenchement sur une injection de charge, ce test a également l'avantage de permettre une vérification de la datation par le GPS de nos données lors de l'aquisition.

10.3.3.2 Limite des éphémérides

En construisant le phasogramme optique à partir de différentes éphémérides, il est également possible d'apprécier le domaine de validité des éphémérides radio. Les phasogrammes de la figure 10.1 correspondent aux données optiques accumulées lors de la prise de données du 16 décembre 2001. Le phasogramme du haut a été réalisé par extrapolation des éphémérides du 15 décembre 2001. De haut en bas, les phasogrammes de la colonne de droite ont été construits respectivement par extrapolation des éphémérides du 15 janvier 2002, 15 février 2002 et 15 mars 2002. On constate un décalage progressif des pics au fur et à mesure que l'écart en temps séparant la date des données de la date de référence des éphémérides augmente. Ce décalage en phase est quasiment nul pour un mois, et devient de l'ordre de 0.1 après une extrapolation de 3 mois. L'amplitude du phénomène dépend bien évidemment du pulsar considéré par le biais de ses paramètres rotationnels (ralentissement $\dot{P}$ et plus faiblement $\ddot{P}$).

10.3.3.3 Mise en évidence d'un glitch sur le Crabe

Comme cela a déjà été précisé en 9.2.1, les glitches se traduisent par une accélération soudaine de la rotation du pulsar. Le pulsar ralentit ensuite progressivement pour retrouver approximativement son régime «normal» après plusieurs jours. De toute évidence, si on prend pour référence une éphéméride radio dont la date est comprise dans cette période de décroissance, l'extrapolation sera fausse et la phase trouvée sera légèrement décalée, ce décalage dépendant bien entendu de l'intensité du glitch et de la durée séparant les événements considérés de l'éphéméride en question.

Il se trouve qu'un glitch significatif a été recensé dans les éphémérides le 24 août 2001, soit environ quatre mois avant la prise de données optiques du 16 décembre 2001. La colonne de gauche de la figure 10.1 représente de haut en bas les phasogrammes obtenus par extrapolation des éphémérides du 15

Pulsar	Nature de l'émission optique	Emission pulsée
Crabe	magnétosphère	oui
Vela	magnétosphère + thermique	oui
PSR B0545-69	magnétosphère	oui
PSR B0656+14	magnétosphère + thermique	oui
Geminga	magnétosphère + thermique	oui
PSR B0950+08	thermique	non
PSR B1929+10	thermique	non
PSR B1055-52	thermique	non

TAB. 10.1: *Les huit pulsars optiques détectés à ce jour et la nature de leur émission en optique. Seuls cinq parmi les huit pulsars optiques observés présentent une émission pulsée. Les pulsars du Crabe et PSR B0540-69 sont trop éloignés (respectivement 2 et 49 kpc) pour que l'émission optique observée puisse être thermique. Pour Vela, la luminosité est trop forte pour être d'origine excusivement thermique. L'émission optique des deux autres pulsars, PSR B0656+14 et Geminga, est probablement un mélange entre émission thermique et émission au sein de la magnétosphère.*

novembre, 15 octobre et 15 septembre 2001. Les décalages en phase respectifs sont approximativement -0.05, -0.15 et +0.1. L'origine de ces déphasages peuvent avoir deux origines. Comme ceci a été vu précédemment, l'extrapolation au-delà des limites de validité des éphémérides introduit un décalage des pics du phasogramme. Toutefois, si on compare les décalages observés à partir des extrapolations des éphémérides du 15 octobre et du 15 février (c'est à dire ±2 mois autour des données), l'amplitude semble plus importante pour les éphémérides d'octobre, plus proche du glitch. La différence de signe dans les déphasages observés pour les phasogrammes d'octobre et de septembre semblent indiquer que les décalages introduits sont en réalité supérieurs aux simples écarts mesurés entre le pic principal et le 0 des phases. La perte de la phase introduite par le glitch est probablement équivalente à plusieurs tours dans la rotation du pulsar.

10.4 Les pulsars optiques et CELESTE

10.4.1 Pulsars optiques

Très peu de pulsars ont été observés dans le domaine optique. La première détection fut celle du Crabe en 1969. Depuis, sept pulsars supplémentaires ont été ajoutés à la liste. Parmi ces huit pulsars, seuls cinq présentent une émission pulsée. Pour les trois autres pulsars, l'émission optique n'est pas d'origine magnétosphérique mais uniquement thermique (cf. tableau 10.1).

Comme tout à chacun sait, la confrontation des observations réalisées sur différentes longeurs d'onde est extrêmement riche en informations. En ce qui concerne l'émission gamma, des études semblent démontrer qu'elle soit corrélée dans certains cas à l'émission optique.

Malgré une modélisation de l'émission gamma haute énergie de plus en plus détaillée, les théories actuelles expliquent difficilement les disparités observées entre les différents pulsars gamma. Face à ce constat, A. Shearer et A. Golden ont réalisé une étude phénoménologique des données optiques accumulées sur les cinq pulsars optiques [100]. Partant du constat que les 3 plus jeunes et plus brillants pulsars (Crabe, Vela et PSR B0540-69) présentent des courbes de lumières différentes et par conséquent des rapports différents entre le flux intégré et le flux des pics, ils ont choisi pour paramètre de leur analyse la luminosité du pic principal seule. Leurs études mettent clairement en évidence une corrélation entre les paramètres des différents pulsars optiques (champ magnétique au niveau du cylindre de lumière, densité de courant évalué par le modèle de P. Goldreich et W.H. Julian, et l'âge du pulsar) avec leurs luminosités (cf. figure 10.2). La corrélation «luminosité - champ magnétique au niveau du cylindre de lumière» joue en faveur de l'hypothèse d'une émission optique dans la partie externe de la magnétosphère (proche du cylindre de lumière). De plus, ces corrélations semblent se vérifier également à partir des indices spectraux définis par EGRET, laissant présager une coïncidence entre l'émission

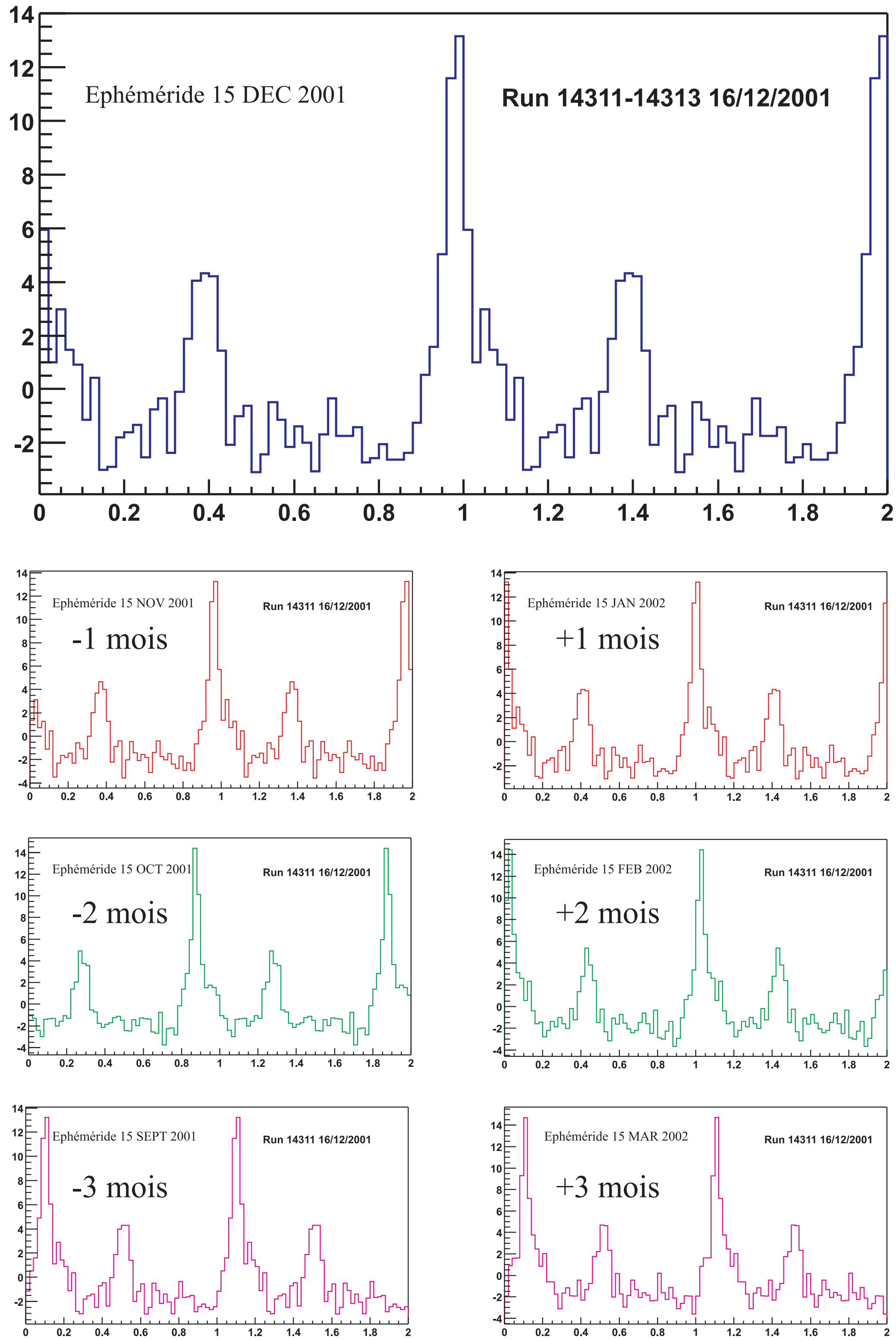


FIG. 10.1: *Crabe optique avec CELESTE : phasogramme réalisé à partir des données optiques du 16 décembre 2001. Par souci de lisibilité, le phasogramme est représenté sur deux périodes. Les phases ont été calculées par extrapolation de diverses éphémérides : la figure du haut a été réalisée à partir des bonnes éphémérides (15 décembre 2001) ; les six figures du bas ont été réalisées à partir d'éphémérides de plus en plus éloignées des données (±1 mois, ±2 mois et ±3 mois). Sur les trois figures de la colonne de droite, on constate un décalage des pics qui croît avec la durée de l'extrapolation. Sur les trois figures de gauche, le phénomène semble plus important. Cet effet est dû au glitch du 24 août 2001 qui a accéléré la rotation de l'étoile. Avec le temps, la vitesse de rotation du pulsar décroît exponentiellement et l'étoile récupère sa dynamique rotationnelle d'avant le glitch. Les décalages en phase observés diminuent lorsque l'on s'éloigne du glitch, confirmant cet effet.*

optique et l'émission gamma haute énergie. Ainsi, A. Shearer et A. Golden émettent l'hypothèse que les émissions pulsées optique et gamma seraient issues d'une même population de particules. L'émission optique serait obtenue par l'émission synchrotron tandis que la composante gamma serait réalisée par rayonnement de courbure.

10.4.2 Observation de pulsars optiques avec CELESTE

10.4.2.1 Intérêt des observations en optique

Les données optiques sont d'une grande richesse pour CELESTE puisqu'elles permettent de tester la procédure de datation barycentrique et de contrôler les éphémérides. Ce dernier point est particulièrement important en ce qui concerne PSR B1951+32. En effet, les éphémérides radio utilisées pour ce pulsar sont très pauvres et rien ne certifie que nous les interprétons correctement[1]. Une observation en optique nous permettrait de nous assurer dans un premier temps qu'elles sont fiables puis dans une seconde étape de déterminer avec plus de précision le domaine de validité de celles-ci. Malheureusement, aucune émission optique n'a pu être mise en évidence pour ce pulsar à l'heure actuelle. En revanche, l'observation de pulsars avec CELESTE dans le domaine optique pourrait être intéressante d'un point de vue physique ; c'est pourquoi nous allons chercher ici à déterminer la magnitude limite observable.

10.4.2.2 Significativité et flux

Avant de démarrer une quelconque campagne d'observation sur l'un des pulsars optiques, il est essentiel d'évaluer la faisabilité de telles observations. Dans cet objectif Thibault Cavalié et Denis Dumora ont réalisé des études préliminaires à partir des données optiques accumulées sur le Crabe [9]. Dans cette étude, ils ont évalué la significativité du pic principal pour une unique prise de données de $\simeq$17 min 28.576 s , et ont obtenu une valeur de $\simeq 28.78\ \sigma$. Cette significativité évoluant en racine carré de la statistique (c'est à dire qu'en multipliant la statistique par quatre on augmente la significativité d'un facteur 2 seulement), on peut ainsi évaluer la significativité S_{1h} qu'il serait possible d'atteindre après une heure d'acquisition :

$$S_{1h} = 28.78 \cdot \sqrt{\frac{60 \text{ min}}{17 \text{ min } 28.576 \text{ s}}} \simeq 53.32 \sim 50 \tag{10.5}$$

soit approximativement 50σ pour seulement une heure de données optiques. Compte tenu de ces résultats, une détection d'un autre pulsar optique avec CELESTE avec une significativité d'au moins 5σ (soit 10 fois moins) ne sera possible en une heure d'acquisition que si l'intensité du pic est au moins égale à 1/100 de celle du pic principal du Crabe.

Connaissant la distance D_{pulsar}^{source} et le flux Φ_{pulsar}^{source} à la surface de l'étoile d'un pulsar de rayon R, on détermine le flux observé au niveau de la Terre par :

$$\Phi_{pulsar}^{Terre} = \Phi_{pulsar}^{source} \cdot \frac{R^2}{D_{pulsar}^2} \tag{10.6}$$

Connaissant le flux Φ_{crabe}^{source} et la distance D_{crabe} du pulsar du Crabe, on peut exprimer pour le pulsar considéré le flux observé normalisé à celui du Crabe par :

$$L^{Terre} = L^{source} \left(\frac{D_{crabe}}{D_{pulsar}} \right)^2 \tag{10.7}$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{lcl} L^{source} & = & \frac{\Phi_{pulsar}^{source}}{\Phi_{crabe}^{source}} \\ \\ L^{Terre} & = & \frac{\Phi_{pulsar}^{Terre}}{\Phi_{crabe}^{Terre}} \end{array} \right. \tag{10.8}$$

[1]Un calcul indépendant des phases de nos événements a été réalisé par L. Kuiper à partir des dates GPS issues de l'acquisition et en utilisant les mêmes éphémérides : les résultats se sont avérés identiques.

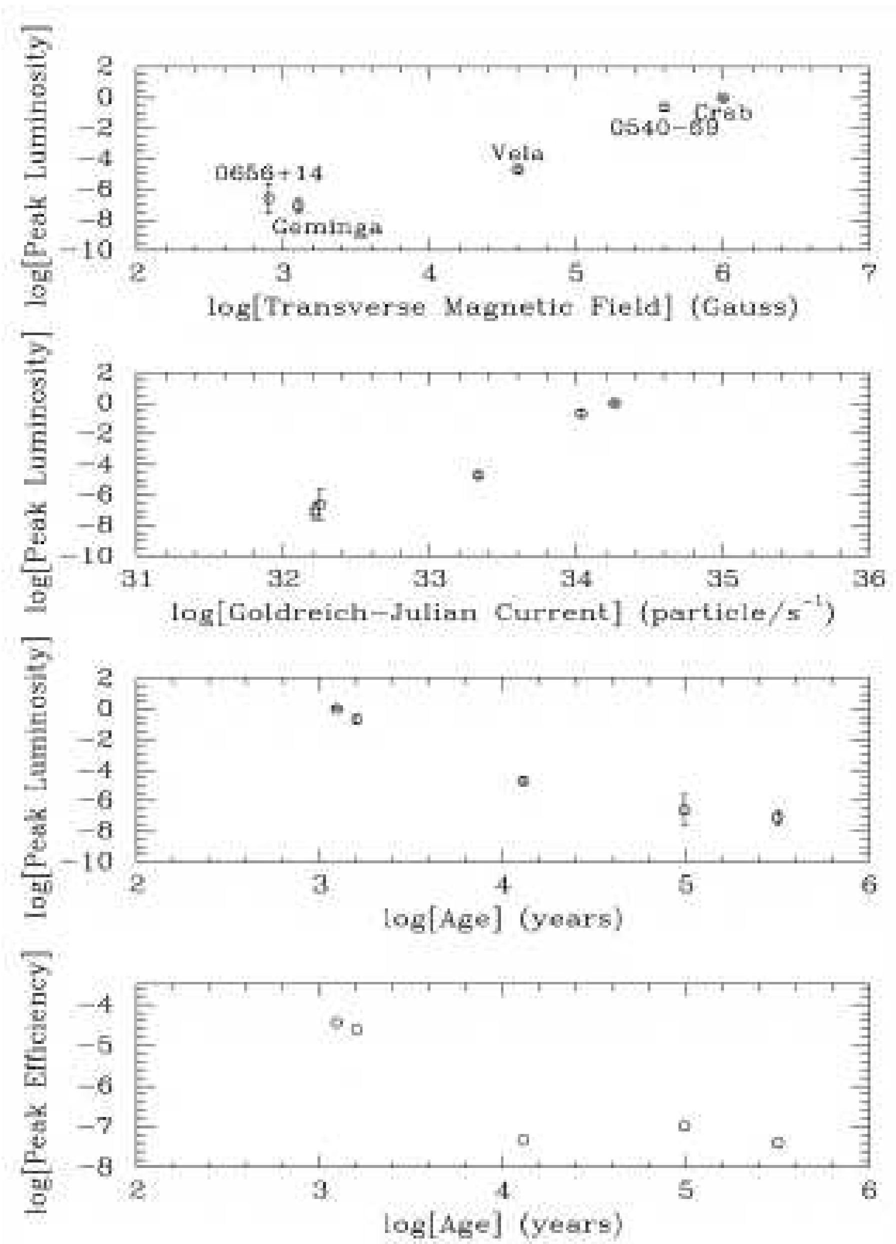


FIG. 10.2: *Analyse de A. Shearer et A. Golden réalisée à partir de l'observation de cinq pulsars optiques. Les corrélations entre la luminosité optique et divers paramètres tels que le champ magnétique, la densité de particules ou encore l'âge, semblent préconiser une émission optique loin de la surface de l'étoile de type Outer Gap.*

Pulsar	Distance Terre-Pulsar (kpc)	Luminosité optique du pic	
		L^{source}	L^{Terre}
Crabe	2	1	1
Vela	0.5	21	336×10^{-6}
PSR B0540-69	49	0.14	233.2×10^{-6}
PSR B0656+14	0.25	0.3×10^{-6}	19.2×10^{-6}
Geminga	0.16	0.1×10^{-6}	15.6×10^{-6}

TAB. 10.2: *Distances et luminosités optiques du pic pour cinq pulsars. Les valeurs des luminosités sont normalisées à celle du Crabe. Les colonnes 3 et 4 correspondent respectivement aux luminosités au niveau de la source et observées au niveau de la Terre (cf. relation 10.7). (Tableau issu de [100]).*

La condition de détection d'un pulsar optique avec CELESTE établie précédemment se traduit par :

$$L^{Terre} = L^{source} \left(\frac{D_{crabe}}{D_{pulsar}} \right)^2 > 1/100 \tag{10.9}$$

Si on en juge par les luminosités des pics des différents pulsars optiques figurant dans le tableau 10.2, aucun pulsar optique n'est suffisamment intense pour pouvoir être détecter avec CELESTE. Même Vela qui présente le flux le plus important est près de 3000 fois moins intense que le Crabe.

10.4.2.3 Traduction en terme de magnitude

La loi de Pogson nous dit que pour deux étoiles de magnitudes m et m' et d'éclairement e et e' la différence des magnitudes est reliée au rapport des éclairements par :

$$m - m' = 2.5 \log \frac{e'}{e} \tag{10.10}$$

La magnitude optique du Crabe étant m'=16.7 [78], la magnitude m d'un pulsar d'éclairement 100 fois moindre que celui du Crabe est donné par la relation :

$$m = 16.7 + 2.5 \log \frac{e'}{e'/100} = 21.6 \tag{10.11}$$

soit un seuil en magnitude pour la détection d'un pulsar optique avec CELESTE défini par m<21.6. Cette expression ne tient pas compte des conditions optiques et des fluctuations liées à l'électronique et constitue certainement une surestimation de la magnitude limite.

PSR B1951+32 n'est pas présenté ici. Toutefois, sa magnitude en optique se situerait autour de 24-26, excluant toute possibilité pour CELESTE de détecter ce pulsar en optique.

Chapitre 11

Analyse d'une courbe de lumière

11.1 Tests d'uniformité

Une fois les phases calculées pour chaque événement on construit la courbe de lumière et on cherche alors à mettre en évidence une éventuelle modulation de cette distribution de phases à la fréquence radio attendue. Dans le cas d'un signal pulsé important, le choix du pas de l'histogramme peut être pris à peu près au hasard et le signal en question est alors visible - à l'oeil - sur la courbe de lumière résultante. Toutefois, si la fraction pulsée est en faible proportion, la mise en évidence d'un signal est loin d'être si triviale. En ce qui nous concerne, la proportion de gamma est faible par rapport au nombre d'événements d'origine hadronique, et la fraction de gamma pulsés attendue l'est davantage encore. Comme on le verra par la suite, l'oeil humain est loin d'être suffisamment sensible et peut même être facilement abusé. On doit alors faire appel à des tests statistiques appropriés. Les trois test statistiques les plus répendus sont présentés ici. Il s'agit des tests du χ^2 et du Z_m^2, et du H-test.

11.1.1 Tests classiques : χ^2 et Z_m^2

11.1.1.1 Test du χ^2 de Pearson

On représente la distribution des phases calculées par un histogramme à N pas et on cherche à déterminer le χ^2 équivalent en effectuant la somme des carrés des déviations de chaque canal par rapport à la distribution attendue. Dans le cas d'une distribution de phases décrite par une fonction $y(\phi)$, l'espression du χ^2 est :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(n_i - y(\phi_i))^2}{\sigma_i^2} \tag{11.1}$$

où n_i est le nombre d'événements dans le canal i de l'histogramme et σ_i^2 la variance associée.

Pour un χ^2 donné, la probabilité d'observer une valeur supérieure ou égale à celle-ci est donnée par :

$$P_\chi(\chi^2, \nu) = \int_{\chi^2}^{+\infty} f(z, \nu) dz \tag{11.2}$$

où

$$\left\{ \begin{array}{ccc} f(z,\nu) & = & \frac{z^{(\nu-2)/2} e^{-z/2}}{2^{\nu/2}\Gamma(\nu/2)} \\ z & \geq & 0 \\ \nu & = & \text{nombre de degrés de liberté} \end{array} \right. \tag{11.3}$$

Dans le cas d'une absence de signal pulsé et si le nombre d'événements par canal est suffisamment grand, la distribution des n_i suit une loi de Poisson et dans ce cas $\sigma_i^2 = n_i$, et la distribution attendue est équivalente à une constante égale à la moyenne des n_i , ce qui se traduit par :

$$\left\{ \begin{array}{ccc} \sigma_i & = & \sqrt{n_i} \\ y(\phi_i) & = & \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} ni = \langle n_i \rangle \\ \nu & = & N-1 \end{array} \right. \tag{11.4}$$

d'où finalement l'expression du χ^2 calculée dans le cas des phasogrammes :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{N} \frac{(n_i - \langle n_i \rangle)^2}{n_i} \tag{11.5}$$

En astronomie X, le bruit de fond est faible et le signal suffisamment important pour que le test du χ^2 s'avère efficace. En revanche, dans le domaine d'énergie de CELESTE, on est confronté à un bruit de fond considérable (dans le cas du pulsar du Crabe, il s'agit des événements d'origine hadronique et des gamma provenant de l'émission continue de la nébuleuse associée) très largement majoritaire. Dans le cas de figure où le signal pulsé est en faible proportion, on comprend bien que le choix du nombre de canaux doit être approprié à la largeur et à la position du pic. En effet, si le pic est à cheval sur deux canaux voisins, l'amplitude dans chaque canal est alors divisée par deux. Le χ^2 ne prenant en compte que l'amplitude des déviations par rapport à la moyenne, celui-ci est alors diminué. Le phénomène est identique lorsque la taille du pas est supérieure à la largeur du pic. Le succès de ce test est par conséquent directement lié au choix préalable du nombre de canaux dans le phasogramme.

11.1.1.2 Test du Z_m^2

Tout comme le test du χ^2, le test du Z_m^2 mesure la différence entre une distribution de phase uniforme et celle obtenue. Mais, contrairement au premier, celui-ci est indépendant du choix du nombre de pas dans l'histogramme et est basé sur le calcul des puissances de Fourier sur les m premières harmoniques.

Rappelons tout d'abord que la phase ϕ correspond à une fraction de tour du pulsar, c'est à dire qu'à chaque phase ϕ on peut associer l'angle θ correspondant compris entre 0 et 2π défini par $\theta = 2\pi\phi$. Par abus de langage, on nommera également phase cet angle θ associé.

Considérons une fonction $f(\theta)$ représentant la fonction densité normalisée des N phases θ_i des N événements considérés définie par :

$$f(\theta) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \delta(\theta_i) \tag{11.6}$$

Afin d'éviter l'écriture des fonctions delta, on approxime la fonction $f(\phi)$ par une série de Fourier $\hat{f}_m(\phi)$ construite sur les m premières harmoniques et définie par :

$$f_m(\theta) = \alpha_0 + \frac{1}{\pi} \sum_{j=1}^{m} (\alpha_j \cos(j\theta) + \beta_j \cos(j\theta)) \tag{11.7}$$

où α_0, α_j, β_j sont les moments trigonométriques de la série de Fourier définis empiriquement par :

$$\left\{ \begin{array}{lcr} \alpha_0 & = & \int_0^{2\pi} f(\theta) d\theta = \frac{1}{2\pi} \\ \alpha_j & = & \int_0^{2\pi} f(\theta) \cos(j\theta) d\theta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \cos(j\theta_i) \\ \beta_j & = & \int_0^{2\pi} f(\theta) \sin(j\theta) d\theta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \sin(j\theta_i) \end{array} \right. \tag{11.8}$$

Tout comme le test de Pearson, on exprime la déviation de la distribution de phase mesurée à une ditribution de phase $\tilde{f}(\phi)$ par le biais du paramètre Z^2 dont l'expression est donnée par :

$$Z^2 = 2\pi N \int_0^{2\pi} \left[f(\theta) - \tilde{f}(\theta) \right]^2 d\theta \tag{11.9}$$

Dans le cas d'une absence de signal pulsé, la distribution de phase attendue est constante. La condition de normalisation donne alors $\tilde{f}(\theta) = 1/2\pi$. En utilisant l'approximation en série de Fourier de $f(\theta)$ donnée par la relation 11.7, l'expression pour l'harmonique m de Z^2 devient :

$$Z_m^2 = 2\pi N \int_0^{2\pi} \left[f_m(\theta) - \frac{1}{2\pi} \right]^2 d\theta \tag{11.10}$$

ce qui conduit finalement à l'expression :

$$Z_m^2 = 2N \sum_{j=1}^{m} \left(\alpha_j^2 + \beta_j^2\right) \tag{11.11}$$

La probabilité de Z_m^2 dans le cas d'une absence de signal est en fait une probabilité de χ^2 avec $2m$ degrés de liberté.

L'avantage du test du Z_m^2 par rapport au test de Pearson est qu'il est complètement indépendant de la manière dont on représente la courbe de lumière. En effet, quels que soient le nombre de canaux et l'origine choisis, la puissance du test reste la même. Toutefois, il présente un inconvénient majeur qui est le choix de l'harmonique m. Selon le type de pic, le numéro de l'harmonique optimale diffère. Pour un pic étroit une harmonique élevée est préférable tandis que pour des pics larges des harmoniques faibles permettront de détecter le signal pulsé. On voit donc que le test du Z_m^2 est efficace à condition d'avoir une idée a priori du profil de la courbe de lumière.

11.1.2 H-test de de Jager

11.1.2.1 Définition

Le H-test de de Jager [23, 24] a pour base le test du Z_m^2 explicité juste avant. La différence réside uniquement dans le choix de l'harmonique m. Alors que pour le test du Z_m^2 on fixait celle-ci a priori, le H-test calcule la valeur optimale M de l'harmonique qui minimise l'intégrale de la relation 11.10. Ceci présente l'avantage de permettre la détection d'un signal pulsé quel que soit la forme de la courbe de lumière : un ou plusieurs pics étroits ou larges. Pour déterminer le numéro de l'harmonique optimale M, on cherche en fait la valeur notée H satisfaisant la relation :

$$H = \max_{1<m<20} \left(Z_m^2 - 4m + 4\right) = Z_M^2 - 4M + 4 \tag{11.12}$$

où M correspond à l'harmonique m pour laquelle la valeur $Z_m^2 - 4m + 4$ est maximale. De Jager et al. ont démontré que l'harmonique optimale était toujours situé dans les 20 premières. C'est pourquoi la série est tronquée à 20 dans la relation 11.12. Toutefois cette expression n'est valable que pour un nombre d'événements N$\geq$100. A partir de simulations Monte Carlo, De Jager et al. ont estimé les probabilités associées à différentes valeurs de H :

$$P(h > H) = \begin{cases} 0.9999755 \cdot e^{-0.39802H} & \text{si } 0 < H < 23 \\ 1.210597 \cdot e^{\left(-0.45901H + 0.0022900H^2\right)} & \text{si } 23 < \text{H} < 50 \\ < 4 \cdot 10^{-8} & \text{si H} > 50 \end{cases} \tag{11.13}$$

11.1.2.2 Illustration

Afin de mieux apprécier la sensibilité du H-test, quelques simulations ont été effectuées. Il s'agit en fait d'étudier succinctement le comportement de ce test selon différent critères tels que la proportion d'événement pulsé, la statistique, la largeur du pic, ou encore le nombre de pics.

Pour ceci, on tire aléatoirement N phases comprises entre 0 et 1 dont une fraction f est pondérée par une fonction gaussienne $f_p(\phi)$ (cf. relation 11.14) dans le but de reproduire la présence d'un signal pulsé sur un fond continu. La sommation sur l'indice k permet de reproduire la périodicité du signal.

$$f_p(\phi) = \sum_{k=-1}^{+1} e^{-\frac{(\phi-(\mu-k))^2}{2\sigma^2}} \tag{11.14}$$

Le profil étant aléatoire, on a effectué plusieurs tests permettant de tracer les distributions des valeurs de H et de M (harmonique optimale) obtenues à chaque test. Les figures suivantes illustrent l'évolution de ces distributions avec des valeurs différentes des paramètres définissant la fonction de pic $f_p(\phi)$ et la statistique utilisée.

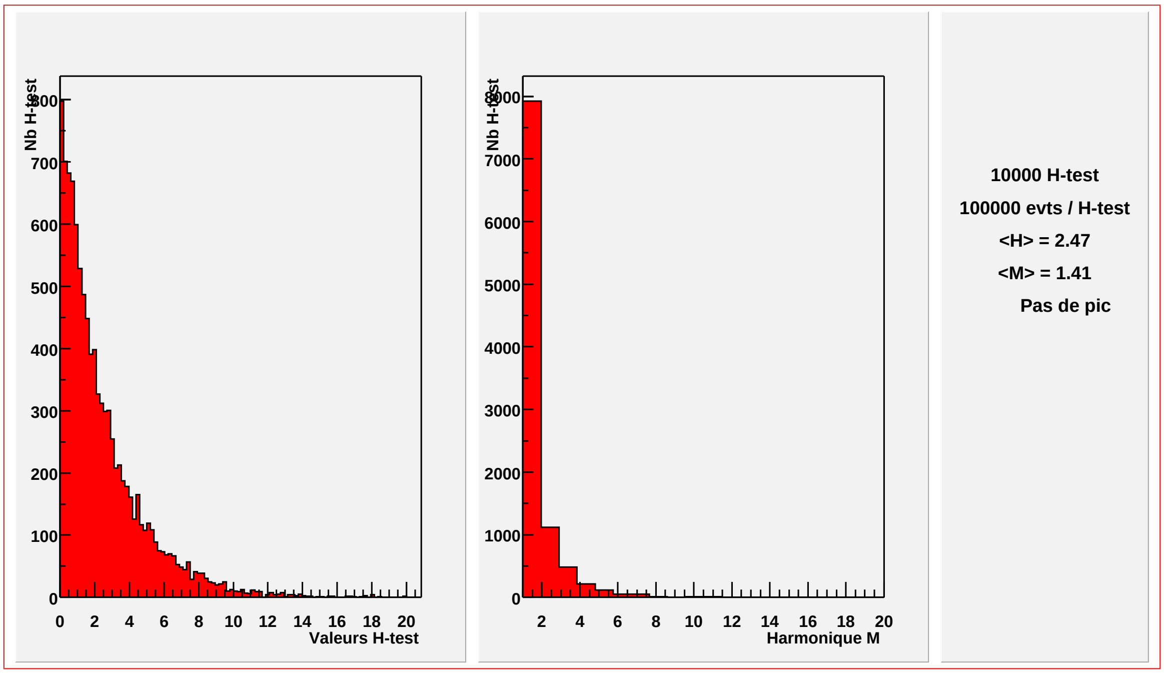


FIG. 11.1: *Absence de signal : 10000 simulations de 100000 événements tirés uniformément en phase entre 0 et 1. La figure de gauche représente la distribution des valeurs de H obtenues. La figure de droite illustre la distribution des harmoniques M optimales pour chacun des tests. On voit qu'en absence de signal les valeurs de H sont inférieures à 10 et les harmoniques M basses (le plus souvent M=1). Cette figure est à l'origine même des expressions des probabilités données en 11.13.*

1. On constate que dans le cas d'absence de signal pulsé, la distribution de H est exponentielle et que l'harmonique M correspondante est faible et le plus souvent égale à 1. Cette distribution est à l'origine même des formules analytiques permettant de calculer la probabilité d'obtenir une valeur de H supérieure à celle obtenue (cf. relation 11.13).
2. Curieusement, lorsque l'on augmente la fraction pulsée (figure 11.2) pour une même statistique, la puissance du H-test reste la même.
3. En revanche, pour une même proportion de signal périodique, une augmentation de la statistique (figure 11.3) se traduit par une croissance des valeurs délivrées par le H-test. Ce cas de figure est particulièrement intéressant. En effet, si un signal pulsé apparaît dans des données, l'augmentation de la statistique par l'ajout de prise de données successives devrait se traduire par une augmentation progressive des valeurs données par le H-test.
4. En ce qui concerne l'invariance par rotation du H-test, la figure 11.4 montre bien que quelque soit la position du pic, la puissance du test reste la même.
5. De même, la figure 11.5 est conforme à ce qui a été dit précédemment, à savoir que pour un pic étroit ou large l'harmonique M est respectivement élevée ou faible.
6. La dernière figure (figure 11.6) représente la distribution des valeurs H et M dans le cas d'un signal pulsé caractérisé par deux pics dans la courbe de lumière. On voit que même dans ce cas de figure le H-test permet de détecter un signal, contrairement au test du Z_m^2.

Il faut toutefois être prudent. Les distributions sont relativement larges et de petites valeurs de H-test peuvent être compatibles avec les deux hypothèses «présence» et «absence» de signal. Toutefois, étant donnée la distribution obtenue pour une distribution uniforme des phases, on comprend bien qu'une valeur de H-test supérieures à 10 correspond à une probabilité que le phasogramme testé soit uniforme en phase relativement faible. En fait, la formule analytique donne une probabilité inférieure à 2% pour H=10 et de seulement 0.035% pour H=20.

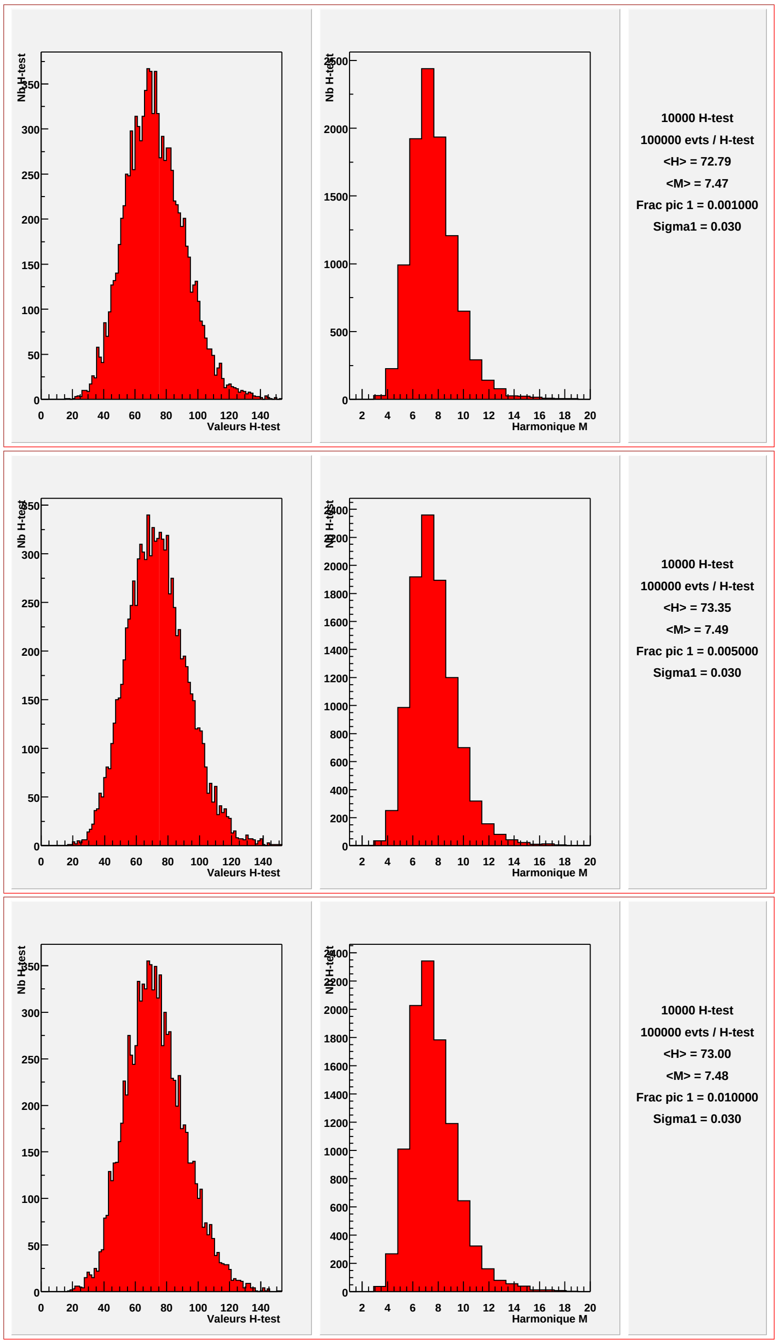


FIG. 11.2: *Evolution des paramètres du H-test avec la fraction d'événements pulsés : distribution des valeurs de H et des harmoniques M obtenues pour 10000 tests avec 100000 événements. Le pic injecté a une largeur* $\sigma = 0.03$ *et est centré en* $\mu = 0.5$. *De haut en bas, la fraction f d'événements pulsés est de 0.001, 0.005 et 0.01.*

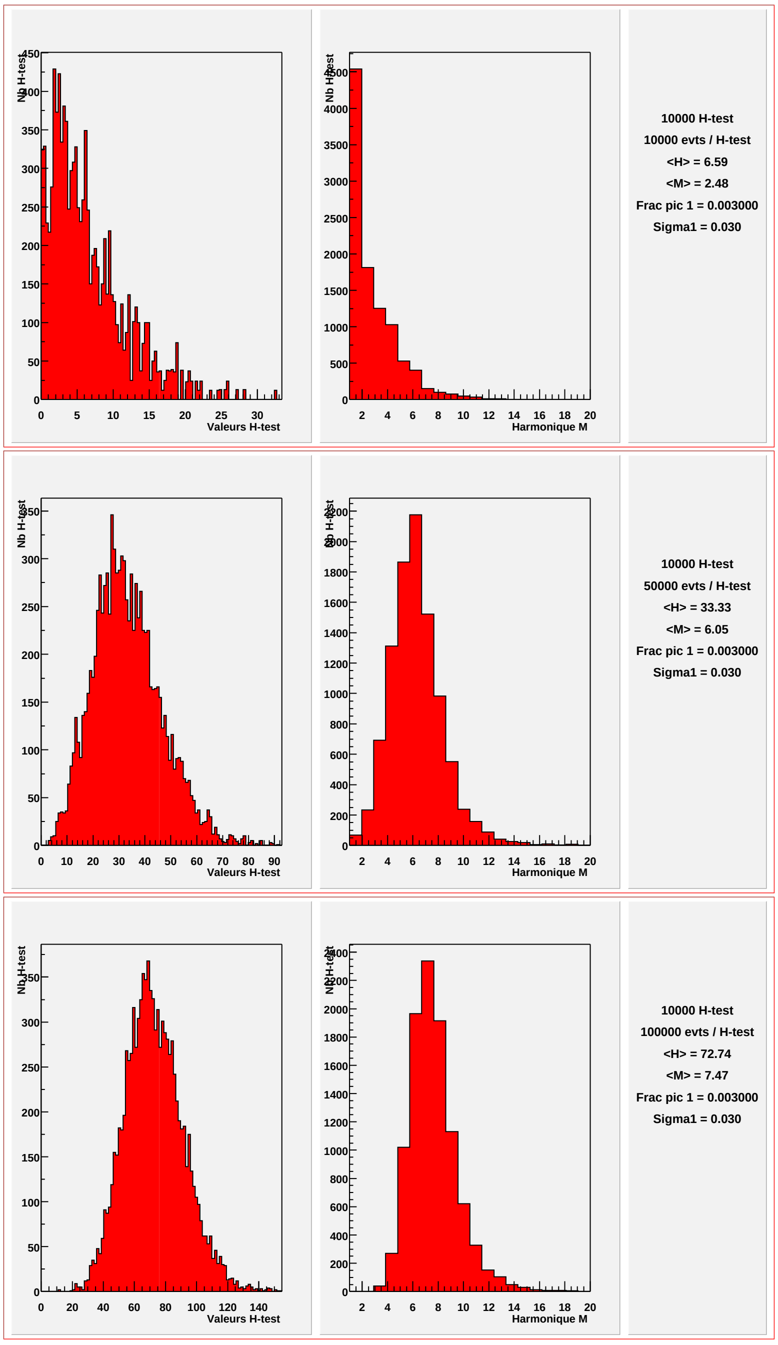


FIG. 11.3: *Evolution des paramètres du H-test avec la statistique : distributions des valeurs de H et des harmoniques M obtenues pour 10000 tests. Le pic injecté a une largeur* $\sigma = 0.03$ *et un est centré en* $\mu = 0.5$ *et représente une fraction* $f = 0.003$ *du nombre total d'événements. De haut en bas, la statistique est de 10000, 50000 et 100000.*

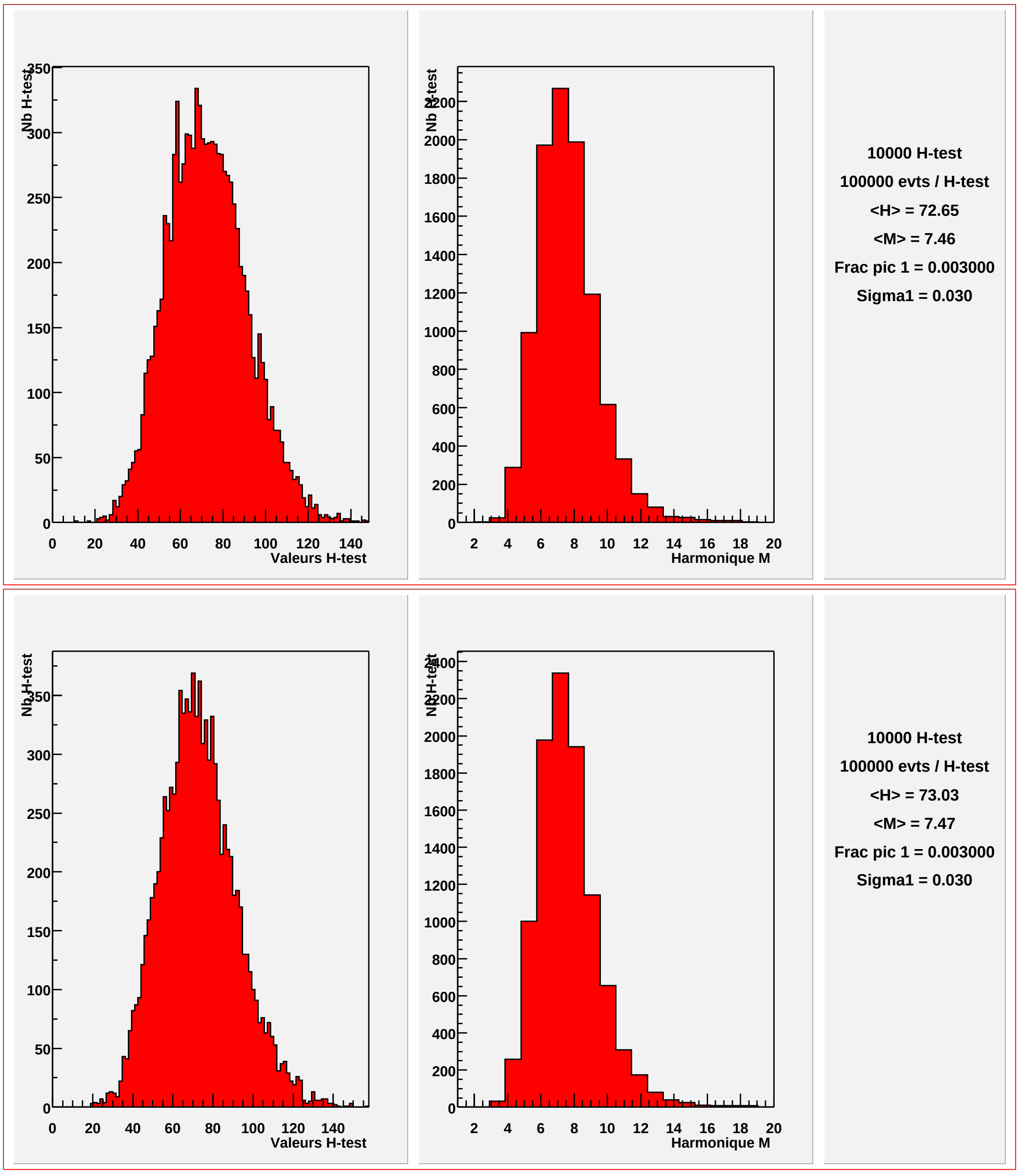


FIG. 11.4: *Evolution des paramètres du H-test avec la position du pic : distributions des valeurs de H et des harmoniques M obtenues pour 10000 tests de 100000 événements. Le pic injecté a une largeur* $\sigma = 0.03$ *et représente une fraction* $f = 0.003$ *du nombre total d'événements. De haut en bas, la position* μ *du pic en phase est 0.2 et 0.7.*

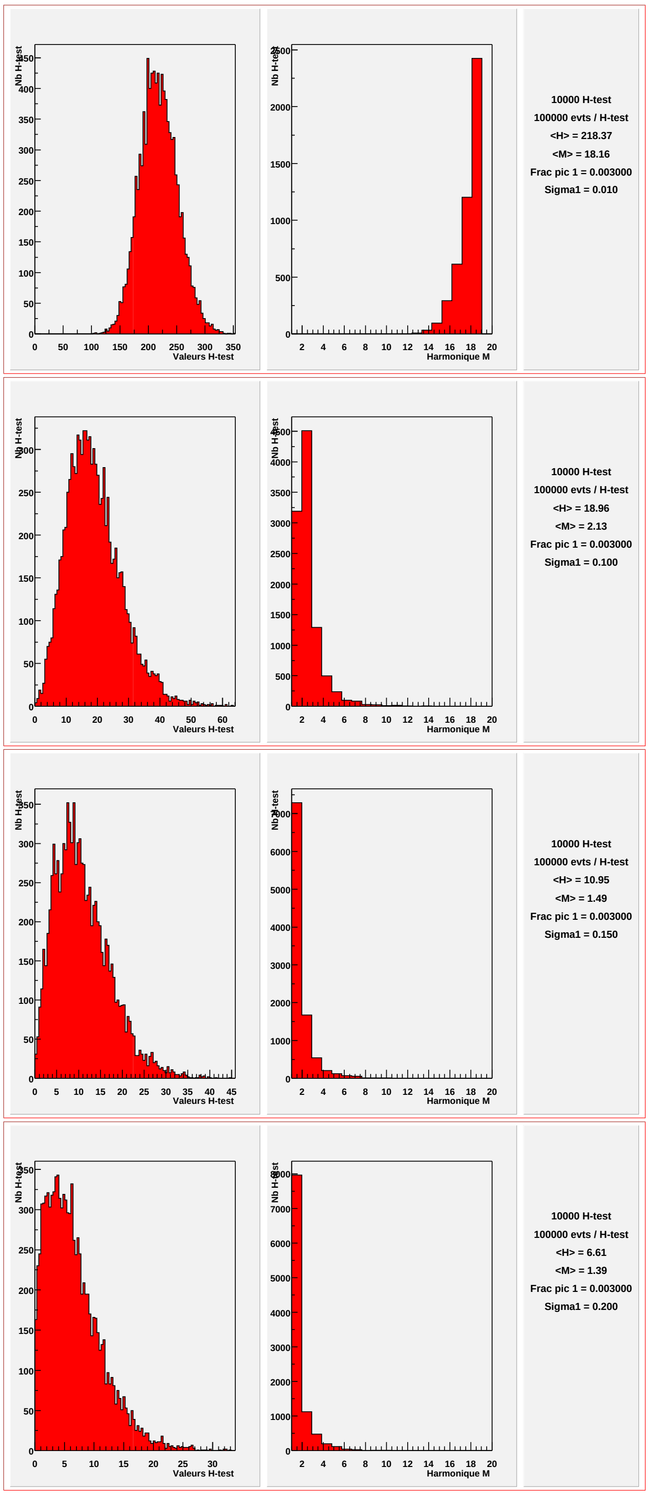


FIG. 11.5: *Evolution des paramètres du H-test avec la largeur du pic : distributions des valeurs de H et des harmoniques M obtenues pour 10000 tests de 100000 événements. Le pic injecté est centré en* $\mu = 0.5$ *et représente une fraction* $f = 0.003$ *du nombre total d'événements. De haut en bas, la largeur* σ *du pic est 0.01, 0.1, 0.15, 0.20. Au fur et à mesure que l'on élargit le pic, les valeurs du H-test ainsi que les harmoniques diminuent.*

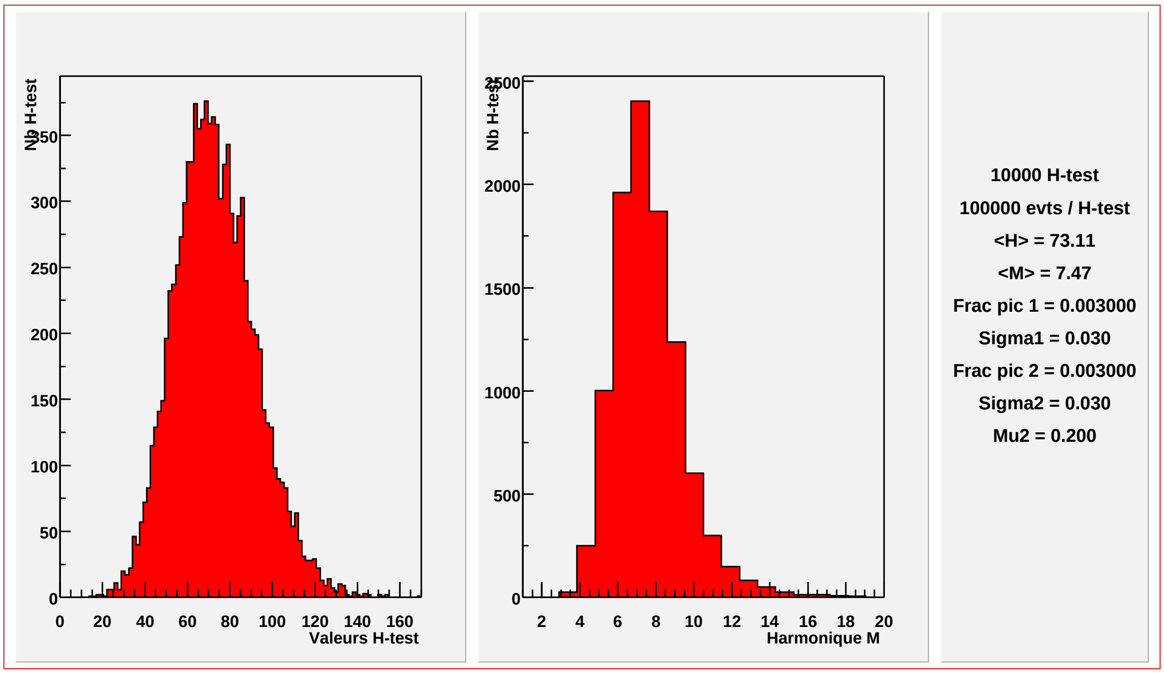


FIG. 11.6: *Distribution des paramètres de H-test pour un profil à deux pics : distributions obtenues pour 10000 tests de 100000 événements. Les pics injectés ont une largeur* $\sigma = 0.03$ *et sont centrés en* $\mu_1 = 0.2$ *et* $\mu_2 = 0.7$*. Chaque pic est composé d'une fraction* $f = 0.003$ *du nombre total d'événements total.*

11.2 Limite supérieure

11.2.1 Principe

On ne peut prétendre à partir d'un phasogramme statistiquement plat qu'aucun signal pulsé ne soit présent. On peut uniquement affirmer que le signal est inférieur ou comparable aux fluctuations statistiques du fond. On détermine alors le nombre maximum d'événements pulsés qui pourraient être présent dans un intervalle de phase donnée (à déterminer suivant les observations dans d'autres domaines d'énergie) sans que celui-ci ne ressorte des fluctuations statistiques. La méthode établie par O. Helene [50] et explicitée ici a pour but de déterminer une limite supérieure de ce signal pulsé pour un niveau de confiance donné.

11.2.2 Mise en équations

En suivant la méthode établie par O. Helene [50], on définit les paramètres suivants

- C = nombre d'événements dans l'intervalle de phase du (ou des) pic(s)
- B = nombre d'événements en dehors de l'intervalle de phase du (ou des) pic(s)
- σ_B = déviation standard du bruit de fond.
- δ = fraction en phase du (ou des) pic(s).
- $\mathrm{B}_0 = \frac{\delta}{1-\delta}\mathrm{B}$ = bruit dans l'intervalle de phase du (ou des) pic(s).
- $\overline{a}$ = C - B_0 = estimation de l'aire du (ou des) pic(s).
- $\sigma = \sqrt{C + \sigma_B^2} = \sqrt{C + \left(\frac{\delta}{1-\delta}\right)^2 \mathrm{B}}$ = déviation standard de l'aire du (ou des) pic(s) estimée.

On définit également la fonction densité de probabilité *g(a)* de la surface du pic notée a par :

$$g(a) \simeq N \frac{e^{-(a-\overline{a})^2/2\sigma^2}}{\sigma\sqrt{2\pi}} \text{ (N = constante de normalisation)} \tag{11.15}$$

Ainsi, on peut définir la probabilité α=P(a>A) d'avoir un signal a supérieur à une valeur A par

$$\alpha = P(a > A) = \int_A^{+\infty} g(a)da \tag{11.16}$$

La probabilité d'avoir une surface de pic inférieure à A est alors donnée par $1-\alpha$. Exprimé différemment, on dit que la surface du pic est inférieure à A avec un niveau de confiance de $(1-\alpha)\cdot 100\%$.

En combinant les relations 11.15 et 11.16, on obtient une expression de α utilisant la fonction erreur :

$$\alpha = I\left[\frac{A-\overline{a}}{\sigma}\right] / I\left[\frac{-\overline{a}}{\sigma}\right] \tag{11.17}$$

avec

$$I(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int_z^{+\infty} e^{-x^2/2}dx \tag{11.18}$$

Ainsi, pour déterminer le nombre d'événements $A_{lim\,sup}$ correspondant à une limite supérieure avec un niveau de confiance de 99%, il suffit de résoudre l'équation 11.16 avec $\alpha = 0.01$.

11.2.3 Estimation de l'énergie de la limite supérieure

Dans notre cas, le nombre $A_{lim\,sup}$ obtenu correspond au nombre d'événements pulsés maximum de notre phasogramme dans un intervalle de phase donné. Cette courbe de lumière est construite à partir des données accumulées pendant un temps d'onservation T_{obs} du pulsar. On peut donc traduire ce nombre $A_{lim\,sup}$ en terme de flux :

$$F_{lim\,sup} = A_{lim\,sup}/T_{obs} \tag{11.19}$$

Si on suppose que l'expression du flux différentiel du pulsar est $\frac{dN}{dE}(E, E_0)$ avec E_0 l'énergie de coupure, on détermine cette énergie E_0 critique en résolvant l'équation intégrale suivante :

$$\int_0^{+\infty} A(E)\times(1-\tau_m)\times\frac{dN}{dE}(E,E_0)\,dE = F_{lim\,sup} \tag{11.20}$$

où $A(E)$ est l'acceptance du détecteur et τ_m le temps mort de l'acquisition.

11.2.3.1 Hypothèses

On voit bien évidemment qu'une limite supérieure n'est pas une certitude. En effet, le calcul de celle-ci sous-entend que l'on a fait dans un premier temps un choix sur la fonction du spectre ainsi que sur la courbe de lumière associée. Les modèles d'émission gamma sont encore trop indécis en ce qui concerne les mécanismes d'émission. Selon la position et la géométrie des zones d'accélérations responsables de l'émission gamma dans la magnétosphère, la cassure du spectre prédite est plus ou moins brutale - coupure super-exponentielle pour le modèle de la calotte polaire, contre une coupure plus douce, exponentielle, pour le modèle de la cavité externe. De plus, la forme de la courbe de lumière attendue reste hypothétique. En absence de signal et de prédiction théorique concrète, on ne peut que supposer une répartition en phase d'éventuels photons pulsés selon la courbe de lumière observée aux énergies les plus proches. Dans notre cas, on se basera donc sur les observations EGRET à hautes énergies.

11.3 Significativité

Le calcul de la significativité d'un éventuel excès est également délicat du fait du caractère arbitraire de certains choix. En effet, déterminer la significativité d'un excès dans un intervalle de phase sous-entend que celui-ci a été déterminé au préalable. Si on suppose que le signal pulsé apparaît ou devrait apparaître dans un intervalle de phase de largeur δ_p et que l'on considère le reste de la période comme la composante non pulsée (la largeur est alors $\delta_{np} = 1-\delta_p$), la significativité est alors donnée par[1] :

$$S = \frac{N_p - f\cdot N_{np}}{\sqrt{N_p + f^2 N_{np}}} \tag{11.21}$$

[1]On remarquera dans cette expression de la significativité que le dénominateur est identique à la formule de la déviation standard de l'aire des pics, utilisée pour le calcul de la limite supérieure et explicité en 11.2.2.

où N_p est le nombre d'événements dont la phase est comprise dans l'intervalle de phase où on attend un pic (de largeur δ_p) et N_{np} est le nombre d'événements dont la phase est à l'extérieur de celui-ci. La fraction f est le rapport entre des largeurs des deux intervalles de phase pulsé et non pulsé, soit :

$$f = \frac{\delta_p}{\delta_{np}} = \frac{\delta_p}{1 - \delta_p} \tag{11.22}$$

Cependant, il se peut que l'intervalle de phase non-pulsé choisi ne corresponde pas au complémentaire de l'intervalle pulsé. Dans le cas du Crabe, par exemple, on verra par la suite que la période est découpée en plusieurs intervalles dont seul un petit intervalle est considéré comme non-pulsé. Dans ce cas de figure $\delta_{np} \leq 1 - \delta_p$.

Dans le cas de la recherche d'un signal pulsé, certains facteurs devraient en toute rigueur entrer dans le calcul de la significativité, comme par exemple le nombre d'essais, le résultat d'un test statistique ou encore le fait que les pics apparaissent dans les intervalles de phase attendu ou pas. Cependant, l'intégration de ces critères dans le calcul de la significativité semble difficilement réalisable. Par conséquent, les significativités présentées dans le reste de ce document sont celles déterminées à partir de la formule 11.21 uniquement.

Quatrième partie

Pulsars du Crabe - Données et analyse

Chapitre 12

De la Nébuleuse au pulsar du Crabe

12.1 Intérêt

L'objectif de ce chapitre est d'une part de présenter brièvement la procédure d'analyse dite «standard» de CELESTE, et d'autre part de rappeler les premiers résultats concernant la Nébuleuse et le pulsar du Crabe. Pour plus d'informations, on se reportera aux références [27, 28].

Les résultats positifs de CELESTE concernant la Nébuleuse du Crabe sont essentiels pour s'assurer du bon fonctionnement du détecteur d'une part mais également pour crédibiliser d'éventuels résultats concernant le pulsar du Crabe et PSR B1951+32. Les données retenues pour cette étude du flux de la Nébuleuse ont été sujettes à une analyse pulsée et ont permis d'établir une première limite supérieure sur le flux pulsé du Crabe. Les études ont depuis été poursuivies et approfondies. De nouvelles informations concernant les données EGRET ont également permis de redéfinir les intervalles de phases des pics et d'établir une définition de la significativité différente de celle présentée dans M. De Naurois et al. (2002) [28]. Ces derniers points seront explicités dans la dernière section de ce chapitre et permettront d'introduire l'analyse basse énergie spécifique aux pulsars présentée dans le chapitre suivant.

12.2 Les données sur la Nébuleuse du Crabe

Les données présentées ici sont celles retenues dans M. De Naurois et al. (2002) [28] et accumulées durant la saison comprise entre novembre 1999 et mars 2000. Celles-ci ont été sélectionnées à partir de critères météo et de stabilité des courants et des taux de comptages. Ces critères doivent s'appliquer non pas aux seules données sur source (ON) mais également aux données hors source (OFF) si on veut pouvoir extraire l'excès de photons gamma provenant de la Nébuleuse. Cette caractéristique a l'inconvénient de multiplier par deux le temps d'observation. Toutefois, cet inconvénient disparaît dans le cas de l'étude pulsée. En effet, le signal recherché se caractérise par un excès d'événements dans un intervalle de phase donné et de ce fait les événements hors pics jouent le rôle des données hors source.

La Nébuleuse du Crabe étant la chandelle standard de l'astronomie gamma, différentes stratégies de pointé ont été testées afin d'optimiser la réjection hadronique. Ainsi, trois modes de pointé ont été expérimentés donnant lieu aux différents lots de données présentés dans le tableau 12.1. L'ensemble de ces données a été pris en exigeant qu'au moins trois groupes sur cinq aient des amplitudes sommes supérieures au seuil demandé (cf. 5.4.1 page 99).

12.3 Procédure d'analyse

12.3.1 Principe : reconstruction de la direction

On a vu dans le chapitre 5 que pour chaque événement déclenchant CELESTE une fenêtre de 100 ns centrée sur celui-ci était relue dans la mémoires des FADCs puis sauvée sur disque, et ceci pour l'ensemble des héliostats. On a ainsi accès précisément lors de la phase d'analyse aux temps d'arrivée et à l'amplitude de la lumière Čerenkov collectée :

Altitude de pointé	Nb paires	Nb paires utilisées	Durée	Dates
11 km	75	41	12.1 h	Nov 1999 - Mar 2000
11-25 km	12	9	2.2 h	Jan 2000 - Fév 2000
17 km	20	11	3.4 h	Déc 1999 - Fév 2000

TAB. 12.1: *Données accumulées sur la nébuleuse du Crabe entre novembre 1999 et mars 2000. Seules les données accumulées en pointé 11 km et 11/25 km ont été retenues et paraissent dans [28]. Les durées affichées sont bien sûr les durées de recouvrement en ascension droite du ON et du OFF.*

1. Les temps d'arrivée au sol permettent de reconstruire le front d'onde Čerenkov au sol. Au TeV, la zone d'émission Čerenkov des gerbes est relativement étendue et le front d'onde prend alors une forme cônique, permettant ainsi de remonter directement à l'axe de la gerbe. Malheureusement ceci n'est plus le cas à basse énergie et le front d'onde Čerenkov résultant est approximativement sphérique. Par conséquent, l'information temporelle ne suffit plus pour reconstruire la direction de la cascade et seul le maximum de la gerbe est accessible. En pratique, on ajuste aux temps d'arrivée un paraboloïde dont l'axe est parallèle à l'axe de visée [66, p. 127] en supposant que le point d'émision est à une altitude fixée dans un plan située à $d = 11\text{km}/\cos\Theta$ du pivot (cf. figure 12.1). Une procédure de minimisation de χ^2 permet alors de déterminer le meilleur ajustement et d'en déduire la position du maximum de la gerbe associé I(X_0,Y_0,d). Les simulations prédisent une erreur dans la reconstruction de ce maximum d'environ 15 mètres. Cependant, une telle résolution n'est possible que pour un nombre minimum d'héliostats touchés. On ne sélectionne donc que les événements ayant au moins 10 pics Čerenkov d'amplitude supérieure à 25 dc $\simeq$ 8 p.e. dans les codeurs FADC.
2. La distribution de lumière permet quant-à elle de déterminer le paramètre d'impact de la gerbe au niveau du sol. Ainsi, en associant ce point à la position du maximum de la gerbe déduite des temps d'arrivée, on est capabe de reconstruire approximativement l'axe de la cascade, c'est à dire la direction de la particule initiale ou du γ primaire. Toutefois, le faible champ de vue des héliostats (environ 10 mrad) nécessaire pour limiter l'intégration du bruit de fond de ciel tronque la distribution de lumière au sol rendant médiocre la détermination du pied de gerbe. A ce jour, le meilleure estimateur demeure toujours un simple barycentre de la distribution de lumière donnant une résolution d'environ 30 m selon les simulations. Ainsi, les événements pour lesquels l'écart angulaire θ séparant la direction reconstruite de celle de la source sont trop importants peuvent être rejetés.

12.3.2 Procédure de padding et déclenchement logiciel

On a vu également dans la description du détecteur qu'un offset de -0.25 V est ajouté de manière à permettre l'enregistrement des fluctuations. Ainsi on a pu mettre en évidence une différence significative de l'amplitude des ces fluctuations selon la brillance de la région du ciel pointé. Une différence de fond de ciel entre les deux régions pointées ON et OFF peut donc entraîner des effets systématiques. Pour répondre à cet effet bien connu des télescopes Čerenkov, M.F. Cawley a mis au point sur Whipple en 1993 une méthode qualifiée par les termes de «software padding» consistant à ajouter artificiellement du bruit dans les régions du ciel les plus obscures de manière à égaliser le bruit de fond de ciel des régions les plus lumineuses [10]. Cette technique a été appliquée à l'ensemble des paires ON/OFF sélectionnées pour l'analyse de la Nébuleuse du Crabe [96]. Toutefois, ceci s'avère insuffisant. En effet, dans le cas réel, une augmentation du bruit de fond de ciel se traduit par une augmentation des événements au niveau du seuil : un nombre de fortuits plus important peut amener les gerbes dont l'amplitude du signal Čerenkov est normalement juste en dessous du seuil à déclencher malgré tout le détecteur. Pour être conforme au déclenchement réel et s'affranchir de ce biais lié au padding, on effectue un déclenchement logiciel lors de la préanalyse en exigeant après padding un seuil à 5 photoélectrons par héliostat (au lieu de 4.5 en moyenne) et ceci pour au moins 4 des 5 groupes de 8 héliostats du module

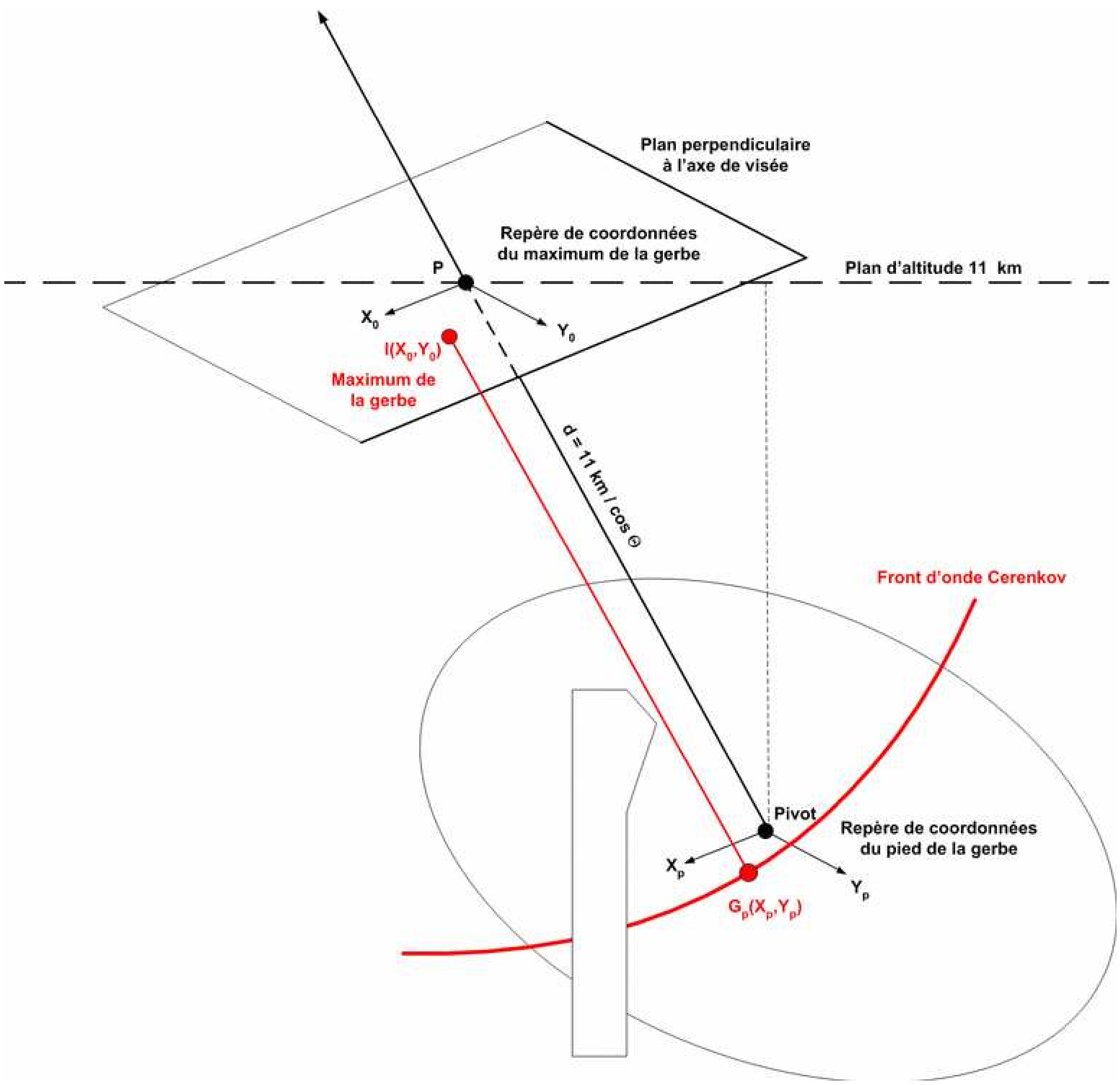


FIG. 12.1: *Système de coordonnées utilisé lors de la reconstruction de la direction par ajustement du front d'onde sur les temps d'arrivée. Le pivot* (X_p, Y_p) *est le centre géométrique du champ d'héliostats. Le maximum de la gerbe reconstruit est situé dans le plan d'altitude 11 km au point de coordonnées* (X_0, Y_0) *dans ce plan, l'origine de ce repère étant l'intersection de l'axe de visée et ce plan.*

de déclenchement (majorité 4/5 au lieu du 3/5 habituel). Si cette technique permet de s'affranchir des différences de bruits de fond de ciel et de permettre l'analyse ON-OFF des différentes paires, elle a en revanche le facheux inconvénient d'augmenter le seuil de déclenchement de CELESTE.

12.3.3 Définition des coupures standard

Des simulations Monte Carlo de gerbes atmosphériques hadroniques et gamma associées aux simulations de la chaîne opto-électronique de CELESTE ont permis d'établir et d'étudier différentes coupures d'analyse. Le faible champ de vue des héliostats tronquant les gerbes, les événements protons sont très similaires aux événements gamma. Toutefois, deux paramètres ont été étudiés plus en détails. L'un est le paramètre θ évoqué précédemment correspondant à l'écart entre l'axe de la gerbe reconstruit et la direction pointée. L'autre est un critère d'homogénéïté des groupes de déclenchement σ_{grp} défini par :

$$\sigma_{grp} = \frac{\sqrt{\left\langle A_{grp}^2 \right\rangle - \left\langle A_{grp} \right\rangle^2}}{\left\langle A_{grp} \right\rangle} \tag{12.1}$$

où A_{grp} correspond aux amplitudes des 5 groupes. Afin de déterminer l'efficacité de chacune des deux coupures, on établit un facteur de qualité Q définit comme ci-dessous :

$$Q = \frac{eff_\gamma}{\sqrt{eff_{hadrons}}} \tag{12.2}$$

où eff_γ et $eff_{hadrons}$ sont respectivement les fractions de gamma et de hadrons conservées par la coupure.

La figure 12.2 donne les distributions de ces deux paramètres θ et σ_{grp} pour des photons gamma et des protons simulés et pour une différence ON-OFF après application des coupures standard. A partir de ces simulations on établit qu'une coupure à $\theta \leq 7$ mrad un facteur de qualité de seulement 1.1. En revanche, le critère d'homogénéité semble améliorer sensiblement la réjection hadronique : une coupure à $\sigma_{grp} \leq 0.25$ permet de conserver 61% des gamma restant après le déclenchement logiciel et ceci tout en rejetant 85% des hadrons restant, soit un facteur de qualité $Q = 1.6$.

12.4 Résultats

12.4.1 Nébuleuse du Crabe

Les résultats présentés dans cette section sont ceux figurant dans M. De Nauroi et al. (2002) [28] pour un pointé simple à 11 km (le flux de la Nébuleuse et la limite supérieure sur le pulsar ont été déterminés sur cette statistique). Le tableau 12.2 donne le nombre d'événements retenus, la significativité et le rapport signal sur bruit après chaque coupure appliquée. La coupure en θ s'avérant peu efficace, elle a été supprimée de l'analyse et seule la coupure en homogénéité a été conservée. Le bilan est un excès de 2727 événements (cf. tableau 12.2) pour une durée d'observation de 12.1 heures, soit 3.8 γ / minute et une significativité totale de 7.5 σ, c'est à dire 2.0 σ / $\sqrt{\text{heure}}$. On notera que les deux heures de données en double pointé semblent indiquer pour les mêmes coupures un excès de 5.0 γ / minute, soit une détection bien meilleure à 3.4 σ / $\sqrt{\text{heure}}$.

L'acceptance du détecteur à la sortie du trigger et après ce lot de coupure a été obtenue par des simulations Monte Carlo réalisées à partir du générateur de gerbes KASKADE. La paramétrisation qui a permis de calculer le flux est donnée en 12.3. Des tests effectués avec un autre générateur de gerbes, CORSIKA, ont permis de mettre en évidence une acceptance aux γ de 25% supérieure pour ce dernier. Cet écart est actuellement mal compris et se traduit inévitablement par des erreurs systématiques dans l'estimation du flux final.

$$A_{coupures}(E) = 14324 \times \left(1 - e^{(15-E)/8.7}\right)^{5.19} \left(1 - e^{(15-E)/23.9}\right)^{2.38} \text{ m}^2 \text{ (E en GeV)} \tag{12.3}$$

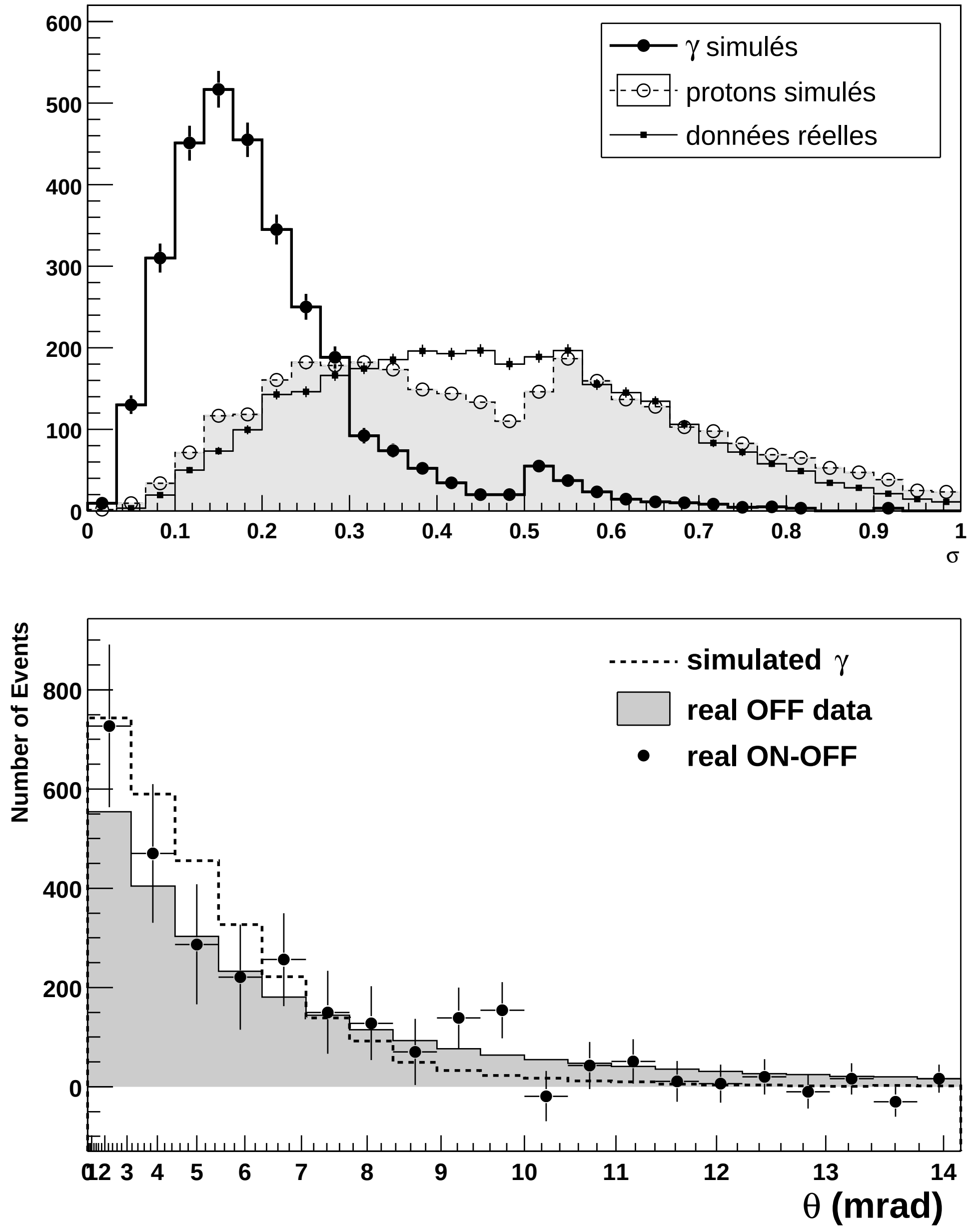


FIG. 12.2: *Coupures de l'analyse standard pour des gamma simulés, des événements OFF réels et pour une différence ON-OFF obtenue après déclenchement logiciel et pour des événements ayant au moins 10 pics d'amplitude supérieure à 25 dc. En haut : distribution en σ_{grp}. En bas : distribution en θ après une coupure à $\sigma_{grp} \leq 0.25$*

Coupures	ON	OFF	ON-OFF	σ	S/B (%)	γ (min^{-1})
Brut	894494	888725	5769	4.3	0.6	...
Décl. logiciel	474823	469312	5511	5.7	1.2	7.6
$N_{pics} \geq 10$	434368	429242	5126	5.5	1.2	7.1
$\sigma_{grp} \leq 0.25$	67022	64295	2727	7.5	4.2	3.8
$\theta \leq 7$ mrad	41442	39481	1961	6.9	5.0	2.7

TAB. 12.2: *Nombre d'événements restant après chaque étape de l'analyse pour les données Crabe simple pointé 11 km. σ est la significativité du signal (en déviations standard), S/B est le rapport signal sur bruit et la dernière colonne donne le taux de γ par minute correspondant.*

	Données réelles		Données simulées
Coupures	**OFF (%)**	**ON-OFF(%)**	γ (%)
Déclenchement logiciel (DL)	52.8±0.1	...	59.4±0.3
$N_{pics} \geq 10$	91.5±0.2	93±24	90.2±0.6
$\sigma_{grp} < 0.25$	15.0±0.1	53±12	61.2±0.5
$\theta < 7$ mrad	61.4±0.4	72±14	85.2±0.7
Toutes les coupures	4.44±0.02	...	28.0±0.2
Toutes les coupures après DL	8.41±0.04	36±8	47.1±0.4
$N_{pics} \geq 10 + \sigma_{grp} < 0.25$ + DL	13.7±0.1	49±17	55.2±0.6

TAB. 12.3: *Efficacité des coupures standard calculées à partir des données réelles et des données simulées. Les erreurs figurant ici sont uniquement les erreurs statistiques.*

La conversion de l'excès ON-OFF observé après coupures sous-entend que l'on fasse au préalable une hypothèse sur le spectre. Comme on peut le voir sur le spectre en $\nu F(\nu)$ de la figure 12.3, le seuil de CELESTE (environ 60 GeV après coupure) se trouve approximativement au sommet de la «bosse» inverse compton et une approximation du flux de la Nébuleuse par une loi de puissance d'indice $\alpha = -2$ semble raisonnable. Les erreurs systématiques liées à cette hypothèse ont été estimées à environ 10%.

Le flux différentiel résultant estimé à partir des coupures et acceptance précédentes et figurant en 12.3 est :

$$E^2 \frac{dN}{dE} = 3.1^{+6.3}_{-1.8} \times 10^{-4} \text{ photons} \cdot GeV \cdot m^{-2} \cdot s^{-1} \tag{12.4}$$

12.4.2 Pulsar du Crabe

12.4.2.1 Détermination de la limite supérieure

A partir de ces même données (simple pointé 11 km) et en conservant les mêmes coupures (déclenchement logiciel + $N_{pics} \geq 10$ + $\sigma_{grp} < 0.25$), nous nous sommes intéressés à la recherche d'une éventuelle contribution pulsée dans cet excès attribué à la Nébuleuse. Comme nous le verrons par la suite, le déclenchement logiciel et la coupure en nombre de pics ne sont pas favorables à un signal pulsé puisqu'elle font monter le seuil du détecteur. Toutefois, notre acceptance étant mieux comprise à plus haute énergie, nous avons tout de même conservé ce jeu de coupures pour l'analyse pulsée.

Les dates de l'ensemble des événements ainsi retenus ont été correctement barycentrées (cf. chapitre 8) et les phases pour chaque événement passant les coupures standard ont été déduites par extrapolation des éphémérides radio de l'observatoire de Jodrell Bank (cf. chapitre 9). A partir de ces données nous avons construit les phasogrammes résultants pour les données sur source ainsi que pour les données hors source. Ce dernier fait simplement office de contrôle et a pour but de vérifier l'absence de toute systématique dans le calcul des phases ou la construction des phasogrammes. Les deux courbes de lumière ainsi obtenues sont représentées en figure 12.4 et n'indiquent aucune présence de signal pulsé.

La recherche de signal pulsé a été effectuée à partir de la définition des deux intervalles de pics P1 et P2 définis par EGRET [36] (P1≡0.94-0.04 et P2≡0.32-0.43). Les excès apparaissant dans le tableau 12.4 sont déterminés en prenant pour référence les événements hors des intervalles de pics et en normalisant à la largeur de l'intervalle de phase total des deux pics (0.10+0.11=0.21). A partir de cette définition des intervalles des pics, on obtient une significativité de -0.3 déviations standard et une valeur pour le H-test (cf. section 11.12) compatible avec une distribution uniforme en phase de nos événements.

Conformément à la méthode détaillée en 11.2.2, nous avons cherché à déterminer le nombre maximum de photons pulsés qui pourraient être contenu dans nos données sans pour autant ressortir des fluctuations. Cette technique nous donne avec un niveau de confiance de 99% une limite supérieure de $N_{pulse} \leq N_{lim\,sup}$ =316 événements pour 12.1 heures de temps d'observation, soit 11.6% du signal continu déterminé précédemment pour la Nébuleuse.

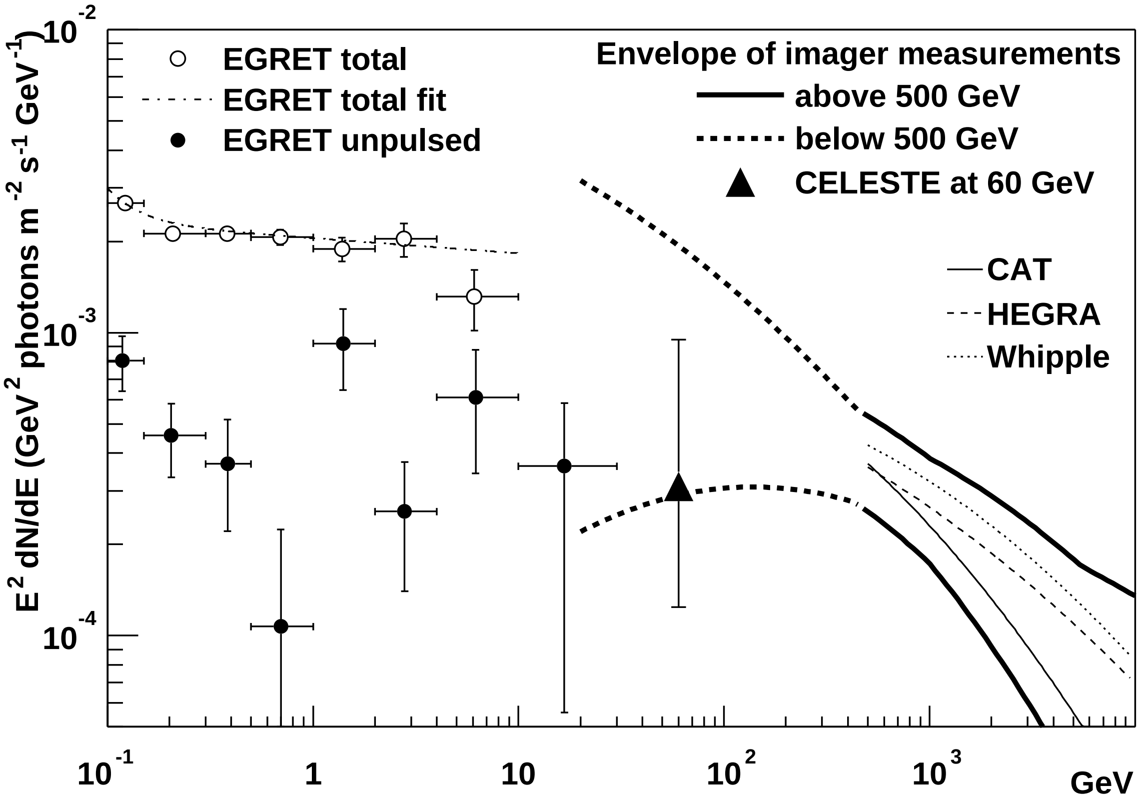


FIG. 12.3: *Spectre de la Nébuleuse du Crabe à très haute énergie. Le spectre mesuré par trois imageurs Čerenkov est donné par les courbes en trait fin (Hillas et al. 1998 [54]; Aharonian et al. 2000 [1]; Masterson et al. 2001 [73]). Les courbes en trait plein gras correspondent à une variation des paramètres d'ajustement des imageurs d'une déviation standard. Les courbes en trait tireté gras prolongent cette enveloppe à plus basse énergie. Le point triangulaire indique le flux de CELESTE au seuil en énergie nominal, l'incertitude sur l'échelle en énergie ayant été inclue dans l'erreur sur la détermination du flux. Les spectres correspondant à tous les photons (pulsar + nébuleuse) détectés par EGRET (cercles vides, Fierro et al. 1998 [36]) ainsi que les données EGRET attribuées à la nébuleuse (cercles pleins, De Jager et al. 1996 [25]) sont également représentés sur la figure. (Figure extraite de [28])*

Durée totale d'observation	12.1 h
Nombre total d'événements dans le ON	67022
Nombre total d'événements dans le OFF	64295
Nombre total d'événements ON dans les intervalles des pics	14043
Nombre total d'événements ON hors des intervalles des pics	52979
Significativité pour les intervalles de pics	-0.30σ
Fraction en phase des 2 pics	0.21
Valeur du H-Test pour le ON	2.60
Valeur du H-Test pour le OFF	1.17
Limite supérieure (O. Helene) avec un niveau de confiance de 99%	$\leq$316 événements

TAB. 12.4: *Données issues des phasogrammes ON et OFF sur le pulsar du Crabe pour la recherche de signal pulsé.*

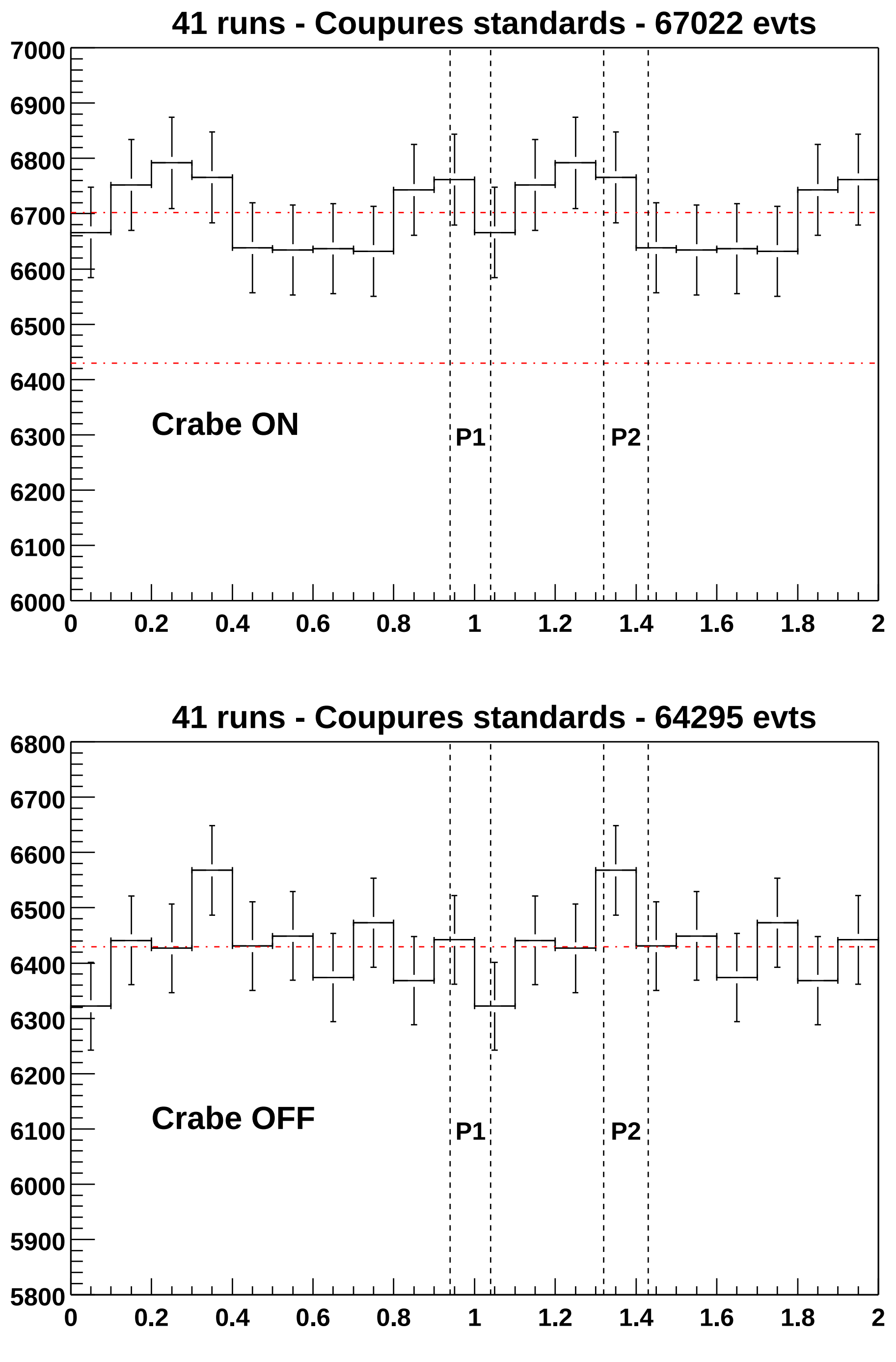


Fig. 12.4: *Phasogramme ON et OFF obtenu à partir des 41 paires sur le Crabe en pointé simple à 11 km et en majorité 3/5. Les lignes verticales délimitent les intervalles de définition des deux pics EGRET. Les lignes horizontales correspondent aux moyennes des deux phasogrammes. La moyenne du OFF a également été rapportée sur le phasogramme ON. (Figure extraite de [28, 32])*

La traduction en terme de flux de cette limite supérieure a été effectuée comme suit :

1. Hypothèse sur le spectre : nous supposons que le flux du pulsar suit une loi de puissance conformément aux observations EGRET jusqu'à une énergie E_0 à partir de laquelle le flux subit une décroissance exponentielle due aux processus physiques d'émission et d'absorption de γ dans la magnétosphère (cf. chapitre 3). D'un point de vue pratique, nous reprenons la loi de puissance donnée par EGRET que nous multiplions par un terme d'atténuation exponentielle en E/E_0.
2. Convolution du spectre atténué par l'acceptance du détecteur A(E) après coupure à partir de la paramétrisation 12.3.
3. Détermination de l'énergie de coupure E_0 solution de l'équation intégrale suivante :

$$\int_0^{+\infty} A(\alpha \cdot E) \cdot \left[0.7 \left(\frac{E}{100\ \mathrm{MeV}}\right)^{-4.89} + 2.3 \left(\frac{E}{100\ \mathrm{MeV}}\right)^{-2.05}\right] \cdot e^{-E/E_0} = \frac{N_{lim\,sup}}{T_{obs}} \qquad (12.5)$$

   où α est un coefficient traduisant l'incertitude sur l'échelle en énergie, $N_{lim\,sup}$ est la limite supérieure déterminée précédemment et T_{obs}= 12.1 heures est la durée totale d'observation correspondante.

Compte tenu de ces considérations, nous avons obtenu une énergie de coupure E_0=20 GeV ($\alpha = 1$) qui devient E_0=26 GeV lorsque l'on dégrade notre acceptance conformément aux 30% d'incertitudes sur l'échelle en énergie ($\alpha = 0.7$ dans la relation 12.5).

12.4.2.2 Représentation spectrale et discussions

La représentation de cette limite supérieure sur un spectre du pulsar est donnée en figure 12.5. On peut constater que notre limite supérieure exprimée par une atténuation exponentielle du spectre EGRET à l'énergie de coupure $E_0 = 26$ GeV demeure compatible avec les limites supérieures établies à plus haute énergie. Les modèles théoriques sont actuellement dans l'incapacité de prédire avec précision les énergies de coupure et annonce un E_0 variant entre 1 et 100 GeV pour le Crabe. Bien que cette mesure ne permette pas de distinguer lequel des deux modèles est le plus probable, il s'agit là de la première mesure effectuée dans cette fenêtre en énergie comprise entre les satellites et les imageurs. Elle permet déjà de restreindre le domaine d'énergie de la coupure et de certifier que la zone d'accélération ne se situe pas à la surface même de l'étoile, auquel cas la densité de particules chargées serait suffisamment importante pour autoriser une émission pulsée autour de 60 GeV.

12.5 Vers une nouvelle analyse pulsar

La limite supérieure précédente ne met pas fin aux «aventures pulsar» pour CELESTE. En effet, les résultats présentés ici sont issus d'une analyse optimisée pour la Nébuleuse du Crabe sur l'ensemble de la gamme d'énergie de CELESTE. L'application de telles coupures couplées à un déclenchement logiciel en majorité 4/5 à un seuil plus élevé (nécessaire pour une analyse ON-OFF) montent inévitablement le seuil en énergie et sont particulièrement contraires à l'optimisation de l'acceptance à basse énergie. Tous ces détails seront précisés dans les chapitres suivants ; nous verrons qu'il est possible d'optimiser l'analyse pour les basses énergies et ainsi de reprendre espoir pour la recherche d'un signal pulsé sur le Crabe.

On a vu en 3.6.2 que les analyses EGRET suggéraient une émission pulsée multi-composantes et que les intervalles de phases présentant les meilleures caractéristiques pour une détection à haute énergie étaient TW1, BRIDGE, LW2 et P2. Compte tenu de ces informations, nous avons adopté le même découpage en phase. Le phasogramme n'étant qu'un moyen de visualiser la distribution des événements en phase, nous nous sommes dirigés vers un phasogramme moins classique dont les canaux sont de largeurs différentes et égales aux intervalles de phase définis dans le tableau 3.3 page 55. D'un point de vue pratique, ceci sous-entend une normalisation des différents canaux par la largeur en phase correspondante afin de les rendre comparables entre eux. La valeurs lue en ordonnée pour chaque

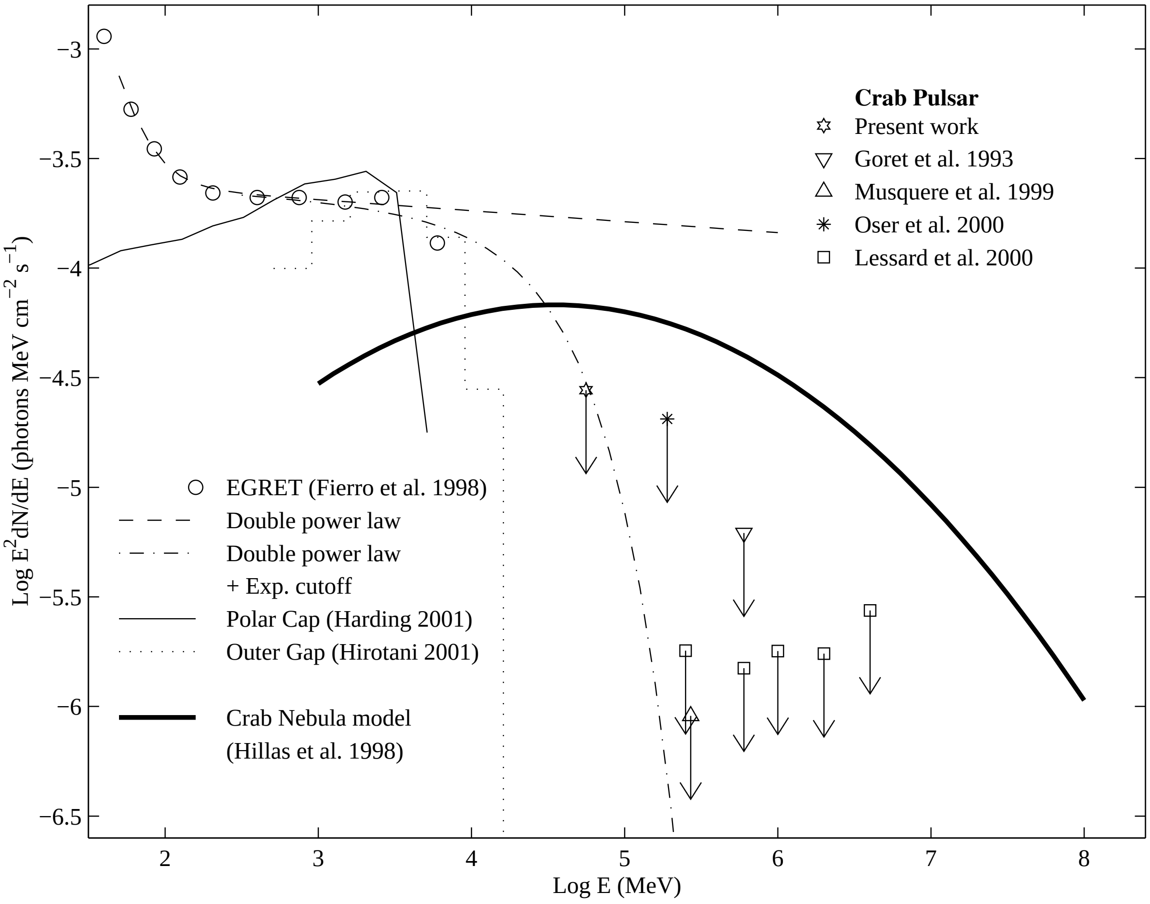


FIG. 12.5: *Spectre des photons pulsés du pulsar du Crabe. La courbe en trait pointillé représente la double loi de puissance ajustée sur les points EGRET (cercles). La courbe en trait tireté-pointillé correspond à cette même loi de puissance atténuée exponentiellement avec une énergie de coupure E_0=26 GeV, et traduit la limite supérieure sur le flux pulsé établie par CELESTE. L'étoile et la flêche verticale sur la courbe indique la limite supérieure sur le flux au niveau du seuil en énergie. Les principales limites supérieures à haute énergie établies par les télescopes Čerenkov au sol sont représentées par les différentes flêches sur la partie haute énergie du spectre [84, 67, 43, 76]. La courbe en trait plein représente la prédiction théorique donnée par le modèle Polar Cap (A. K. Harding 2001, communications privées). La courbe en trait tireté-pointillé correspond aux prédictions théoriques pour le modèle Outer Gap d'après K. Hirotani [56]. La courbe en trait gras représente la modélisation de l'émission GeV-TeV non-pulsée de la Nébuleuse par Hillas et al. 1998 [54]. (Figure extraite de [28])*

intervalle i ne correspondent donc pas au nombre réel d'événements N_i mais à la grandeur normalisée $\frac{N_i}{\Delta\phi_i}$ où $\Delta\phi_i$ est la largeur en phase de l'intervalle en question. De même, les barres d'erreur statistiques appliquées dans la suite de ce document correspondent à $\frac{\sqrt{N_i}}{\Delta\phi_i}$.

Ainsi, dans le chapitre suivant concernant l'analyse des données accumulées sur le pulsar du Crabe, nous nous intéresserons aux significativités observées dans ces différents intervalles de phase. Par souci de cohérence avec les autres mesures effectuées à plus basse énergie, nous calculerons notre significativité par rapport au seul intervalle OP.

Chapitre 13

Analyse Crabe optimisée à basse énergie

13.1 Observations et données accumulées, premier tri des données

13.1.1 Données brutes

Contrairement aux sources «classiques» observées par CELESTE, l'analyse des pulsars ne requiert pas de données hors source puisque le fond est constitué par l'ensemble des événements non-pulsés distribués uniformément en phase, à savoir les événements hadroniques et les événements gamma provenant de la Nébuleuse. Un signal pulsé se caractérise par un excès dans un intervalle de phase donné par rapport à ce fond. Du coup, la statistique peut être plus large que celle retenue pour l'analyse de la Nébuleuse du Crabe. En effet, les prises de données ON correctes non appariées à un OFF ou pour lesquelles le OFF avait été rejeté précédemment peuvent être incluses dans la liste des données et augmenter ainsi la statistique.

Le tableau 13.1 ci-dessous détaille l'ensemble de la statistique en fonction du pointé, de la majorité et des saisons d'observations.

Dans l'optique de recherche d'un signal pulsé, on veut se placer le plus bas possible en énergie. Si l'on en juge par la simulation et les courbes d'acceptances déduites, une majorité 3/5 en pointé simple 11 km (ou 17 km) sont privilégiées. Partant de ces hypothèses, nous nous sommes tout naturellement dirigés vers un classement de l'ensemble de nos données en 5 lots de majorité et/ou de pointé différent(s) :

1. **Lot 1 :** données en pointé simple 11 km ou 17 km, majorité 3/5 : 68+17 = 85 prises de données.
2. **Lot 2 :** données en pointé simple 11 km ou 17 km, majorité 4/5 : 15+8 = 23 prises de données.
3. **Lot 3 :** données en double pointé 11/25 km, majorité 3/5 : 61 prises de données.
4. **Lot 4 :** données en double pointé 11/25 km, majorité 4/5 : 4 prises de données.
5. **Lot 5 :** données fin de saison 2001-2002 ayant 6 groupes pour le module de déclenchement (tous pointés et toutes majorités confondus) : 50+1+1 = 52 prises de données.

Le nombre de prises de données en 4/5 pour le double pointé n'étant que de 4, le lot 4 présente statistiquement peu d'intérêt et ne sera pas étudié par la suite. De même, en dépis d'une statistique appréciable, le dernier lot (majorités x/6) sera écarté de l'analyse, nos connaissances concernant cette nouvelle configuration du détecteur étant à ce jour insuffisantes pour permettre une étude rigoureuse.

Des tableaux en annexe G listent pour chaque lot l'ensemble des prises de données le constituant ainsi que quelques informations permettant par la suite de trier et de filtrer ces données. Ces informations concernent les courants et les taux de comptage (valeur moyenne et écart type), la valeur moyenne du taux d'humidité et l'écart entre la température et la température de rosée, ainsi que l'angle horaire moyen et la durée.

13.1.2 Sélection

Comme précisé dans le paragraphe précédent, nous ne parlerons à partir d'ici que des trois premiers lots. Cette sélection s'est effectuée suivant les quelques critères listés ci-dessous :

Pointé	*Majorité*	*Saison 1*	*Saison 2*	*Saison 3*	*Total saison majorité x/x*
11 km	***3/5***	60	0	8	***68***
	4/5	5	10	0	***15***
	x/6	0	0	50	***50***
Total saisons 11 km		***65***	***10***	***58***	**133**
17 km	***3/5***	17	0	0	***17***
	4/5	7	1	0	***8***
	x/6	1	0	0	***1***
Total saisons 17 km		***25***	***1***	***0***	**26**
11/25 km	***3/5***	15	31	15	***61***
	4/5	0	4	0	***4***
	x/6	0	0	1	***1***
Total saisons 11/25 km		***15***	***35***	***16***	**66**
Total saisons		***105***	***46***	***74***	***225***

TAB. 13.1: *Ensemble des données accumulées sur le pulsar du Crabe sans critère particulier de sélection. Les indices 1, 2 et 3 pour les saisons correspondent respectivement à 1999-2000, 2000-2001 et 2001-2002.*

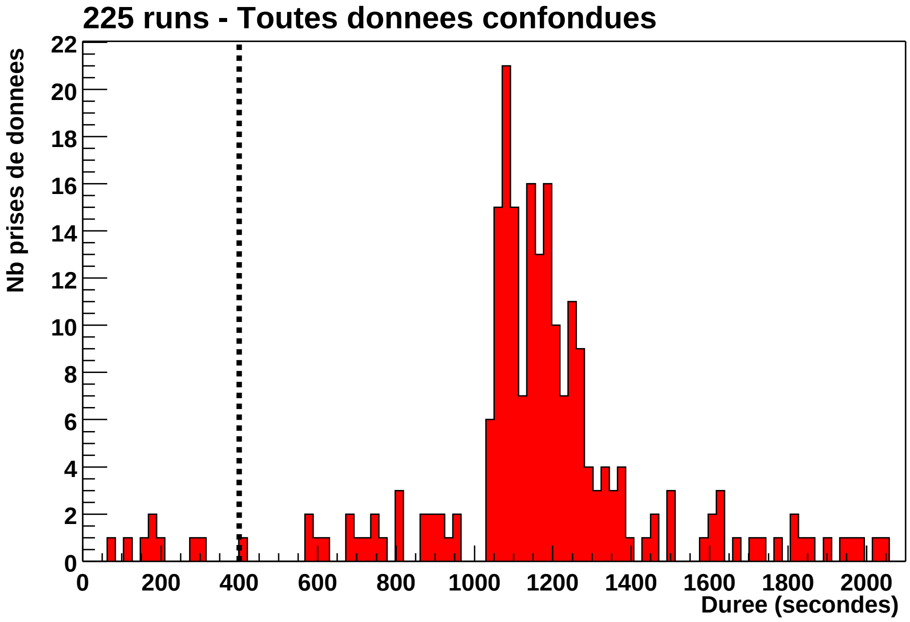


FIG. 13.1: *Distribution des durées de l'ensemble des prises de données Crabe.*

1. **La durée :** les prises de données inférieures à 400 secondes ont été rejetées (cf. figure 13.1).
2. **Taux de comptage moyens corrigés du seuil :** le seuil des données variant entre 30 mV et 45 mV/heliostat, les variations des taux de comptage peuvent être dues à des seuils différents. De manière à s'affranchir de cet effet, nous avons corrigé chaque taux de comptage dont le seuil correspondant était différent de 45 mV/héliostat (seuil de CELESTE dans son fonctionnement normal). Les résultats de cette correction sont illustrés en figure 13.2. Une fois cette correction effectuée, on peut distinguer deux populations de données : ces deux populations centrées en 15 Hz et 25 Hz correspondent respectivement aux majorités 4/5 et 3/5. Nous avons donc opté pour deux intervalles de taux de comptage suivant la majorité. Soit $20 \leq \tau_{corr} \leq 30$ Hz pour la majorité 3/5 (lots 1 et 3 - haut de la figure 13.3), et $6 \leq \tau_{corr} \leq 16$ Hz pour les données en 4/5 (lot 2 - bas de la figure 13.3). Quelques informations supplémentaires confirmant ce choix sont données en 5.5.
3. **Stabilité des taux de comptage :** de même, des taux de comptage instables peuvent traduire une atmosphère nuageuse ou l'apparition de buée (ou givre) sur les héliostats. En plus de taux de comptage moyens raisonnables, on a donc exigé une certaine stabilité en ne conservant que les prises de données dont l'écart type était tel que $\sigma_\tau \leq 0.30$ (cf. figure 13.4).
4. **Humidité et taux de comptage** : nous nous sommes également intéressés à l'existence d'une éventuelle corrélation entre les taux de comptage et le taux d'humidité moyen (ou encore à avec l'écart $\mathrm{T} - \mathrm{T}_{\text{rosée}}$, ce qui est équivalent si en on juge par la figure 13.6). En effet, il est fort probable que la diffusion de la lumière Čerenkov soit amplifiée (cf. diffusion de Mie 4.1.3.2) lorsque l'atmosphère se charge en vapeur d'eau. Toutefois, il est difficile à l'heure actuelle de quantifier un tel effet. La figure 13.5 donne la distribution des taux de comptage corrigés du seuil en fonction des taux d'humidité pour l'ensemble des données en majorité 3/5 possédant des informations météo (seules les prises de données de durées supérieures à 400 secondes ont été conservées). On peut diviser l'échelle en taux d'humidité en trois intervalles. Les données à moins de 45% en taux d'humidité ont toutes des taux de comptage compris entre 20 et 30 Hz, et sont de ce fait toutes conservées pour l'analyse. Au dessus de 80% d'humidité, les taux de comptage sont en revanche inférieurs à 20 Hz et sont rejetés lors de la sélection des données. Entre ces deux intervalles de taux d'humidité, la situation est plus ambiguë puisque les taux de comptage observés sont répar-

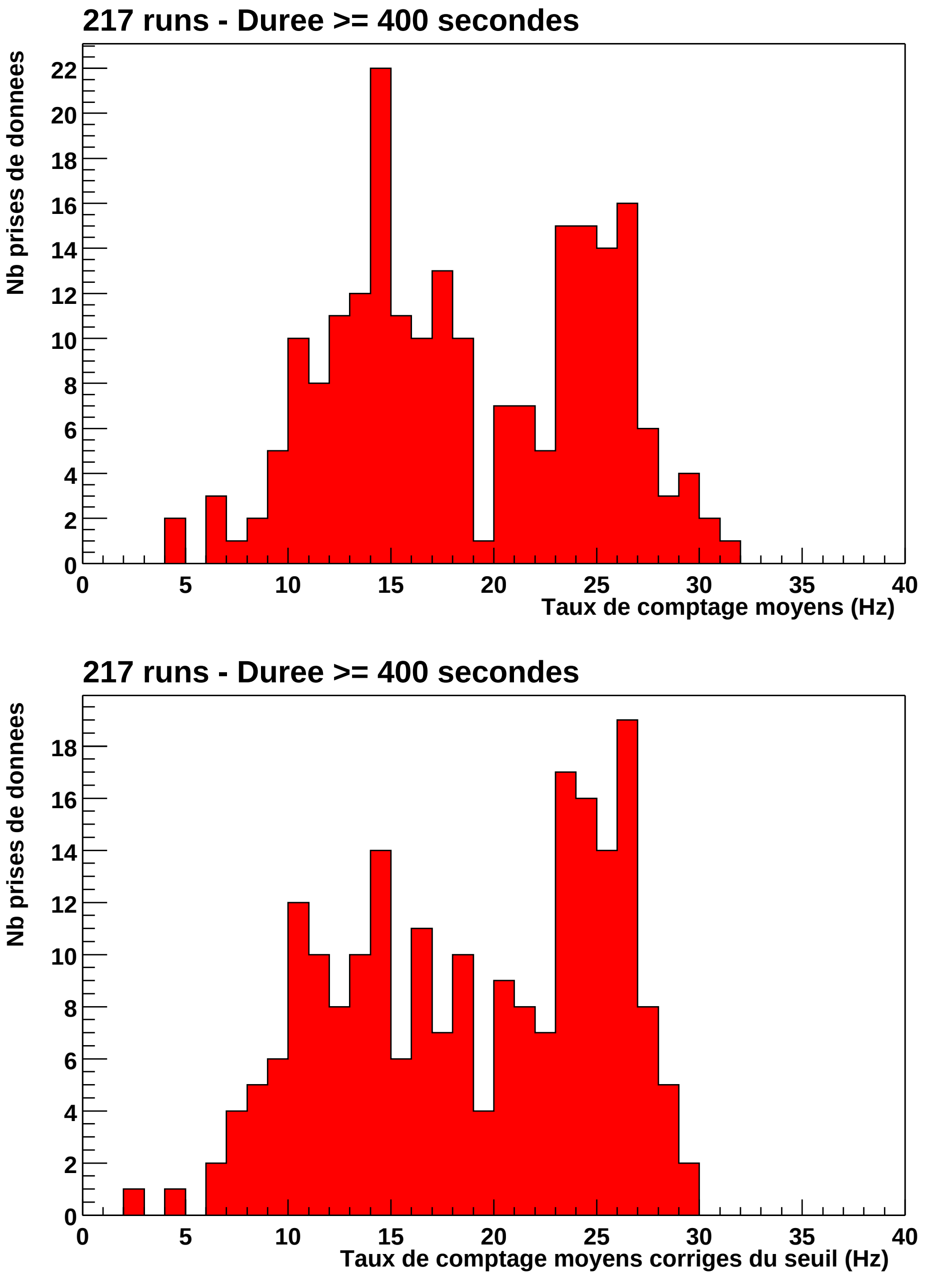
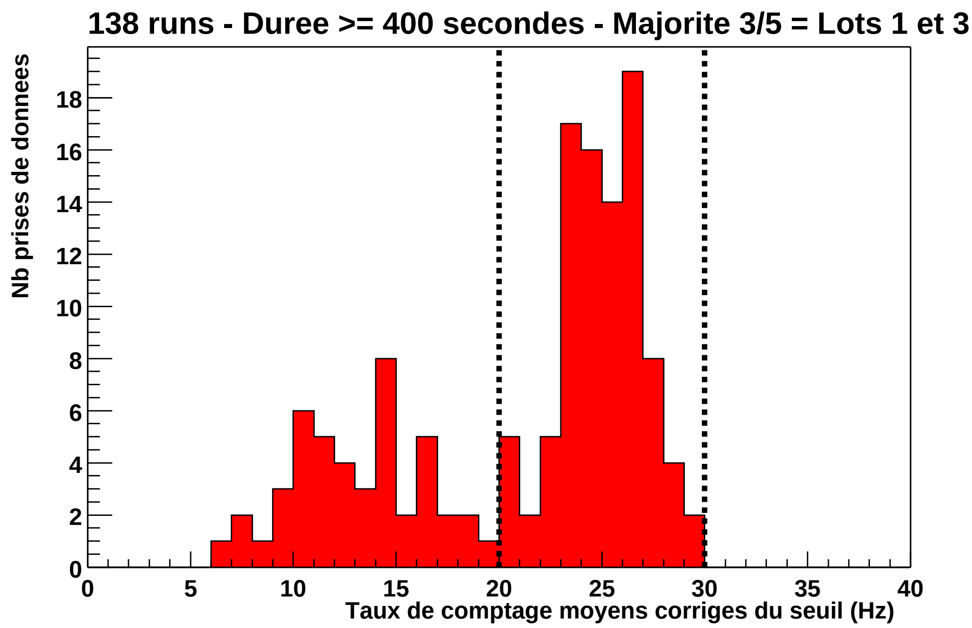


FIG. 13.2: *Distributions des taux de comptages moyens des prises de données dont la durée est supérieure ou égale à 400 secondes. En haut : distribution des taux de comptage moyens bruts sans correction de seuil. En bas : idem mais après correction de l'effet de seuil.*



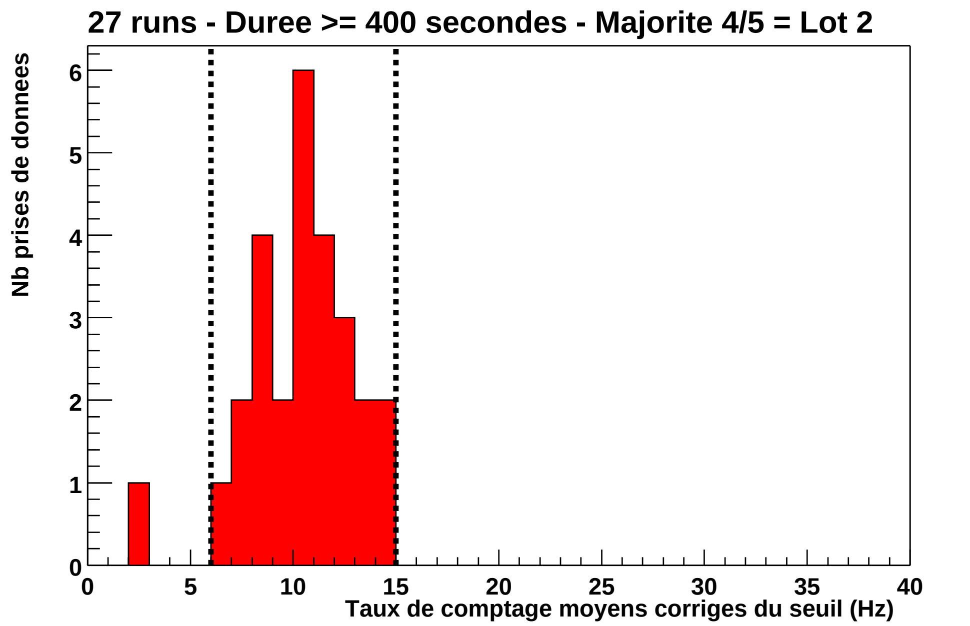


Fig. 13.3: *Distributions des taux de comptages moyens corrigés du seuil pour les majorités 3/5 (en haut) et 4/5 (en bas).*

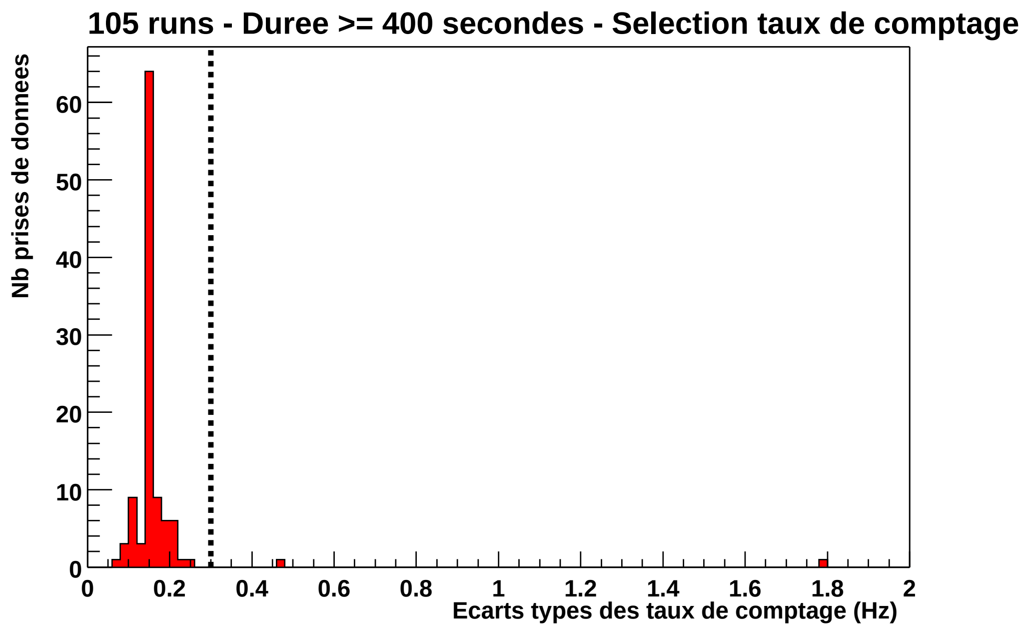


FIG. 13.4: *Distributions des écarts types des taux de comptage bruts après une première sélection en durée et en taux de comptage moyens corrigés du seuil.*

tis entre 5 et 30 Hz. Compte tenu de ces observations, il semble en effet que les taux de comptage soient corrélés au taux d'humidité. Toutefois, l'ambiguïté observée entre 45% et 80% d'humidité rend difficile la détermination d'une valeur critique au-delà de laquelle on pourrait rejeter les données. D'un point de vue technique, une sélection en taux d'humidité présente également un défaut majeur puisqu'une proportion non négligeable des données ne possèdent pas d'information météo. Les études LIDAR et photométriques en cours à Thémis devraient permettre de lever quelques ambiguïtés à ce sujet. Dans l'état actuel des choses, nous n'effectuerons aucune sélection en taux d'humidité des données.

5. **Angle horaire et taux de comptage** : l'évolution de l'acceptance pour les gamma avec l'angle horaire a déjà été discutée en 7.2.2.4 page 126. Il avait été démontré que conformément à nos attentes l'acceptance du détecteur diminuait lorsque l'on s'éloignait du transit. A une heure du transit, la chute de la surface de collection par rapport à celle au transit est d'environ 70% à 15 GeV et 30% à 30 GeV. La situation est encore plus catastrophique à deux heures du transit : moins de 5% de l'acceptance au transit jusqu'à 30 GeV et seulement 50% à 50 GeV.
   Compte tenu de ces remarques, on s'attend a priori à une diminution de l'acceptance pour les hadrons, ce qui devrait se caractériser par une diminution des taux de comptage au fur et à mesure que l'on s'écarte du transit de la source. La figure 13.7 donne la distribution des taux de comptage observés (après correction du seuil) en fonction de l'angle horaire. L'évolution attendue n'apparaît pas de manière aussi évidente. Si on ne considère que les points compris entre les deux lignes horizontales en trait pointillé (données sélectionnées sur le critère de taux de comptage), on peut toutefois constater que les taux de comptage atteignent un maximum aux alentours du transit et sont les plus faibles au-delà de deux heures du transit. Pour ces raisons, nous resterons prudents et nous n'effectuerons qu'une légère sélection en angle horaire en ne conservant que les données à moins de deux heures du transit. Nous contrôlerons ce paramètre par la suite lors de l'étude des différents lots de données.

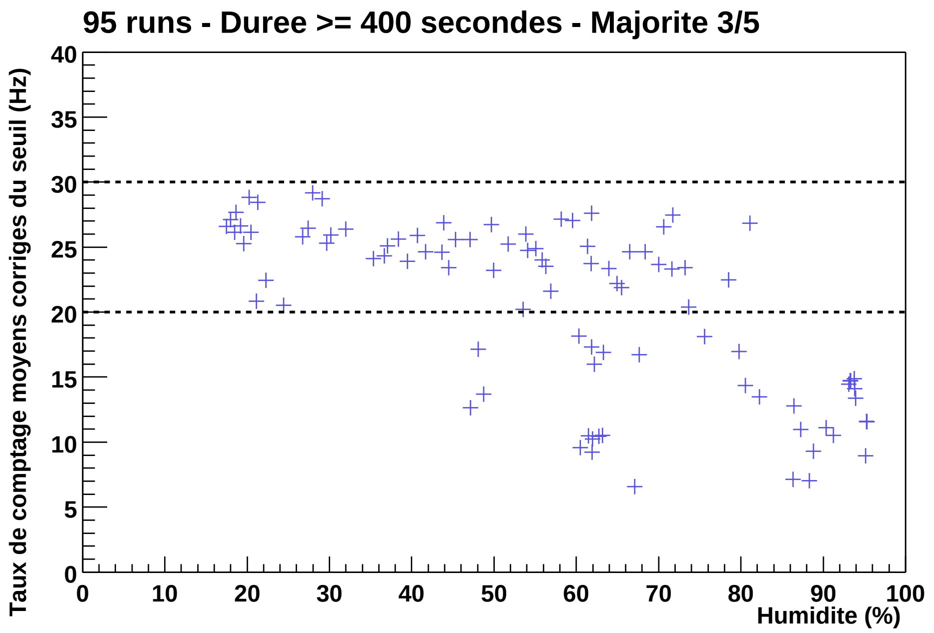


FIG. 13.5: *Taux de comptage en fonction du taux d'humidité pour les données de durées supérieures à 400 secondes et de majorité 3/5. Les données ayant les taux d'humidité les plus importants sont déjà rejetées par la sélection en taux de comptage.*

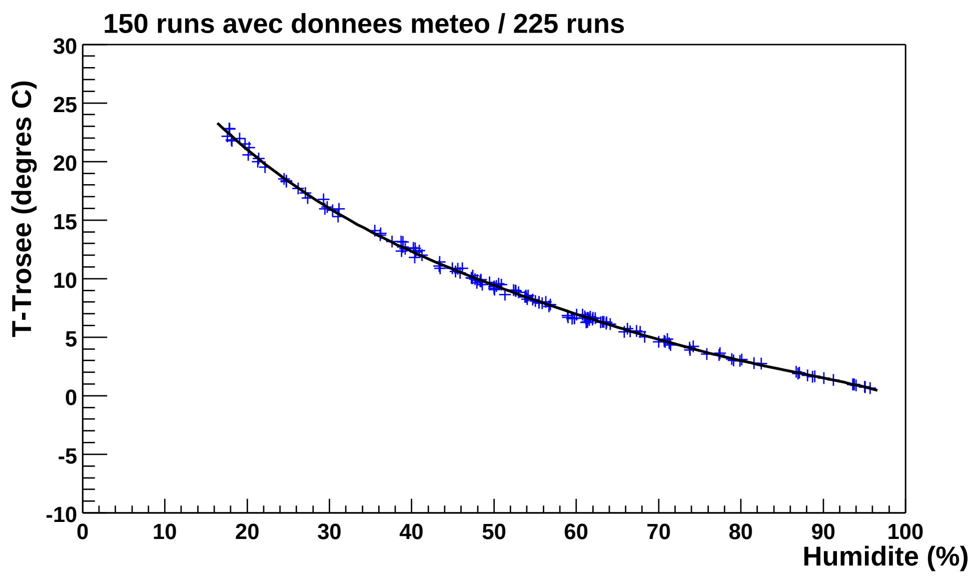


FIG. 13.6: *Ecart entre la température et la température de rosée en fonction du taux d'humidité pour l'ensemble des données ayant des informations météo. L'ajustement parfait des points provient simplement du fait que la température de rosée est déterminée par un calcul analytique au sein même de la station météo à partir des grandeurs mesurées (pression, température, taux d'humidité).*

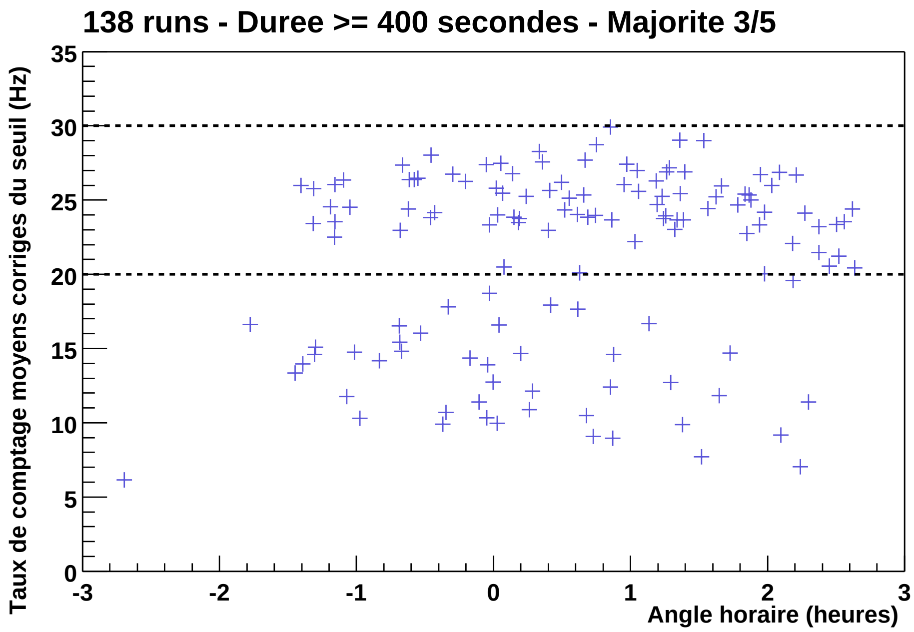


FIG. 13.7: *Evolution des taux de comptage moyens corrigés du seuil avec l'angle horaire pour les données Crabe. Il s'agit ici toujours des données prises en majorité 3/5 dont la durée est supérieure à 400 secondes. Les deux lignes horizontales en trait pointillé symbolisent la sélection en taux de comptage appliquée.*

Lot	**Total**	**Sélectionné**
1	85	48 ≡ 16.02 heures
2	23	21 ≡ 7.78 heures
3	61	29 ≡ 8.91 heures
1+2+3	169	**98 ≡ 32.71 heures**

TAB. 13.2: *Résumé du nombre de prises de données sélectionnées pour l'analyse du pulsar du Crabe. Trois lots seulement parmi les cinq initiaux sont conservés pour l'analyse.*

13.1.3 Bilan

Parmi les 225 prises de données initiales réparties en 5 lots de pointé et/ou de majorité différent(s), on ne conserve que les 3 premiers lots soit un total de 169 prises de données. Parmis ces 169 prises de données, seules 98 ont été retenues pour l'analyse (cf. tableau 13.2).

13.2 Démarche et nature des coupures

Comme ceci a déjà été précisé auparavant, les courbes d'acceptance tirées de la simulation indiquent que le seuil est le plus bas dans la configuration «pointé 11 km - majorité 3/5». Le spectre pulsé «cassant» à basse énergie, nous plaçons donc toutes nos chances sur le lot numéro 1 et notre stratégie d'analyse s'orientera vers une optimisation des coupures sur ces données. Dans une seconde étape, nous appliquerons les coupures définies aux deux autres lots (lots 2 et 3).

L'optimisation des coupures s'effectuera à partir de simulations γ. Celles-ci ont été réalisées initialement au GAM par Frédéric Piron puis contrôlées et complétées par Denis Dumora au CENBG. Les données analysées dans cette section sont les fruits des trois étapes suivantes :

1. Génération avec ISU de douze fichiers de gerbes atmosphériques simulées, initiées par des γ de **15, 20, 25, 30, 50, 70, 100, 150, 200, 300, 500 GeVet 1 TeV**.
2. Passage des photons Čerenkov émis dans la simulation de l'optique dans une configuration **simple pointé à 11 km** au transit du Crabe.
3. Simulation de l'électronique de CELESTE (version 6.0) avec un seuil à **4.5 p.e. par héliostat** en **majorité 3/5**.

Comme on l'a déjà vu en 4.3 page 77, la simulation des gerbes hadroniques pose quelques problème et en particulier à basse énergie. Or, l'analyse pulsar sous-entend une optimisation des coupures de manière à augmenter le rapport signal sur bruit au voisinage du seuil de déclenchement. De manière à s'affranchir de ces problèmes, nous allons optimiser nos coupures en comparant les efficacités obtenues sur les simulations γ à celles obtenues sur des données OFF réelles. Dans ce but, nous définissons un facteur de qualité équivalent à celui défini pour l'analyse standard et dont l'expression est la suivante :

$$Q = \frac{\varepsilon_\gamma}{\sqrt{\varepsilon_{OFF}}} \tag{13.1}$$

où ε_γ est l'efficacité de la coupure sur les données simulées γ (fraction de γ restant après l'application de la coupure) et ε_{OFF} celle sur les données réelles hors source. Le lot 1 étant le lot choisi pour la phase d'optimisation des coupures, nous avons bien entendu choisi des données OFF répondant aux critères de sélection correspondant et balayant l'ensemble de la statistique ON. Il s'agit des quatre prises de données suivantes : 11276, 11294, 11484, 11960.

Comme on l'a déjà vu, les échantillonneurs basent leur technique sur la collection de deux informations essentielles : une information temporelle par le biais des temps d'arrivée des photons Čerenkov au sol et une information en charge à partir de la distribution de lumière au sol. Tout naturellement, les paramètres de coupures concerneront donc l'une ou l'autre de ces deux informations. On distinguera également deux objectifs distincts à l'application des ces coupures : d'une part la réjection hadronique, d'autre part la non-réjection des γ de basse énergie. En effet, les modèles actuels s'accordant sur une coupure spectrale entre 1-100 GeV, il est raisonnable de faire l'hypothèse que le signal recherché se trouve à basse énergie. Toutefois, il faut être prudent sur la «sélection en énergie» apparente des coupures appliquées. Les erreurs systématiques importantes liées à la simulation ne nous permettent pas actuellement de contrôler avec précision l'échelle en énergie du détecteur. Par conséquent nous optimiserons nos coupures de manière à garder un maximum d'efficacité sur les γ simulés de 50 GeV[1] tout en essayant de réduire au maximum la statistique des données OFF.

13.3 Exploration des coupures

L'ensemble des paramètres étudiés ici sont issus d'une préanalyse «standard» des données brutes (version CelesteCode_1.00-root2.25). Elle comprend entre autre la resynchronisation des voies lorsque celle-ci était nécessaire, la recherche de pics dans les fenêtres FADC, l'ajustement des fronts d'ondes à

[1] L'analyse standard ON-OFF des données Crabe a conduit à une limite supérieure à 60 GeV.

partir des temps d'arrivée déduits de la position de ces pics, et la phase de reconstruction de la direction. L'ensemble de cette préanalyse est détaillée précisément dans la thèse de Mathieu de Naurois [27]. Le nombre de pics détectés dans les fenêtre FADC peut varier suivant la valeur du seuil exigé pour cette détection. L'analyse fournit pour l'ensemble des paramètres liés au nombre de pics les valeurs obtenues pour des seuils variant entre 20 dc et 45 dc par pas de 5 dc (on rappelle qu'il s'agit d'ADC 8 bits / 0-2V, ce qui conduit à 1 dc $\equiv$ 2V / $2^8 \simeq$ 7.87 mV). Puisque nous voulons conserver un maximum d'événements à basse énergie, nous avons opté pour le seuil le plus bas, c'est à dire 20 dc.

13.3.1 Coupure en charge

Faute d'estimateur performant de l'énergie du primaire, le paramètre qui vient tout de suite à l'esprit est la charge collectée exprimée en photoélectrons (p.e.). La charge totale d'un événement est estimée en sommant les amplitudes des pics détectés dans les fenêtres FADC (une étude très prometteuse est actuellement menée au GAM par Frédéric Piron et Julien Lavalle). Les distributions de la charge totale collectée pour les différentes énergies γ simulées sont données en figure 13.8. On constate que si la distribution des γ de 50 GeV s'arrête à 500 p.e., une coupure en charge ne conservant que les événements de charge inférieure à cette limite conserve tout de même la majorité des événements à plus haute énergie. De même, l'application aux données OFF démontrent que près de 80 % des événements d'origine hadronique sont conservés. Ceci s'explique simplement par le fait que des gerbes à grands paramètres d'impact initiées par des primaires de haute énergie peuvent déclencher le détecteur à basse charge.

Plutôt que d'utiliser brutalement cette coupure en charge, nous nous sommes penchés sur une de ses dérivées : la charge moyenne par héliostat touché (c'est à dire ayant un pic d'amplitude supérieure à 20 dc), soit :

$$Q_{moy} = \frac{Q_{Total}}{N_{pics \geq 20dc}} \text{ (p.e./héliostat)} \tag{13.2}$$

Remarque : *Cette coupure suppose que les événements n'ayant aucun pic supérieur à 20 dc aient été rejetés au préalable. Ces événements représentent environ 0.5% des γ de 15 GeV et sont quasiment inexistants à plus haute énergie. Cette condition nécessaire est par conséquent sans conséquence pour la statistique.*

A priori, la combinaison de ces deux informations permet de mieux cerner la gamme d'énergie des événements qui ont déclenché le détecteur. Les distributions en Q_{moy} obtenues pour les différentes énergies de γ sont données en figure 13.9. On distingue très nettement une disymétrie des distributions pour les énergies supérieures à 50 GeV. Afin de mieux comprendre cette queue de distribution observée au dessus de 50 GeV, nous avons représenté en figure 13.10 les distributions de Q_{moy} en fonction des paramètres d'impact réels pour cinq des onze énergies simulées. On voit clairement que cette queue de distribution en charge moyenne correspond aux γ tombant près du centre du champ. Au fur et à mesure que les paramètres d'impact augmentent, le nombre d'héliostats touchés et la charge totale collectée diminuent. Pour les gerbes γ d'énergie inférieure à 50 GeV, seuls les événements ayant des paramètres d'impact $<$ 100 m déclenchent le détecteur, et la charge totale est alors quasiment toujours collectée. Ce phénomène est également visible avec le paramètre de charge totale. Toutefois, comme on peut le voir dans le tableau 13.3, pour une efficacité maximale à 50 GeV, une coupure $Q_{moy} < 15$ p.e./héliostat rejette près de la moitié des d'événements dans le OFF contre seulement 20% pour une coupure en charge $Q_{totale} < 500$ p.e.

13.3.2 Coupure en nombre de pics

Il s'agit ici du nombre de voies présentant un pic supérieur à 20 dc dans les fenêtres FADC. La charge moyenne étant déterminée à partir de ce nombre de pics, ces deux paramètres ne sont pas indépendants. C'est en effet ce que l'on peut observer lorsque l'on représente les distributions croisées (figure 13.11) : les événements γ ayant allumé plus de 35 héliostats sont supprimés. Si l'on en juge par la figure 13.12, cette remarque reste valable pour les données OFF. On peut en conclure que cette coupure n'apporte rien à la coupure en charge moyenne en matière de réjection hadronique.

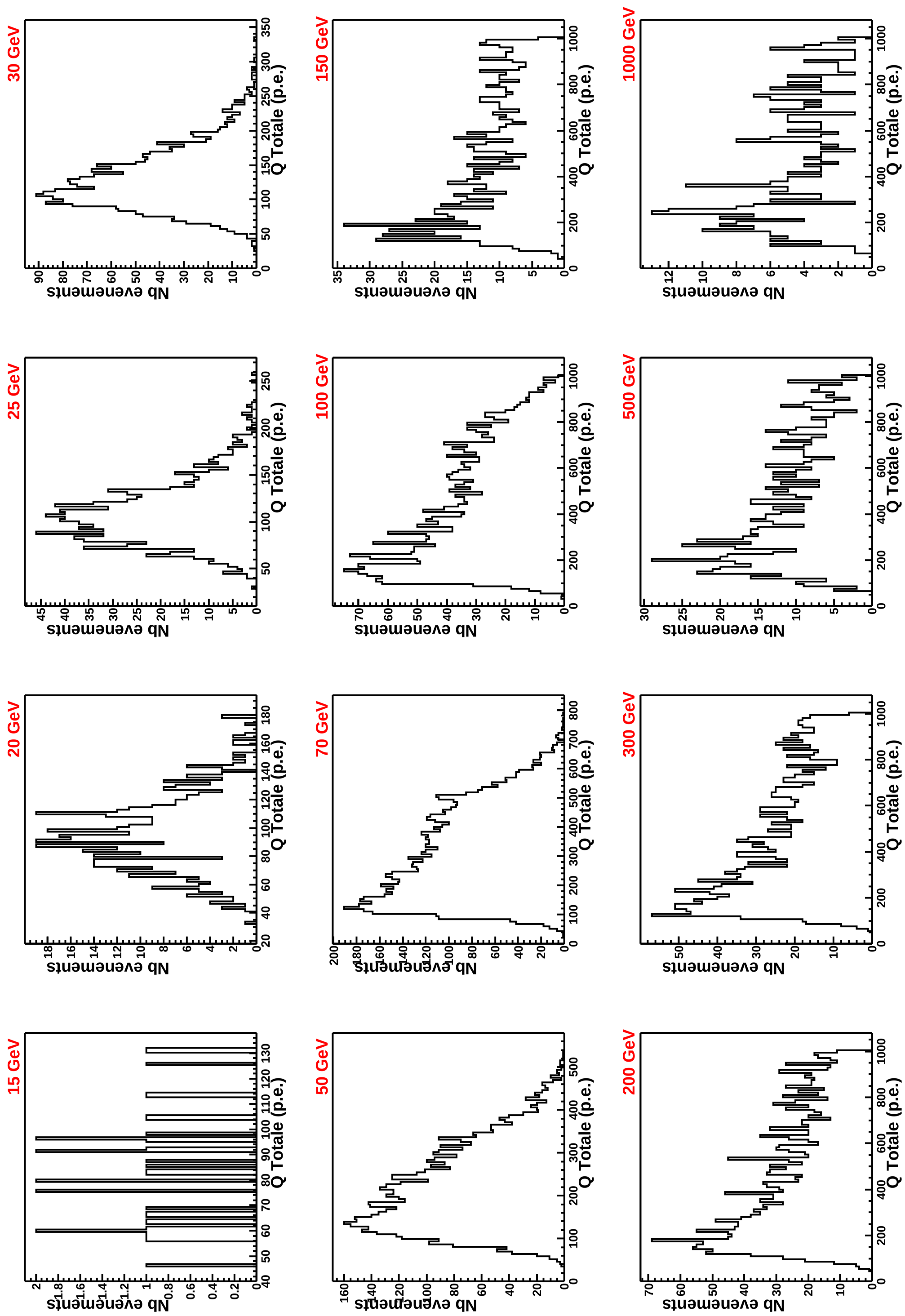


FIG. 13.8: *Distributions en charge totale obtenue pour les douze énergies γ simulées (voir texte). Les charges sont exprimées en p.e.. Par souci de lisibilité des échelles, les distributions ont été tronquées à 1000 p.e..*

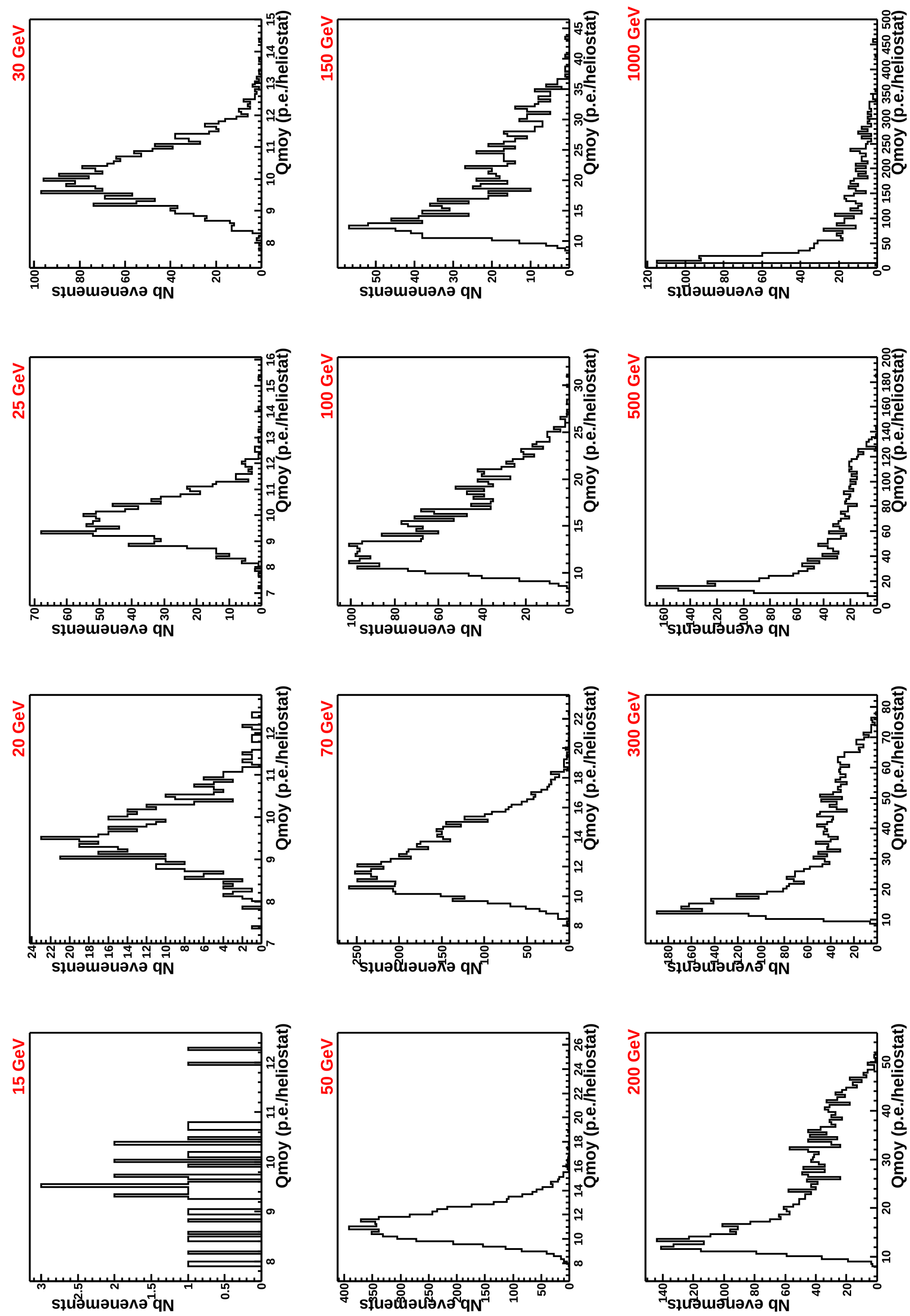


FIG. 13.9: *Distributions en charge moyenne par héliostat touché (Q_{moy}) pour des γ simulés de 15, 20, 25, 30, 50, 70, 100, 150, 200, 300, 500 GeV et 1 TeV. L'unité de charge est le p.e./héliostat.*

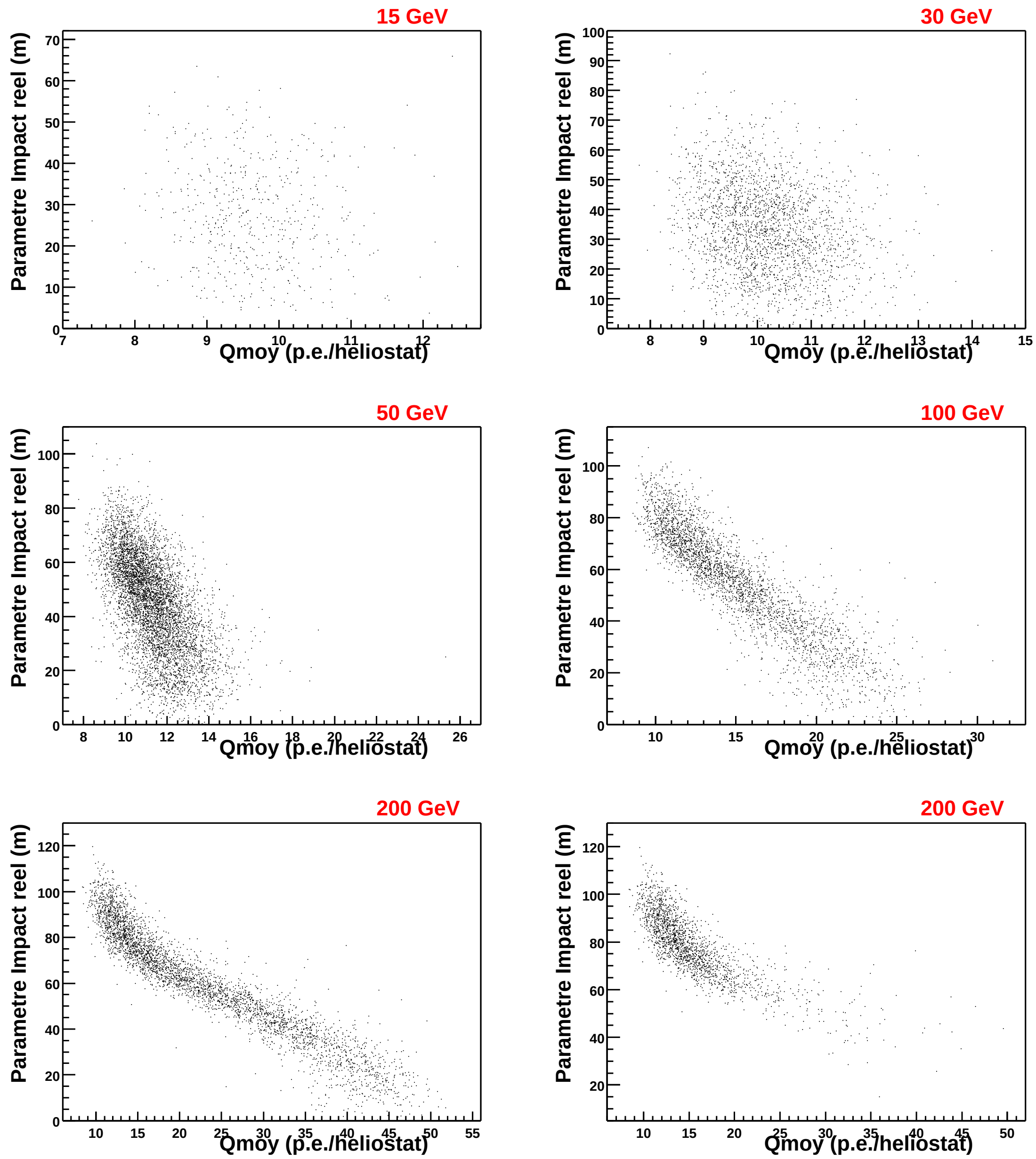


FIG. 13.10: *Distributions des paramètres d'impact réels (en mètres) en fonction de la charge moyenne par héliostat (en p.e./héliostat) réalisées pour des γ simulés de 15, 30, 50, 100 et 200 GeV. Les deux figures du bas correspondent à des γ de 200 GeV. Dans celle de droite, seuls les événements ayant moins de 35 pics supérieurs à 20 dc ont été conservés.*

E_γ (GeV)	$\varepsilon_{Q_{moy}}$(%)	$\varepsilon_{Q_{total}}$(%)	$Q_{Q_{moy}}$	$Q_{Q_{totale}}$
15	99.8	100	1.33	1.13
25	99.9	100	1.34	1.13
30	99.9	100	1.34	1.13
50	**99.2**	**99.9**	**1.33**	**1.13**
70	87.6	90.5	1.18	1.02
100	61.1	68.9	0.85	0.78
150	45.8	56.3	0.64	0.63
200	36.9	48.6	0.53	0.55
300	27.9	40.6	0.40	0.46
500	20.7	33.9	0.31	0.38
1000	15.0	27.3	0.23	0.31
OFF	**56.1**	**78.7**	...	...

TAB. 13.3: *Efficacités des coupures en charge totale Q_{totale}< 500 p.e. et charge moyenne Q_{moy}< 15 p.e./héliostat. $\varepsilon_{Q_{moy}}$ et $\varepsilon_{Q_{total}}$ correspondent respectivement aux efficacités exprimées en % des coupures en charge moyenne et totale. Les colonnes $Q_{Q_{moy}}$ et $Q_{Q_{totale}}$ donnent les facteurs de qualité (voir texte) correspondants calculés à partir des efficacités sur les données OFF (dernière ligne).*

E_γ (GeV)	$\varepsilon_{Q_{moy}}$(%)	$\varepsilon_{N_{pics}}$ (%)	$\varepsilon_{Q_{moy}+N_{pics}}$ (%)	$Q_{Q_{moy}}$	$Q_{N_{pics}}$	$Q_{Q_{moy}+N_{pics}}$
15	99.50	100.00	99.5	1.33	1.01	1.33
25	99.83	100.00	99.83	1.34	1.01	1.34
30	99.98	100.00	99.98	1.34	1.01	1.34
50	**99.22**	99.81	99.04	**1.33**	1.01	**1.32**
OFF	**55.89**	97.43	55.89	...	...	...

TAB. 13.4: *Efficacités d'une coupure en nombre de pics $N_{pics\geq 20dc}$< 35 pour des γ simulés d'énergie 15, 20, 30 et 50 GeV (colonne 1). Les valeurs sont comparées à celles obtenues avec une coupure en charge moyenne Q_{moy}< 15 p.e./héliostat (colonne 2) et en associant les deux (colonne 3). Les facteurs de qualité associés sont donnés dans les colonnes 5 à 7. On voit clairement que la coupure en nombre de pics n'apporte rien à la coupure en charge moyenne.*

On peut toutefois constater que pour des γ de 30 GeV et 50 GeV le nombre maximum d'héliostats touchés est respectivement inférieur à 25 et 35. Ceci va bien entendu à l'encontre de la coupure utilisée pour l'analyse de la Nébuleuse du Crabe et pourrait expliquer en partie l'absence de signal pulsé. En effet, seuls les événements ayant au moins 10 pics d'amplitude supérieure à 25 dc (contre 20 dc ici) ont été conservés pour l'analyse standard ON-OFF de la Nébuleuse (cf. paragraphe 12.3.3 page 182). Afin de mieux comprendre l'effet d'une telle coupure, nous avons estimé l'efficacité de celle-ci sur nos données γ simulées. Les résultats listés dans le tableau 13.5 démontrent à quel point cette coupure est inadaptée pour une recherche de signal pulsé : les γ en dessous de 30 GeV sont quasi-inexistants et la statistique est divisée par deux à 50 GeV.

13.3.3 Coupure en homogénéité

Les gerbes γ et hadronique deviennent de plus en plus semblables lorsque l'on descend en énergie, l'inhomogénéité de ces dernières étant moins marquée. On s'attend par conséquent à ce qu'une coupure en homogénéité ne soit pas très efficace au seuil de CELESTE, voire même destructrice puisque l'on a vu que le nombre maximum d'héliostats touchés diminuait avec l'énergie des γ. Toutefois, l'analyse standard ON-OFF utilisant une coupure en homogénéité de la distribution de lumière dans les groupes (σ_{grp} , cf. paragraphe 12.3.3 page 182), nous allons vérifier ici qu'elle n'est pas adaptée dans le cas d'une recherche de signal γ à basse énergie.

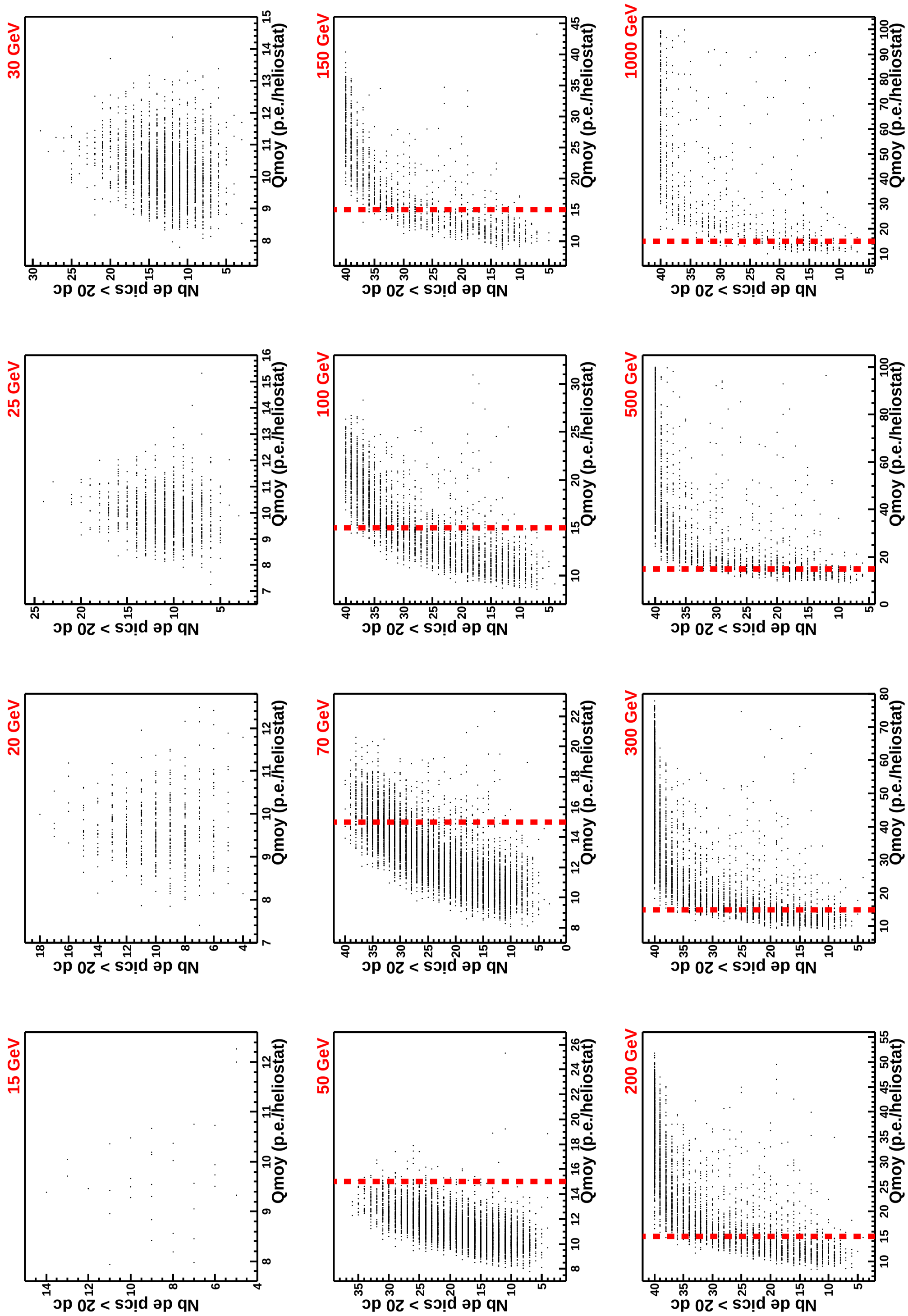


FIG. 13.11: *Distributions du nombre de pics en fonction de la charge moyenne Q_{moy} (p.e./héliostat) pour l'ensemble des énergies γ simulées. Les lignes verticales en trait pointillé correspondent à la valeur de coupure en charge moyenne $Q_{moy} = 15$ p.e./héliostat établie au paragraphe 13.3.1. Pour plus de lisibilité, les distributions à 500 GeV et 1 TeV ont été tronquées à $Q_{moy} < 100$ p.e./héliostat. On constate qu'une coupure en charge moyenne $Q_{moy} < 15$ p.e./héliostat supprime les événements γ ayant $N_{pics} > 35$.*

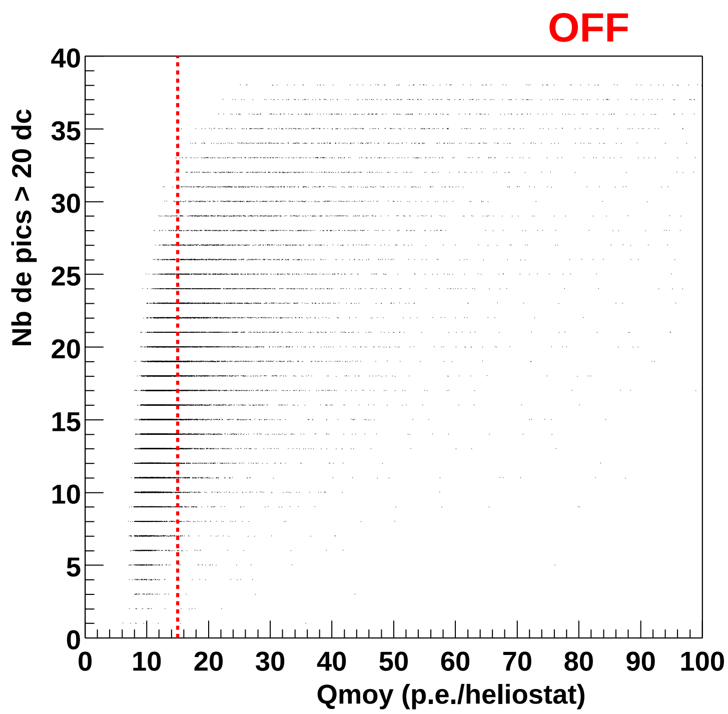


FIG. 13.12: *Distribution en nombre de pics supérieurs à 20 dc pour les quatre prises de données OFF utilisées pour déterminer les efficacités des différentes coupures.*

E_γ (GeV)	$\varepsilon_{N_{pics}}$ (%)	$Q_{N_{pics}}$
15	0.07	0.00
25	3.18	0.04
30	11.21	0.14
50	**48.52**	**0.58**
70	61.89	0.75
100	70.97	0.86
150	73.50	0.89
200	77.83	0.94
300	81.99	0.99
500	84.89	1.02
1000	86.61	1.04
OFF	**55.89**	...

TAB. 13.5: *La seconde colonne donne les efficacités de la coupure en nombre de pics d'amplitude supérieure à 25 dc utilisée dans l'analyse ON-OFF standard :* $N_{pics \geq 25dc} \geq 10$. *Le facteur de qualité correspondant est donné en colonne 3. On constate que cette coupure élimine la quasi-totalité des* γ *d'énergie inférieure à 30 GeV.*

E_γ (GeV)	$\varepsilon_{\sigma_{grp}}$(%)	$Q_{\sigma_{grp}}$
15	13.57	0.40
25	13.04	0.39
30	20.13	0.60
50	**40.89**	**1.22**
70	47.81	1.43
100	49.90	1.49
150	48.92	1.46
200	47.86	1.43
300	46.06	1.37
500	38.68	1.15
1000	26.95	0.80
OFF	**11.22**	**...**

TAB. 13.6: *Efficacité et facteur de qualité pour la coupure standard $\sigma_{grp}\leq$0.25. On voit clairement que cette coupure est catastrophique pour les γ de basse énergie. La première colonne donne les énergies γ simulées, la seconde l'efficacité en pourcents de cette coupure pour chaque énergie simulée, et la dernière colonne donne les facteurs de qualité correspondants (cf. relation 13.1).*

Le tableau 13.6 liste les efficacités et les facteurs de qualité obtenus aux différentes énergies simulées pour la coupure $\sigma_{grp}<$ 0.25 utilisée pour la Nébuleuse du Crabe. Comme prévu, une telle coupure s'avère parfaitement inadaptée et même destructrice puisque le nombre de γ rejetés est considérable et augmente lorsque l'on descend en énergie. Plusieurs valeurs différentes du 0.25 «standard» ont été testées sans succès.

13.3.4 Coupure en paramètre de reconstruction

Lors de la phase de préanalyse des données, les temps d'arrivée sont utilisés dans le but de reconstruire le maximum de la gerbe (cf. 12.3.1). A partir des coordonnées (X_0, Y_0) du maximum de la gerbe, on définit le paramètre $R_0 = \sqrt{X_0^2 + Y_0^2}$. Les gerbes hadroniques ayant des temps d'arrivée inhomogènes dus aux différentes sous-gerbes qui la composent, on s'attend à ce que l'ajustement de ceux-ci par un paraboloïde soit moins performant et conduisent à des valeurs de R_0 plus grandes. Toutefois, il faut rappeler que l'ajustement du front d'onde pour des gerbes électromagnétiques est d'autant meilleur que le nombre de pics détectés et participant à cet ajustement est grand. Ceci sous-entend un meilleur ajustement pour les γ de haute énergie.

Le tableau 13.7 donne la proportion d'événements pour lesquels la procédure d'ajustement n'a pu converger (lorsque la procédure ne converge pas, l'analyse renvoie la valeur 9999 d'initialisation pour X_0 et Y_0, soit $R_0 \simeq$14140 m). Comme attendu, les proportions de γ dont la reconstruction du maximum de la gerbe a échoué ou abouti à des valeurs de R_0 importantes sont plus conséquentes pour les basses énergies. A partir de 50 GeV, la situation devient moins critique et l'ajustement semble converger dans la majorité des cas.

Lorsque la reconstruction converge, la figure 13.13 montre que les distances R_0 sont en moyenne plus faibles pour les basses énergies. A partir de cette remarque nous avons testé une coupure $R_0 < 100$ m qui affecte peu les γ de basse énergie correctement reconstruits, puis nous avons observé son effet sur les données OFF. Le tableau 13.8 donne les efficacités et les facteurs de qualité obtenus pour les différentes énergies simulées. Il apparaît que cette coupure améliore sensiblement le facteur de qualité autour de 30-50 GeV. En revanche, pour les γ de très basse énergie (en dessous de 30 GeV) la situation est moins claire. Les facteurs de qualité obtenus en associant la coupure en charge moyenne à celle en paramètre de reconstruction sont équivalents à ceux obtenus avec une simple coupure en charge moyenne. Cet effet est essentiellement dû au fait que ce paramètre R_0 ne permet pas de récupérer les événements basses énergies pour lesquels la reconstruction a échoué.

E_γ (GeV)	evts non reconstruits (%)	evts $R_0 > 200$ m
15	30.3	31.8
25	9.6	28.6
30	6.0	7.0
50	2.2	2.7
70	1.6	2.1
100	1.3	1.6
150	0.4	1.9
200	0.5	0.9
300	0.6	1.0
500	0.1	0.6
1000	0.1	1.5
OFF	**0.8**	**19.9**

TAB. 13.7: *La première colonne correspond aux différentes énergies simulées. La seconde colonne donne la proportion d'événements pour lesquels la procédure de reconstruction n'a pu converger. La troisième colonne correspond aux proportions d'événements dont R_0 est supérieur à 200 m. Comme attendu, la proportion d'événements mal reconstruits est plus importante pour les basses énergies.*

E_γ (GeV)	$\varepsilon_{Q_{moy}}$(%)	ε_{R_0} (%)	$\varepsilon_{Q_{moy}+R_0}$ (%)	$Q_{Q_{moy}}$	Q_{R_0}	$Q_{Q_{moy}+R_0}$
15	99.9	64.5	64.5	1.33	0.86	1.24
25	99.9	59.5	59.5	1.33	0.80	1.15
30	99.9	89.7	89.7	1.33	1.20	1.73
50	**99.2**	**95.0**	**94.2**	**1.32**	**1.27**	**1.82**
70	87.6	94.6	82.2	1.17	1.27	1.58
100	61.1	94.6	55.9	0.82	1.27	1.08
150	45.8	93.5	39.8	0.61	1.25	0.77
200	36.9	93.0	31.0	0.49	1.25	0.60
300	27.9	90.8	20.9	0.37	1.22	0.40
500	20.7	87.2	12.9	0.28	1.17	0.25
1000	15.0	83.4	8.4	0.20	1.12	0.16
OFF	**56.1**	**55.67**	**26.93**	...	...	...

TAB. 13.8: *Efficacités et facteurs de qualité d'une coupure en paramètre de reconstruction du maximum de la gerbe $R_0 <$ 100 m, pour des γ simulés d'énergie 15, 25, 30 , 50, 70, 100, 150, 200, 300, 500 GeV et 1 TeV (colonnes 3 et 6). Les valeurs sont comparées à celles obtenues avec une coupure en charge moyenne $Q_{moy} <$ 15 p.e./héliostat seule (colonnes 2 et 5), puis à celles obtenues en associant les deux coupures (colonnes 4 et 7).*

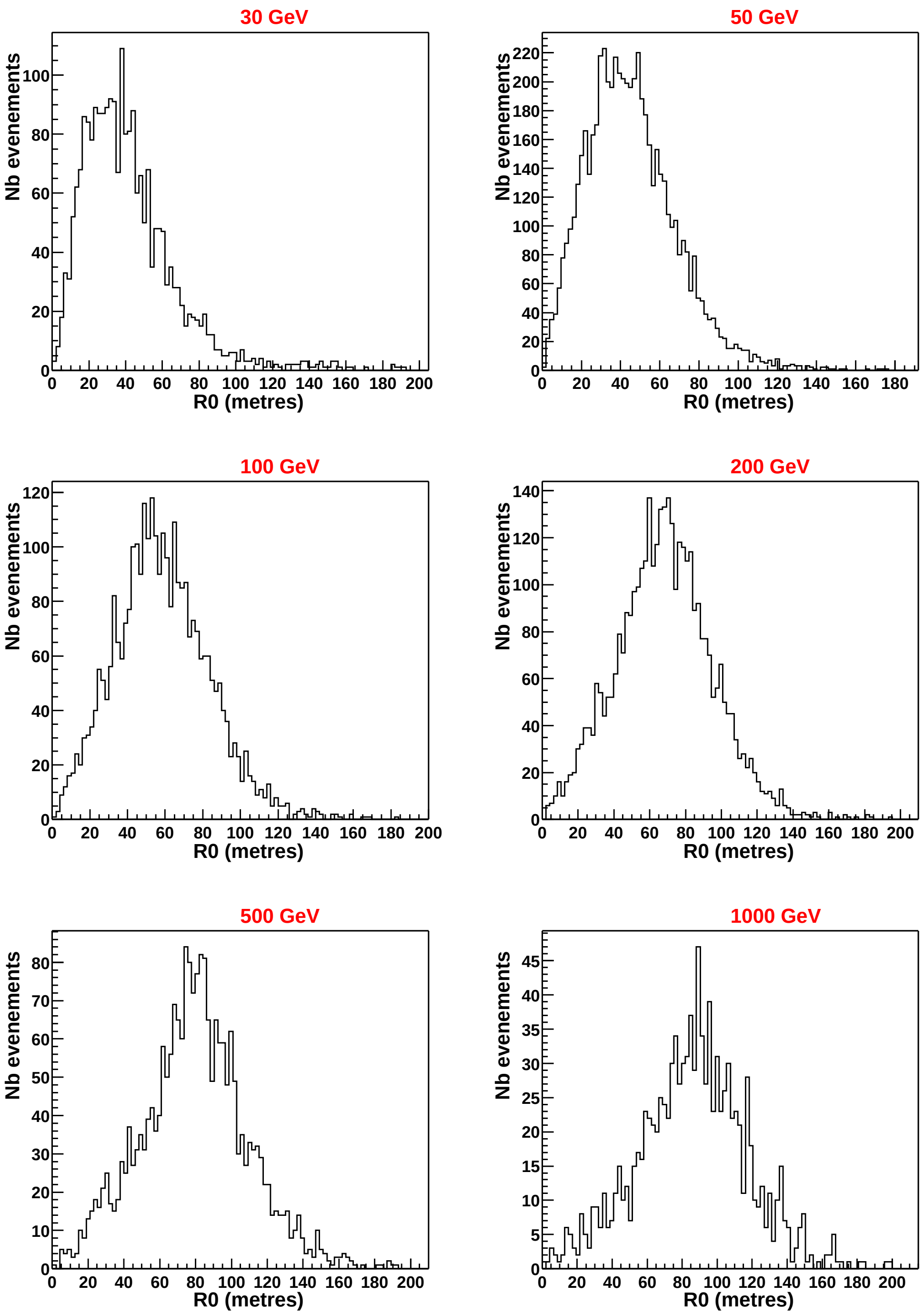


FIG. 13.13: *Distributions en R_0 (en mètres) pour différentes énergies de γ simulés. De haut en bas et de gauche à droite, les distributions correspondent à des γ d'énergie 30, 50, 100, 200 et 500 GeV. Par souci de lisibilité, les distributions ont été tronquées à 200 m.*

E_γ (GeV)	evts non reconstruits (%)
15	30.3
25	9.6
30	6.0
50	**2.2**
70	1.6
100	1.3
150	0.4
200	0.5
300	0.6
500	0.1
1000	0.5
OFF	**0.73**

TAB. 13.9: *Proportion d'événements simulés pour lesquels la procédure d'ajustement du front d'onde n'a pu converger (maximum des résidus renvoyé par l'analyse égal à la valeur d'initialisation, -1).*

13.3.5 Résidus

13.3.5.1 Le paramètre ResiduMax

Comme nous venons de le voir, la reconstruction s'effectue à partir de l'ajustement du front d'onde par un paraboloïde. Les temps d'arrivée présentent bien entendu des écarts par rapport à cet ajustement idéalisé, ce sont les résidus. A priori, l'ajustement devrait être meilleur pour les γ que pour les hadrons. Une conséquence immédiate est une dispersion en temps et un maximum de ces résidus plus faibles pour les gerbes γ que pour les gerbes hadroniques. Le paramètre étudié ici est le maximum de ces résidus.

De même que pour le paramètre R_0, nous allons être confronté au problème des basses énergies pour lesquelles l'ajustement ne converge pas. Le tableau 13.9 donne la proportion d'événements pour lesquels l'ajustement a échoué (maximum des résidus issu de l'analyse égal à -1).

Les distributions en maxima des résidus pour des γ simulés de 50, 100, 500 GeV et 1 TeV (figure 13.14) indiquent que quelle que soit l'énergie des γ , les résidus n'excèdent pas (ou très rarement) les 5 ns. Les efficacités et facteurs de qualité associés à une coupure «maximum des résidus $<$ 5 ns» sont donnés dans le tableau 13.10. Les résultats semblent très satisfaisants puisqu'une fois cette coupure associée à la coupure en charge moyenne, les facteurs de qualité à basse énergie passent de $\sim$1.3 à $\sim$2.7.

La figure 13.15 donne les distributions équivalentes pour les quatre prises de données OFF individuellement puis sommées. On constate deux populations d'événements. Une première population présente une distribution équivalente à celle observée pour les γ simulés. La seconde population, centrée autour d'une dizaine de nanosecondes est dominante, ceci expliquant la grande proportion d'événements rejetés lorsque l'on ne conserve que les événements dont le maximum des résidus est inférieur à 5 ns. La figure 13.16 délivre davantage d'informations sur cette population observée au-delà des 5 ns en maximum de résidus. On constate que ces événements à grands résidus sont également des événements basse charge, conservés pour une grande partie d'entre eux par la coupure $Q_{moy}<$ 15 p.e./héliostat. Par conséquent, la coupure en résidus est incontestablement une coupure complémentaire de la coupure en charge et c'est ce qui apparaît clairement dans le tableau 13.10. Il faut toutefois noter que les facteurs de qualité ainsi obtenus sont valables à basse énergie (en dessous de 50 GeV) uniquement si on conserve les événements basse charge pour lesquels la reconstruction du maximum de la gerbe a échoué (maximum des résidus rendu par l'analyse = -1).

Un doute subsiste tout de même. La simulation est bien évidemment idéalisée et il n'est malheureusement pas improbable que dans les conditions réelles les γ soient également distribués dans l'ensemble de ces deux distributions. Un simple dysfonctionnement des codeurs FADC et/ou des problèmes de mise en temps pourraient éventuellement expliquer de tels maxima des résidus supérieurs à 5 ns. Il est

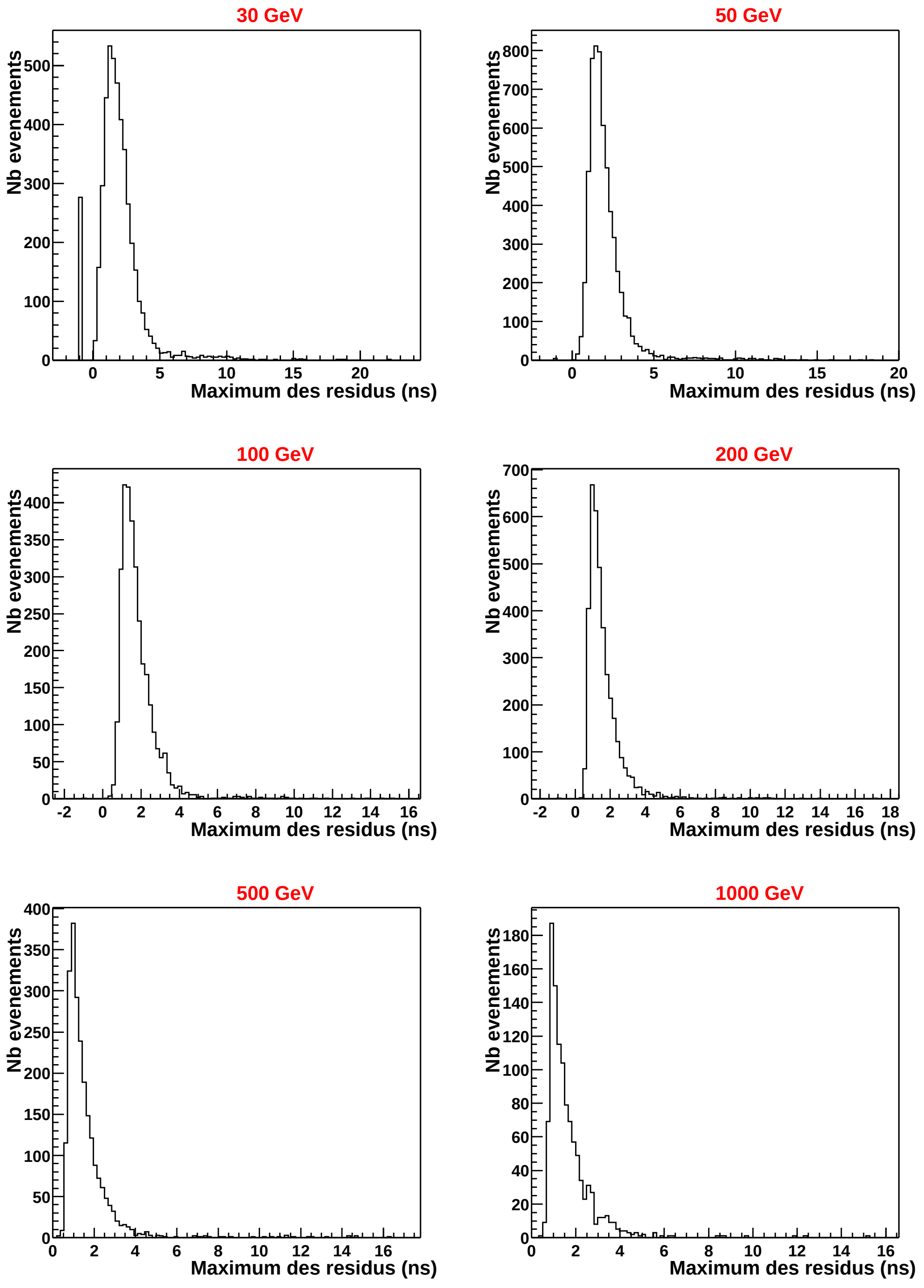


FIG. 13.14: *Distributions en maximum de résidus pour six des douze énergies de γ simulées (30, 50, 100, 200, 500 GeV et 1 TeV). On constate que quelle que soit l'énergie des γ simulés les résidus n'excèdent pas 5 ns. Les pics en -1 observés à gauche des distributions représentent les événements pour lesquels la procédure d'ajustement du front d'onde n'a pu converger.*

E_γ (GeV)	$\varepsilon_{Q_{moy}}$(%)	ε_{ResMax} (%)	$\varepsilon_{Q_{moy}+ResMax}$ (%)	$Q_{Q_{moy}}$	Q_{ResMax}	$Q_{Q_{moy}+ResMax}$
15	99.50	97.85	97.34	1.33	1.68	2.70
25	99.83	99.43	99.26	1.34	1.70	2.75
30	99.98	97.27	97.25	1.34	1.67	2.69
50	**99.22**	**97.16**	**96.40**	**1.33**	**1.67**	**2.67**
70	88.45	97.53	86.08	1.18	1.67	2.39
100	63.19	98.04	61.44	0.85	1.68	1.70
150	48.18	97.65	46.26	0.64	1.67	1.28
200	39.32	98.52	38.13	0.53	1.69	1.06
300	29.93	98.04	28.41	0.40	1.68	0.79
500	22.87	98.45	21.95	0.31	1.69	0.61
1000	16.88	98.30	16.31	0.23	1.68	0.45
OFF	**55.89**	**34.04**	**13.02**	**...**	**...**	**...**

TAB. 13.10: *Tableau d'efficacité de la coupure en maximum de résidus seule (ResMax < 5 ns) et couplée avec la coupure en charge moyenne (Q_{moy} < 15 p.e./héliostat).*

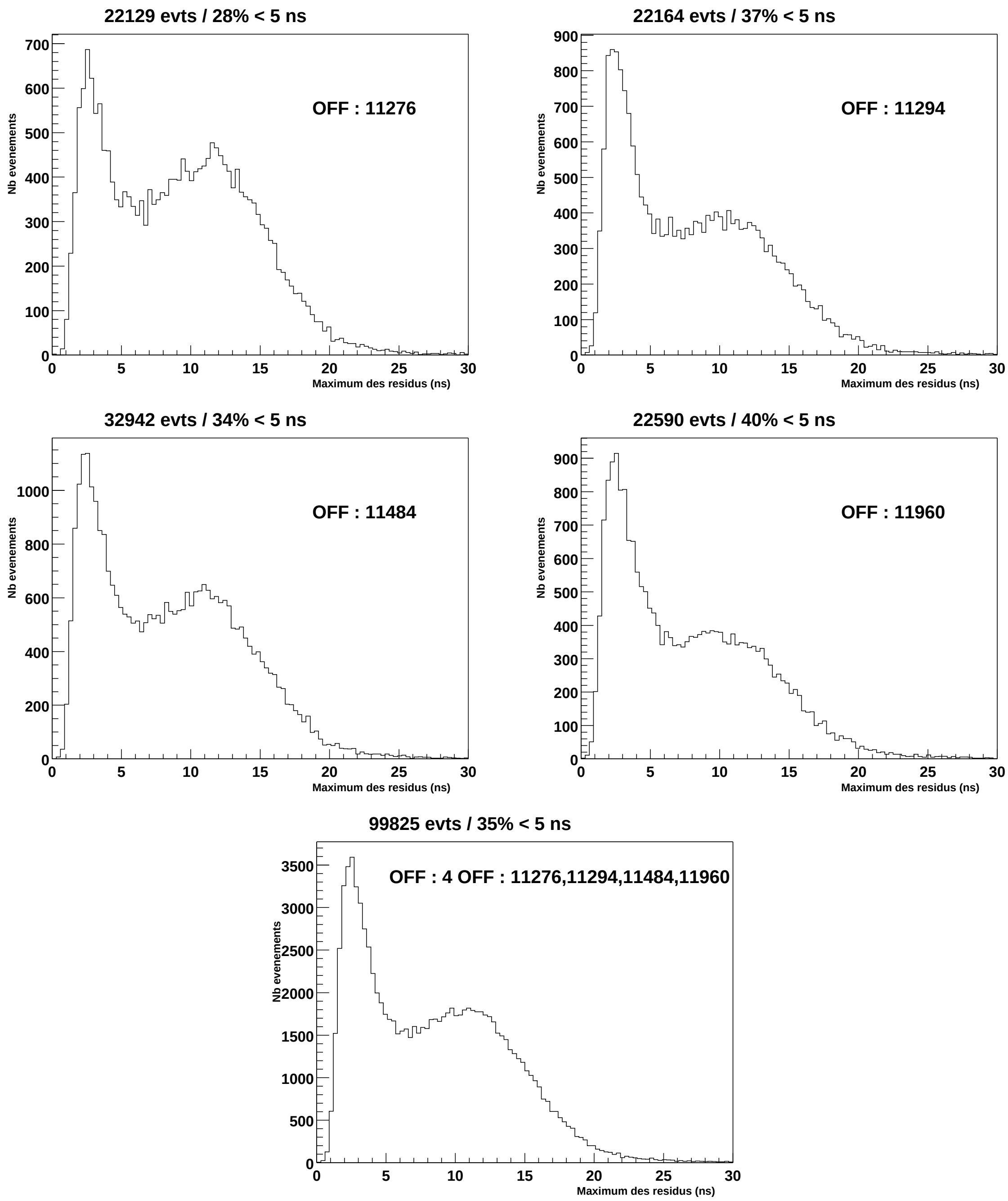


FIG. 13.15: *Les quatre figures du haut sont les distributions en maxima des résidus pour chacune des quatre prises de données OFF. La figure du bas est la somme de ces quatre distributions. Pour l'ensemble des distributions, on distingue deux populations d'événements. En dessous de 5 ns, on retrouve une distribution semblable à celle observée pour les γ simulés. La proportion (en pourcents) des ces événements est données en haut de chaque distribution. Au dessus de 5 ns vient s'ajouter une seconde population d'événements, centrée autour d'une valeur moyenne d'environ 11 ns.*

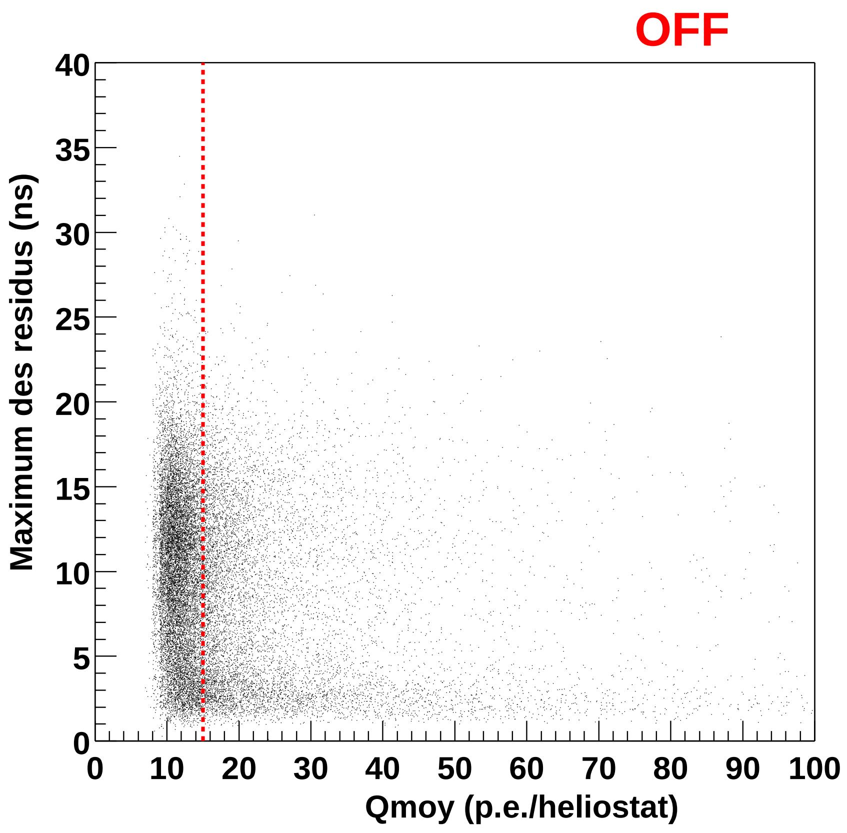


FIG. 13.16: *Données OFF : distribution en maximum de résidus (en ns) en fonction de la charge moyenne Q_{moy} (en p.e./héliostat). Les droites en trait pointillé verticale et horizontale correspondent respectivement aux coupures en Q_{moy} et maximum des résidus définies à partir des simulations γ.*

par conséquent nécessaire de justifier cette coupure, et c'est ce qui est effectué dans la section suivante.

13.3.5.2 Justification de la coupure en maximum des résidus

Afin de justifier cette coupure en résidus, nous avons construit ces mêmes distributions pour les 41 paires ON/OFF sur le Crabe (majorité 3/5 et pointé simple à 11 km) retenues pour l'analyse standard et exposée précédemment en 12.4.1 page 182. La figure 13.17 donne les distributions en maximum des résidus pour les données ON, OFF et l'excès ON-OFF après l'application des coupures. Tout comme précédemment, on distingue dans les distributions individuelles ON et OFF deux populations d'événements : une première identique à celle observée pour les γ simulés et une seconde centrée autour d'une dizaine de ns. En revanche, cette seconde population disparaît lorsque l'on fait la différence ON-OFF de ces deux distributions. L'excès observé étant dû aux γ provenant du Crabe, on peut donc en conclure que des γ se caractérisent bien par des résidus inférieurs à 5 ns comme le prédit la simulation.

Il faut toutefois se rappeler que ces coupures impliquent un seuil en énergie plus élevé que celui recherché, autour de 60 GeV, et les γ de basse énergie sont donc exclus de cette distribution. On a vu également que la proportion d'événements pour lesquels la procédure d'ajustement ne convergeait pas était justement plus importante pour ces γ de basse énergie. Afin de s'assurer que ces problèmes de convergence ne nuisent pas à la règle établie, nous avons construit les distributions ON, OFF et ON-OFF pour l'ensemble de la statistique, avant l'application des coupures. ces distributions sont données en figure 13.18. L'excès brut ON-OFF suit la même loi de distribution : la majorité des événements présentent des résidus inférieurs à 5 ns.

13.3.6 Bilan & acceptance

Seules les coupures en charge moyenne et en résidus maximum sont conservées, soit :

1. $Q_{moy} = \frac{Q_{totale}}{N_{pics>20dc}} < 15$ p.e./héliostat
2. Résidus maximum ≤ 5 ns

Ces deux coupures conduisent à la courbe d'acceptance figurant en 13.19. Les données permettant la construction de cette courbe sont données dans le tableau 13.11. Comme prévu, l'efficacité est maximum jusqu'à 50 GeV et est particulièrement adaptée à la recherche d'un signal pulsé à basse énergie.

Un point positif est que les coupures en homogénéité σ_{grp} et nombre de pics supérieurs à 25 dc appliquées pour la nébuleuse du Crabe sont effectivement inadaptées à l'analyse pulsar puisqu'elles suppriment une grosse proportion des γ en dessous de 50 GeV. Ceci ne remet pas en cause les résultats précédents (limite supérieure à 60 GeV) mais renforce l'hypothèse qu'une éventuelle détection d'un signal pulsé sur le Crabe peut être rendue possible par le choix de coupures adaptées aux basses énergies.

Le tri des données a été effectué en section 13.1. Les coupures a priori idéales pour un signal pulsé en dessous de 50 GeV ont été établies dans cette section. Les dates des événements ont au préalable été barycentrées et les phases correspondantes ont été calculées à partir des éphémérides radio comme explicité dans les chapitres 8 et 9. Nous allons désormais appliquer les coupures en question aux données du lot 1 (pointé simple 11 ou 17 km et majorité 3/5) et débuter l'analyse pulsar. Puis nous appliquerons ces mêmes coupures aux deux autres lots définis précédemment.

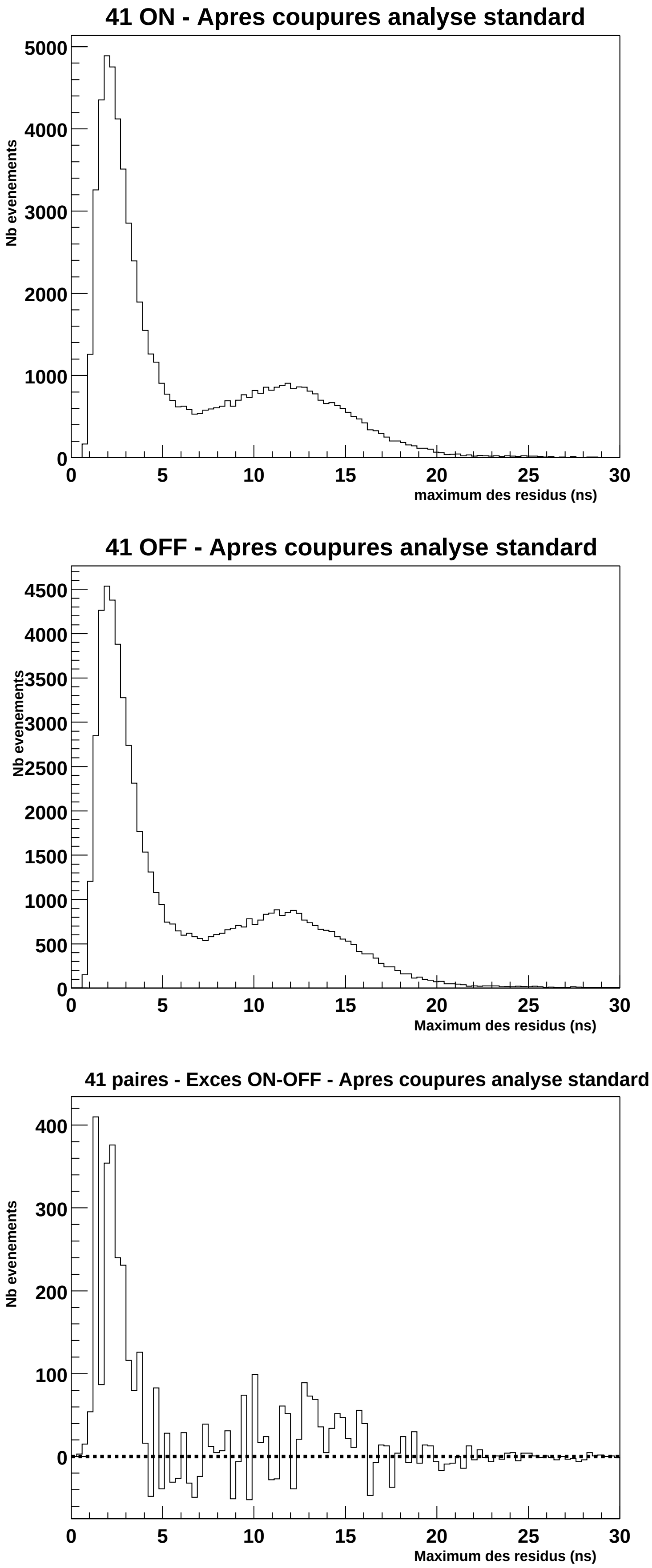


FIG. 13.17: *Distributions des maxima des résidus pour 41 paires Crabe retenues pour l'analyse standard ON/OFF. En haut, la distribution obtenue à partir des 67022 événements ON ayant passé les coupures. Au milieu, la distribution en maximum des résidus des 64295 événements OFF ayant passé les coupures. En bas, la différence ON-OFF de ces deux distributions. (cf. tableau 12.2 page 183)*

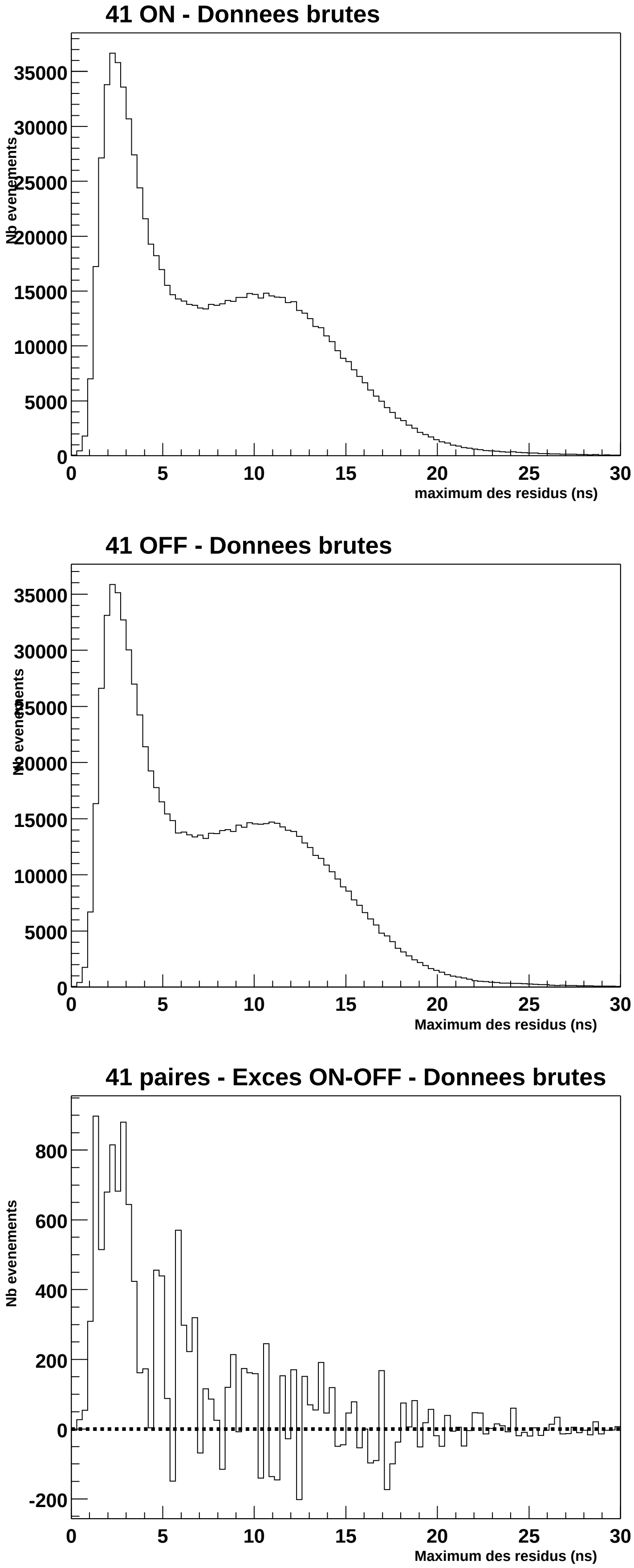


FIG. 13.18: *Distributions des maxima des résidus pour 41 paires Crabe retenues pour l'analyse standard ON/OFF. En haut, la distribution obtenue à partir des 894494 événements ON avant coupures. Au milieu, la distribution en maximum des résidus des 888725 événements OFF avant l'application des coupures. En bas, la différence ON-OFF de ces deux distributions. (cf. tableau 12.2 page 183)*

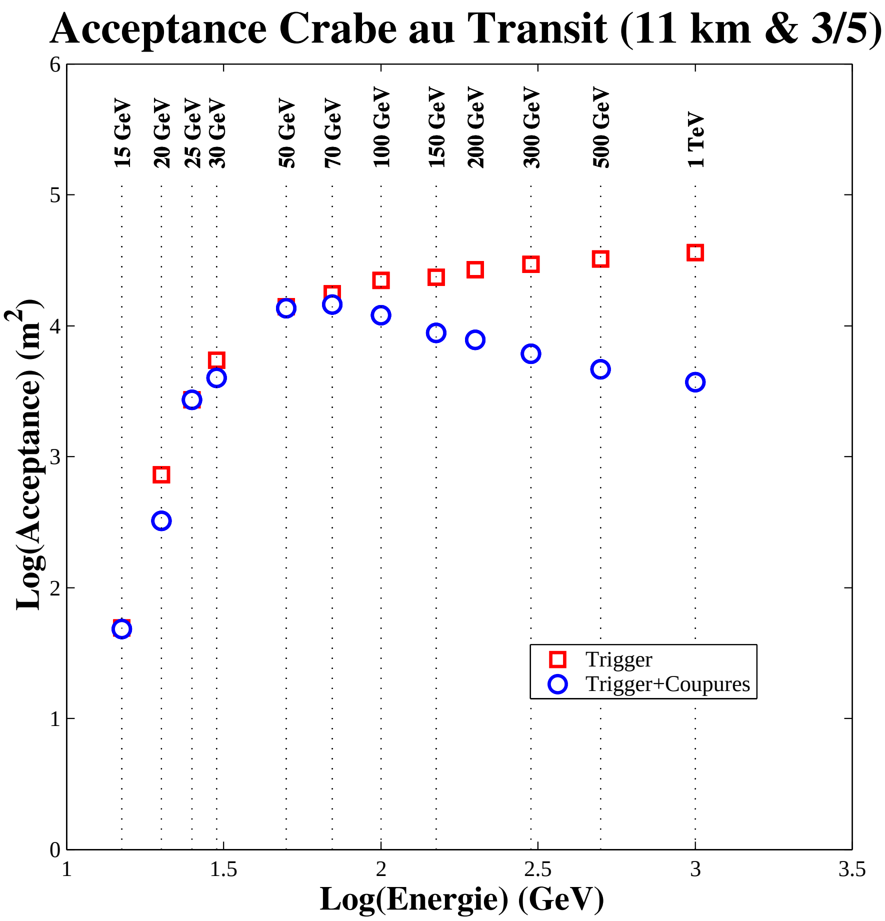


FIG. 13.19: *Courbes d'acceptance pour le Crabe au transit obtenue à partir des données simulées (simple pointé 11 km, majorité 3/5, seuil à 4.5 p.e./héliostat) après applications des coupures en charge moyenne par héliostat et en maximum des résidus. L'ensemble des valeurs numériques sont données dans le tableau 13.11. Les points représentés par des carrés et des cercles sont respectivement les acceptances (en* m^2*) avant et après application des coupures spécifiques à l'analyse basse énergie. Comme attendu, les coupures rejettent peu de* γ *en dessous de 50 GeV. Seul le point à 20 GeV semble incohérent et sera par conséquent écarté lors du calcul de l'acceptance.*

Données	**Energie (GeV)**	**Simulés**	**Déclenchés**	**Après Coupures**	A^{eff}_{decl} (m^2)	$A^{eff}_{coupures}$ (m^2)	**Efficacité (%)**
50201	15	50000	35	34	49±8	48±8	97.9
50200	20	50000	515	229	728±35	324±23	44.5
50202	25	30000	1154	1153	2719±96	2717±96	99.9
50121	30	40000	3092	2263	5464±126	3999±104	73.2
50122	50	30000	5955	5750	14031±263	13548±257	96.6
50143	70	30000	7424	6160	17492±304	14514±269	83.0
50123	100	10000	3125	1703	22089±616	12038±412	54.5
50144	150	3976	1319	493	23449±1017	8765±534	37.4
50124	200	10000	3783	1103	26740±702	7797±313	29.2
50145	300	10000	4151	861	29342±749	6086±268	20.7
50146	500	5000	2290	328	32374±1134	4637±322	14.3
50147	1000	2148	1104	113	36330±1877	3719±430	10.2

TAB. 13.11: *Données des simulations permettant l'établissement de la courbe d'acceptance visualisée en 13.19. Les colonnes 3 à 5 sont respectivement le nombre de γ simulés, le nombre d'événements qui ont déclenché le détecteur, et le nombre d'événements passant les coupures. Les colonnes 6 et 7 sont les acceptances exprimées en m^2 avant et après application des coupures. L'efficacité à 20 GeV est anormalement faible et ne sera pas pris en compte lors de l'ajustement de la courbe d'acceptance.*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
LW1	67924	-448.5	-1.6	9900	-221.5	-2.1
P1	114225	+270.8	+0.7	16761	-108.2	-0.7
TW1	113783	-171.2	-0.5	16889	+19.8	+0.1
BRIDGE	125154	-195.6	-0.5	18644	+87.9	+0.6
LW2	80386	+618.1	+2.0	11778	-30.4	-0.3
P2	125924	+574.4	+1.4	18848	+291.9	+1.9
TW2	102823	+264.3	+0.7	15205	+22.8	+0.2
TOTAL PULSE	730219	+912.3	+0.6	108025	+62.3	+0.1
OP	410235	...	...	60729	...	...

TAB. 13.12: ***Crabe, totalité lot 1 :*** *statistiques des différents intervalles de phase pour les phasogrammes du lot 1 figurant en 13.20. N, Δ et σ sont respectivement le nombre d'événements, l'excès par rapport à OP et la significativité de l'intervalle de phase considéré. Les indices «c» et «b» correspondent respectivement aux données avant (b≡brut) et après l'applications des coupures (c≡coupure). Les intervalles de phases sont ceux définis en 3.3 page 55.*

13.4 Analyse lot 1 - Simple pointé & majorité 3/5

13.4.1 Totalité du lot 1

13.4.1.1 Phasogrammes

Rappelons que le lot 1 contient 48 prises de données en majorité 3/5 et en pointé simple à 11 ou 17 km. Les phasogrammes présentés par la suite sont construits selon le découpage en phase proposé par les études à plus basse énergie (cf. 3.3 page 55) et avec une normalisation du nombre d'événements comme explicité en 12.5 page 187.

Les deux phasogrammes obtenus pour le lot 1 avant et après coupures sont donnés en figure 13.20. Les excès et significativités des différents intervalles de phase sont donnés dans le tableau 13.12. Si on compare les excès et significativité avant et après l'application des coupures, rien de très prometteur ne semble apparaître. En valeur absolue, le maximum et le minimum de significativité sont dans les deux cas équivalents.

13.4.1.2 Test d'uniformité

Faute de test d'uniformité performant, nous avons testé nos données avec le H-test. Les valeurs obtenues avant et après l'applications des coupures sont respectivement 7.1 et 8.9. Comme on l'a vu dans la section 11.12, la probabilité d'obtenir une valeur h supérieure à la valeur H trouvée est donnée par :

$$P(h > H) = 0.9999755 \cdot e^{-0.39802H} \tag{13.3}$$

Ainsi, on trouve que la probabilité d'obtenir une valeur de H supérieure à 8.9 dans une distribution uniforme de phases est ∼3%. Compte tenu de ces résultats, l'hypothèse de la présence d'un signal pulsé dans ces données n'est pas à exclure.

On peut imaginer que la sélection effectuée n'est pas suffisamment stricte et que certaines prises de données, bien qu'inadaptées pour une analyse basse énergie, ont malgré tout été conservées. Dans ce cas de figure, la valeur finale du H-test n'est pas suffisante et il peut être intéressant de connaître les valeurs intermédiaires. Dans cet objectif, nous avons tracé l'évolution de la valeur délivrée par le H-test avec l'augmentation de la statistique. Afin de définir une référence, nous avons reproduit les figures équivalentes pour une même statistique de phases aléatoires. Les résultats obtenus pour les données réelles et simulées sont donnés en figure 13.21. Deux remarques peuvent être faites. Tout d'abord, les maxima obtenus sur les données réelles sont légèrement supérieurs aux données simulées. Ensuite, la valeur terminale obtenue pour les données réelles augmente après l'application des coupures alors qu'elle est à peu près constante (∼2) pour les deux statistiques de phases aléatoires.

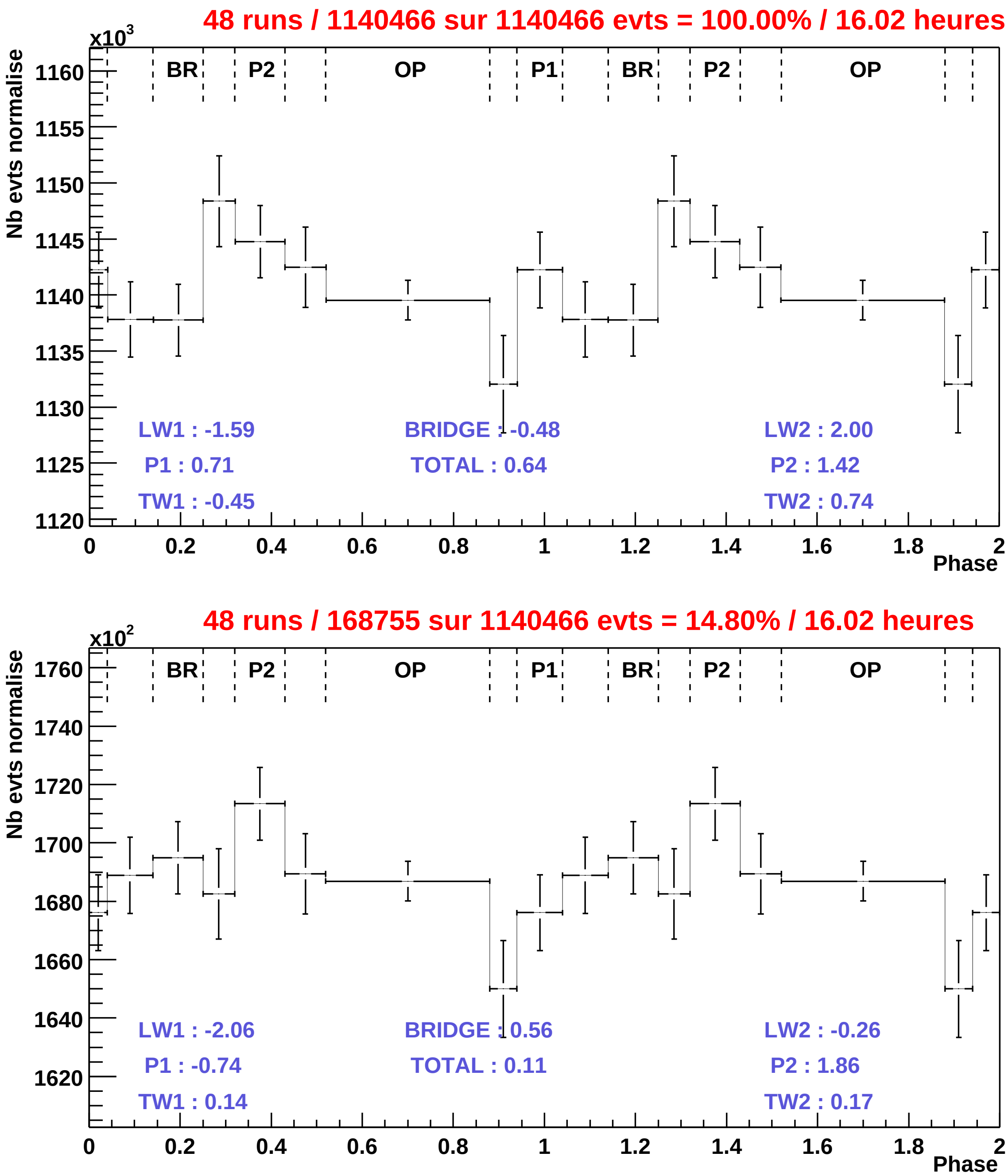


FIG. 13.20: ***Crabe, totalité lot 1 :*** *phasogrammes avant (haut) et après l'application des coupures (bas) définies en 13.3. Le découpage en phase et les barres d'erreurs statistiques sont déterminés conformément à 3.3 page 55. La valeur affectée à chaque intervalle de phase correspond au nombre d'événements divisé par la largeur de l'intervalle considéré (cf. 12.5 page 187). Les différentes valeurs associées à ces phasogrammes sont données dans le tableau 13.12. Afin de guider les yeux, les différents intervalles de phase sont rappelés en haut du phasogramme (BR ≡BRIDGE).*

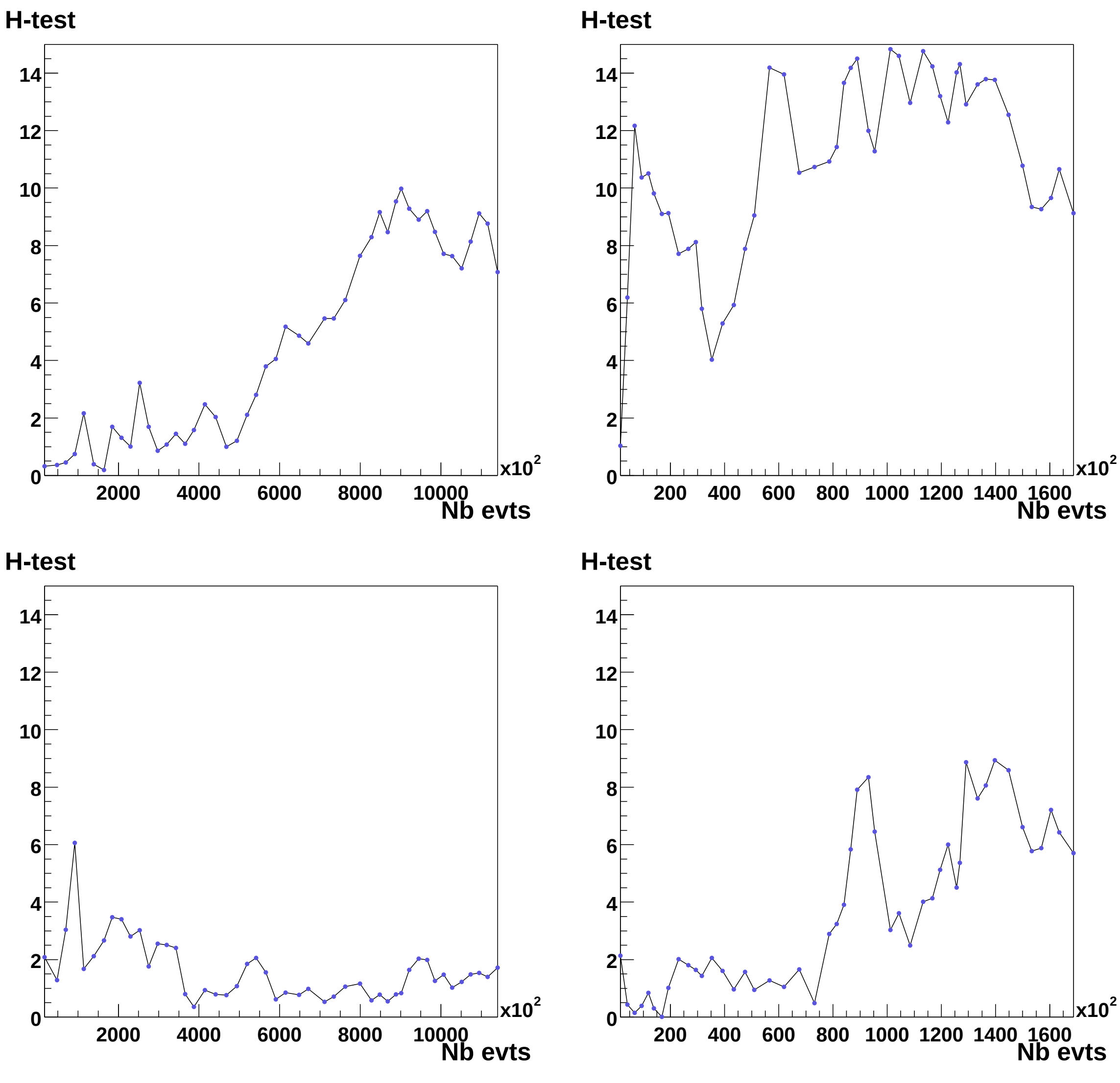


FIG. 13.21: *Test d'uniformité appliqué aux 48 prises de données Crabe du lot 1 avant (gauche) et après (droite) application des coupures ; en abscisse le nombre d'événements et en ordonnée la valeur délivrée par le H-test pour ce lot d'événements. Chaque point correspond à l'ajout d'une prise de données. Les figures du haut illustrent les résultats obtenus pour les données réelles. Les figures du bas correspondent aux mêmes statistiques, mais les phases réelles ont été remplacées par des phases aléatoires.*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
LW1	30126	-6.2	0.0	4115	-10.3	-0.2
P1	50291	+70.7	+0.3	6890	+14.4	+0.2
TW1	50187	-33.2	-0.1	7069	+193.4	+2.0
BRIDGE	55131	-111.3	-0.4	7889	+325.9	+3.2
LW2	35347	+192.8	+0.9	4901	+88.1	+1.2
P2	55948	+705.7	+2.6	7991	+427.9	+4.2
TW2	45420	+221.8	+0.9	6309	+121.0	+1.4
TOTAL PULSE	322456	1046.2	+1.1	45164	1160.4	+3.3
OP	180793	...	...	24752	...	...

TAB. 13.13: ***Crabe, lot 1, H<3/4 heure :*** *excès et significativités avant et après application des coupures dans les différents intervalles de phase pour les 20 prises de données du lot 1 à moins de 3/4 d'heure du transit (figure 13.20). (Voir tableau 13.12 pour la légende)*

13.4.2 Evolution de la significativité avec l'angle horaire

Malgré une sommation décevante des phasogrammes individuels, certaines prises de données présentent des courbes de lumière pour le moins surprenantes. Faute de simulation intermédiaires, il est difficile d'évaluer l'évolution de l'acceptance entre une heure et deux heures du transit. De ce fait, lors de la sélection des données, nous avions été prudents et avions opté pour une limite en angle horaire à deux heures du transit. Bien qu'aucune corrélation n'ait pu être mise en évidence entre les taux de comptage (hadrons) et l'angle horaire, ce dernier critère demeure tout de même un paramètre physique à contrôler. Compte tenu de l'évolution de l'acceptance à basse énergie avec l'angle horaire, nous avons représenté en figures 13.22, 13.23 et 13.24 les distributions des significativités obtenues pour chaque prise de données en fonction de l'angle horaire, et ceci indépendamment pour les sept intervalles de phase. La significativité apparaît (et plus clairement pour l'intervalle P2) légèrement meilleure autour du transit. A partir de cette constatation, nous avons testé quelques sélections en angle horaire plus restrictives et construit les phasogrammes correspondants (figure 13.25). Comme attendu, une sélection en angle horaire améliore la significativité. Une coupure à moins de 3/4 d'heure du transit semble optimale (cf. figure 13.26) : la significativité atteint ainsi 3.23σ sur le BRIDGE, et même 4.22σ rien que sur P2 ! Le H-test commence également à être significatif puisqu'il délivre pour l'ensemble des données ainsi sélectionnées une valeur de 21.4 ! La probabilité associée à cette valeur est très faible : $P(h > H) \simeq 0.02\%$. L'évolution croissante de la valeur du H-test avec la statistique (cf. figure 13.27) est également favorable à la présence d'un signal. Les a priori basés sur le profil du phasogramme semblent donc confirmés par le test d'uniformité : il y aurait bien un signal pulsé dans les données Crabe du lot 1.

Pour comparaison, «l'anti-phasogramme» réunissant les 28 autres prises de données à plus de 3/4 d'heure du transit a été construit et est représenté en figure 13.28. La valeur délivrée par le H-test pour ce phasogramme est de seulement 0.5, ce qui conforte la réjection des données à plus de 3/4 d'heure du transit.

13.4.3 Significativité et taux d'humidité

Historiquement, ce critère d'humidité avait été étudié sur les données PSR B1951+32. Il semblait alors qu'un excès apparaissait autour de 0.9 en phase (rappelons que les pics EGRET sont centrés en 0.16 et 0.60) lorsque l'on sélectionnait uniquement les données basse humidité (à l'époque le critère était plutôt l'écart entre la température et la température de rosée). Yves Gallant a ensuite proposé d'appliquer ce même critère sur les prises de données Crabe en pointé 11 km et majorité 3/5, sélectionnées pour l'analyse standard ON-OFF, et dont les informations météo étaient présentes (cf. chapitre 12). Soit au total une statistique de 29 prises de données (12 ne possèdent pas d'information météo)

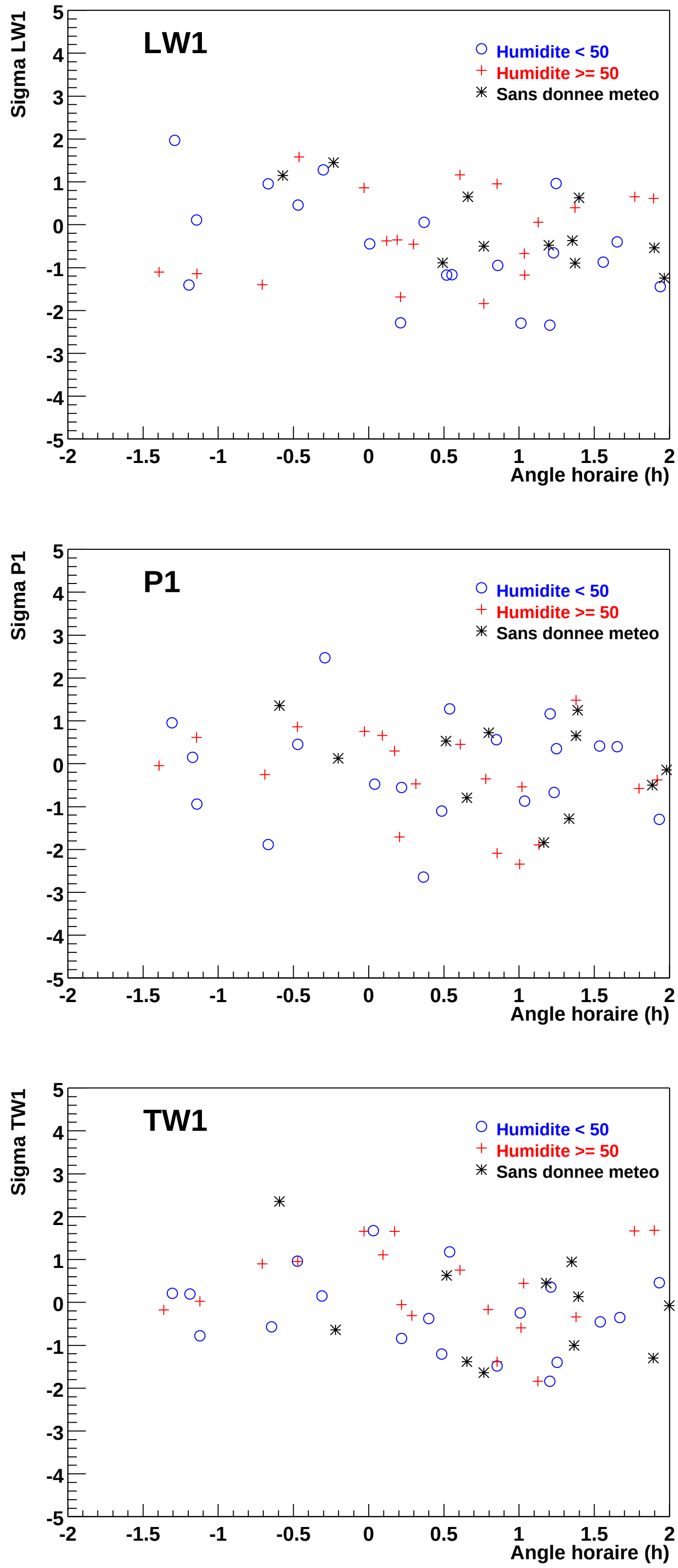


FIG. 13.22: *Partie A - Distribution en angle horaire des significativités des trois intervalles de phase du premier pic (LW1, P1, TW1) pour chacune des prises de données Crabe du lot 1. Les différents symboles permettent de distinguer les données avec données météo et un taux d'humidité supérieur ou inférieur à 50%.*

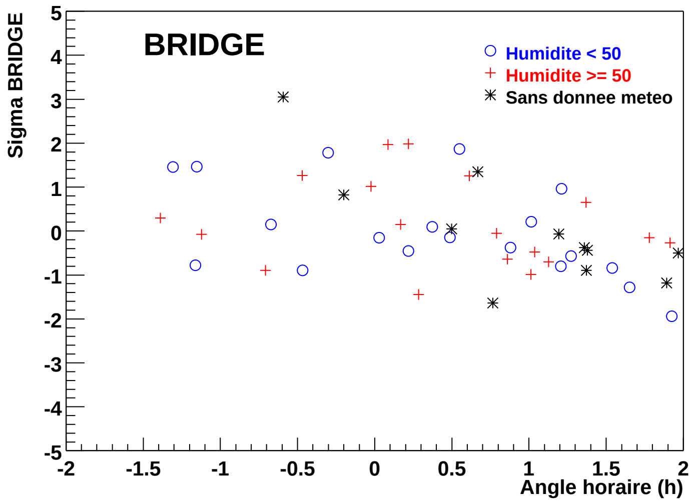


FIG. 13.23: *Partie B - Distribution en angle horaire des significativités de l'intervalle de phase BRIDGE obtenues pour chacune des prises de données Crabe du lot 1.*

sur lesquelles aucune coupure n'était appliquée. Les résultats se sont avérés surprenant puisqu'un excès semblait ressortir dans les intervalles de phase attendus [38]. Pour tenter de démontrer cette éventuelle corrélation entre la significativité et le taux d'humidité Y. Gallant eut l'idée de tracer l'évolution de cette significativité avec l'augmentation de la statistique, prise de données par prise de données.

Nous allons contrôler ici cette éventuelle corrélation en appliquant la même technique aux données Crabe du lot 1 situées à moins de 3/4 du transit pour lesquelles un signal pulsé semble être présent. Il apparaît dans la figure 13.29 que la significativité sur P2 augmente progressivement avec la statistique en suivant une loi a peu près en racine carré du nombre d'événements (lorsqu'on double la statistique, la significativité augmente d'un facteur $\sqrt{2}$). Toutefois, la situation est différente de celle observée dans les données sélectionnées pour l'étude de la Nébuleuse. En effet, pour ces dernières, la significativité chutait lorsque l'on passait une limite située à environ 40% d'humidité. Ce n'est pas le cas ici. La progression s'effectue jusqu'aux taux de comptage les plus forts. Afin de confirmer ces conclusions, nous avons divisé les 20 prises de données en deux lots de même statistique situés de part et d'autre des 40% d'humidité, puis nous avons construit les phasogrammes correspondants. Ceux-ci sont présentés en figure 13.30. Dans les deux cas, les structures de pics apparaissent, avec même une significativité légèrement meilleure pour les données à plus grand taux d'humidité. De ce fait, l'hypothèse d'une éventuelle corrélation entre la significativité et les taux d'humidité n'est pas démontrée et n'a pas lieu d'être exploitée ici.

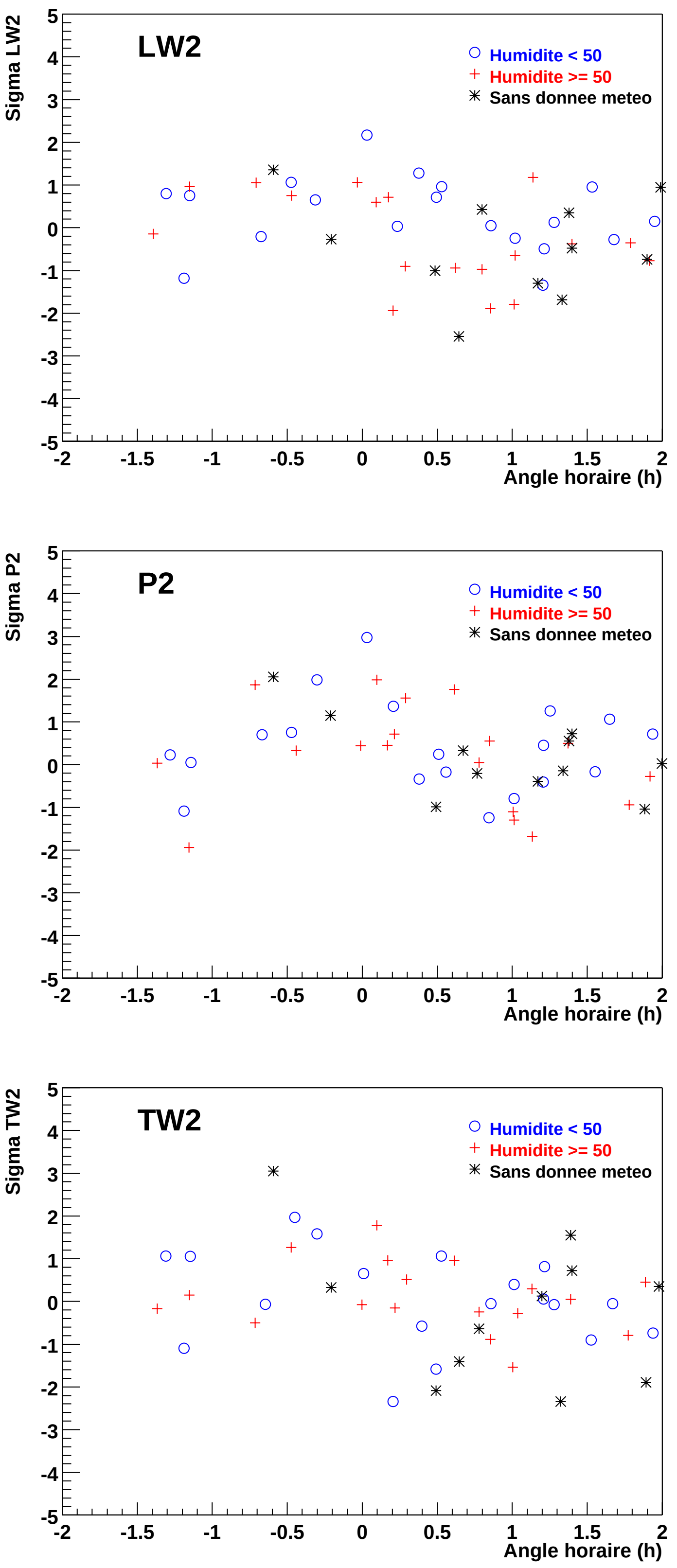


FIG. 13.24: *Partie C - Distribution en angle horaire des significativités des trois intervalles de phase du second pic (LW2, P2 et TW2) pour chacune des prises de données Crabe du lot 1.*

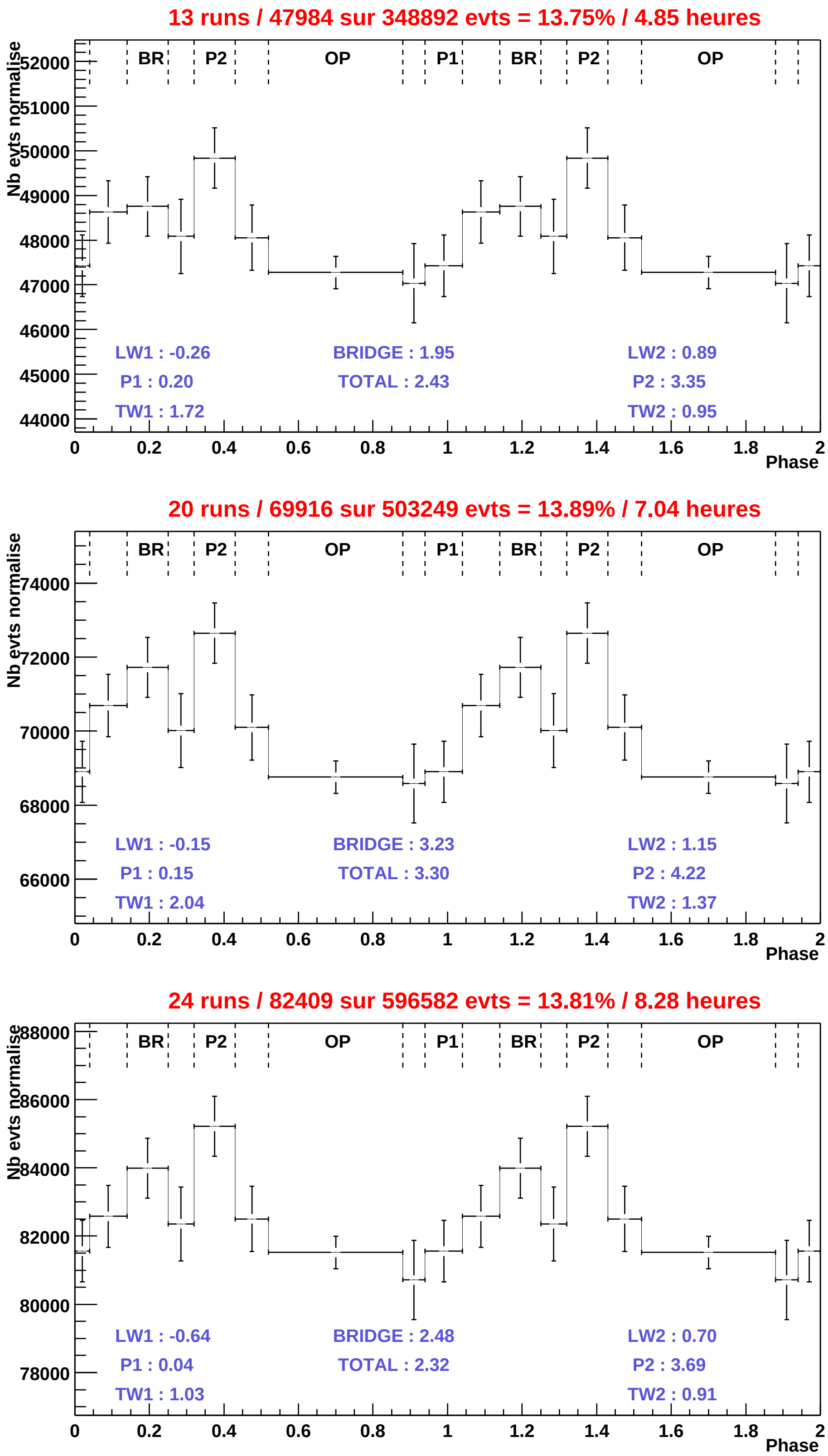


FIG. 13.25: ***Crabe, lot 1, différentes valeurs de H :*** *phasogrammes après coupures et sélection en angle horaire. De haut en bas, 13, 20 et 24 prises de données respectivement à moins de 1/2h, 3/4h et 1h du transit du Crabe. On obtient un peu plus de 4σ rien que sur P2 pour une sélection en angle horaire $< 3/4$ heure. (Voir figure 13.20 pour détails).*

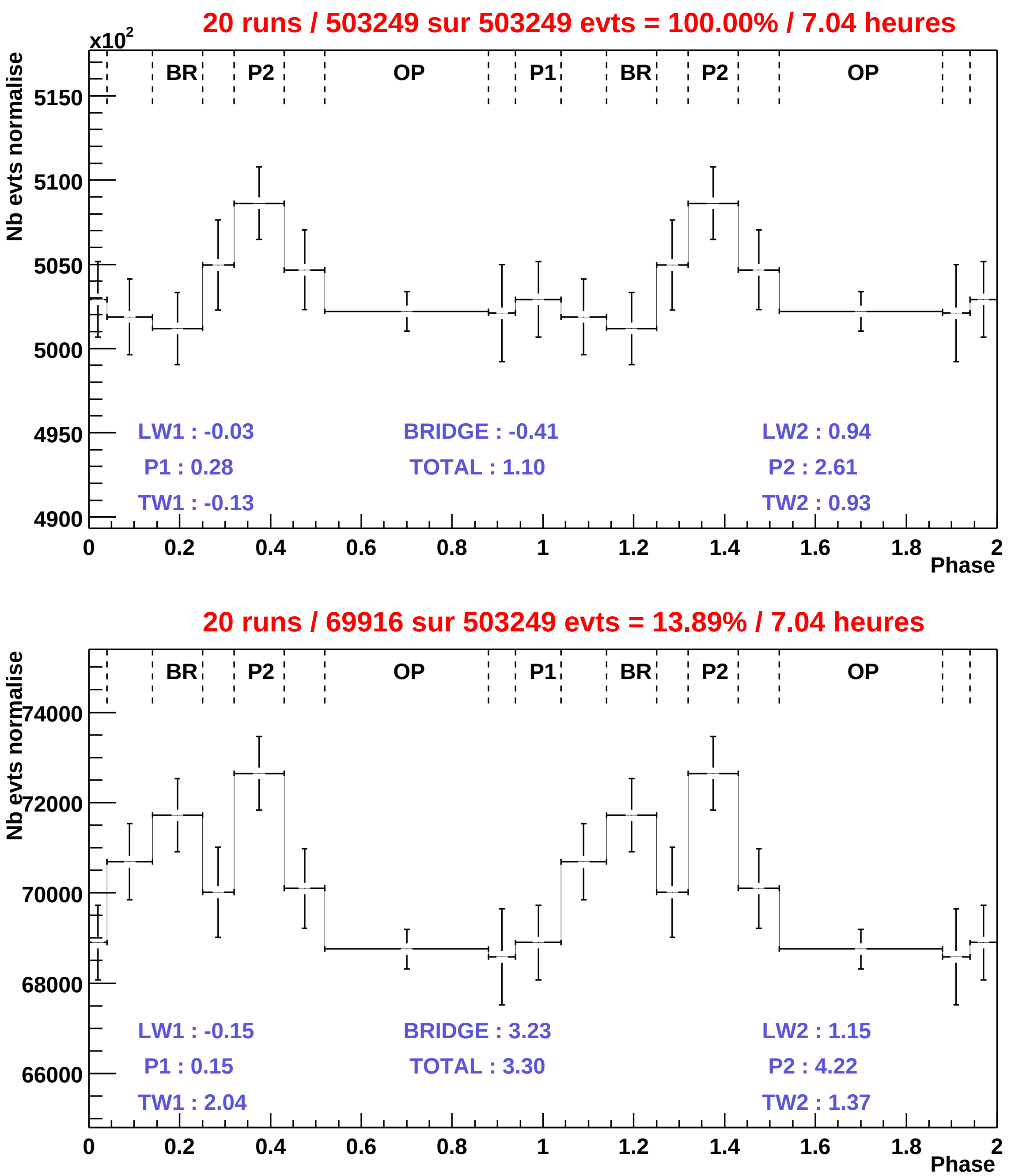


FIG. 13.26: ***Crabe, lot 1, H<3/4 heure :*** *phasogrammes avant (haut) et après (bas) application des coupures pour les 20 prises de données dont l'angle horaire moyen est inférieur à 3/4 d'heure du transit. La significativité du signal déjà apparent dans les données brutes est augmentée après application des coupures. (Voir figure 13.20 pour détails)*

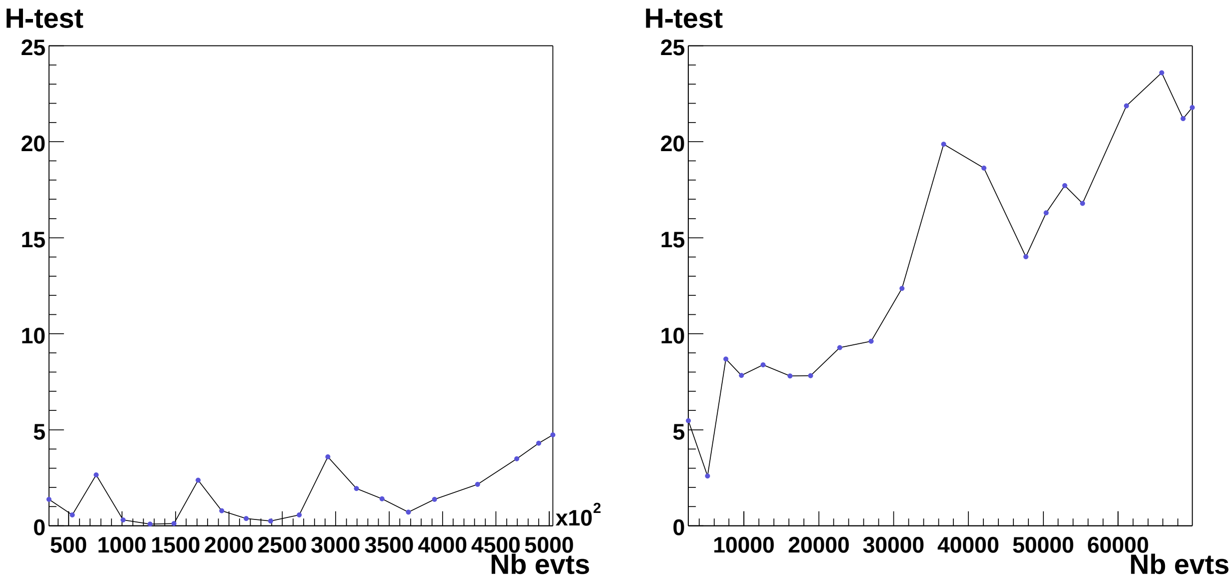


FIG. 13.27: *Evolution des valeurs du H-test avec la statistique en ajoutant prise de données par prise de données les événements à moins de 3/4 d'heure du transit. A gauche pour les données brutes, à droite après application des coupures.*

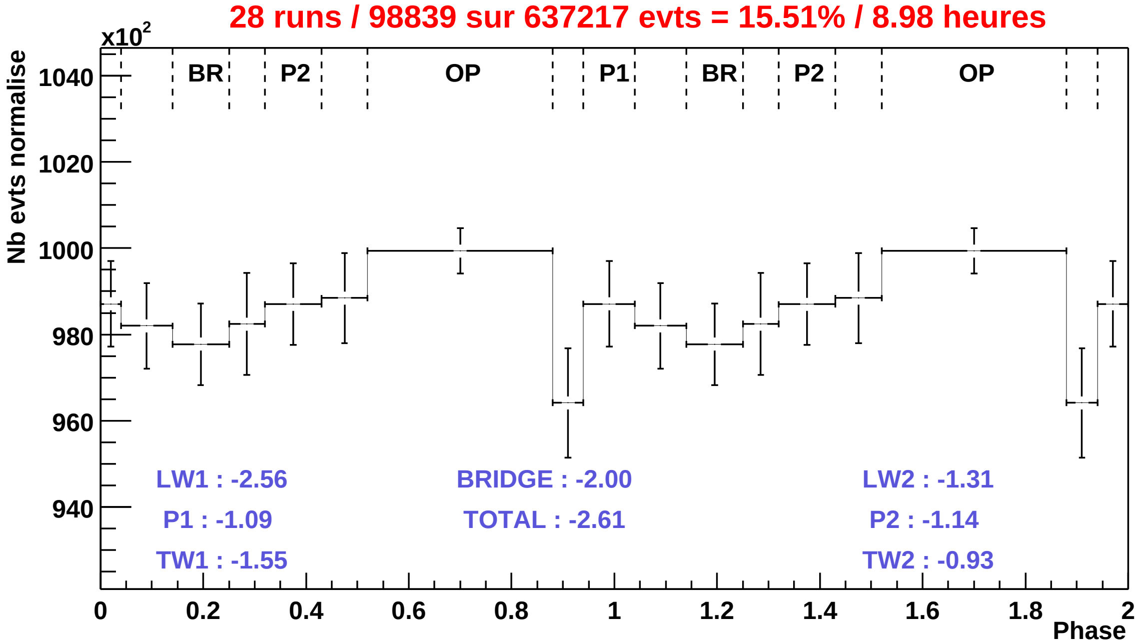


FIG. 13.28: ***Crabe, lot 1, H>3/4 heure :*** *phasogramme construit à partir des 28 prises de données du lot 1 dont l'angle horaire moyen est à plus de 3/4 d'heure du transit, après application des coupures. Les valeurs numériques correspondantes sont données dans le tableau 13.13. (Voir figure 13.20 pour détails)*

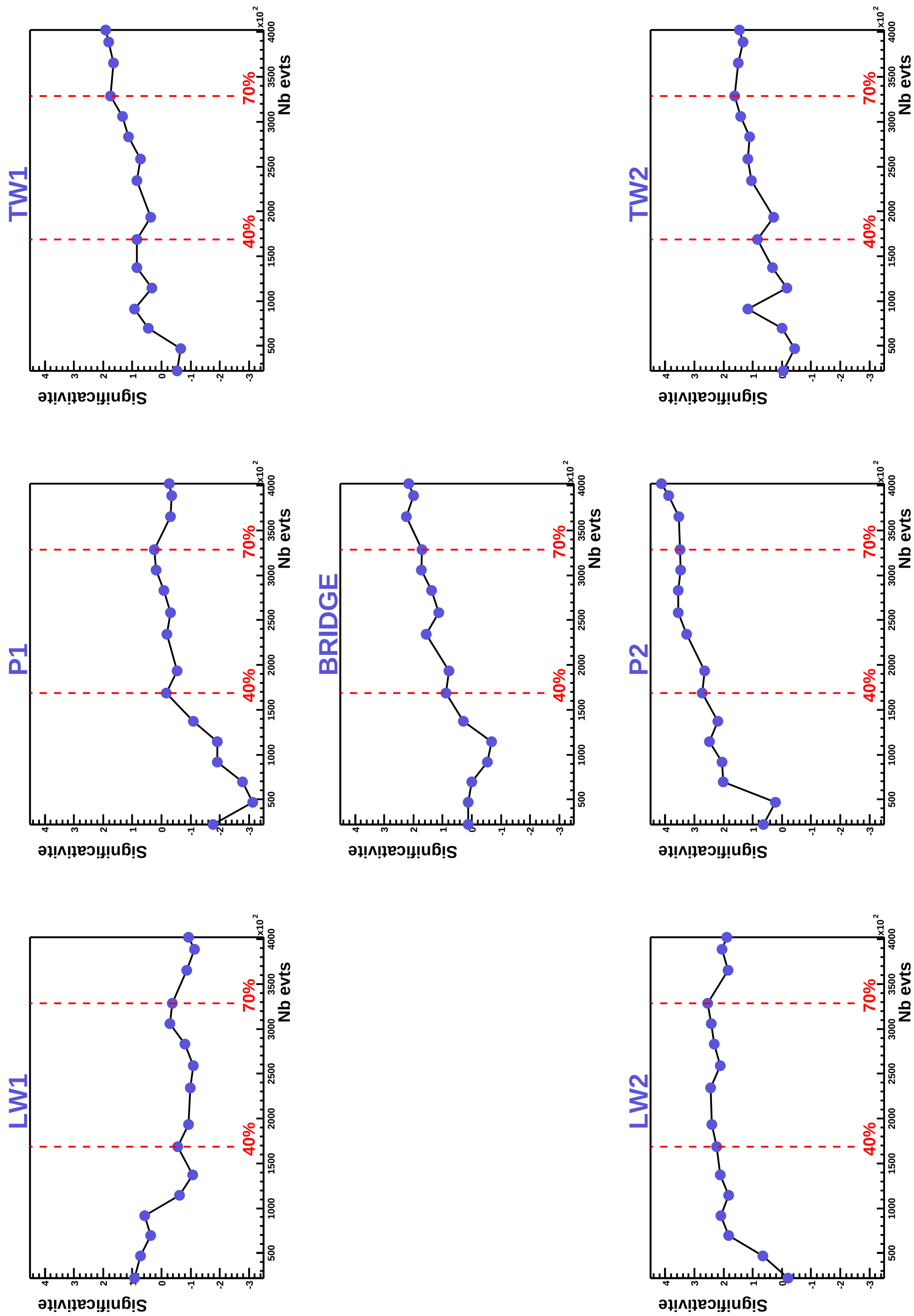


FIG. 13.29: *Evolution de la significativité avec la statistique pour les 16 prises de données du lot 1 à moins de 3/4 d'heure du transit possédant des informations météo. Les prises de données sont ajoutées une à une par ordre de taux d'humidité croissants.*

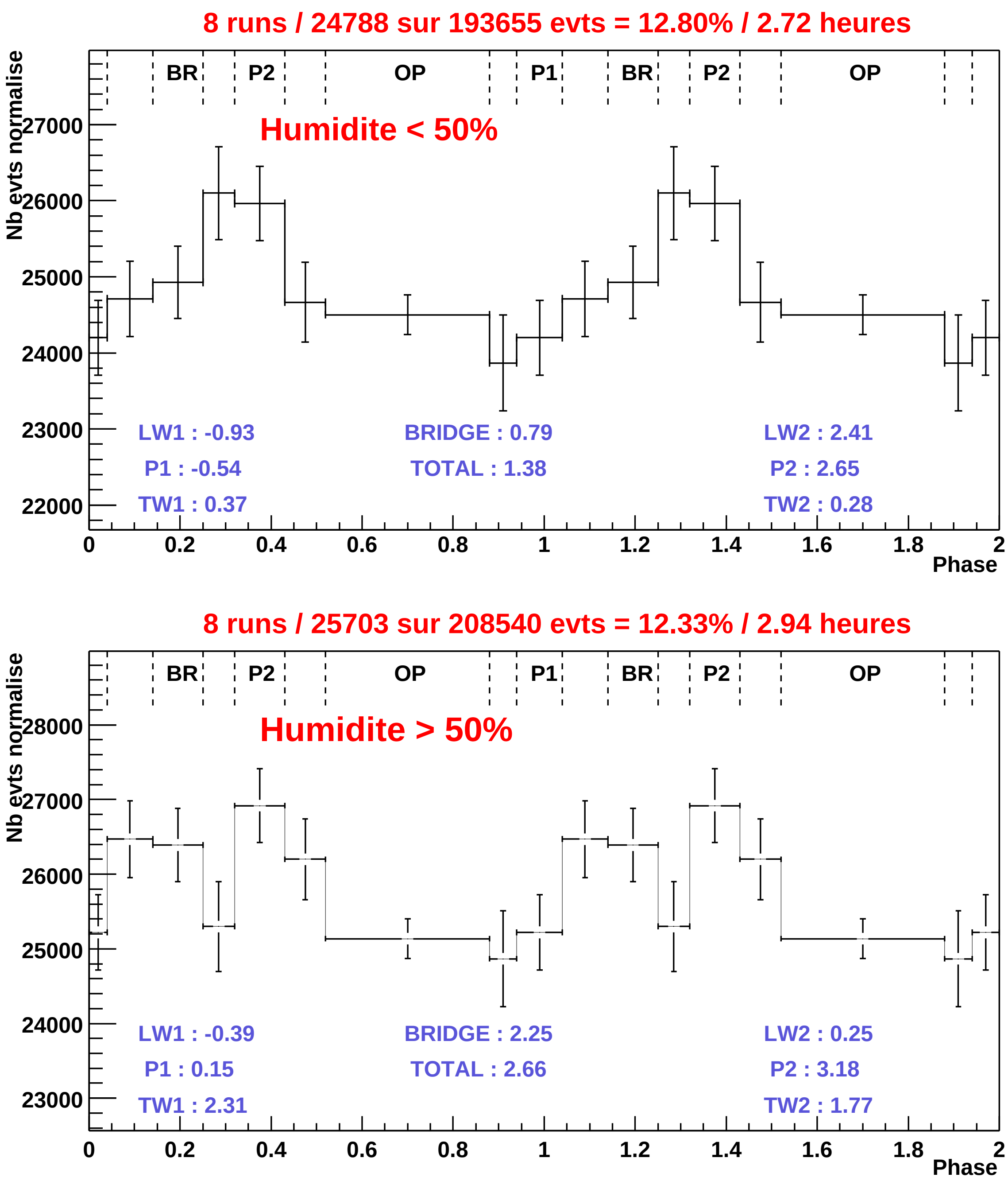


FIG. 13.30: *Significativité et taux d'humidité : les deux phasogrammes correspondent aux données du lot 1 à moins de 3/4 d'heure du transit. Les phasogrammes du haut et du bas correspondent aux données ayant des taux d'humidités respectivement inférieurs et supérieurs à 50%. Seules 16 prises de données sur les 20 présentées précédemment possèdent des informations sur la météo. (Voir figure 13.20 pour détails)*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
LW1	20950	+97.3	+0.6	3491	+26.7	+0.4
P1	34768	+13.5	+0.1	5818	+44.1	+0.5
TW1	34994	+239.5	+1.1	5825	+51.1	+0.6
BRIDGE	38137	-92.9	-0.4	6281	-70.3	-0.8
LW2	24180	-148.1	-0.9	4049	+7.3	+0.1
P2	38362	+132.1	+0.6	6377	+25.7	+0.3
TW2	31752	+473.0	+2.4	5314	+117.5	+1.4
TOTAL PULSE	223143	+714.6	+0.9	37155	+202.1	+0.6
OP	125116	...	...	20786	...	...

TAB. 13.14: ***Crabe, totalité lot 2 :*** *excès et significativités dans les différents intervalles de phase pour les phasogrammes du lot 2 avant et après coupures (figure 13.31). (Voir tableau 13.12 pour la légende)*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
LW1	15461	+146.3	+1.1	2571	+23.7	+0.4
P1	25531	+6.6	+0.0	4252	+6.4	+0.1
TW1	25601	+76.6	+0.4	4273	+27.4	+0.4
BRIDGE	27989	-87.9	-0.5	4618	-52.1	-0.7
LW2	17668	-199.1	-1.4	2965	-6.9	-0.1
P2	28212	+135.1	+0.7	4740	+69.9	+0.9
TW2	23119	+147.0	+0.9	3913	+92.0	+1.3
TOTAL PULSE	163581	+224.6	+0.3	27332	+160.4	+0.6
OP	91888	...	...	15284	...	...

TAB. 13.15: ***Crabe, lot 2, H<3/4 heure :*** *excès et significativités dans les différents intervalles de phase pour le phasogramme réalisé à partir des 15 prises de données du lot 2 situées à moins de 3/4 d'heure du transit, avant et après applications des coupures (figure 13.32). (Voir tableau 13.12 pour la légende)*

13.5 Analyse lot 2 - Simple pointé & majorité 4/5

13.5.1 Totalité du lot 2

Bien que les coupures aient été optimisées sur les données simulées en simple pointé et majorité 3/5 (lot 1), nous allons appliquer les mêmes coupures au lot 2 (4/5 - 11 ou 17 km - < 2 heures du transit). Les phasogrammes bruts et après coupures sont donnés en figure 13.31. Les excès et significativités correspondants sont listés dans le tableau 13.14. Les valeurs finales et maximales délivrées par le H-test sur ces données sont respectivement 1.6 et 9.5 avant coupures, 0.7 et 4.7 après l'application des coupures.

13.5.2 Données à moins de 3/4 d'heure du transit

Tout comme pour le lot 1, on effectue une sélection en angle horaire plus restrictive en ne conservant que les données à moins de 3/4 heure du transit. Les phasogrammes et résultats correspondants sont donnés respectivement dans la figure 13.32 et dans le tableau 13.15. La valeur délivrée par le H-test est 0.7, avec un maximum en 4.7, traduisant l'absence de tout signal pulsé.

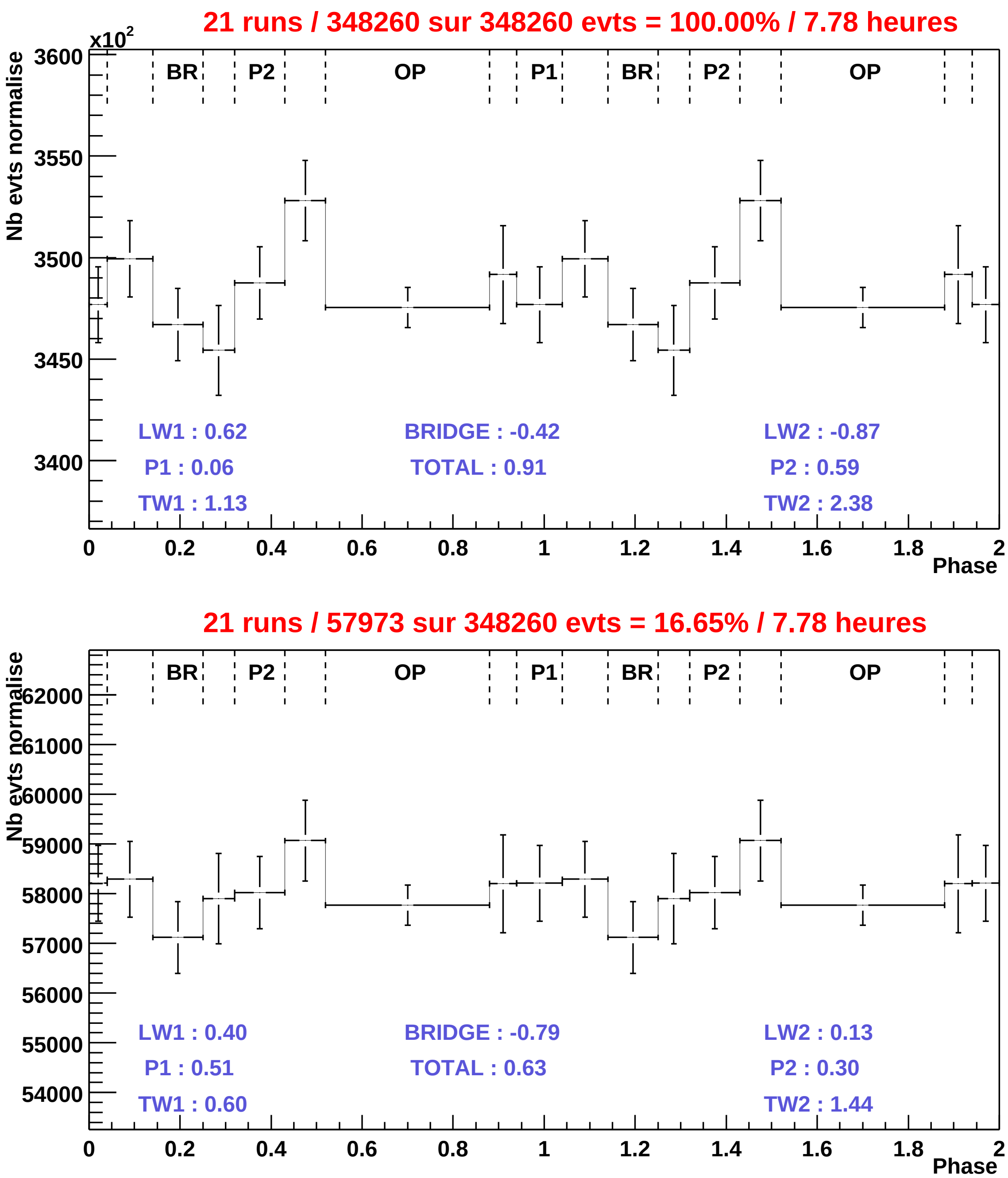


FIG. 13.31: ***Crabe, totalité lot 2 :*** *phasogrammes avant (haut) et après (bas) coupures pour les 21 prises de données simple pointé 11 km et majorité 4/5 (lot 2). Les valeurs numériques sont données dans le tableau 13.14. (Voir figure 13.20 pour détails)*

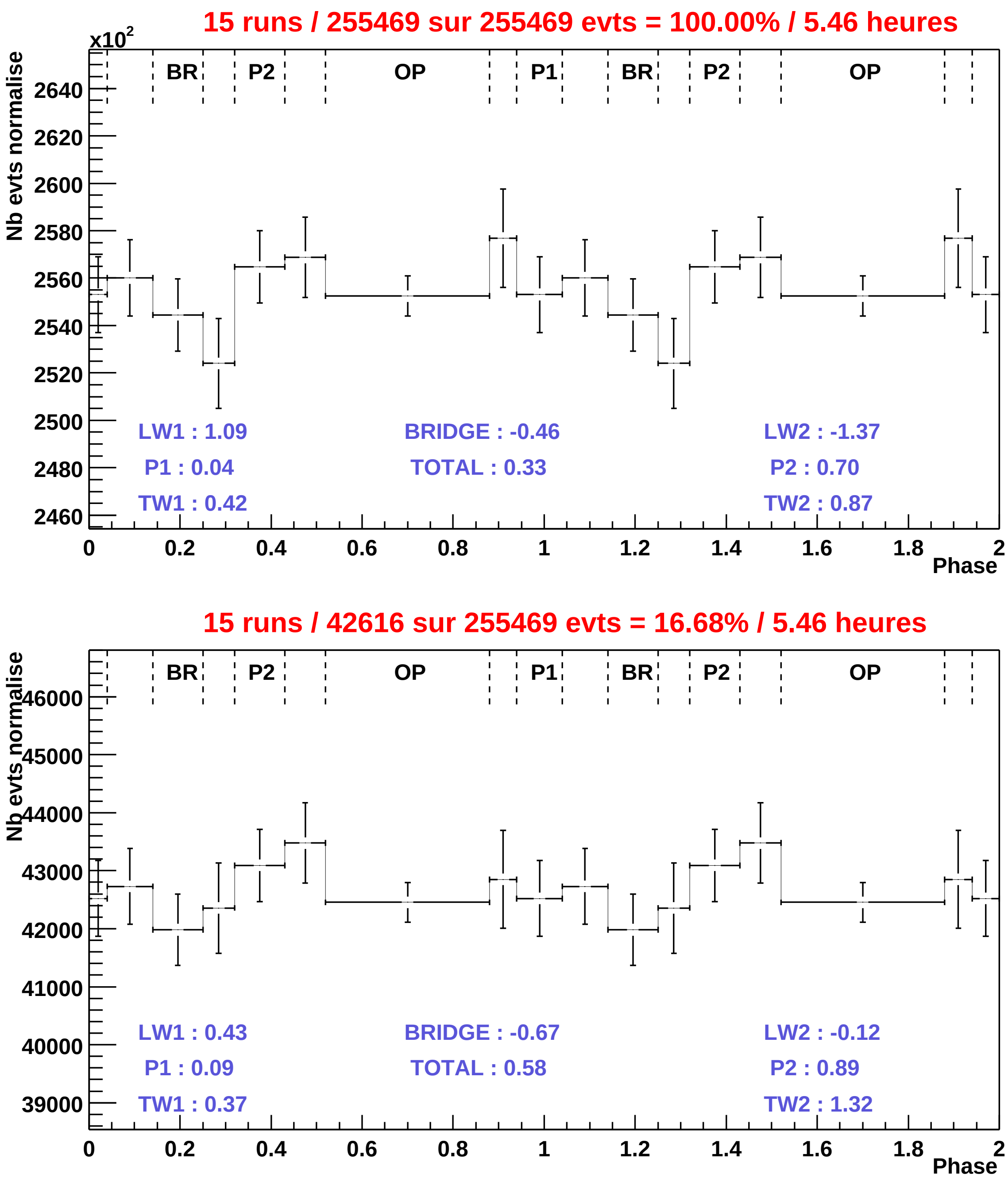


FIG. 13.32: ***Crabe, lot 2, H<3/4 heure :*** *phasogrammes pour les 15 prises de données du lot 2 à moins de 3/4 d'heure du transit avant (haut) et après (bas) l'application des coupures. Les valeurs numériques correspondantes sont données dans le tableau 13.15. (Voir figure 13.20 pour détails)*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
LW1	37028	+97.5	+0.5	6650	-11.5	-0.1
P1	60851	-699.8	-2.5	10906	-196.5	-1.7
TW1	61347	-203.8	-0.7	11005	-97.5	-0.8
BRIDGE	67878	+172.1	+0.6	12263	+50.3	+0.4
LW2	43111	+25.4	+0.1	7831	+59.3	+0.6
P2	67407	-298.9	-1.0	12159	-53.7	-0.4
TW2	55034	-361.8	-1.4	9836	-156.3	-1.4
TOTAL PULSE	392656	-1269.3	-1.2	70650	-406.0	+0.0
OP	221583	...	...	39969	...	...

TAB. 13.16: ***Crabe, totalité lot 3 :*** *statistiques des différents intervalles de phase pour les phasogrammes obtenus pour le lot 3 avant et après application des coupures (figure 13.33). (Voir tableau 13.12 pour la légende)*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
LW1	18092	+157.8	+1.1	2994	-9.7	-0.2
P1	29632	-258.3	-1.3	4963	-43.1	-0.5
TW1	29552	-338.3	-1.7	4913	-93.1	-1.2
BRIDGE	33025	+145.7	+0.7	5511	+4.3	+0.1
LW2	20861	-62.2	-0.4	3484	-20.3	-0.3
P2	32791	-88.3	-0.7	5512	+5.3	+0.1
TW2	26765	-136.3	-0.5	4436	-69.5	-0.9
TOTAL PULSE	190718	-579.8	-0.8	31813	-226.1	-0.8
OP	107605	...	...	18022	...	...

TAB. 13.17: ***Crabe, lot 3, H<3/4 heure :*** *excès et significativités dans les différents intervalles de phase pour les phasogrammes obtenus à partir des données du lot 3 à moins de 3/4 d'heure du transit, avant et après applications des coupures (figure 13.34). (Voir tableau 13.12 pour la légende)*

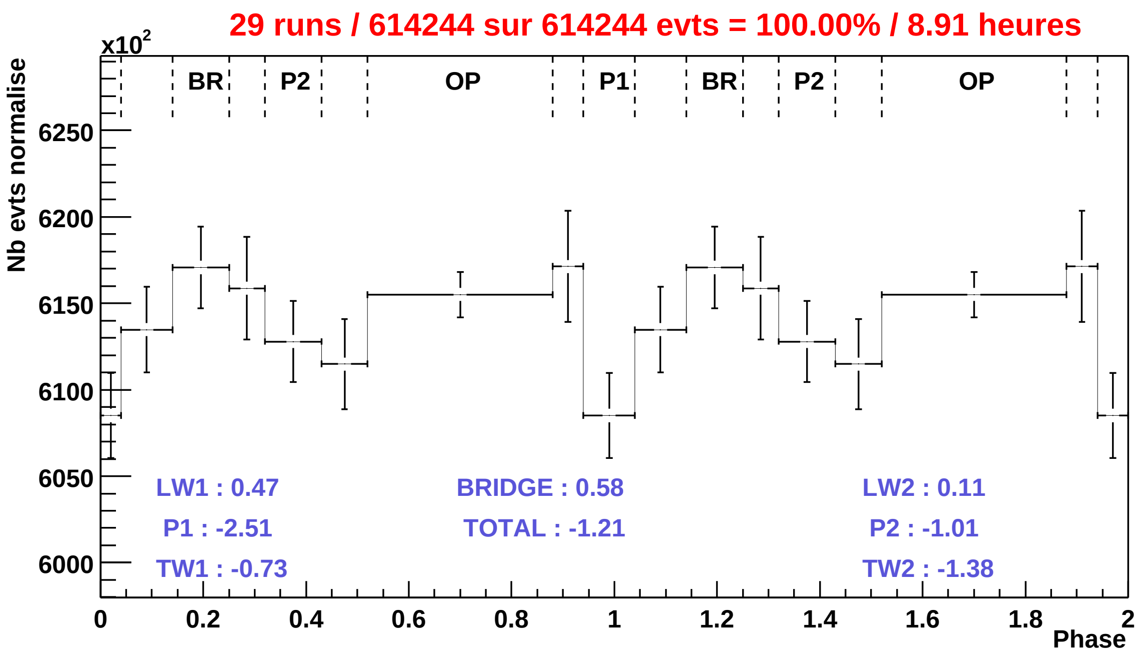
13.6 Analyse lot 3 - Double pointé & majorité 3/5

13.6.1 Totalité du lot 3

Tout comme pour les deux lots précédents, les mêmes coupures sont appliquées aux 29 prises de données du lot 3. Les phasogrammes résultants avant et après applications des coupures sont donnés en figure 13.33. Les excès et significativités correspondants sont listés dans le tableau 13.16. Les valeurs délivrées par le H-test sont 0.8 et 1.4 respectivement avant et après applications des coupures.

13.6.2 Données à moins de 3/4 d'heure du transit

Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus à petit angle horaire sur le lot 1, nous avons construit le phasogramme des 14 prises de données en majorité 3/5 et simple pointé situées à moins de 3/4 d'heure du transit (cf. figure 13.34). Les excès et significativités correspondants pour chaque intervalle de phase figurent dans le tableau 13.17. De toute évidence, aucun signal pulsé n'est présent dans ce lot de données. Les valeurs délivrées par le H-test confirment ces conclusions, avec une valeur pour le total de 0.3 et un maximum autour de 3.9.



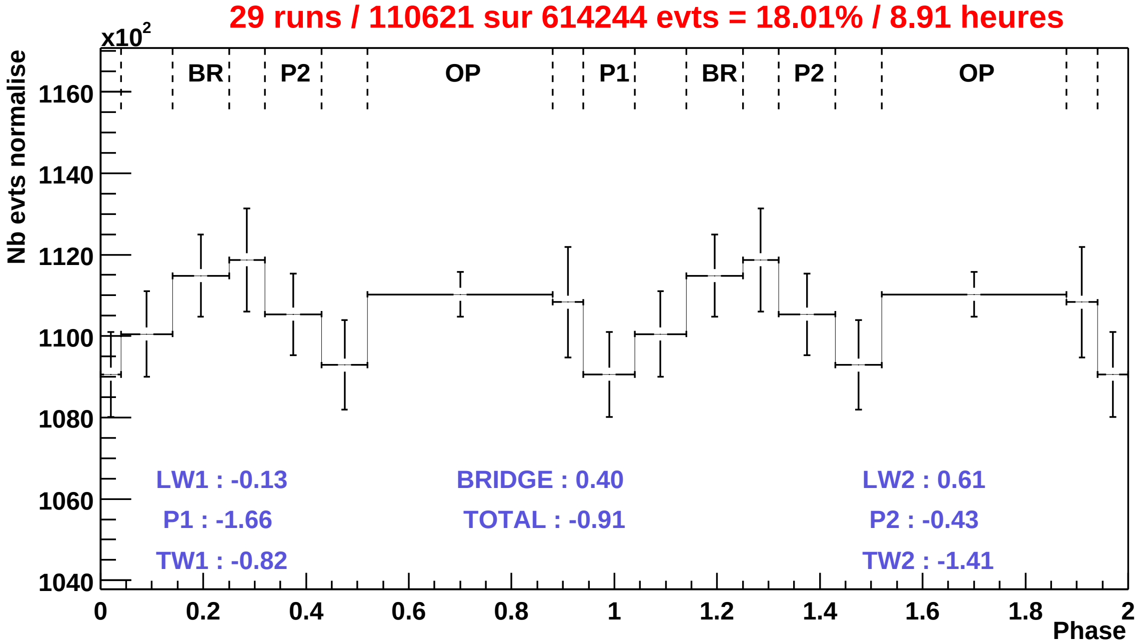


FIG. 13.33: ***Crabe, totalité lot 3 :*** *phasogrammes avant (haut) et après (bas) applications des coupures pour les 29 prises de données en double pointé et majorité 3/5 (lot 3). Les valeurs numériques correspondantes sont données dans le tableau 13.16. (Voir figure 13.20 pour détails)*

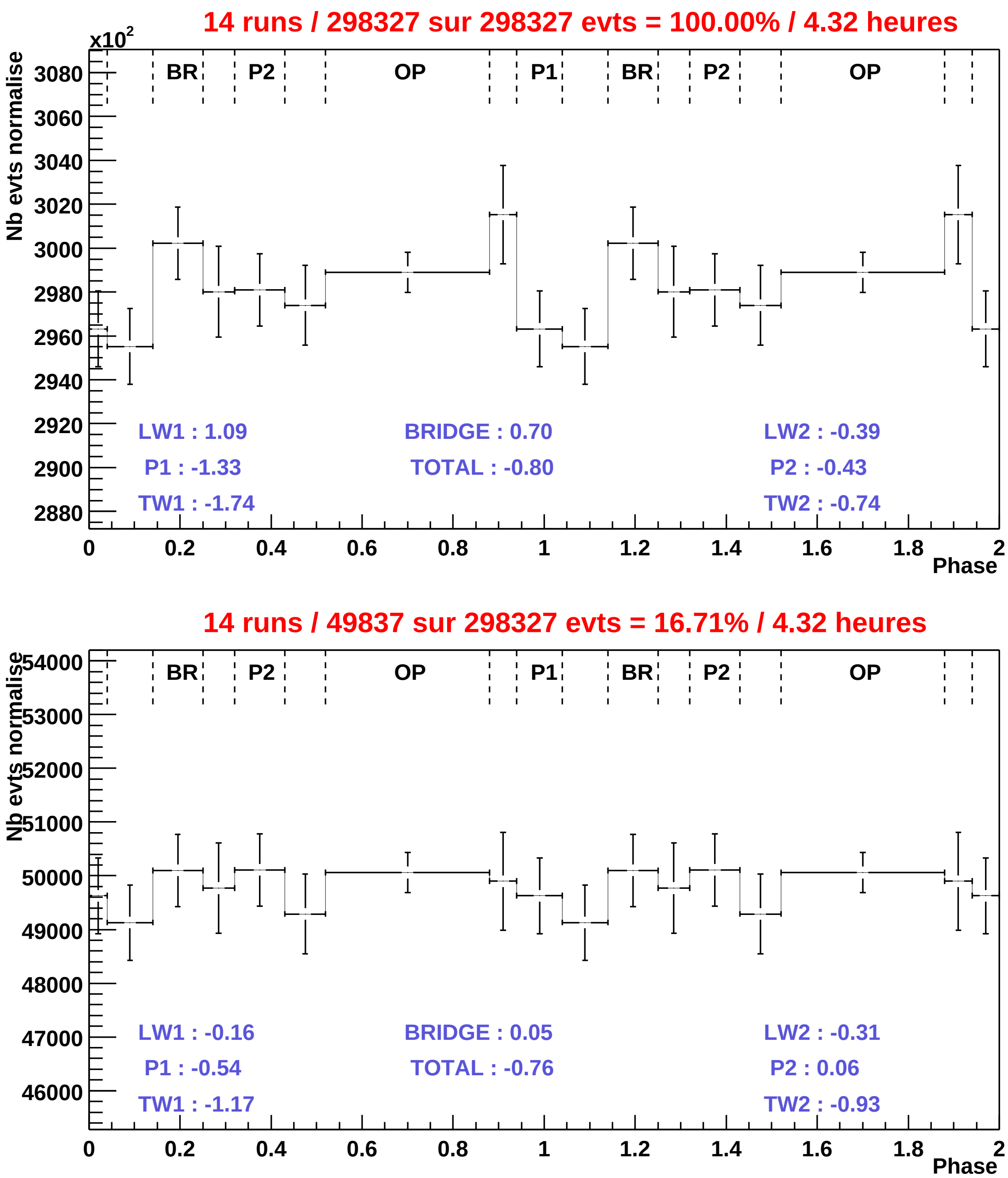


FIG. 13.34: ***Crabe, lot 3, H<3/4 heure :*** *phasogramme pour les 14 prises de données du lot 3 à moins de 3/4 d'heure du transit avant (haut) et après (bas) application des coupures. Les valeurs numériques correspondantes sont données dans le tableau 13.17. (Voir figure 13.20 pour détails)*

13.7 Interprétation

L'interprétation est délicate et doit être effectuée méthodiquement. La convention en astronomie gamma veut qu'une source ne soit déclarée comme détectée par un instrument que si la significativité atteinte excède cinq déviations standard. En dessous de ce seuil, la détection ne peut être acceptée et seule une limite supérieure sur le flux peut être établie. Toutefois, il n'est pas exclu de traduire officieusement l'excès observé en terme de flux et d'en mesurer les conséquences, et c'est ce que nous allons effectuer ici.

1. Dans un premier temps, nous traduirons l'analyse du premier lot en terme de flux et confronterons les résultats aux données existantes.
2. Dans une seconde étape, nous tenterons de comprendre pourquoi aucun signal n'a pu être mis en évidence dans les deux autres lots.
3. Enfin dans un dernier paragraphe nous interpréterons en toute rigueur le résultat de cette analyse en terme de limite supérieure sur le flux pulsé du Crabe.

13.7.1 Préliminaires

Compte tenu des résultats obtenus pour les données du lot 1 à moins de 3/4 d'heure du transit, nous allons nous focaliser sur ces 20 prises de données totalisées en 7.04 heures d'observation. L'angle horaire moyen est de 0.38 heure, ce qui reste relativement proche du transit. Nous utiliserons donc dans la suite de cette analyse la courbe d'acceptance au transit du Crabe (cf. figure 13.19 et tableau 13.11 page 219).

Les excès obtenus pour chaque intervalle de phase sont rappelés et traduits en terme de γ / minute dans le tableau 13.18. Les limites supérieures selon la méthode de O. Helene avec un niveau de confiance de 99% sont également données dans les deux dernières colonnes.

Traduire l'excès observé ou la limite supérieure associée en terme de flux ou de limite sur le flux sous-entend que l'on fasse au préalable une hypothèse sur le spectre en énergie. On a vu en 3.4.4 page 46 que les modèles théoriques n'étaient pas suffisamment précis pour pouvoir donner une forme fonctionnelle de la cassure spectrale à haute énergie. Par conséquent, nous nous contenterons ici d'une atténuation de la loi de puissance EGRET (cf. tableau tableau 3.4 page 59), soit un spectre de la forme :

$$\left.\frac{dN}{dE}\right|_{att} = (2.61 \pm 0.11) \cdot 10^{-8} \cdot \left(\frac{E}{100 \text{ MeV}}\right)^{-2.08\pm0.03} \cdot e^{-(E/E_0)^b} \text{ photons} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{MeV}^{-1} \quad (13.4)$$

où b est pris respectivement égal à 1 et 2 pour symboliser une atténuation exponentielle ou super-exponentielle. L'énergie de coupure du spectre E_0 se détermine alors en résolvant l'équation intégrale suivante :

$$\int_0^{+\infty} A(E) \cdot \left.\frac{dN}{dE}\right|_{att} \cdot dE = \frac{N}{T \times \delta\phi \times (1-\tau)} \quad (13.5)$$

où $A(E)$ est l'acceptance de CELESTE en fonction de l'énergie E ; N est l'excès observé (ou la limite supérieure) en nombre d'événements, T le temps total d'observation (7.04 heures), τ le temps mort moyen de l'acquisition ($\simeq$ 20%), et $\delta\phi$ la fraction de période correspondant à l'ensemble des pics (0.64 pour TOTAL PULSE). Ce dernier terme provient du fait que le flux différentiel donné par EGRET et utilisé en 13.4 est le flux instantané pour la somme des intervalles pulsés TOTAL PULSE = LW1+P1+TW1+BRIDGE+LW2+P2+TW2, et non le flux moyenné sur la période.

La fonction analytique de la courbe d'acceptance après coupures a été déterminée par une fonction «spline» appliquée aux données issues de la simulation (cf. tableau 13.11 page 219). Celle-ci est en accord avec l'acceptance présentée en [28]. Aussi, nous conserverons les 30% d'incertitudes sur l'échelle en énergie, ce qui se traduit par une acceptance $A((1 \pm 0.30)E)$ et par un intervalle pour l'énergie de coupure E_0 dans chacune des deux hypothèses de flux.

Intervalles	**Largeurs (phase)**	**Nb evts**	**Excès (evts)**	**Excès** $(10^{-3} \cdot \gamma$ / min)	**Limite sup. (evts)**	**Limite sup.** $(10^{-3} \cdot \gamma$ / min)
LW1	0.06	4115±64	-10±69	-24±164	+171	+405
P1	0.10	6890±83	+14±94	+34±222	+252	+597
TW1	0.10	7069±84	+193±95	+457±224	+414	+982
BRIDGE	0.11	7889±89	+326±101	+772±239	+561	+1328
LW2	0.07	4901±70	+88±76	+209±180	+270	+638
P2	0.11	7991±89	+428±101	+1013±240	+664.0	+1572
TW2	0.09	6309±79	+121±89	+286±210	+330.2	+782
TOTAL PULSE	0.64	45164±212	+1160±351	+2747±832	+1977.7	+4682
OP	0.36	24752±157	...	...	...	...

TAB. 13.18: *Excès observés sur les 20 prises de données du lot 1 à moins de 3/4 d'heure du transit (7.04 heures ; figure 13.26 page 228). Les deux dernières colonnes correspondent aux limites supérieures obtenues en suivant la méthode de O. Helene avec un niveau de confiance de 99%. Les quantités exprimées en nombre de γ par minute sont les valeurs moyennées observées. Pour les traduire en terme de flux instantanés, il faudrait dans un premier temps corriger du temps mort de l'acquisition (facteur 1/0.8) puis diviser par la valeur de l'intervalle de phase considéré donné dans la deuxième colonne (facteur $1/\delta\phi$).*

	Atténuation exponentielle de la loi de puissance (b = 1)	E_0 **(GeV)**	E_{seuil} **(GeV)**	$A\,(E_{seuil})$ (m^2)
1	**A(1.3E) , α=-2.05 , N_{100}=2.72**$\cdot 10^{-8}$	14	14.7	1233
2	**A(E) , α=-2.08 , N_{100}=2.61**$\cdot 10^{-8}$	25	21.8	1935
3	**A(0.7E) , α=-2.11 , N_{100}=2.50**$\cdot 10^{-8}$	57	33.1	2322

	Atténuation super-exponentielle de la loi de puissance (b = 2)	E_0 **(GeV)**	E_{seuil} **(GeV)**	$A\,(E_{seuil})$ (m^2)
1	**A(1.3E) , α=-2.05 , N_{100}=2.72**$\cdot 10^{-8}$	19	14.5	1165
2	**A(E) , α=-2.08 , N_{100}=2.61**$\cdot 10^{-8}$	31	21.6	1857
3	**A(0.7E) , α=-2.11 , N_{100}=2.50**$\cdot 10^{-8}$	60	33	2291

TAB. 13.19: *Flux TOTAL PULSE instantané pour le Crabe avec CELESTE. E_0 est l'énergie de coupure du spectre dans l'hypothèse d'un spectre en loi de puissance atténuée par une exponentielle simple (b=1, tableau du haut) puis par une super-exponentielle (b=2, tableau du bas). E_{seuil} et $A\,(E_{seuil})$ sont respectivement l'énergie au seuil et l'acceptance de CELESTE à cette énergie. Les valeurs ont été déterminées pour les trois cas de figure suivants : 1 - Incertitude de -30% sur l'échelle en énergie + flux EGRET maximum dans les barres d'erreur. 2 - Valeurs nominales pour l'acceptance et la loi de puissance EGRET. 3 - Incertitude de +30 sur l'échelle en énergie + flux EGRET minimum dans les barres d'erreur.*

13.7.2 Hypothèse d'un signal pulsé sur le Crabe

Comme précisé précédemment, nous allons interpréter ici l'excès observé en terme de flux pulsé. Ce flux est représenté dans un spectre νF_ν non pas par un point mais par une courbe de pente plus ou moins abrupte selon la modélisation choisie (b égal à 1 ou 2 dans l'équation 13.4) et caractérisée par l'énergie de coupure E_0. Rappelons que l'incertitude de $\pm 30\%$ sur l'échelle en énergie conduit à un encadrement de l'acceptance pour une énergie E donnée défini par : A(0.7E) $<$ A(E) $<$ A(1.3E). La considération de ces incertitudes sur l'acceptance ainsi que des erreurs statistiques sur la loi de puissance EGRET conduisent non pas à une unique valeur de E_0 mais à un encadrement de celle-ci. D'un point de vue pratique, on déterminera la valeur de E_0 solution de l'équation intégrale 13.4 dans les trois cas suivants :

1. Hypothèse la plus favorable : un flux maximum pour EGRET et une acceptance à basse énergie la plus grande pour CELESTE, c'est à dire $A\,(1.3E)$.
2. Hypothèse nominale : le flux EGRET nominal et l'acceptance nominale de CELESTE $A\,(E)$.
3. Hypothèse la moins favorable : un flux minimum pour EGRET et une acceptance à basse énergie la plus faible pour CELESTE, c'est à dire $A\,(0.7E)$.

Les différentes valeurs obtenues pour ces trois cas de figures sont données dans le tableau 13.19 et illustrées en figures 13.35 et 13.36. Pour une cassure exponentielle du spectre, l'excès observé se traduit par une énergie de coupure E_0 comprise entre 14 GeV et 57 GeV, avec une valeur nominale à E_0=25 GeV. Pour une cassure plus franche de type super-exponentielle, les valeurs obtenues pour E_0 sont un peu plus élevées et comprises entre 19 GeV et 60 GeV avec une valeur nominale à 31 GeV. Dans les deux cas de figure, on constate que les spectres résultants passent bien au-dessus des barres d'erreur du dernier point EGRET.

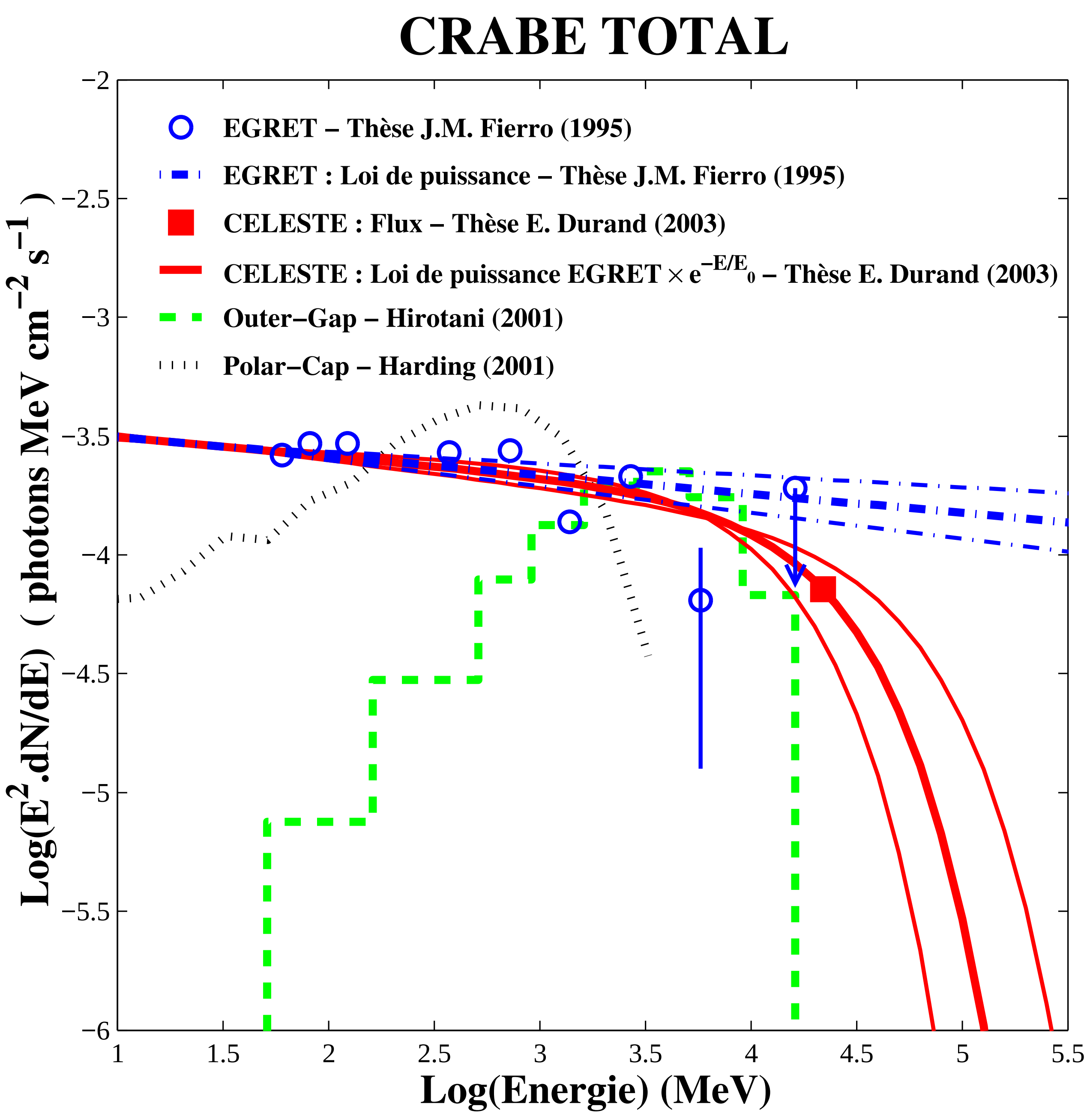


FIG. 13.35: *Flux PULSE TOTAL du Crabe selon CELESTE pour une cassure exponentielle. La courbe en trait plein gras correspond à la loi de puissance EGRET nominale (droite en trait gras tireté-pointillé) atténuée exponentiellement avec une énergie de coupure E_0=25 GeV déterminée en considérant l'acceptance nominale de CELESTE. Le flux au seuil en énergie nominal est indiqué sur la courbe par le carré. La prise en compte des barres d'erreur sur la loi de puissance EGRET (droites en trait tireté-pointillé) et de l'incertitude de ±30% sur l'échelle en énergie pour l'acceptance conduisent à un encadrement de l'énergie de coupure* 14 *GeV* $< E_0 <$ 57 *GeV, symbolisé par les deux courbes en trait tireté-pointillé. Les différentes valeurs numériques concernant cette figure sont donnés dans le tableau 13.19. Les résultats sont également comparés aux prédictions de K. Hirotani pour le modèle Outer Gap [56] (courbe en trait tireté gras) et de A.K. Harding (communications privées) pour le modèle Polar Cap (courbe en trait pointillé).*

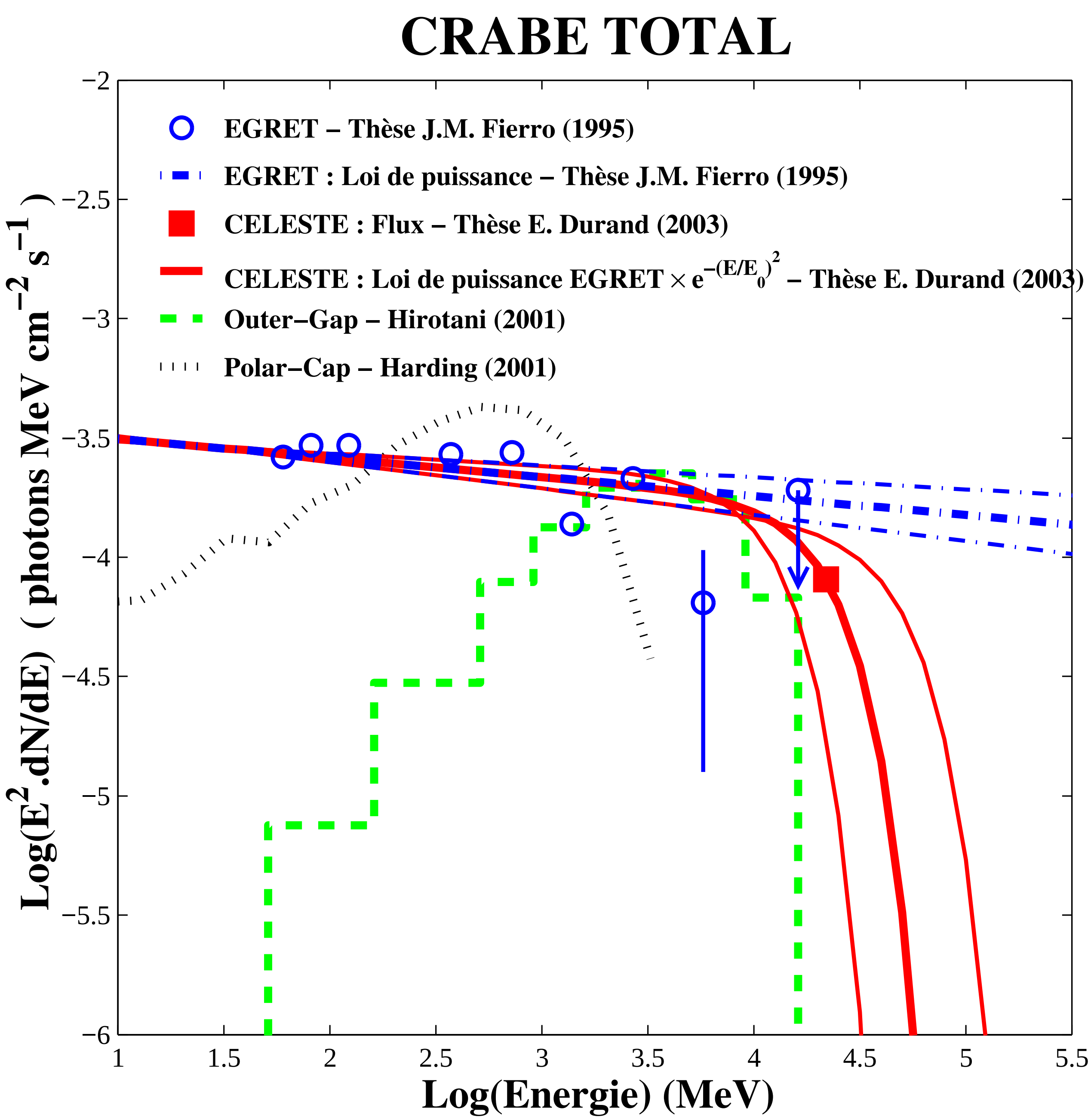


FIG. 13.36: *Flux PULSE TOTAL du Crabe selon CELESTE pour une cassure super-exponentielle. La courbe en trait plein gras correspond à la loi de puissance EGRET nominale (droite en trait gras tireté-pointillé) atténuée par une super-exponentielle avec une énergie de coupure E_0=31 GeV déterminée en considérant l'acceptance nominale de CELESTE. Le flux au seuil en énergie nominal est indiqué sur la courbe par le carré. La prise en compte des barres d'erreur sur la loi de puissance EGRET (droites en trait tireté-pointillé) et de l'incertitude de ±30% sur l'échelle en énergie pour l'acceptance conduisent à un encadrement de l'énergie de coupure 19 GeV < E_0 < 60 GeV, symbolisé par les deux courbes en trait tireté-pointillé. Les différentes valeurs numériques concernant cette figure sont donnés dans le tableau 13.19. Les résultats sont également comparés aux prédictions de K. Hirotani pour le modèle Outer Gap [56] (courbe en trait tireté gras) et de A.K. Harding (communications privées) pour le modèle Polar Cap (courbe en trait pointillé).*

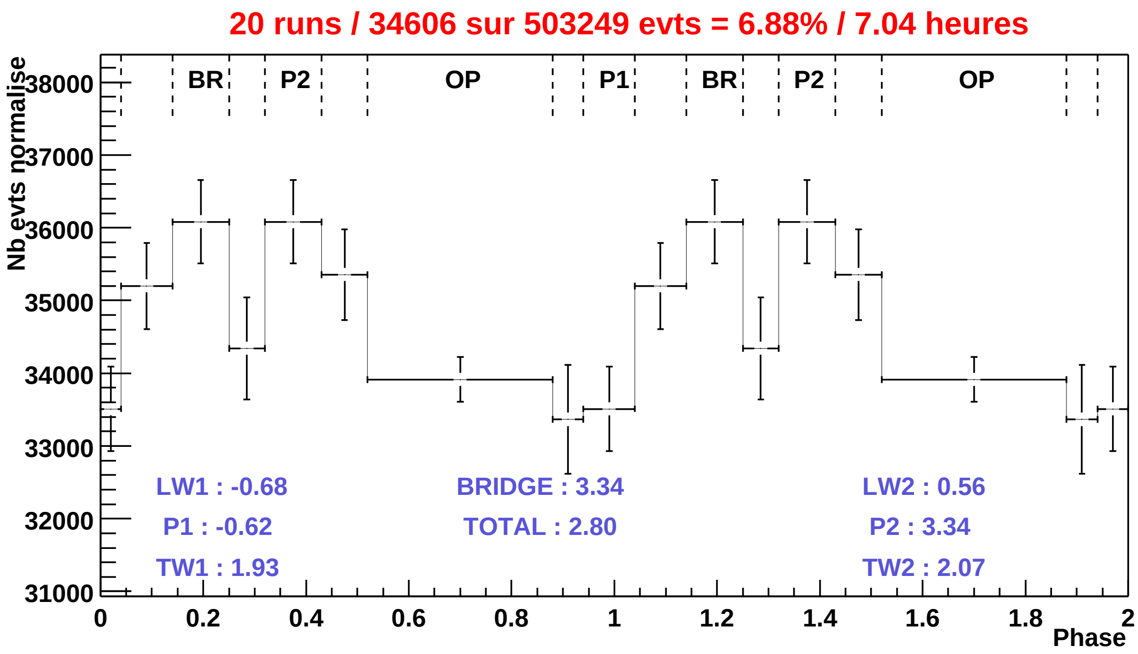


FIG. 13.37: *Phasogramme correspondant aux 20 prises de données du lot 1 à moins de 3/4 du transit après l'application des coupures d'analyse et en exigeant pour chaque événement une amplitude supérieure à 4.5 p.e./héliostat sur au moins 4 des 5 groupes.*

13.7.3 Confrontation aux deux autres lots de données

L'excès observé dans le lot 1 n'apparaît pas dans les deux autres lots. S'il s'agit réellement d'un signal pulsé, la disparition du signal lorsque l'on passe à une majorité 4/5 ou à un double pointé 11/25 km doit pouvoir se justifier. Dans un premier temps, nous allons nous intéresser à la majorité, puis nous discuterons de l'influence du pointé. Les données retenues pour cette section sont uniquement celles à moins de 3/4 d'heure du transit.

13.7.3.1 Influence de la majorité

Constatations Il est possible par le biais du code d'analyse de ne sélectionner que les événements ayant déclenché au moins 4 des 5 groupes trigger. Si la majorité 4/5 est effectivement responsable de la disparition du signal, une sélection des événements 4/5 sur les données du lot 1 devrait faire disparaître l'excès observé. La figure 13.37 représente le phasogramme construit à partir des 20 prises de données du lot 1 après avoir exigé pour chaque événement une amplitude moyenne par héliostat supérieure à 4.5 p.e. sur au moins 4 des 5 groupes. Le résultats est surprenant et plutôt contraire à nos attentes puisque l'excès observé précédemment demeure. Compte tenu de ces observations, comment expliquer l'absence de signal dans le lot 2 ?

Seuils et temps mort Les seules différences entre les lots 1 et 2 sont la majorité d'une part mais également les seuils de déclenchement. En effet, on a vu précédemment qu'une majorité 4/5 permettait une meilleure réjection des fortuits (à l'origine des taux de comptage plus faibles comparés à ceux en 3/5). De ce fait, le seuil peut être abaissé lors de l'acquisition. Ceci est confirmé par les distributions des seuils représentées en figure 13.38. On constate que pour la majorité des données 3/5 et 4/5, les seuils sont respectivement 45 et 35 mV/héliostat. On a également vu dans la section 5.5 page 103 qu'un fonctionnement à bas seuil en majorité 4/5 présentait un inconvénient majeur : le point de fonctionnement est décalé dans le régime de fond de ciel ; il en résulte une augmentation des taux de comptage individuels des groupes impliquant un temps mort plus ou moins conséquent au niveau du V486. Toutefois, cette influence du temps mort n'est pas reproduit lorsque l'on effectue une simple coupure logicielle en

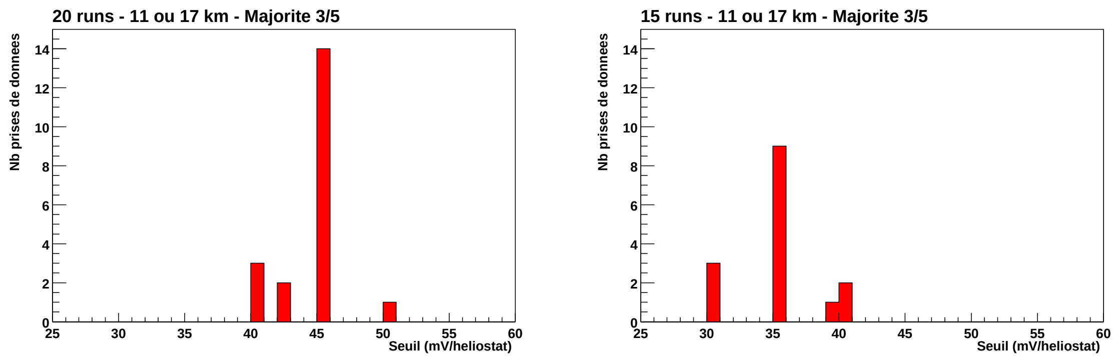


FIG. 13.38: *Distributions des seuils pour les données Crabe en majorité 3/5 (gauche) et 4/5 (droite) à moins de 3/4 d'heure du transit. On constate que dans le cas d'une majorité 4/5 le seuil de fonctionnement a été choisi plus bas et majoritairement autour de 35 mV/héliostat contre 45 mV/héliostat pour le 3/5.*

4/5. Ceci pourrait éventuellement expliquer cette contradiction entre la conservation de l'excès du lot 1 après un déclenchement logiciel en 4/5 et l'absence de signal dans le lot numéro 2.

Quelques données 4/5 ont été prises à un seuil plus raisonnable, situé autour de 40 mV/héliostat. Le phasogramme construit à partir de ces trois prises de données est comparé à celui obtenu pour les trois prises de données ayant les seuils les plus bas, autour de 30 mV/héliostat (cf. figure 13.39). Bien que la faible statistique nous impose d'être prudents, on peut tout de même constater que les structures et les significativités de ces deux phasogrammes semblent évoluer dans le bon sens. Bien que les valeurs délivrées par le H-test suivent la même logique (on obtient 1.0 pour les données à 30 mV/héliostat, et 4.5 pour les données à 40 mV/héliostat), celles-ci demeurent trop faibles pour pouvoir prétendre qu'il s'agit là d'une amorce de signal.

Estimation de l'excès attendu Bien qu'une simple coupure logicielle ne reflète pas les conditions réelles d'une acquisition en majorité 4/5, on peut toutefois tenter d'évaluer l'excès que l'on pourrait espérer pour une statistique identique aux 15 prises de données du lot 2 (soit 42616 événements après coupures pour 5.46 heures d'observation). Pour ceci, on considérera le flux déterminé précédemment à partir des 20 prises de données du lot 1 à moins de 3/4 d'heure en angle horaire. On se contentera des flux nominaux pour les deux types de coupures spectrales, c'est à dire les valeurs correspondant au cas numéro 3 dans le double-tableau 13.19. En ce qui concerne l'acceptance, on utilisera l'acceptance nominale $A(E)$ obtenue par les simulations gamma dans une configuration simple pointé 11 km, majorité 3/5 et seuil à 4.5 p.e./héliostat, à laquelle on appliquera les deux coupures de l'analyse basse énergie suivi d'un redéclenchement logiciel en majorité 4/5 (cf. tableau 13.20).

Le nombre de photons pulsés attendu dans l'intervalles de phase TOTAL PULSE (de largeur 0.64) est déterminé par :

$$N_\gamma = T \times 0.64 \times 0.8 \times \int_0^{+\infty} A(E) \times \frac{dN}{dE} \times e^{-(E/E_0)^b} \times dE \tag{13.6}$$

où $T = 5.46 \times 3600$ est le temps d'observation exprimé en seconde, 0.8 est le facteur corrigeant les 20% de temps mort de l'acquisition (probablement inférieur pour le 4/5). L'indice b sera pris successivement égal à 1 ou à 2 pour des coupures du spectre à l'énergie E_0 respectivement exponentielle et super-exponentielle. La significativité correspondante est déterminée par rapport au nombre d'événements sur l'intervalle OP (N_{OP}=15284 événements) :

$$\sigma_{TOTAL\,PULSE} = \frac{N_\gamma}{\sqrt{(1+f) \times f \times N_{OP}}} \tag{13.7}$$

où f est le rapport des deux intervalles de phase OP et TOTAL PULSE, soit :

$$f = \frac{\delta_{TOTAL\,PULSE}}{\delta_{OP}} = \frac{0.64}{0.36} \tag{13.8}$$

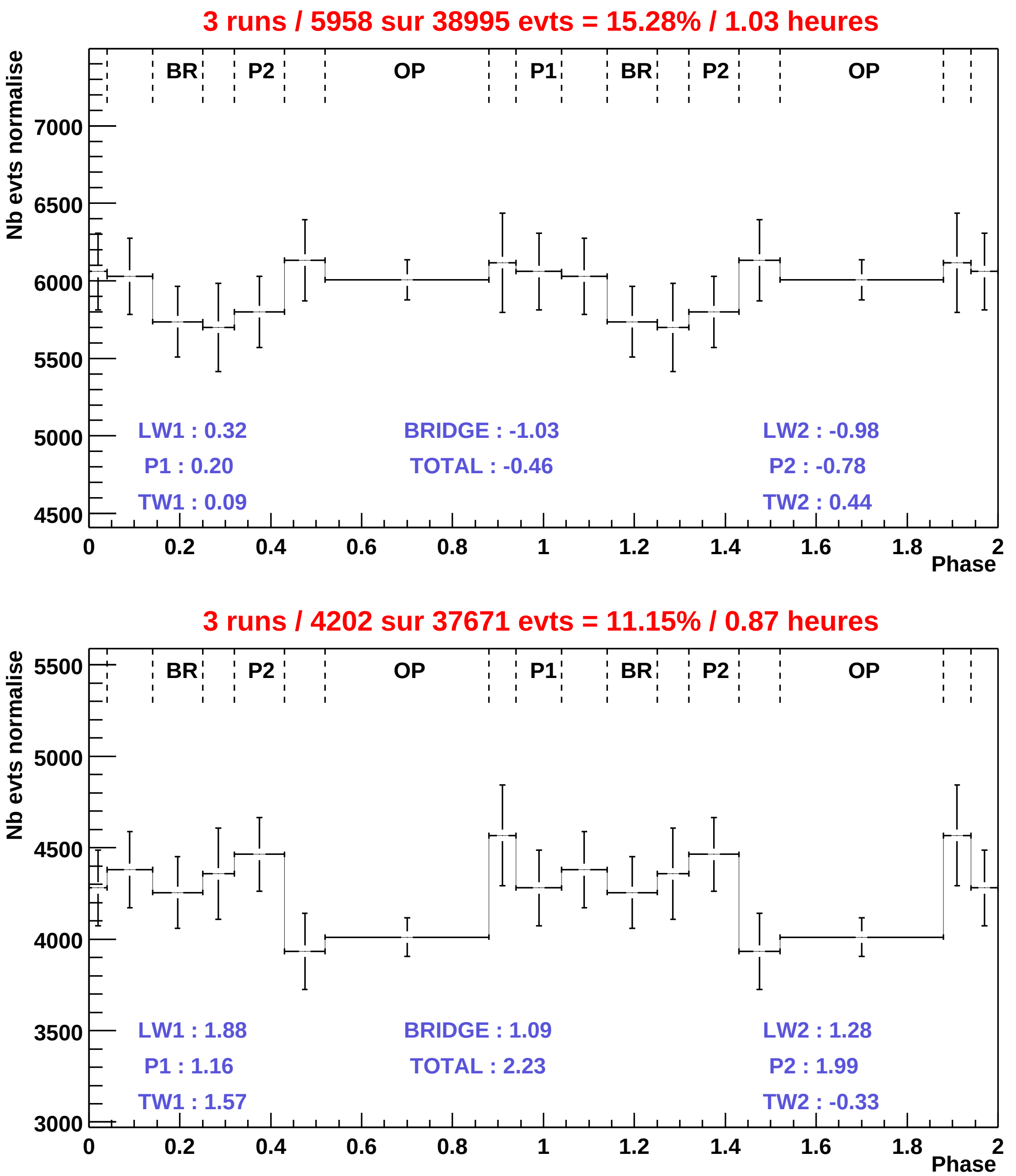


FIG. 13.39: *Phasogrammes Crabe lot 2 : en haut, trois prises de données à un seuil ≃30 mV/héliostat ; en bas, trois prises de données à un seuil de ≃40 mV/héliostat (données à moins de 3/4 d'heure du transit uniquement).*

Données	**Energie (GeV)**	**Simulés**	**Déclenchés**	**Après Coupures**	A^{eff}_{decl} (m^2)	$A^{eff}_{coupures}$ (m^2)
50201	15	50000	3	3	4±2	4±2
50200	20	50000	132	52	187±17	74±11
50202	25	30000	498	498	1173±59	1173±59
50121	30	40000	1862	1302	3290±93	2301±75
50122	50	30000	4877	4713	11491±231	11105±226
50143	70	30000	6355	5158	14974±274	12153±239
50123	100	10000	2727	1355	19276±562	9578±356
50144	150	3976	1158	360	20587±931	6400±439
50124	200	10000	3406	810	24076±653	5726±258
50145	300	10000	3805	625	26896±705	4418±221
50146	500	5000	2131	235	30126±1079	3322±264
50147	1000	2148	1026	79	33763±1783	2600±349

TAB. 13.20: *Acceptance au transit du Crabe pour un simple pointé à 11 km et un seuil à 4.5 p.e./héliostat. Les colonnes 1 et 2 donnent respectivement les numéros des prises de données ainsi que les énergies des γ simulés correspondantes. Les colonnes 3 à 5 sont respectivement le nombre de γ simulés, le nombre d'événements qui ont déclenché le détecteur en majorité 3/5 et passé le déclenchement logiciel en 4/5, le nombre d'événements passant les deux coupures basse énergie et le déclenchement logiciel en 4/5. La colonne 6 donne les acceptance en m^2 avant l'application des coupures et après le déclenchement logiciel en 4/5. Les acceptances résultantes après application des deux coupures de l'analyse basse énergie et le déclenchement logiciel en 4/5 sont listées en colonne 7.*

Type de la cassure	**Flux observé (γ / minute)**	**Significativité (σ)**
Exponentielle (b=1)	1.57	1.87
Super-exponentielle (b=2)	1.31	1.57

TAB. 13.21: *Les colonnes 2 et 3 donnent pour les deux types de cassure envisagés le flux (en γ / minute) que devrait observer CELESTE ainsi que la significativité correspondante (d'après la relation 13.7) sur l'intervalle de phase TOTAL PULSE pour les 15 prises de données du lot 2 à moins de 3/4 d'heure du transit. Cette estimation a été réalisée en considérant le flux nominal établi à partir du lot 1 et donné dans le tableau 13.19 (cas 3) ainsi que l'acceptance nominale pour un pointé 11 km en majorité 3/5 après l'application des coupures d'analyse basse énergie et d'un déclenchement logiciel en 4/5 à un seuil de 4.5 p.e./héliostat.*

Les valeurs de N_γ ainsi déterminées et les significativités correspondantes sont données dans le tableau 13.21. On constate que quelle que soit l'hypothèse sur la cassure du spectre, la significativité attendue pour la statistique du lot 2 demeure inférieure à 2σ. Ce résultat nous permet d'indiquer que la présence d'un signal pulsé sur le lot 1 n'est pas en contradiction avec l'absence de tout excès sur le lot 2. Des études complémentaires concernant l'influence d'une diminution du seuil de déclenchement sur le temps mort permettront peut être de conforter ce résultat.

13.7.3.2 Influence du pointé

D'après les courbes d'acceptance établies en 7.2.2.3, on sait que le double pointé n'est pas favorable aux γ de basse énergie. Afin de justifier l'absence de signal sur le Crabe en pointé 11/25 km, nous allons suivre la même procédure que celle exposée au paragraphe précédent pour les données 4/5. On se concentrera sur les 14 prises de données du lot 3 à moins de 3/4 d'heure du transit (soit 49835 événements dont 18022 dans l'intervalle OP, pour un temps d'observation $T = 4.32 \times 3600$ secondes). L'acceptance utilisée dans ce cas de figure est celle tirée des données simulées pour une configuration double pointé 11/25 km, une majorité 3/5 et un seuil à 4.5 p.e./héliostat (cf. tableau 13.22). Les estimations déduites présentées dans le tableau 13.23 indiquent clairement que si l'excès observé sur

Données	**Energie (GeV)**	**Simulés**	**Déclenchés**	**Après Coupures**	A^{eff}_{decl} (m^2)	$A^{eff}_{coupures}$ (m^2)
50240	15	50000	6	5	8±4	7±3
50241	20	50000	99	93	140±15	131±14
50242	25	30000	380	170	895± 51	401±33
50134	30	22563	989	989	3098±119	3098±119
50135	50	12478	2183	2104	12366±375	11919±277
50243	70	30000	7163	6449	16877±297	15195±277
50136	100	10000	3012	1744	21291±601	12328±418
50244	150	9928	3546	783	25247±677	5575±255
50137	200	2984	1183	72	28023±1328	1706±232
50245	300	4699	2035	64	30612±1125	963 ±134

TAB. 13.22: *Acceptance au transit du Crabe pour un double pointé 11/25 km en majorité 3/5. Les colonnes 1 et 2 donnent respectivement les numéros des prises de données ainsi que les énergies des γ simulés correspondantes. Les colonnes 3 à 5 sont respectivement le nombre de γ simulés, le nombre d'événements qui ont déclenché le détecteur, et le nombre d'événements passant les coupures. Les colonnes 6 et 7 sont les acceptances exprimées en m^2 avant et après application des coupures. L'efficacité à 25 GeV est anormalement faible et ne sera pas pris en compte lors de l'ajustement de la courbe d'acceptance.*

Type de la cassure	F_γ (γ / **minute**)	**Significativité** (σ)
Exponentielle b=1	1.83	1.59
Super-exponentielle b=2	1.53	1.33

TAB. 13.23: *Les colonnes 2 et 3 donnent pour les deux types de cassure envisagées le flux (en γ / minute) que devrait observer CELESTE ainsi que la significativité correspondante (d'après la relation 13.7) sur l'intervalle de phase TOTAL PULSE pour les 14 prises de données du lot 3 à moins de 3/4 d'heure du transit. Cette estimation a été réalisée en considérant le flux nominal établi à partir du lot 1 et donné dans le tableau 13.19 (cas 3) ainsi que l'acceptance nominale pour un double pointé 11/25 km, une majorité 3/5, un seuil à 4.5 p.e./héliostat, et après l'application des deux coupures d'analyse basse énergie. .*

le lot 1 est effectivement une amorce de signal, l'absence de tout excès sur la statistique du lot 3 n'est pas en désaccord avec cette interprétation puisque la significativité attendue avec un tel flux serait inférieur à 1.6σ.

13.7.4 Bilan et conséquences

Comme on vient de le voir, l'absence de signal pulsé dans les lots de données 2 et 3 n'exclut pas l'hypothèse d'un signal pulsé sur le Crabe dans le premier lot. Une meilleure compréhension de la corrélation entre le temps-mort et le seuil de déclenchement ainsi qu'une meilleure maîtrise de l'acceptance à basse énergie devrait permettre d'affiner ces résultats et de restreindre le domaine d'énergie E_0 proposé ici.

En ce qui concerne le profil de la courbe de lumière, on a vu en 3.6.2 page 53 que celui-ci variait avec l'énergie. On constate en figure 3.10 page 50 que le rapport P2/P1 change avec l'énergie et ceci parallèlement à la présence ou non de la composante inter-pic (BRIDGE). Plus précisément, P2 domine P1 uniquement lorsque la composante BRIDGE est présente. Si on se reporte à la figure 3.19, on constate également un «rebond» de la composante BRIDGE à haute énergie qui semble se répercuter sur les ailes internes des deux pics, à savoir TW1 et LW2. Parallèlement à ceci, le pic P1 présente déjà une cassure de son spectre à quelques GeV alors que P2 semble toujours très présent. Si on extrapole l'ensemble de ces observations au seuil en énergie de CELESTE, on peut s'attendre à un rapport P2/P1 de nouveau supérieur à 1 et à la présence d'un signal pulsé exclusivement dans les intervalles de phase TW1 (tout dépend si le BRIDGE est suffisamment important pour compenser la chute de P1), BRIDGE, LW2 et P2. De ce point de vue, le profil de la courbe de lumière présenté en figure 13.26 apporte une information essentielle puisqu'il confirme qualitativement les extrapolations à hautes énergies réalisées par la maigre statistique des derniers points EGRET. Toutefois, les incertitudes actuelles sur l'acceptance de CELESTE ne permettent pas d'effectuer une étude spectrale qualitative des différents intervalles de phase dans leur individualité.

Pour ce qui est des flux et des énergies de coupures E_0 déterminés précédemment, le fait que nos valeurs les plus basses demeurent au-dessus des barres d'erreur EGRET peut être sujet à discussion. Il faut toutefois se rappeler que le dernier point à 10 GeV établi par EGRET est de mauvaise qualité puisqu'il ne représente que quelques photons gamma accumulés sur plusieurs années. De plus, il faut rappeler que les formes fonctionnelles utilisées ici pour le flux à la cassure sont probablement loin de la physique réellement mise en jeu. Il faut donc être prudent dans la comparaison de ce dernier point EGRET avec la présentation de nos mesures. Si la loi de puissance établie est relativement fiable, la validation ou non du dernier point EGRET indiquant la cassure spectrale est l'un des objectifs essentiels de la prochaine génération de détecteurs.

Il est difficile de comparer cette nouvelle mesure aux mesures antérieures, que ce soit la limite supérieure préliminaire établie par CELESTE antérieurement (cf. chapitre 12 page 179) ou celles d'autres détecteurs Čerenkov. En effet, les limites supérieures à plus haute énergie ont été établies avec des hypothèses de spectre et/ou des lois de puissance différentes. De plus, les mesures ont été réalisées la plupart du temps en ne considérant que les intervalles de phase P1 et P2, et non l'ensemble des composantes pulsées TOTAL PULSE. En revanche, on peut déjà comparer la gamme d'énergie de coupure E_0 admise avec les prédictions théoriques. Bien que les dernières prédictions du modèle Outer Gap soient en dessous de nos mesures, celles-ci dépendent de nombreux paramètres libres ; la gamme de flux établie ici n'est par conséquent pas incompatible avec ce modèle. En ce qui concerne le modèle Polar Cap, la situation est bien plus critique. En effet, les versions actuelles ont davantage de difficultés pour étendre leurs flux au-delà de quelques GeV. Nos mesures dans l'hypothèse d'une cassure super-exponentielle impliquent des valeurs de E_0 supérieures à une vingtaine de GeV (cf. tableau 13.19, cas b=2), ce qui est nettement supérieur aux valeurs accessibles actuellement pour ce modèle (autour de quelques GeV). L'interprétation de l'excès observé en terme de flux se traduirait donc par une sérieuse remise en cause du modèle Polar Cap.

13.7.5 Limite supérieure

En toute rigueur, on ne peut considérer une source comme détectée que si la significativité sur le signal observé excède 5σ. Dans cette analyse, le maximum de significativité est atteint pour l'intervalle de phase P2 et demeure malgré une optimisation des coupures inférieur à 4.3σ. Compte tenu de ces observations nous allons donc traduire ici la statistique des 20 prises de données à moins de 3/4 d'heure du transit du lot 1 en terme de limite supérieure sur le flux. La procédure engagée pour ceci est identique à celle développée précédemment pour la détermination du flux. La valeur utilisée ici n'est plus l'excès observé mais la limite supérieure établie selon la méthode de O. Helene avec un niveau de confiance de 99% et donnée dans les deux dernières colonnes du tableau 13.18. Cependant, contrairement au flux, nous ne réaliserons pas ici un encadrement des valeurs de E_0 admissibles et nous nous contenterons de la valeur la plus importante. Pour ceci, nous considérerons la loi de puissance EGRET donnant le flux le plus faible (indice α=-2.11 , et flux à 100 MeV $N_{100}=2.50{\cdot}10^{-8}$) atténuée par une cassure exponentielle puis super-exponentielle (b=1 puis b=2), ainsi qu'une acceptance pour CELESTE dégradée en incluant les +30% d'incertitude sur l'échelle en énergie (A(0.7E)).

Les résultats figurent dans le tableau 13.24 et sont illustrés en figures 13.40 et 13.41. Selon le type de coupure considéré, la limite supérieure se traduit par une restriction du domaine en énergie de coupure : E_0<111 GeV pour une coupure exponentielle et E_0<93 GeV pour une coupure super-exponentielle. Contrairement à l'interprétation de nos résultats en terme de flux, les limites supérieures ainsi établies ne permettent de contraindre ni les derniers points EGRET ni les modèles théoriques. Une meilleure maîtrise de l'acceptance à basse énergie et de ses incertitudes est bien entendu indispensable, et devrait

Atténuation de la loi de puissance	E_0 **(GeV)**	E_{seuil} **(GeV)**	$A\,(E_{seuil})$ (m^2)
Exponentielle (b=1)	111	35.1	2688
Super-exponentielle (b=2)	93	35.4	2737

TAB. 13.24: *Limites supérieures pour le Crabe avec CELESTE. Le calcul a été effectué en considérant pour le flux pulsé une loi de puissance la plus faible dans les barres d'erreur EGRET et en atténuant celle-ci exponentiellement (b=1) ou super-exponentiellement (b=2) avec une énergie de coupure E_0. L'acceptance de CELESTE a également été dégradée en considérant +30% d'incertitude sur l'échelle en énergie. Les 7.04 heures de données accumulées avec CELESTE à moins de 3/4 d'heure du transit en simple pointé et en majorité 3/5 conduisent à des valeurs de E_0 inférieure à 111 GeV pour b=1 et 93 GeV pour b=2. Les paramètres E_{seuil} et $A\,(E_{seuil})$ correspondent respectivement au seuil de CELESTE et à l'acceptance (en m^2) pour cette énergie.*

permettre de réduire davantage encore le domaine en énergie de E_0.

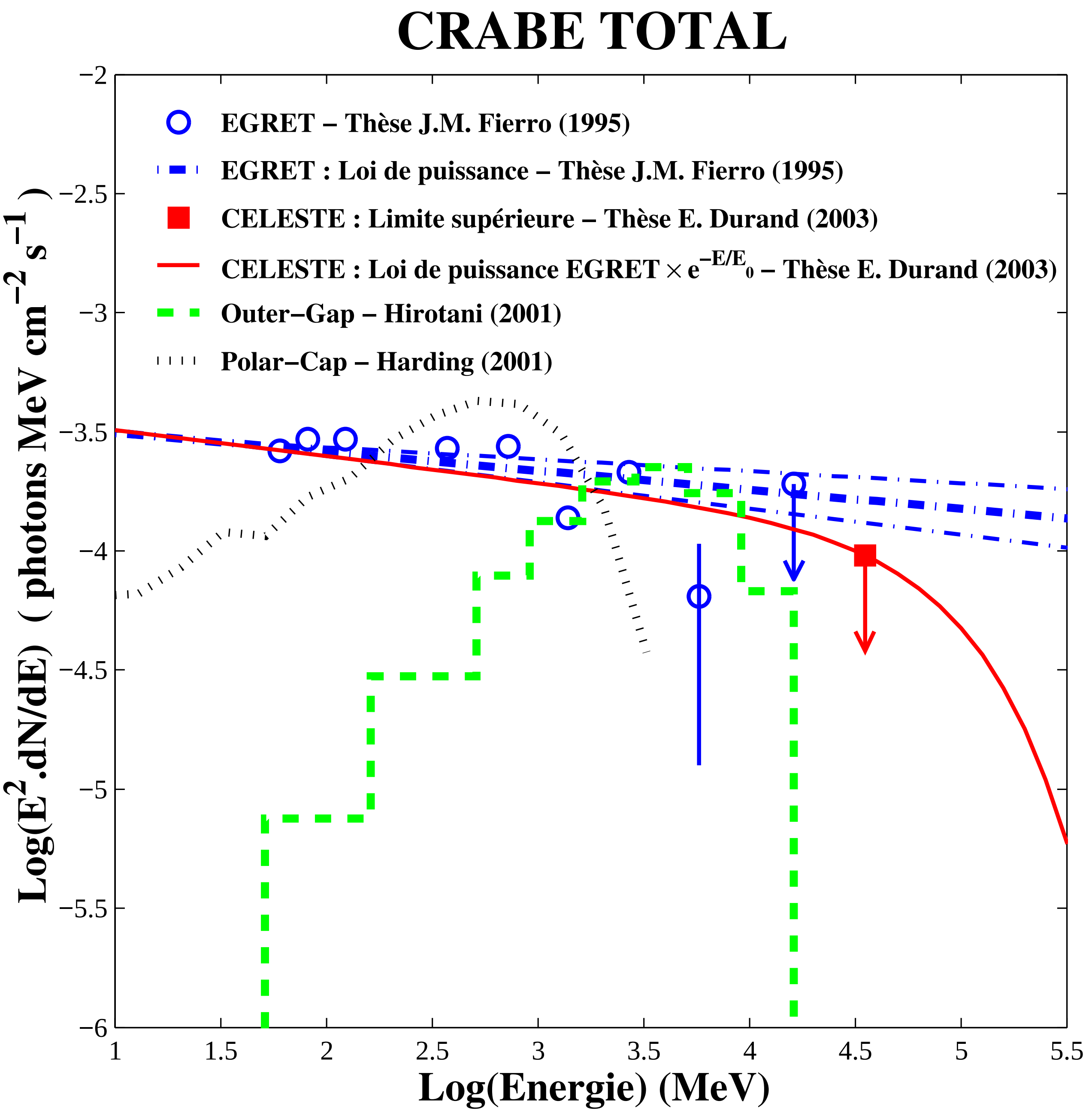


FIG. 13.40: *Limite supérieure sur le flux TOTAL PULSE du Crabe dans l'hypothèse d'une coupure exponentielle. La courbe en trait tireté-pointillé gras correspond à la loi de puissance nominale ajustée sur les points points EGRET (cercles). Les deux droites en trait tireté-pointillé encadrant celle-ci correspondent aux barres d'erreur de cette même loi de puissance. La limite supérieure établie par CELESTE se caractérise par une atténuation exponentielle la loi de puissance la plus faible avec une énergie de coupure $E_0 < 111$ GeV. L'acceptance a été dégradée (A(0.7E)) de manière à tenir compte de l'incertitude de +30% sur l'échelle en énergie. Les valeurs correspondantes sont données dans le tableau 13.24. Les courbes en trait tireté et pointillé correspondent respectivement aux modélisation pour le flux pulsé à haute énergie de K. Hirotani pour le modèle Outer Gap [56] et de A.K. Harding pour le modèle Polar Cap (communications privées, 2001).*

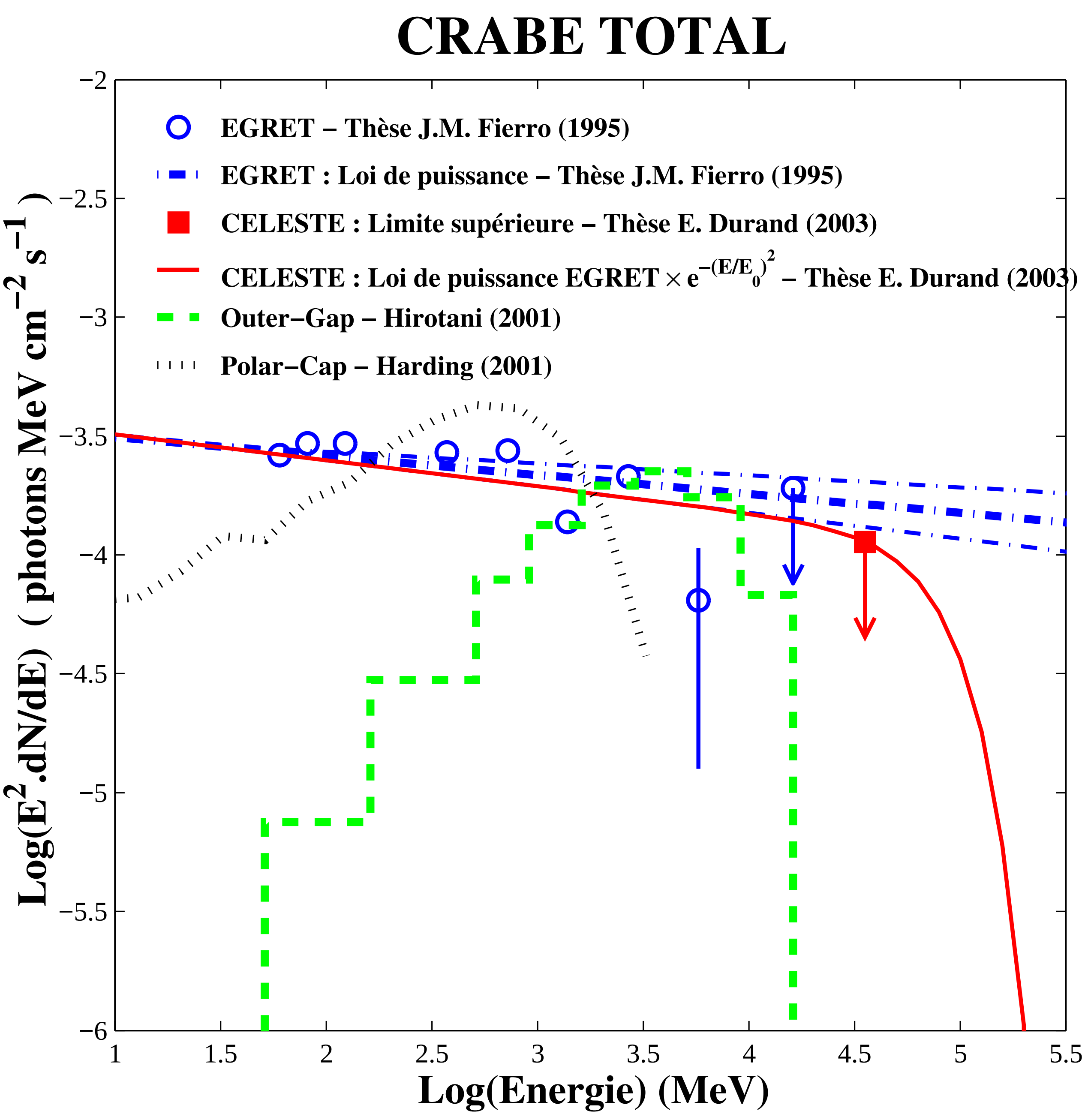


FIG. 13.41: *Limite supérieure sur le flux TOTAL PULSE du Crabe dans l'hypothèse d'une coupure super-exponentielle. La légende est identique à celle de la figure 13.40. La limite supérieure déterminée par CELESTE pour cette hypothèse de flux est* $E_0 < 93$ *GeV.*

Chapitre 14

Analyse PSR B1951+32 optimisée à basse énergie

14.1 Observation et données accumulées

14.1.1 Données brutes

Le tableau 14.1 liste l'ensemble de la statistique sur PSR B1951+32 en fonction du pointé, de la majorité et des saisons d'observation. Comme on peut le voir, la répartition des données est beaucoup plus simple que pour le Crabe. Les données 2000 sont exclusivement du double pointé 11/25 km et sont divisées en proportions égales entre les deux majorités 3/5 et 4/5. Pour la saison 2001, l'ensemble des données ont été prises en simple pointé 11 km et majorité 3/5. On définit ainsi les trois lots de données suivants :

1. **Lot 1 :** simple pointé 11 km et majorité 3/5.
2. **Lot 2 :** double pointé 11/25 km et majorité 3/5.
3. **Lot 3 :** double pointé 11/25 km et majorité 4/5.

14.1.2 Sélection des données pour l'analyse

Par souci de cohérence, nous avons effectué une sélection des données PSR B1951+32 à partir des mêmes paramètres que pour le Crabe (cf. 13.1.2). Ainsi, les distributions en durée (figure 14.1), taux de comptage moyens corrigés du seuil (figure 14.3), écarts types des taux de comptage et angle horaire moyen nous ont permis de définir les critères de sélection suivants :

1. Durée : les prises de données de durée inférieure à 400 secondes ont été rejetées.

Pointé	***Majorité***	***Saison 2000***	***Saison 2001***	***Total saison majorité x/x***
11 km	***3/5***	0	58	**58**
	4/5	0	0	**0**
Total saisons 11 km		**0**	**58**	**58**
11/25 km	***3/5***	31	0	**31**
	4/5	35	0	**35**
Total saisons 11/25 km		**66**	**0**	**66**
Total saisons		**66**	**58**	**132**

TAB. 14.1: *Ensemble des données accumulées sur PSR B1951+32 au cours des deux campagnes d'observation 2000 et 2001 sans critère particulier de sélection.*

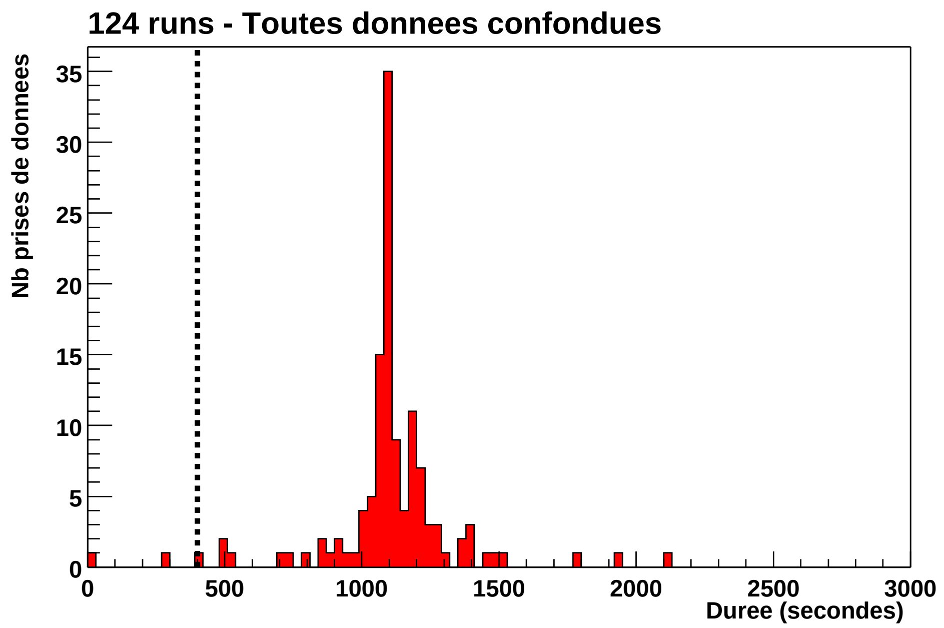


FIG. 14.1: *Distribution des durées pour l'ensemble des données PSR B1951+32.*

Lot	Total	Sélectionné
1	58	22 = 6.66 heures
2	31	19 = 5.93 heures
3	35	24 = 7.71 heures
1+2+3	124	**65 = 20.30 heures**

TAB. 14.2: *Résumé du nombre de prises de données PSR B1951+32 sélectionnées pour l'analyse.*

2. Taux de comptage moyen corrigés du seuil : de même que pour le Crabe, nous avons établi deux intervalles de taux de comptage selon la majorité. Ainsi, nous avons conservé pour l'analyse les données en majorité 3/5 vérifiant $12 \leq \tau_{corr} \leq 17$ Hz, et celles en majorité 4/5 satisfaisant $5 \leq \tau_{corr} \leq 10$ Hz.
3. Stabilité des taux de comptage : comme pour le Crabe, le critère de stabilité est défini par $\sigma_\tau \leq 0.3$ Hz.
4. De même que pour le Crabe, on voit en figure 14.5 que les taux de comptage moyens les plus élevés se situent autour du transit. Cependant, il est difficile de définir au préalable une coupure franche en angle horaire. De ce fait, nous n'avons effectué qu'une légère coupure en ne conservant que les données dont l'angle horaire moyen se situe à moins de 2 heures du transit.

14.1.3 Bilan

Les sélections en taux de comptage diminuent fortement la statistique (tableau 14.2). Seuls 65 prises de données sur les 124 initiales passent la sélection, soit une durée totale d'observation de 20.3 heures. Tout comme pour le Crabe, un seuil plus bas est attendu pour le simple pointé en majorité 3/5. Les valeurs des coupures d'analyse seront donc établies sur le lot numéro 1 puis appliquées aux autres lots par la suite.

On constate toutefois que les taux de comptage sur PSR B1951+32 restent bien en dessous de ceux observés sur le Crabe. En effet, pour une majorité 3/5, la moyenne des taux de comptage se situait autour de 25 Hz pour le Crabe (observations en hiver) alors qu'elle n'est que de 15 Hz pour PSR B1951+32 (observations en été), soit une chute d'environ 40%. Cet effet saisonnier a également été

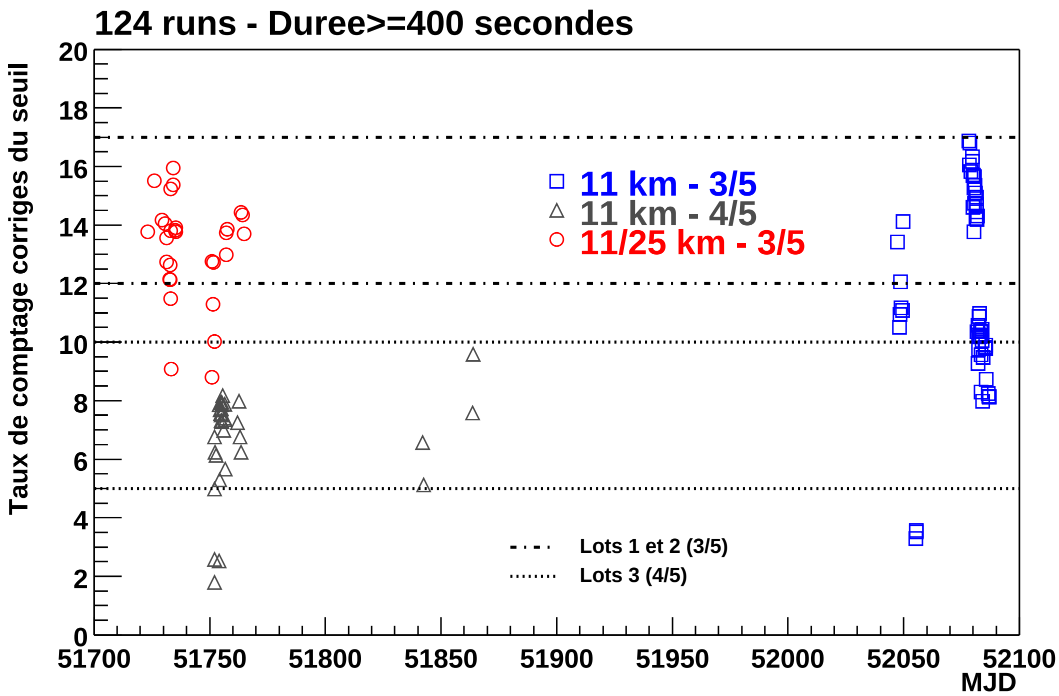


FIG. 14.2: *Distribution des taux de comptage moyens corrigés du seuil en fonction des dates juliennes modifiées. Les points situés avant et après MJD=51950 correspondent respectivement aux campagnes d'observation 2000 et 2001. Tout comme pour le Crabe, les taux de comptage observés dépendent de la majorité (3/5 ou 4/5). Pour la majorité 3/5, les taux de comptage observés sont équivalents d'une année sur l'autre et indépendant du type de pointé (11 km et 11/25 km). Les deux paires de lignes horizontales délimitent les deux intervalles de sélection en taux de comptage pour les deux types de majorité.*

constaté sur d'autres détecteurs Čerenkov et peut s'expliquer partiellement par l'évolution du profil de densité de l'atmosphère entre l'hiver et l'été. L'émission Čerenkov dépendant de l'indice de réfraction du milieu, il en résulte une chute de l'émission Čerenkov de 15% à 20% entre l'hiver et l'été, ceci se traduisant par une diminution en été de 25% à 30% des taux de comptage hadroniques pour un seuil donné. Toutefois, des observations réalisées avec CELESTE sur Mrk501 ont permis de mettre en évidence un effet saisonnier plus conséquent allant jusqu'à un facteur 2 entre l'hiver et l'été [66, page 166]. Cet écart par rapport aux prédictions pourrait être lié à des taux d'humidité plus élevés en hiver qu'en été, ou encore à une amplification du bruit de fond de ciel due à un albédo plus important du fait de la présence de neige en hiver. A l'heure actuelle, ces effets ne sont pas pris en compte dans la simulation (l'atmosphère utilisée jusqu'à présent est l'atmosphère standard américaine [115], de toute évidence différente de celle à THEMIS) et doivent donc être inclus dans les erreurs systématiques. Des études sont actuellement menées sur le site de THEMIS (photométrie, LIDAR) et devraient permettre de quantifier ces effets et d'améliorer la simulation.

14.2 Coupures d'analyse et acceptance

Nous ne referons pas ici une analyse détaillée des différentes coupures envisageables comme ceci a été fait pour le Crabe dans le chapitre précédent. Après avoir contrôlé les distributions des différentes variables il apparaît que les coupures optimales pour une analyse basse énergie sont identiques à celles déterminées précédemment. Ainsi, nous ne conserverons que la coupure en charge moyenne par héliostat (Q_{moy}< 15 p.e./héliostat) et en maximum des résidus (maximum des résidus < 5 ns). Les efficacités et facteurs de qualité obtenus par application de ces coupures sur les γ simulés sont donnés dans le tableau 14.3. Bien que l'efficacité des coupures sur les γ soit strictement identique à celle obtenue pour le Crabe, on constate que la réjection hadronique est inférieure. On passe de $\simeq$85% des événements

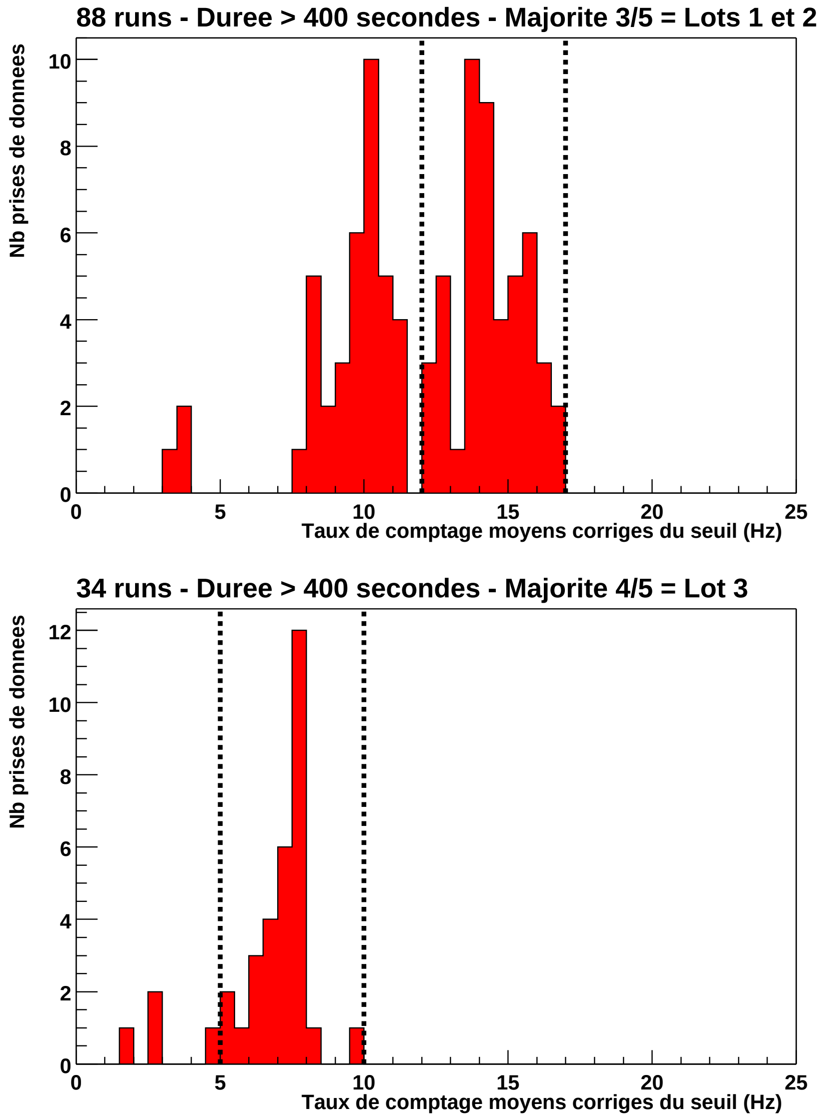


FIG. 14.3: *Distributions en taux de comptage moyens corrigés du seuil pour l'ensemble des données en majorités 3/5 (figure du haut) et 4/5 (figure du bas). Les lignes verticales délimitent les intervalles de taux de comptage sélectionnés pour l'analyse.*

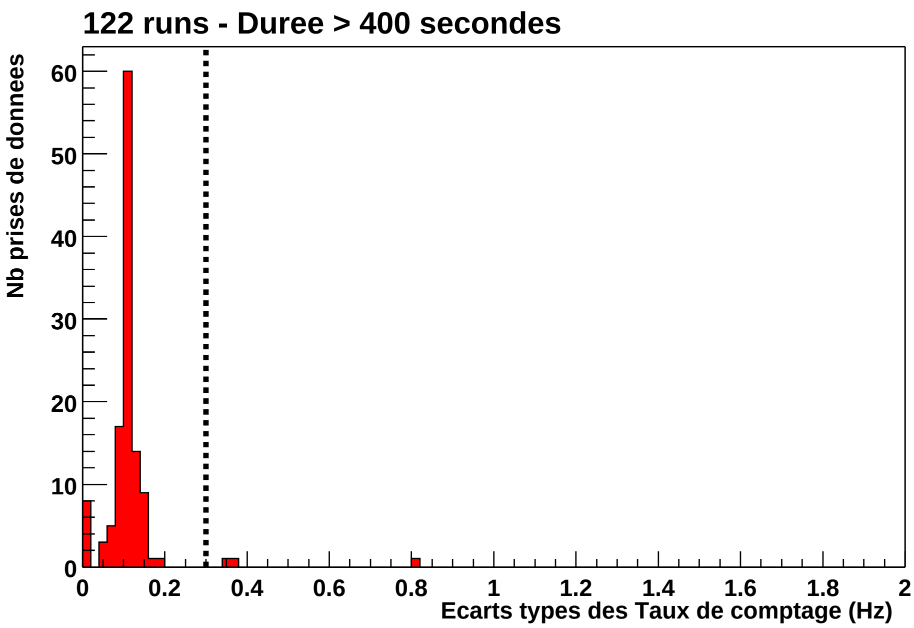


FIG. 14.4: *Stabilité des taux de comptage pour les données ayant passées la sélection en durée et taux de comptage. De même que pour le Crabe, une coupure en écart-type de taux de comptage $\sigma_\tau \leq 0.3$ semble appropriée.*

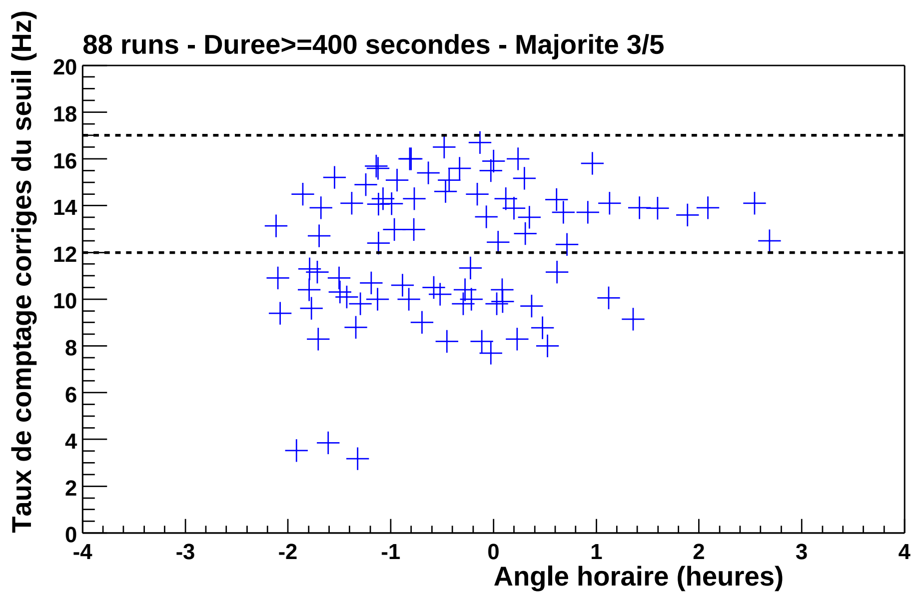


FIG. 14.5: *Distribution des taux de comptage moyens corrigés du seuil en fonction de l'angle horaire pour l'ensemble des 88 prises de données en majorité 3/5 et de durée supérieure à 400 secondes. Les lignes horizontales en trait pointillé délimitent le domaine de taux de comptage sélectionné pour l'analyse.*

E_γ (GeV)	$\varepsilon_{q_{moy}}$(%)	ε_{ResMax} (%)	$\varepsilon_{q_{moy}+ResMax}$ (%)	$Q_{q_{moy}}$	Q_{ResMax}	$Q_{q_{moy}+ResMax}$
15	99.65	96.83	97.34	1.26	1.30	1.71
20	99.90	99.94	99.26	1.26	1.34	1.77
25	99.82	97.30	99.81	1.26	1.30	1.72
30	99.89	96.46	97.25	1.26	1.29	1.70
50	**98.93**	**97.16**	**96.40**	**1.25**	**1.30**	**1.70**
70	86.55	97.82	84.51	1.09	1.31	1.49
100	64.71	97.97	62.94	0.82	1.31	1.11
150	48.01	98.41	46.80	0.61	1.32	0.83
200	38.67	98.18	37.32	0.49	1.31	0.66
300	28.69	98.13	27.59	0.36	1.31	0.49
500	20.49	97.79	19.04	0.26	1.31	0.34
1000	14.47	97.96	13.62	0.18	1.31	0.24
OFF	**62.48**	**55.86**	**31.99**	**...**	**...**	**...**

TAB. 14.3: *Efficacités et facteurs de qualité des deux coupures optimales pour les différentes énergies simulées. La statistique du OFF a été obtenue en sommant deux prises de données : 13605 et 13607.*

OFF rejetés pour le Crabe à $\simeq$70% pour PSR B1951+32.

Compte tenu de ces coupures, nous obtenons une acceptance pour PSR B1951+32 très similaire à celle du Crabe (cf. figure 14.6 et tableau 14.4).

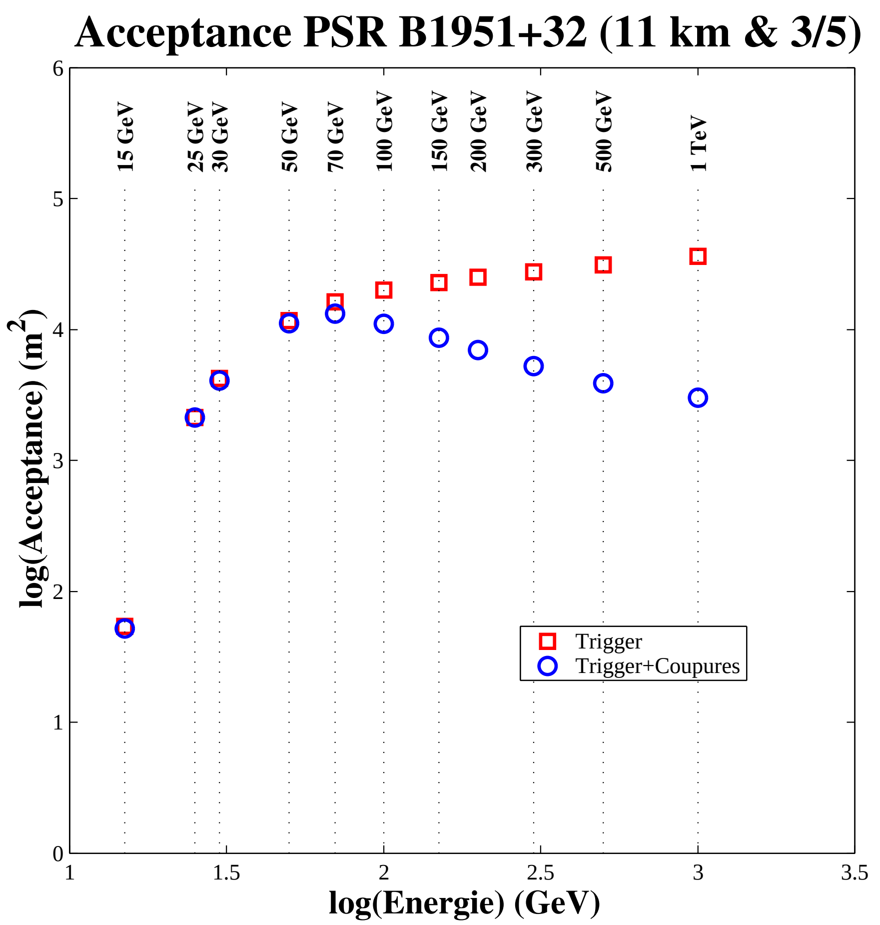


FIG. 14.6: *Acceptances au transit de PSR B1951+32 réalisées à partir des données simulées listées dans le tableau 14.4. De même que pour le Crabe, l'efficacité de collection est maximale jusqu'à 50 GeV. Les points symbolisés par des carrés et des cercles sont respectivement la surface de collection (en* m^2*) avant et après application des coupures d'analyse basse énergie.*

Données	**Energie (GeV)**	**Simulés**	**Décl.**	**Après Coupures**	A^{eff}_{decl} (m^2)	$A^{eff}_{coupures}$ (m^2)	**Efficacité (%)**
50204	15	50000	38	37	54±9	52±9	97.4
50206	25	30000	900	900	2121±83	2121±83	100.0
50207	30	30000	1797	1729	4234±124	4074±121	96.2
50208	50	30000	4936	4731	11630±233	11147±226	95.8
50209	70	30000	6925	5617	16317±290	13235±253	81.1
50210	100	10000	2824	1563	19962±575	11048±390	55.3
50211	150	10000	3212	1221	22704±627	8631±333	38.0
50212	200	10000	3538	984	25009±671	6955±291	27.8
50213	300	10000	3895	742	27532±716	5245±245	19.1
50214	500	5000	2202	275	31130±1104	3888±289	12.5
50215	1000	2500	1283	106	36276±1738	2997±351	8.3

TAB. 14.4: *Données issues de la simulation permettant la construction des courbes d'acceptances au transit de PSR B1951+32 visualisées en figure 14.6 (simulation pour un simple pointé à 11 km et une majorité 3/5 avec un seuil à 4.5 p.e./héliostat). De gauche à droite, les colonnes correspondent aux numéros des prises de données, aux énergies simulées, aux nombres de γ simulés, aux nombres d'événements qui ont déclenché le détecteur, aux nombres d'événements passant les coupures, aux acceptances exprimées en m^2 avant puis après l'application des coupures de l'analyse basse énergie, et enfin aux rapports de ces deux acceptances. Les incertitudes sur les acceptances sont purement statistiques.*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
P1	30150	-252.5	-1.4	8097	-150.5	-1.6
OP1	78973	...	...	21437	...	...
P2	78990	-56.5	-0.2	21289	-154.5	-0.9
OP2	115603	...	...	31347	...	...
TOTAL PULSE	109147	-309.0	-0.8	29386	-305.0	-1.4
OP	194576	...	...	52784	...	...

TAB. 14.5: ***PSR B1951+32, totalité lot 1 :*** *excès et significativités dans les différents intervalles de phase EGRET pour les phasogrammes du lot 1 obtenus avant et après l'application des coupures. Les intervalles de phases sont ceux définis dans le tableau 3.5 page 63. N, Δ et σ sont respectivement le nombre d'événements, l'excès par rapport à OP et la significativité de l'intervalle de phase considéré. Les indices «c» et «b» correspondent respectivement aux données avant (b≡brut) et après l'applications des coupures (c≡coupure).*

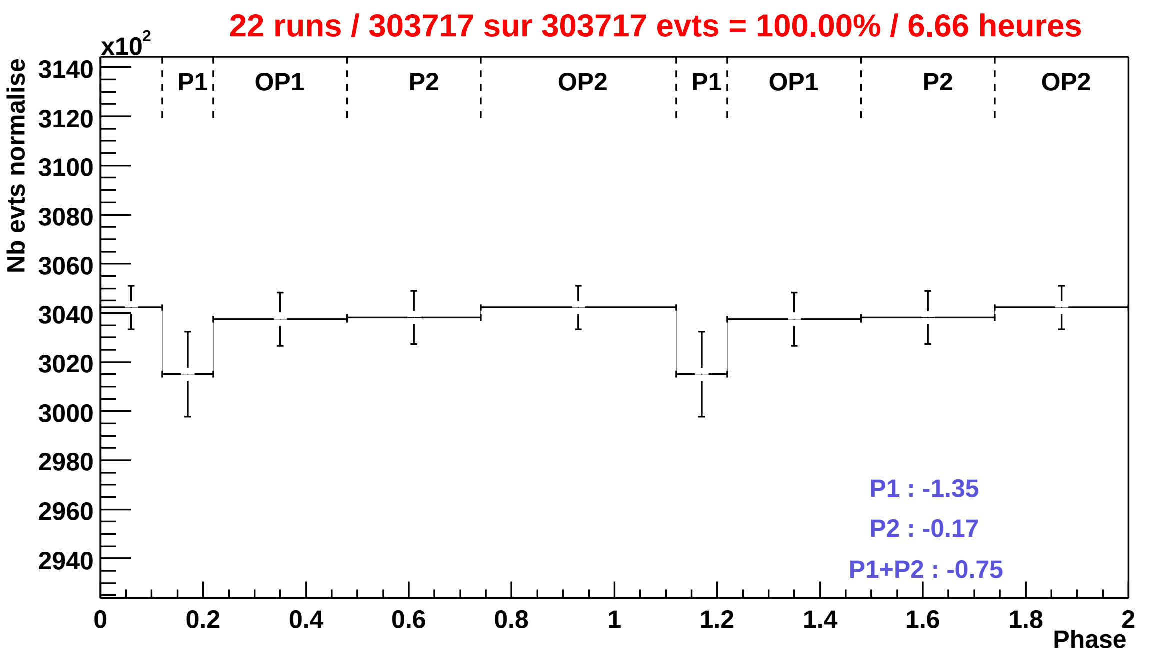
14.3 Analyse lot 1 - Simple pointé et majorité 3/5

14.3.1 Totalité du lot 1

Le lot 1 comprend 22 prises de données en simple pointé 11 km et majorité 3/5. D'après les acceptances réalisées par la simulation, ce lot présente les meilleurs conditions pour les γ de basse énergie (cf. 7 page 125). Les phasogrammes obtenus avant et après application des coupures sont donnés en figure 14.7. Les valeurs délivrées par le H-test sur ces données avant et après coupures sont respectivement 2.75 et 0.62, confirmant l'absence de signal pulsé dans ce lot de données.

14.3.2 Données à moins de 3/4 d'heure du transit

Compte tenu des résultats obtenus pour le Crabe, nous avons extrait les données dont l'angle horaire moyen se situe à moins de 3/4 d'heure du transit et construit le phasogramme correspondant, présenté en figure 14.8. Les valeurs délivrées par le H-test pour ce sous-lot de données sont 2.75 avant l'applications des coupures et 0.62 après, ceci confirmant l'absence de toute périodicité. Les nombres d'événements, excès et significativités sont listés dans le tableau 14.6.



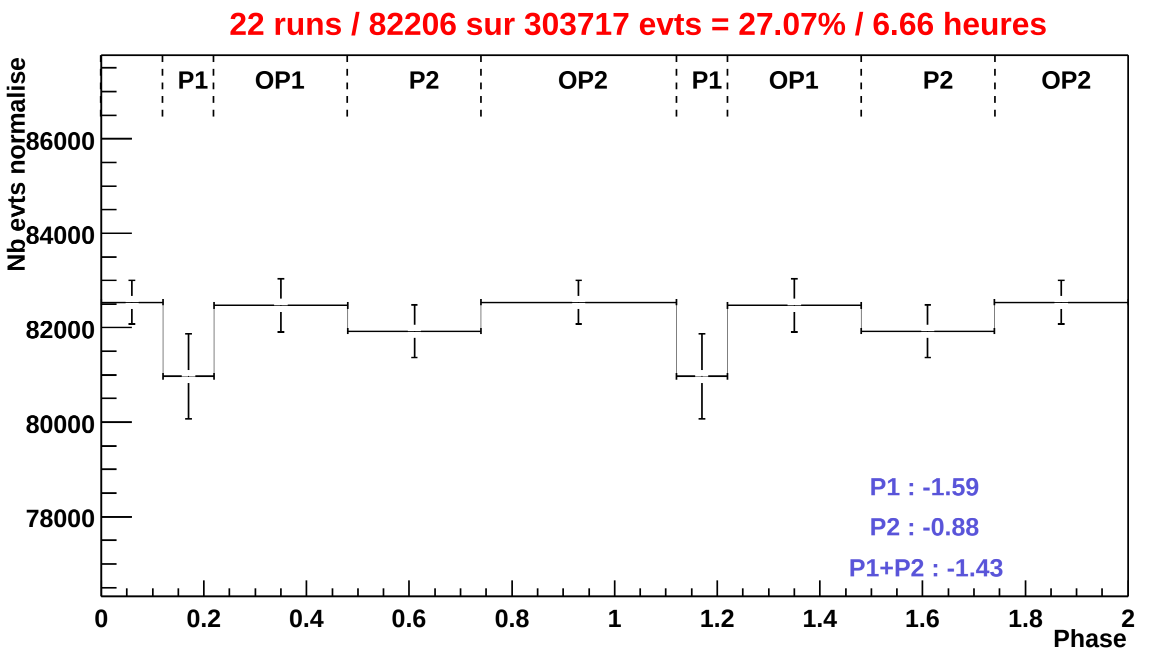


FIG. 14.7: ***PSR B1951+32, totalité lot 1 :*** *phasogrammes avant (haut) et après (bas) l'application des coupures sur le lot 1. Les différents intervalles de phase tels qu'ils ont été définis dans le tableau 3.5 (page 63) sont rappelés en haut du phasogramme.*

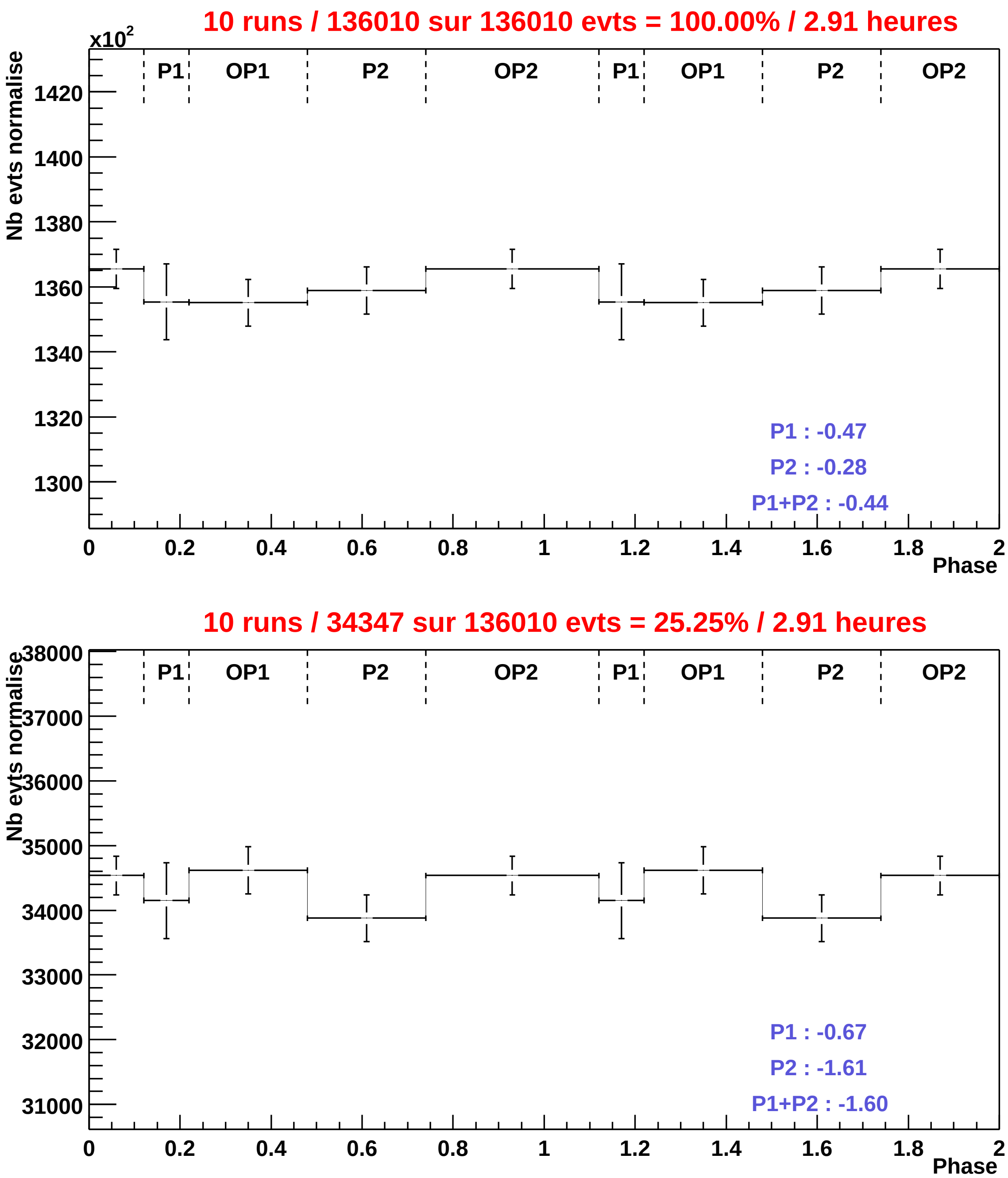


FIG. 14.8: ***PSR B1951+32, lot1, H<3/4 heure :*** *phasogrammes avant (haut) et après (bas) application des coupures des 10 prises de données du lot 1 situées à moins de 3/4 d'heure du transit.*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
P1	13554	-59.1	-0.5	3415	-41.9	-0.7
OP1	35233	...	...	9000	...	...
P2	35331	-63.1	-0.3	8808	-179.9	-1.6
OP2	51891	...	...	13124	...	...
TOTAL PULSE	48885	-122.3	-0.4	12223	-221.7	-1.6
OP	87124	...	...	22124	...	...

TAB. 14.6: ***PSR B1951+32, lot1, H<3/4 heure :*** *excès et significativités dans les différents intervalles de phase pour les données du lot 1 à moins de 3/4 d'heure du transit, avant et après l'application des coupures. (cf. tableau 14.5 pour plus de détails)*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
P1	23698	-400.8	-2.4	6538	-158.6	-1.8
OP1	62795	...	...	17386	...	...
P2	62530	-126.8	-2.4	17468	+56.9	+0.4
OP2	91437	...	...	25472	...	...
TOTAL PULSE	86228	-527.5	-1.4	24006	-101.6	-0.5
OP	154232	...	...	42858	...	...

TAB. 14.7: ***PSR B1951+32, totalité du lot 2 :*** *excès et significativités dans les différents intervalles de phase EGRET pour les phasogrammes du lot 2. (cf. tableau 14.5 pour plus de détails)*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
P1	11211	-208.5	-1.8	3011	-25.1	-0.4
OP1	29633	...	...	7892	...	...
P2	29576	-114.8	-0.6	7877	-16.8	-0.2
OP2	43452	...	...	11539	...	...
TOTAL PULSE	40787	-323.3	-1.3	10888	-41.9	-0.3
OP	73085	...	...	19431	...	...

TAB. 14.8: ***PSR B1951+32, lot 2, H<3/4 heure :*** *excès et significativités dans les différents intervalles de phase EGRET pour l'ensemble des 10 prises de données du lot 2 à moins de 3/4 d'heure du transit et après applications des coupures.*

14.4 Analyse du lot 2 - Double pointé et majorité 3/5

14.4.1 Totalité du lot 2

Bien que nos préférences pour le lot 1 se soient avérées infructueuses, nous nous sommes tout de même intéressés aux 22 prises de données en double pointé 11/25 km et majorité 3/5. Les phasogrammes correspondant sont en figure 14.9 et les résultats figurent dans le tableau 14.7. De nouveau, les valeurs du H-test correspondantes sont 1.01 et 4.54, respectivement avant et après l'applications des coupures. Ces valeurs sont suffisamment faibles pour que l'on puisse affirmer qu'aucun signal pulsé n'est présent dans ces données.

14.4.2 Données à moins de 3/4 d'heure du transit

Une sélection des données à moins de 3/4 d'heure du transit ne donne pas plus de significativité. Le phasogramme résultant ainsi que les résultats correspondants sont donnés dans la figure 14.10 et le tableau 14.8. Les valeurs 0.00 avant coupures et 0.31 après coupures délivrées par le H-test confirme l'absence de signal pulsé.

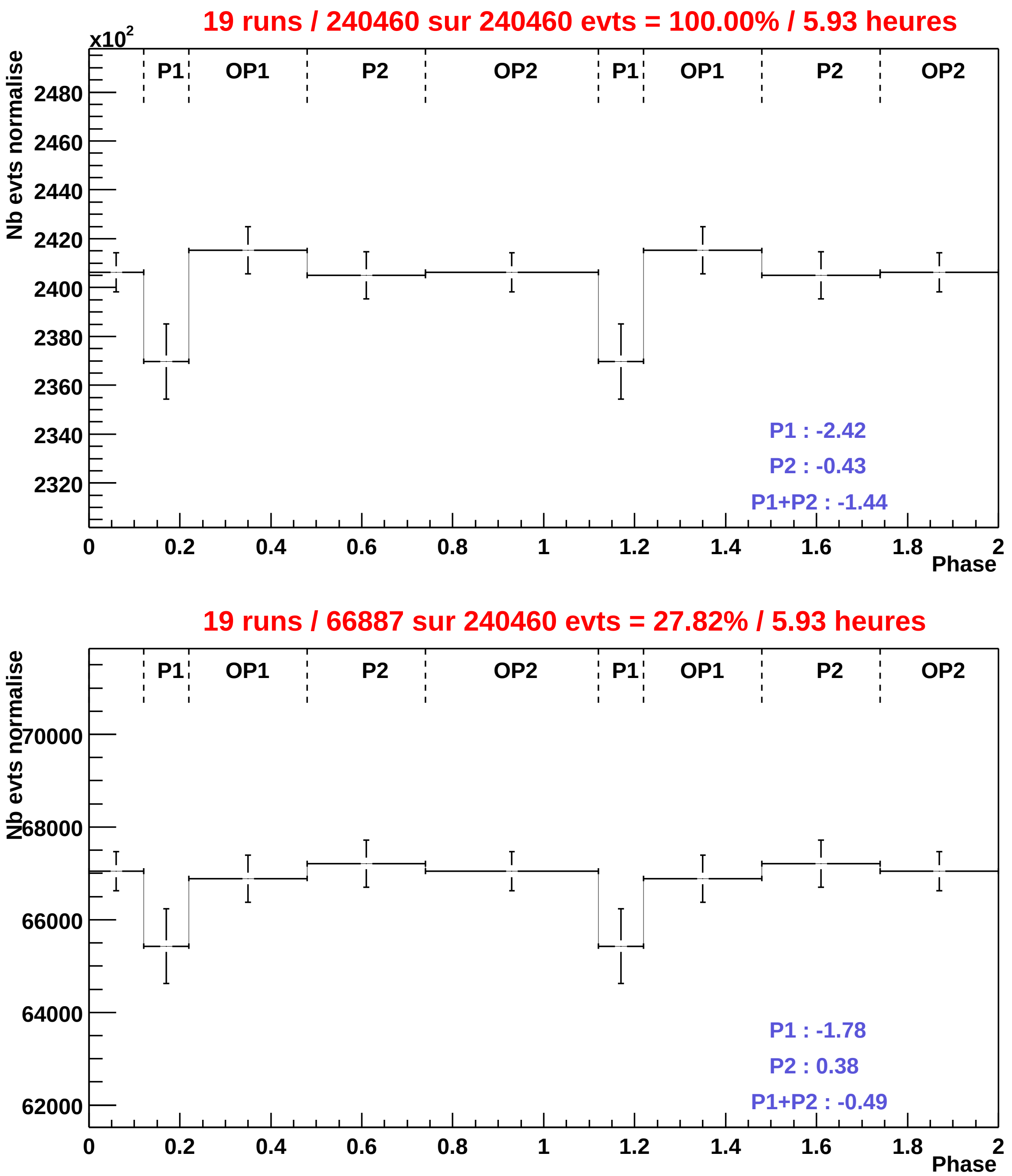
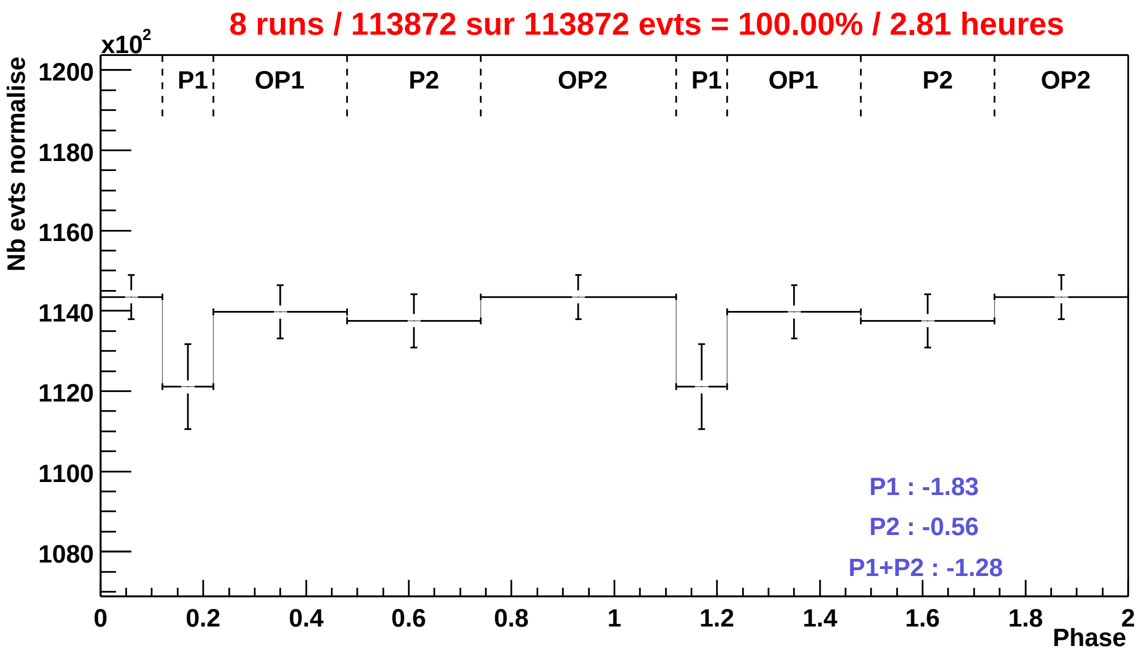


FIG. 14.9: ***PSR B1951+32, totalité du lot 2 :*** *phasogrammes avant (haut) et après (bas) l'application des coupures sur les 19 prises de données en double pointé 11/25 km et majorité 3/5 (lot 2).*



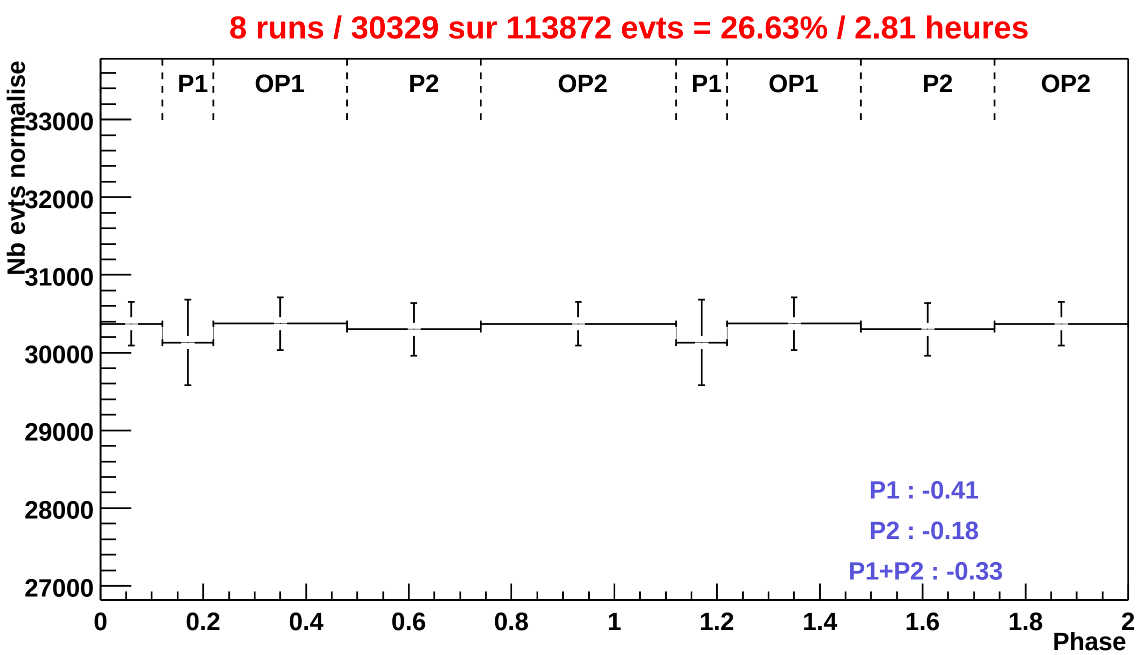


FIG. 14.10: ***PSR B1951+32, lot 2, H<3/4 heure :*** *phasogrammes avant (haut) et après (bas) l'application des coupures sur les 8 prises de données du lot 2 situées à moins de 3/4 d'heure du transit.*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
P1	20979	-114.0	-0.7	5177	-17.4	-0.2
OP1	54603	...	...	13370	...	...
P2	54636	-205.7	-0.7	13645	+139.6	+1.0
OP2	80392	...	...	19874	...	...
TOTAL PULSE	75615	-319.7	-0.9	18822	+122.2	+0.7
OP	134995	...	...	33244	...	...

TAB. 14.9: ***PSR B1951+32, totalité du lot 3 :*** *excès et significativités dans les différents intervalles de phase EGRET pour les phasogrammes du lot 3 de la figure 14.11.*

Intervalles	N_b	Δ_b	σ_b	N_c	Δ_c	σ_c
P1	8408	-104.2	-1.1	2071	18.2	+0.4
OP1	22024	...	...	5304	...	...
P2	21936	-195.7	+0.4	5373	+35.7	+0.4
OP2	32454	...	...	7834	...	...
TOTAL PULSE	30344	-300.0	-1.4	7444	+53.9	+0.5
OP	54478	...	...	13138	...	...

TAB. 14.10: ***PSR B1951+32, totalité du lot 3, H<3/4 heure :*** *excès et significativités dans les différents intervalles de phase EGRET pour les données du lot 3 à moins de 3/4 d'heure du transit (cf. figure 14.12).*

14.5 Analyse du lot 3 - Double pointé et majorité 4/5

14.5.1 Totalité du lot 3

Les 28 prises de données du lot 3 en pointé 11/25 et majorité 4/5 sont de loin les moins favorables aux γ de basse énergie. Les phasogrammes pour ce lot ne révèlent pas non plus d'excès aux intervalles de phase attendus (figure 13.33 et tableau 14.9). Les valeurs du H-test confirment également l'absence de signal : 3.43 pour les données brutes et 1.69 après application des coupures.

14.5.2 Données à moins de 3/4 d'heure du transit

Tout comme pour les deux lots précédents, la sélection des données à moins de 3/4 d'heure du transit n'améliore pas la significativité. Le phasogramme correspondant aux neuf prises de données ainsi sélectionnées est donné en figure 14.12. Les résultats correspondants figurent dans le tableau 14.10. Le H-test donne une valeur de 0.60 pour les données brutes et 0.50 après coupures, résultats compatibles avec une distribution uniforme des phases.

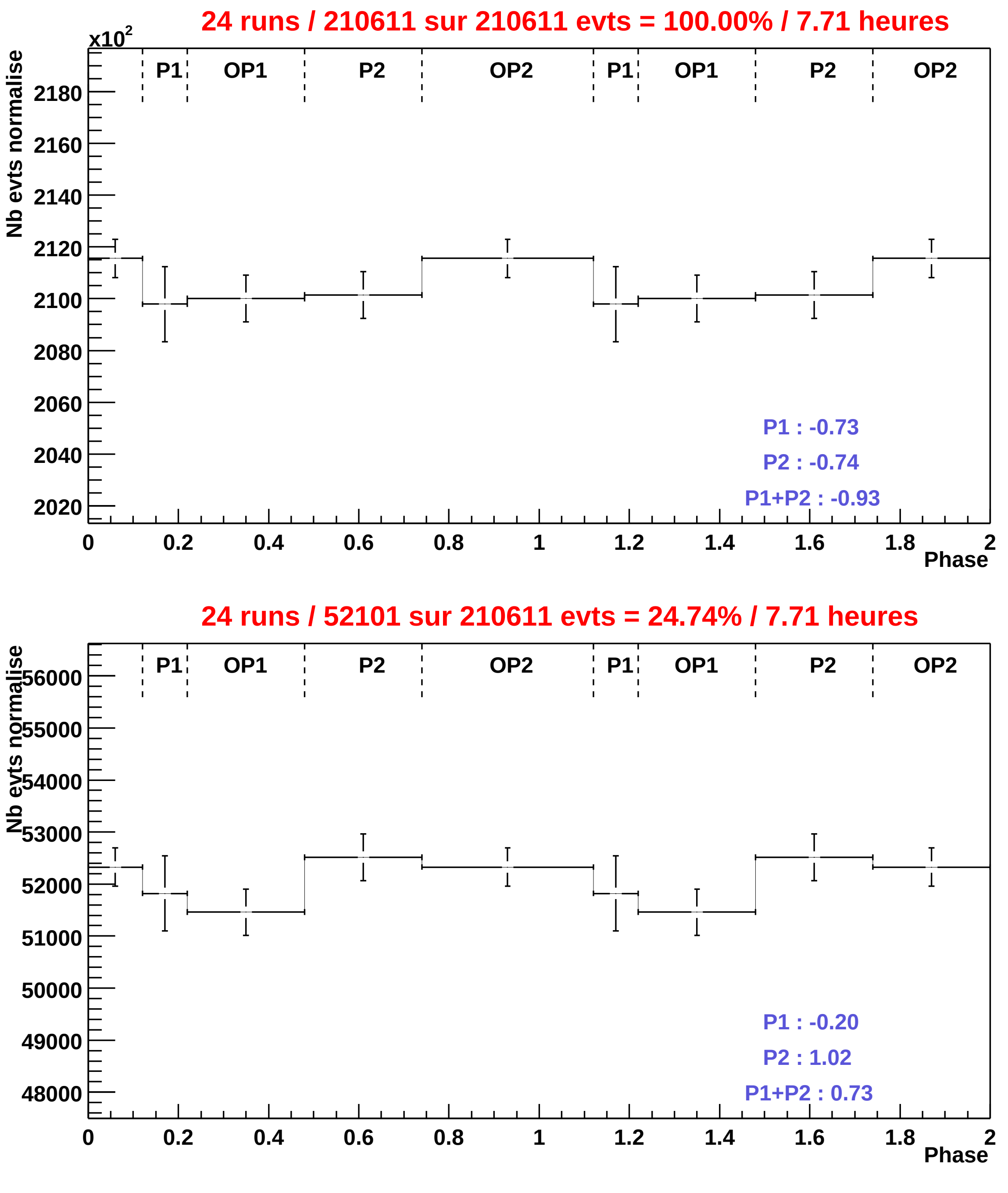


FIG. 14.11: ***PSR B1951+32, totalité du lot 3 :*** *phasogrammes avant (haut) et après (bas) l'application des coupures sur les 24 prises de données en pointé 11/25 km et majorité 4/5.*

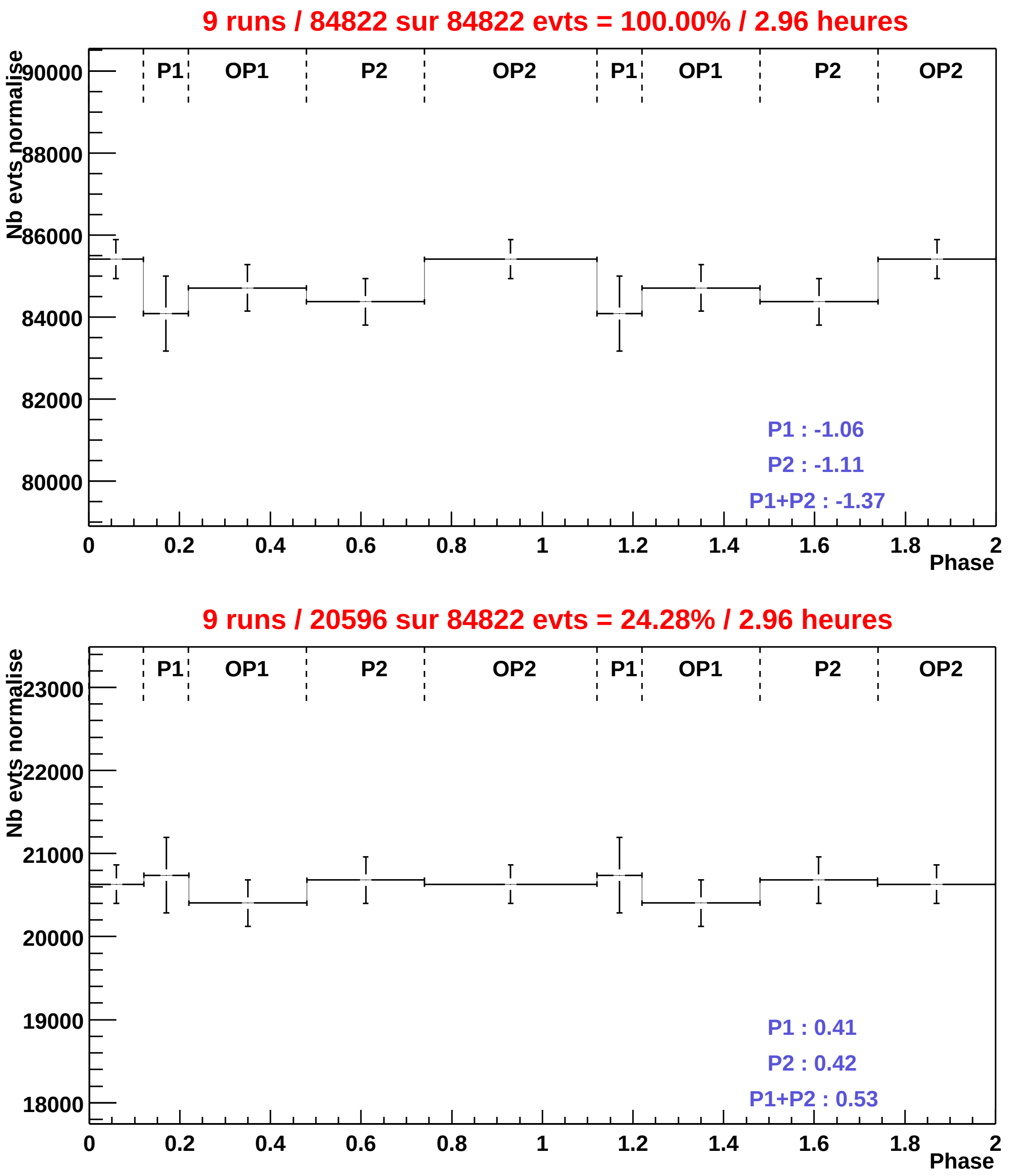


FIG. 14.12: ***PSR B1951+32, lot 3, H<3/4 heure :*** *phasogrammes avant (haut) et après (bas) l'application des coupures sur les neuf prises de données du lot 3 à moins de 3/4 d'heure du transit.*

Atténuation de la loi de puissance Exponentielle (b=1)	E_0 (GeV)	E_{seuil} (GeV)	$A(E_{seuil})$ (m^2)
A(E)	32.0	31.5	4681
A(0.7E)	56.7	46.4	5105

Atténuation de la loi de puissance Super-exponentielle (b=2)	E_0 (GeV)	E_{seuil} (GeV)	$A(E_{seuil})$ (m^2)
A(E)	37.5	30.0	4070
A(0.7E)	61.9	44.2	4471

TAB. 14.11: *Résultats de l'analyse des 2.94 heures de données 3/5-11 km accumulées sur PSR B1951+32 à moins de 3/4 d'heure du transit (angle horaire moyen). E_0 est l'énergie du coupure exponentiel. E_{max} correspond à l'énergie au maximum de la courbe flux×acceptance. Les valeurs sont données pour l'acceptance dominale, A(E), délivrée par la simulation et pour l'acceptance dégradée conformément aux +30% d'incertitude sur l'échelle en énergie, A(0.7E). En haut, les résultats pour une coupure spectrale de type exponentiel. En bas pour une coupure super exponentielle.*

14.6 Résultats et interprétation

14.6.1 Limite supérieure sur le flux

L'analyse ne donne aucun excès dans les intervalles de phases P1 et P2 définis par EGRET. Par précaution, les phasogrammes ont été réalisés en parallèle avec un découpage de la période en dix intervalles égaux et aucun excès significatif n'est apparu, que ce soit dans les deux pics EGRET ou en dehors.

Faute de signal, on simplifie le problème en exprimant la limite supérieure uniquement à partir des données du lot 1. Afin d'être cohérent avec l'analyse réalisée pour le pulsar du Crabe, on ne conservera que les données dont l'angle horaire moyen est inférieur à 3/4 d'heure du transit. L'excès présenté dans le tableau 14.6 est pour l'ensemble P1+P2 $\simeq$-222 événements par rapport à la référence OP. Ce nombre d'événements conduit par application de la méthode de O. Helene à une limite supérieure $N_p \leq 231$ événements pulsés avec un niveau de confiance de 99%, et ceci pour une durée totale d'observation d'environ $T_{obs}=$ 2.91 heures (10 prises de données). De la même manière que pour le Crabe, on fait l'hypothèse d'un spectre du type loi de puissance EGRET atténuée par une coupure exponentielle (b=1) ou super-exponentielle (b=2) avec une énergie de coupure E_0, soit :

$$\left.\frac{dN}{dE}\right|_{att} = 1.84 \times 10^{-10} \times \left(\frac{E}{537\ \text{MeV}}\right)^{-1.81} \times e^{-(E/E_0)^b}\ \text{photons} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{MeV}^{-1} \qquad (14.1)$$

L'énergie de coupure est alors déterminée par résolution d'une équation intégrale identique à celle proposée en 13.5. On prendra pour acceptance les valeurs données par la simulation au transit de PSR B1951+32 après application des coupures (cf. 14.4 page 258) puis on introduira les +30% d'incertitudes sur l'échelle en énergie en dégradant l'acceptance en A(0.7E). Les résultats ainsi obtenus figurent dans le tableau 14.11 et sont illustrés en figures 14.13 et 14.14. On constate que la dégradation de l'acceptance introduit un facteur $\sim$2 dans les énergies de coupures E_0.

On a constaté précédemment que les taux de comptage sur PSR B1951+32 étaient d'environ 40% inférieurs à ceux observés pour le Crabe, et ceci malgré des acceptances comparables pour les deux sources. Il est difficile à l'heure actuelle d'identifier précisément les causes de cette chute de taux de comptage entre hiver et été, et il est encore plus délicat de tenter de traduire l'impact de ces observations sur l'acceptance à basse énergie. Dans une première approximation, on peut estimer grossièrement les conséquences de cette chute de taux de comptage sur la limite supérieure précédemment établie en supposant une diminution uniforme en énergie de l'acceptance de 40%. Ceci se traduit bien entendu par une augmentation des valeurs limites de E_0 comme indiqué dans le tableau 14.12 et illustré au-travers des figures 14.15 et 14.16.

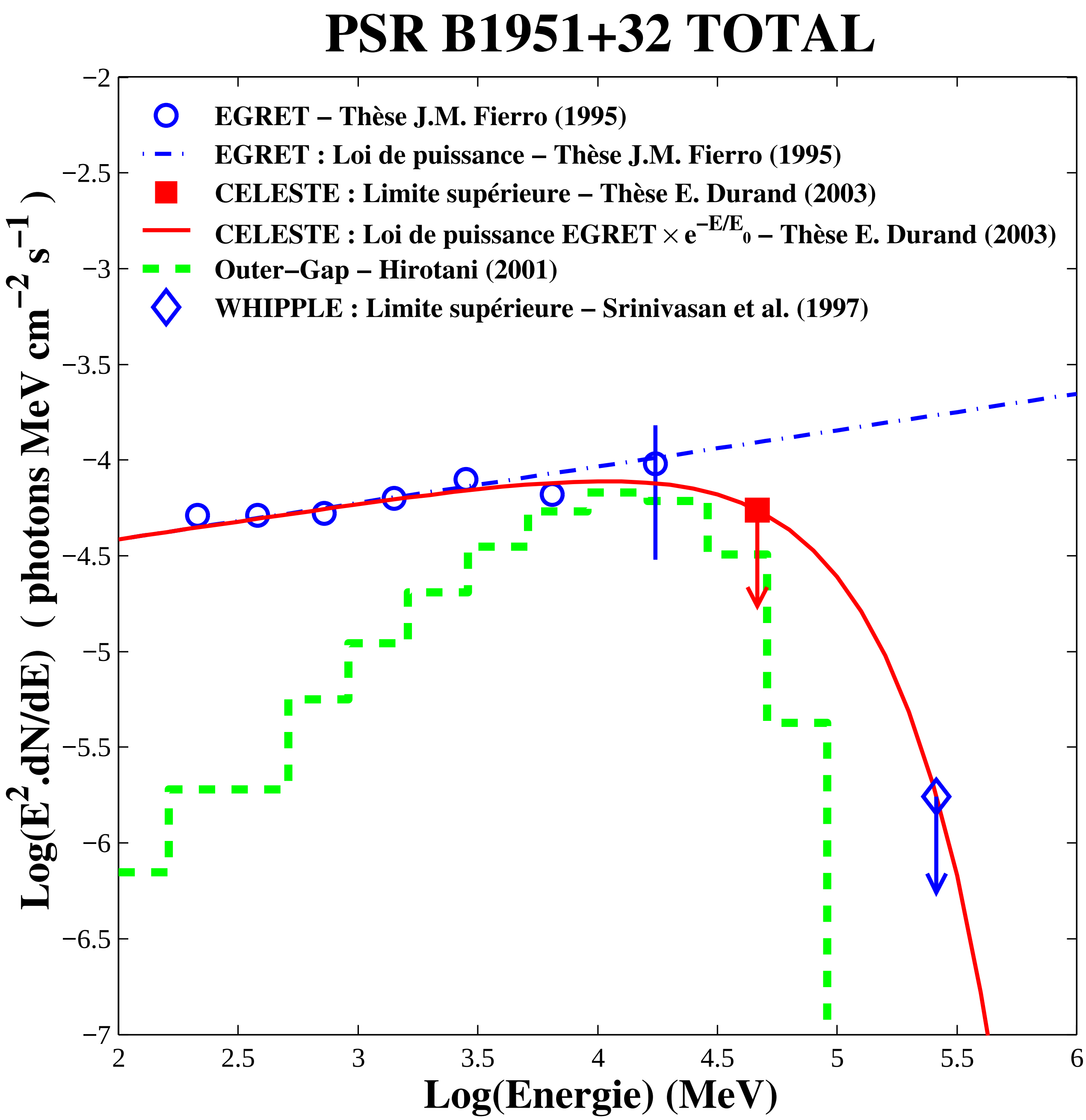


FIG. 14.13: *Spectre du pulsar PSR B1951+32 et limite supérieure de CELESTE pour une coupure spectrale de type exponentielle. La droite en trait tireté-pointillé correspond à l'ajustement des points EGRET (cercles) en loi de puissance [35]. La courbe en trait plein représente la limite supérieure établie par CELESTE pour une atténuation en super-exponentielle de la loi de puissance EGRET avec une énergie de coupure E_0=56 GeV. Cette limite supérieure a été déterminée en dégradant l'acceptance $A(E)$ de CELESTE en $A(0.7E)$ afin de tenir compte des +30% d'incertitudes sur l'échelle en énergie. La modélisation de l'émission pulsée à haute énergie par K. Hirotani [56] pour le modèle Outer Gap est représentée par la courbe en trait tireté.*

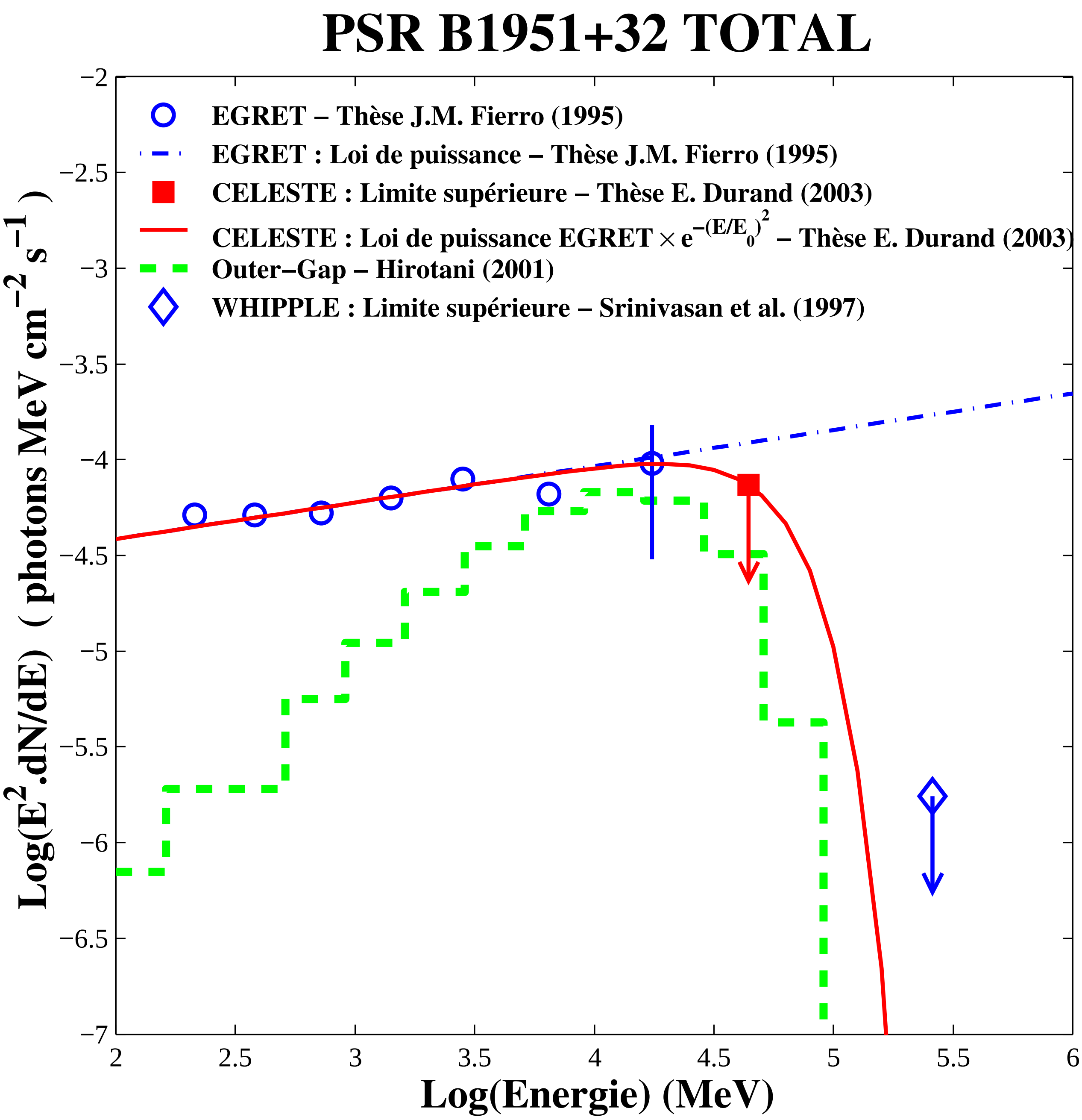


FIG. 14.14: *Spectre du pulsar PSR B1951+32 et limite supérieure de CELESTE pour une coupure spectrale de type super-exponentielle. La légende est identique à celle de la figure 14.13. L'énergie de coupure est* E_0 *=62 GeV.*

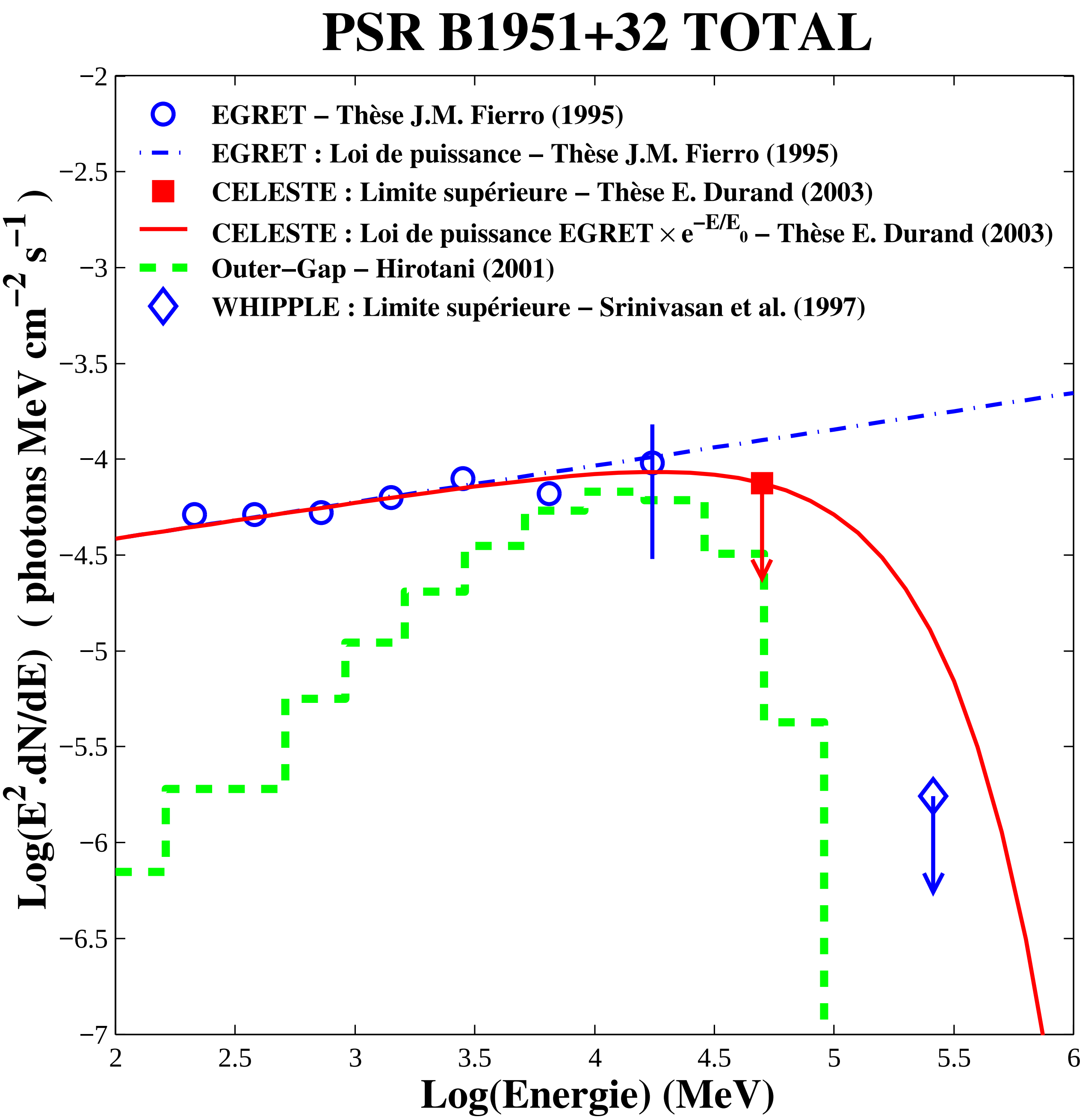


FIG. 14.15: *Limite supérieure de CELESTE sur le flux pulsé de PSR B1951+32 pour une cassure exponentielle du spectre. La légende est identique à celle de la figure 14.13 mais cette fois-ci l'effet saisonnier observé dans les taux de comptage a été répercuté dans le calcul de la limite supérieure en atténuant de 40% sur tout le domaine en énergie l'acceptance de CELESTE. L'énergie de coupure* E_0 *est ainsi augmentée et passe des 57 GeV précédents à 97 GeV.*

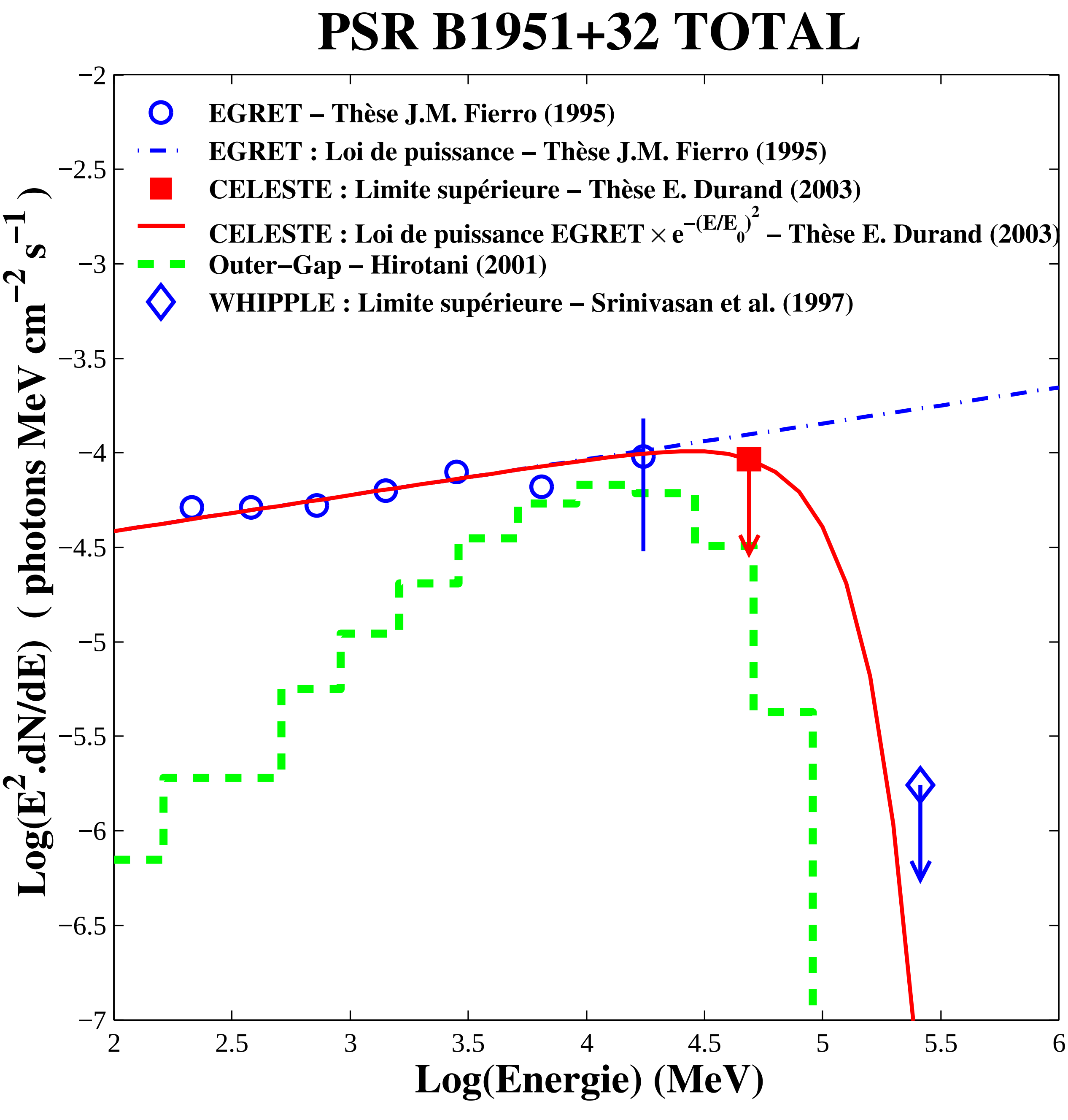


FIG. 14.16: *Limite supérieure de CELESTE sur le flux pulsé de PSR B1951+32 pour une cassure super-exponentielle du spectre. La légende est identique à celle de la figure 14.14 mais cette fois-ci l'effet saisonnier observé dans les taux de comptage a été répercuté dans le calcul de la limite supérieure en atténuant de 40% sur tout le domaine en énergie l'acceptance de CELESTE. L'énergie de coupure* E_0 *est ainsi augmentée et passe des 62 GeV précédents à 89 GeV.*

Atténuation de la loi de puissance Exponentielle (b=1)	E_0 **(GeV)**	E_{seuil} **(GeV)**	$A(E_{seuil})$ (m^2)
A(E)	49.8	33.5	5510
A(0.7E)	97.5	50.0	6117

Atténuation de la loi de puissance Super-exponentielle (b=2)	E_0 **(GeV)**	E_{seuil} **(GeV)**	$A(E_{seuil})$ (m^2)
A(E)	50.6	32.4	5087
A(0.7E)	89.1	48.9	5816

TAB. 14.12: *Idem tableau 14.11 mais cette fois-ci en supposant une chute de 40% de l'acceptance, uniformément sur l'échelle en énergie, de manière à prendre en compte l'effet saisonnier observé dans les taux de comptage.*

14.6.2 Bilan et conséquences

Tout comme pour le Crabe, les importantes incertitudes sur l'échelle en énergie ne permettent pas d'établir des limites supérieures suffisamment basses pour pouvoir contraindre les modèles théoriques. A ces incertitudes viennent s'ajouter d'autres systématiques liées aux différences de taux de comptage observées entre l'hiver et l'été. A l'heure actuelle, il est impossible de connaître l'influence de ce phénomène sur les γ de basse énergie. Cet effet est peut être plus catastrophique au seuil qu'on le pense, ce qui expliquerait pourquoi aucun signal pulsé n'a pu être mis en évidence sur ce pulsar.

La statistique ne joue pas non plus en faveur d'une détection. Si on croit que l'excès observé sur le Crabe est réellement un signal pulsé, il semble essentiel de ne conserver que les données proches du transit. Dans le cas de PSR B1951+32, cette contrainte divise la statistique d'un facteur deux par rapport à celle du Crabe, soit 10 prises de données contre 20 pour le Crabe. Les taux de comptage étant plus faibles d'environ 40%, on peut dire grossièrement que la statistique sur PSR B1951+32 en terme d'événements Čerenkov est globalement $\sim$4 fois moins importante (facteur $\sim$2 en significativité) et pourrait donc expliquer en partie l'absence de signal.

Un autre argument doit également est mis en avant. Il s'agit de l'utilisation des éphémérides radio pour déterminer les phases de nos événements sur PSR B1951+32. On a vu également dans le chapitre sur les éphémérides qu'il existait quelques ambiguïtés concernant ce pulsar. Contrairement au Crabe, PSR B1951+32 ne fait pas l'objet d'observation radio journalière et de ce fait l'établissement des éphémérides et la mise en évidence de perturbations de la rotation du pulsar (et donc de la phase) tels que les glitches sont plus délicats. On notera également que les données privilégiées (pointé 11 km et majorité 3/5) sont issues d'une unique saison d'observation et les phases correspondantes ont par conséquent été déterminées à partir d'une référence radio unique, contrairement au pulsar du Crabe pour lequel les éphémérides sont mises à jour tous les mois. Bien que l'utilisation de ces éphémérides ait fait l'objet d'une étude approfondie, il n'en résulte pas moins que l'ensemble de nos résultats sur PSR B1951+32 repose essentiellement sur une unique mesure radio qui, de plus, ne peut être contrôlée via la prise de données optiques, la magnitude optique de ce pulsar étant bien au-delà de la magnitude limite accessible par CELESTE (cf. section 10.4.2 page 162).

Mais le fait que ce pulsar présente un spectre plus dur que le celui du Crabe et surtout l'absence de cassure significative du spectre en dessous de 10 GeV dans les analyses EGRET posent malgré tout un problème et rendent délicate l'interprétation de nos résultats. Selon K. Hirotani (communication privée), une absence de signal sur PSR B1951+32 malgré un signal pulsé autour de 30 GeV sur le Crabe est difficile à expliquer dans le cadre du modèle Outer Gap. Cependant, quelques éléments de réponses peuvent être apportés. On a vu précédemment que la limite supérieure en énergie d'une composante pulsée dans le modèle Outer Gap était déterminée par l'énergie maximum que pouvaient atteindre les particules chargées dans la cavité accélératrice. Dans le cas de pulsars moyennement âgés tels que PSR B1951+32, l'ensemble des photons γ pulsés autour du GeV et au-dessus sont émis par le processus de rayonnement de courbure. Par conséquent, l'émission pulsée devrait diminuer significativement pour ces pulsars au dessus de quelques dizaines de GeV. Cependant, dans le cas du Crabe, plus jeune, sa forte émission de surface pourrait introduire une composante pulsée supplémentaire significative par un processus de diffusion Compton inverse. Dans ce cas, il existerait une possibilité pour que l'énergie des particules dans la cavité ne soient plus limitée par le processus de rayonnement de courbure mais plutôt par ce processus de diffusion inverse Compton. Ainsi, il pourrait donc exister une émission pulsé au-delà de quelques GeV. Il faut toutefois noter que dans ce cas de figure, l'émission pulsé au-delà du GeV ne serait plus une extension de la loi de puissance observée à plus basse énergie. Si cet élément de réponse permettrait éventuellement d'expliquer un flux à 30 GeV au dessus des barres d'erreur d'EGRET, il détruirait malheureusement l'argument positif concernant la similitude entre le profil de la courbe de lumière obtenue et celui tiré de l'extrapolation à haute énergie de l'analyse spectrale EGRET.

Conclusions

Pour la première fois, la fenêtre en énergie comprise entre le domaine des satellites et celui des imageurs Čerenkov a été explorée, et ceci grâce à l'expérience CELESTE, basée sur la reconversion d'une centrale solaire en télescope pour l'astronomie gamma. Après une première détection autour de 60 GeV de la Nébuleuse du Crabe, la collaboration de CELESTE s'est intéressée à l'émission gamma du pulsar en son centre. De par le petit nombre de pulsars détectés à ces énergies (seuls six pulsars ont été détectés par EGRET à quelques GeV) et à cause de l'absence de détection de photon pulsés au-dessus de 200 GeV, l'observation du pulsar du Crabe et de PSR B1951+32 par CELESTE est d'une importance capitale pour la physique de ces objets.

Cette thèse constitue les premiers travaux concernant l'études des pulsars avec CELESTE. La recherche d'un signal pulsé sous-entend dans un premier temps une réelle compréhension de la procédure de datation et de l'exploitation des éphémérides fournies par les radio-observatoires. Ensuite, les spectres pulsés cassant entre une dizaine et une centaine de GeV, il a fallu également développer une analyse spécifique aux basses énergies. Ainsi, une simple coupure en charge a permis de rejeter les énergies supérieures à 50 GeV, tandis-que la réjection hadronique a été assurée par une coupure basée sur la structure temporelle du front d'onde Čerenkov.

Cette analyse originale a permis d'établir des limites supérieures sur les flux pulsés du Crabe et PSR B1951+32. Bien qu'il s'agisse ici des premiers résultats dans ce domaine d'énergie, les incertitudes actuelles sur l'échelle en énergie de CELESTE ne permettent pas à ces limites de contraindre les modèles théoriques proposés (Polar Cap et Outer Gap).

Le lot de données sur le Crabe présentant les conditions expérimentales les plus favorables pour les basses énergies conduit toutefois à des résultats troublants : la courbe de lumière réalisée à partir de ces vingt prises de données présente une indication de modulation avec les propriétés attendues. En effet, le profil est conforme aux extrapolations des résultats d'EGRET autour de 10 GeV et la significativité obtenue pour le second pic atteint même 4.2 écarts standards. De plus, il a été démontré que l'interprétation de cet excès en terme de signal n'est pas en désaccord avec l'absence de signal dans les autres lots de données sur le Crabe, ceux-ci présentant des acceptances plus faibles à basse énergie. Dans ce cas de figure, le modèle Polar Cap pourrait être mis sérieusement en difficulté.

A l'heure actuelle, la significativité est encore insuffisante pour pouvoir prétendre à une détection d'un signal pulsé sur le Crabe. Ce résultat ne pourra être confirmer ou infirmer qu'au prix de nouvelles observations et de travaux supplémentaires de la collaboration. Ceci sous entend une meilleure compréhension de l'acceptance basse énergie, ainsi qu'une meilleure maîtrise de l'échelle en énergie.

Des études sont actuellement en cours et devraient permettre rapidement de diminuer ces incertitudes et du même coup d'affiner les résultats présentés dans cette thèse. Si la maîtrise de l'acceptance à basse énergie est essentielle pour développer encore cette analyse, elle est également capitale pour savoir si oui ou non CELESTE a une chance de détecter un signal pulsé à basse énergie dans la configuration hybride actuelle du détecteur. Dans l'immédiat, les premières simulations semblent indiquer un seuil en énergie plus élevé, mais il s'agit encore là de résultats très préliminaires. Quoi qu'il en soit, si ces résultats se confirment, il sera impossible de confirmer ou non l'excès observé sur le Crabe avec l'ancienne configuration.

Mais si CELESTE est la première expérience à observer les pulsars autour de 30 GeV, la prochaine génération de détecteurs arrive. Au sol, HESS a déjà collecté ses premiers photons gamma et devrait être opérationnelle courant 2003. Malheureusement son seuil sera probablement trop élevé pour les pulsars. En revanche, les prévisions de MAGIC sont plutôt encourageantes puisqu'elles lui attribuent une capacité de déclenchement sur les rayons cosmiques de 10 GeV et une acceptance augmentant rapidement avec l'énergie. MAGIC pourrait ainsi prolonger les résultats d'EGRET en prolongeant le domaine d'énergie de 10 à 30 GeV. Selon les prédictions de la collaboration, MAGIC pourrait collecter des γ pulsés en dessous de 30 GeV puis les extraire via des coupures d'analyse appropriées, permettant ainsi une détection d'un éventuel signal pulsé en seulement quelques heures [37]. L'espace sera également mis à contribution avec γ-AMS en 2005 et GLAST en 2006. Ce dernier disposera d'une sensibilité et d'une résolution angulaire bien meilleures que celles d'EGRET, d'un large champ de vue (2.5 stéradians), et surtout d'une longue durée d'observation ($>$ 2 ans, planifiée pour 5 ans). Sa large surface de collection au dessus de 1 GeV ($>$ 8000 cm^2) devrait lui permettre de déterminer avec précision les cassures spectrales des pulsars gamma et ainsi de départager les modèles théoriques. En plus de mettre en évidence d'autre pulsars gamma, GLAST devrait permettre de répondre à quelques unes des nombreuses questions ouvertes concernant les pulsars comme par exemple la nature et la proportion de pulsars non émetteurs radio tels que Geminga, la stabilité de l'émission des pulsars, la distribution des pulsars dans la Galaxie, etc.

Annexes

Annexe A

Rappels d'électromagnétisme de base

A.1 Equations de Maxwell

Nous rappelons ici les quatre équations de Maxwell et l'équation de conservation de la charge, bases de l'électromagnétisme. **La littérature utilisant le plus souvent le système d'unité gaussien, les équations seront exprimées dans ce système d'unité.** La grandeur **c** apparaissant dans les différentes équations est la vitesse de la lumière dans le vide.

A.1.1 Loi de Gauss pour l'électricité

$$div\left[\vec{E}(\vec{r},t)\right] = 4\pi\rho(\vec{r},t) \tag{A.1}$$

où $\rho(\vec{r},t)$ est la densité de charge existant au point de coordonnées $\vec{r}$ à l'instant t.

A.1.2 Loi de Gauss pour le magnétisme

$$div\left[\vec{B}(\vec{r},t)\right] = 0 \tag{A.2}$$

A.1.3 Loi de Faraday pour l'induction

$$r\vec{o}t\left[\vec{E}(\vec{r},t)\right] = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}(\vec{r},t)}{\partial t} \tag{A.3}$$

A.1.4 Loi d'Ampère

$$r\vec{o}t\left[\vec{B}(\vec{r},t)\right] = \frac{4\pi}{c}\vec{j}(\vec{r},t) + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t} \tag{A.4}$$

Où $\vec{j}(\vec{r},t)$ est le vecteur densité de courant exprimé au point de coordonnées $\vec{r}$ à l'instant t.

A.1.5 Conservation de la charge

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(\vec{r},t) + div\left[\vec{j}(\vec{r},t)\right] = 0 \tag{A.5}$$

A.1.6 Relation pratique

$$r\vec{o}t\left(r\vec{o}t\vec{E}\right) = gr\vec{a}d\left(div\vec{E}\right) - \Delta\vec{E} \tag{A.6}$$

A.2 Equation de propagation d'une onde électromagnétique

En appliquant l'opérateur $r\vec{o}t$ à la loi de Faraday donnée en A.3 et en utilisant les relations A.6 et A.4, on obtient l'équation de propagation A.7 d'une onde électromagnétique dans un milieu de **densité électrique** $\rho(\vec{r},t)$ **nulle**.

$$\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial \vec{j}(\vec{r},t)}{\partial t} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t^2} = \Delta \vec{E}(\vec{r},t) \tag{A.7}$$

A.3 Relations de continuité des champs à une surface

Les formes intégrales des quatre équations de Maxwell rappelées précédemment permettent d'obtenir les quatre relations de continuité des champs électriques et magnétiques au niveau d'une surface séparant deux milieux (1) et (2). Celles-ci relient les composantes tangentielles et normales à cette surface aux charges et aux courants règnant sur cette surface. On notera σ_s la densité surfacique de charge et $\vec{j}_s$ le vecteur densité de courant représentant les courants au niveau de la surface séparant ces deux milieux. Le vecteur $\vec{n}$ est le vecteur unitaire pependiculaire à cette surface.

1. Pour le champ électrique $\vec{E}$

$$\left(\vec{E}_2 - \vec{E}_1\right) \wedge \vec{n} = 0 \tag{A.8}$$

$$\left(\vec{E}_2 - \vec{E}_1\right) \cdot \vec{n} = 4\pi\sigma_s \tag{A.9}$$

   On voit donc que la composante parallèle du champ électrique est conservée et que l'écart des composantes perpendiculaires est proportionnel à la densité surfacique de charges.

2. Pour le champ électrique $\vec{B}$

$$\left(\vec{B}_2 - \vec{B}_1\right) \wedge \vec{n} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}_s \tag{A.10}$$

$$\left(\vec{B}_2 - \vec{B}_1\right) \cdot \vec{n} = 0 \tag{A.11}$$

   On voit que pour le champ magnétique, c'est la composante perpendiculaire qui est conservée. L'écart des composantes parallèles est proportionnel au vecteur densité de courant.

Annexe B

Dispersion et Mesure de dispersion DM

B.1 Introduction

Deux photons émis à un même instant d'une source ne parviendront pas nécessairement au même instant à un observateur terrestre. En effet, la vitesse de propagation des ondes électromagnétique dans le milieu interstellaire ionisé dépend de la fréquences de celle-ci. Ainsi, des photons émis à hautes fréquences voyageront plus rapidement que des photons émis à plus basses fréquences. Ainsi, si on connaît les fréquences des photons observés ainsi que la densité électronique du milieu interstellaire en tout point de leur trajectoire entre la source et l'observateur, on est capable de corriger cette dispersion des temps d'arrivée avec la fréquence. D'un point de vue analytique, le délai introduit est proportionnel à une grandeur notée DM (de l'anglais Dispersion Measure) déterminée par l'intégrale sur la ligne de visée de la colonne de densité d'électrons libres n_e, soit :

$$DM = \int_0^L n_e dl \tag{B.1}$$

Comme on vient de le préciser, ceci sous-entend que l'on connaisse la densité électronique n_e du milieu interstellaire. En pratique, elle est déduite de la dispersion avec la fréquence des temps d'arrivée de photons émis par d'autres pulsars pour lesquels les distances ont déjà été établies via d'autres techniques (cf. 2.3.3 page 20).

L'objectif de cette annexe est d'établir la relation entre les délais observés et cette quantité DM appelée mesure de dispersion.

B.2 Vitesse de groupe

Une onde électromagnétique de pulsation ω représentée par un champ électrique $\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}.\vec{r})}$ se propageant dans lemilieu interstellaire fait osciller les électrons libres en exerçant sur eux une force $\vec{F}(\vec{r},t) = -e\vec{E}(\vec{r},t)$. En appliquant le Principe Fondamental de la Dynamique $\Sigma\vec{F} = m\frac{\partial \vec{v}}{\partial t}$, on obtient alors l'expression de la vitesse de ces oscillations (B.2), d'où on en déduit l'expression de la densité de courant $\vec{j}(\vec{r},t) = -n_e e\,\vec{v}(\vec{r},t)$ (B.3).

$$\vec{v}(\vec{r},t) = i\frac{e}{m_e\omega}\vec{E}(\vec{r},t) \tag{B.2}$$

$$\vec{j}(\vec{r},t) = -i\frac{n_e e^2}{m_e\omega}\vec{E}(\vec{r},t) \tag{B.3}$$

En dérivant l'équation de Maxwell-Gauss (A.1) on obtient :

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(\vec{r},t) = \frac{1}{4\pi}div\left[\frac{\partial}{\partial t}\vec{E}(\vec{r},t)\right] \tag{B.4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(\vec{r},t) = \frac{i\omega}{4\pi}div\left[\vec{E}(\vec{r},t)\right] \tag{B.5}$$

d'où finalement :

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho(\vec{r},t) = i\omega\,\rho(\vec{r},t) \tag{B.6}$$

De plus, en utilisant les relations A.1 et B.3, on a :

$$div\left[\vec{j}(\vec{r},t)\right] = -i\frac{4\pi n_e e^2}{m_e\omega}\rho(\vec{r},t) \tag{B.7}$$

En injectant les relations B.6 et B.7 dans l'équation de conservation de la charge donnée en A.5, on obtient finalement l'expression suivante :

$$\rho(\vec{r},t)\left(1-\frac{4\pi n_e e^2}{m_e\omega^2}\right) = 0 \tag{B.8}$$

Pour simplifier les expressions, on identifie la pulsation plasma par :

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}\right)^{1/2} \tag{B.9}$$

Pour les fréquences radio on a $\omega \neq \omega_p$ ($\omega_p \sim 10kHz$ alors que $\omega_{radio} \sim GHz$) et on en déduit alors que $\rho(\vec{r},t) = 0$. Par conséquent, l'équation de propagation s'exprime comme en A.7, ce qui donne avec la relation B.3 :

$$\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial}{\partial t}\left(-i\frac{n_e e^2}{m_e\omega}\vec{E}(\vec{r},t)\right) + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}(\vec{r},t)}{\partial t^2} = \Delta\vec{E}(\vec{r},t) \tag{B.10}$$

Sachant que :

$$\frac{\partial}{\partial t}\vec{E}(\vec{r},t) = i\omega\vec{E}(\vec{r},t) \tag{B.11}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}\vec{E}(\vec{r},t) = -\omega^2\vec{E}(\vec{r},t) \tag{B.12}$$

$$\Delta\vec{E}(\vec{r},t) = -k^2\vec{E}(\vec{r},t) \tag{B.13}$$

on obtient :

$$\frac{\omega_p^2}{c^2}\vec{E}(\vec{r},t) - \frac{\omega^2}{c^2}\vec{E}(\vec{r},t) = -k^2\vec{E}(\vec{r},t) \tag{B.14}$$

et on en déduit alors la relation de dispersion et la vitesse de groupe v_g associée :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2c^2 \tag{B.15}$$

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} = c\cdot\left(1+\frac{\omega_p^2}{k^2c^2}\right)^{-1/2} \tag{B.16}$$

En combinant ces deux relations, la vitesse de groupe devient :

$$v_g = c\cdot\left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \tag{B.17}$$

B.3 Mesure de dispersion DM

Un pic à la fréquence ω émis par un pulsar situé à une distance L arrive après un temps $T(\omega)$ égal à :

$$T(\omega) = \int_0^L \frac{dl}{v_g} = \int_0^L \left(1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{-1/2}\frac{dl}{c} \tag{B.18}$$

Comme on l'a vu, aux fréquences radio $\omega_p \ll \omega$ d'où :

$$T(\omega) = \frac{L}{c} + \int_0^L \frac{\omega_p^2}{2\omega^2} dl$$

En injectant l'expression de la pulsation de plasma donnée en B.9, on voit apparaître la mesure de dispersion DM :

$$T(\omega) = \frac{L}{c} + \frac{2\pi e^2}{m_e \omega^2 c} \int_0^L n_e dl = \frac{L}{c} + \frac{2\pi e^2}{m_e \omega^2 c} DM \tag{B.19}$$

Annexe C

Champs électrique et magnétique d'un pulsar

C.1 Champ électrique

C.1.1 Force électromotrice

Lorsqu'un champ magnétique $\vec{B}$ varie, celui-ci induit un champ électrique $\vec{E}$. L'intégrale de ce dernier sur un contour fermé donne ce que l'on nomme force électromotrice notée **e**. Selon la loi d'Ohm, celle-ci implique alors un courant qui a son tour va induire un champ magnétique de façon à s'opposer au champ magnétique initial selon la loi de Lenz.

Le flux magnétique Φ à travers une surface S fermée par un contour C s'exprime par la relation intégrale suivante :

$$\Phi = \int_s \vec{B}.d\vec{S} = \int_s \vec{B}.\vec{n}.dS \tag{C.1}$$

où $\vec{n}$ est un vecteur unitaire normal à la surface S.

L'expresion de la force électromotrice e en fonction du champ est :

$$e = \oint_c \vec{E}'.d\vec{l} \tag{C.2}$$

où $\vec{E}'$ est le champ électrique existant sur la portion infinitésimale $d\vec{l}$ du contour C. La force électromagnétisme s'exprime également en fonction de la variation du flux magnétique Φ au cours du temps par la relation :

$$e = -k\frac{d\Phi}{dt} \tag{C.3}$$

où k est une constante qui dépend du système d'unités utilisé pour exprimer les champs $\vec{E}$ et $\vec{B}$. Dans le système gaussien, $k = 1/c$. Le signe négatif se justifie par la loi de Lenz évoquée précédemment. On a donc en gaussien :

$$e = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} \tag{C.4}$$

et la loi de l'induction de Faraday pour une surface S fermée par un contour C est alors :

$$\oint_c \vec{E}'.d\vec{l} = -\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left[\int_s \vec{B}.\vec{n}.dS\right] \tag{C.5}$$

C.1.2 Transformation Galiléenne

Tant que les vitesses mises en jeu restent très inférieures à la vitesse de la lumière, les lois physiques demeurent invariantes par transformation Galiléenne. Autrement dit, les processus physiques sont identiques lorsqu'ils sont vus par deux observateurs se déplaçant l'un par rapport à l'autre avec une vitesse constante $\vec{v}$ ($v \ll c$).

Comme on l'a vu, la loi de l'induction de Faraday sous-entend une variation du flux magnétique. Il y a plusieurs manières de faire varier ce flux. On peut en effet varier le flux en modifiant le champ $\vec{B}$ mais également en déformant ou déplaçant le contour C. Considérons cette dernière solution et on suppose que le circuit C en question est animé d'une vitesse $\vec{v}$. Le terme de droite de l'équation C.5 devient alors en appliquant le théorème de Stokes :

$$-\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\left[\int_s \vec{B}.\vec{n}.dS\right] = -\frac{1}{c}\left[\int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.\vec{n}.dS + \oint_c \left(\vec{B}\wedge\vec{v}\right).d\vec{l}\right] \tag{C.6}$$

d'où l'équation C.5 devient :

$$\oint_c \left[\vec{E}' - \frac{1}{c}\left(\vec{v}\wedge\vec{B}\right)\right].d\vec{l} = -\frac{1}{c}\int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.\vec{n}.dS \tag{C.7}$$

Si on considère désormais le circuit C et la surface S associée de manière instantanée à une certaine position dans le laboratoire, on obtient en appliquant la relation C.7 à ce circuit fixe :

$$\oint_c \vec{E}.d\vec{l} = -\frac{1}{c}\int_s \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.\vec{n}.dS \tag{C.8}$$

où cette fois-ci $\vec{E}$ est le champ électrique dans le référentiel du laboratoire.

Si on applique la loi de l'invariance des lois physiques par transformations Galiléennes, les deux relations précédentes C.7 et C.8 nous disent alors :

$$\vec{E} = \vec{E}' - \frac{1}{c}\left(\vec{v}\wedge\vec{B}\right) \tag{C.9}$$

Exprimé autrement, le champ $\vec{E}'$ dans un repère $\Re$' se déplaçant à une vitesse $\vec{v}$ par rapport au repère $\Re_{Labo}$ du laboratoire s'exprime en fonction du champ $\vec{E}$ dans $\Re_{Labo}$ par la relation $\vec{E}' = \vec{E} + \frac{1}{c}\left(\vec{v}\wedge\vec{B}\right)$.

C.1.3 Application aux pulsars

Dans le cas d'un pulsar de champ magnétique $\vec{B}$ et tournant avec une vitesse angulaire $\Omega = 2\pi/T$, chaque point de l'étoile de coordonnées $\vec{r}$ est animé d'une vitesse $\vec{v} = \vec{r}\wedge\overrightarrow{\Omega}$ dans un repère $\Re$ fixe (non tournant) d'origine le centre de l'étoile (repère Galiléen au repère du laboratoire). Par conséquent, le champ électrique $\vec{E}$' dans le repère de la matière de l'étoile $\Re_*$ est donné par :

$$\vec{E}' = \vec{E} + \frac{1}{c}\left(\vec{v}\wedge\vec{B}\right) \tag{C.10}$$

où $\vec{E}$ est le champ électrique dans $\Re$.

C.2 Champ magnétique dipolaire

C.2.1 Champ magnétique dipolaire

En coordonnées sphériques (repère orthonormé direct $(\vec{e}_r, \vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi)$), l'expression d'un champ magnétique induit par un moment magnétique dipôlaire $\vec{m}$ est :

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}(r,\theta,\phi) = \frac{3\vec{e}_r\cdot(\vec{e}_r\cdot\vec{m}) - \vec{m}}{r^3} \tag{C.11}$$

Les composantes selon les trois vecteurs de bases sont :

$$\left\{\begin{array}{lcl} B_r & = & \frac{2m\cos\theta}{r^3} \\ B_\theta & = & \frac{m\sin\theta}{r^3} \\ B_\phi & = & 0 \end{array}\right. \tag{C.12}$$

d'où on en déduit la norme en tout point $\vec{r}$ en fonction de r et θ :

$$\left\|\vec{B}(r,\theta)\right\| = \frac{m}{r^3}\left(1+3\cos^2\theta\right)^{1/2} \tag{C.13}$$

ainsi que la norme B_p à la surface ($r = R_*$) et aux pôles (θ=0 ou π) :

$$B_p = \frac{2m}{R^3} \tag{C.14}$$

On peut alors exprimer les composantes de $\vec{B}$ en fonction de B_p :

$$\left\{\begin{array}{lcl} B_r & = & B_p R_*^3 \frac{\cos\theta}{r^3} \\ B_\theta & = & B_p R_*^3 \frac{\sin\theta}{2r^3} \\ B_\phi & = & 0 \end{array}\right. \tag{C.15}$$

C.2.2 Potentiel vecteur associé

En électromagnétisme, le champ magnétique s'exprime en fonction d'un potentiel vecteur $\vec{A}$ par le relation $\vec{B} = \overrightarrow{rot}\vec{A}$, ce qui sous-entend que $\vec{A} \perp \vec{B}$. Sachant que $\vec{B} = B_r \cdot \vec{e}_r + B_\theta \cdot \vec{e}_\theta$, il s'en suit que :

$$\vec{A} = A \cdot \vec{e}_\phi \tag{C.16}$$

$$\vec{B} = \frac{1}{r}\frac{\partial A}{\partial \theta} \cdot \vec{e}_r + \frac{\partial A}{\partial r} \cdot \vec{e}_\theta \tag{C.17}$$

A partir de l'expression du champ magnétique dipolaire donnée en C.12, on obtient par intégration celle du potentiel vecteur associé :

$$\vec{A}(r,\theta) = -\frac{2m\sin\theta}{r^2} \cdot \vec{e}_\phi \tag{C.18}$$

C.2.3 Lignes de champ magnétique

Les lignes de champ magnétique sont par définition les courbes dans l'espace telles que $\left\|\vec{B}\right\| = cste$. Un déplacement élémentaire $\overrightarrow{dl} = dr \cdot \vec{e}_r + rd\theta \cdot \vec{e}_\theta$ sur la ligne de champ magnétique passant par le point de coordonnées (r,θ,ϕ) est colinéaire au champ magnétique $\vec{B} = B_r \cdot \vec{e}_r + B_\theta \cdot \vec{e}_\theta$ en ce point. Ceci se traduit par l'égalité :

$$\frac{dr}{rd\theta} = \frac{B_r}{B_\theta} \tag{C.19}$$

En utilisant l'expression du champ magnétique dipolaire donnée en C.12, on obtient alors par intégration la relation caractérisant les lignes de champ magnétique :

$$\frac{\sin^2\theta}{r} = \text{constante} \tag{C.20}$$

Annexe D

Modèle du pulsar aligné

Dans le cadre de la théorie du pulsar aligné, on ne s'intéresse pas au profil de la courbe de lumière et on simplifie alors le problème en supposant que le le champ magnétique et l'axe de rotation du pulsar sont alignés avec $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} > 0$. Tout comme P. Goldreich et W.H. Julian en 1969 [42], nous allons démontrer ici que l'hypothèse de la magnétosphère vide exposée un an auparavant par T. Gold [41] et F. Pacini [86] est erronée, et tenterons rapidement de décrire la densité de charge de cette magnétosphère.

Dans la suite de cette annexe, on notera $\vec{E}_*$ et $\vec{B}_*$ les champs électrique et magnétique de l'étoile dans le repère propre de la matière de l'étoile. Dans un repère fixe où l'étoile est animée d'un mouvement rectiligne uniforme, les champs électrique et magnétique de l'étoile sont notés $\vec{E}$ et $\vec{B}$. De même, $\left(\vec{E}_{int}, \vec{B}_{int}\right)$ et $\left(\vec{E}_{ext}, \vec{B}_{ext}\right)$ représentent respectivement les champs électrique et magnétique à l'intérieur et à l'extérieur de l'étoile.

D.1 Champs électrique et magnétique à l'intérieur de l'étoile à neutrons

D.1.1 Champ magnétique interne

On a démontré en annexe C que le champ magnétique d'une étoile à neutrons est dipolaire et s'exprime - en coordonnées sphérique - en fonction du champ magnétique B_p règnant à la surface de l'étoile et aux pôles par :

$$\vec{B}_{int}(r,\theta) = \vec{B}_*(r,\theta) = \frac{B_p R_*^3}{r^3}\left(\cos\theta \cdot \overrightarrow{e_r} + \frac{\sin\theta}{2} \cdot \overrightarrow{e_\theta}\right) \tag{D.1}$$

A la surface de l'étoile le champ magnétique est donc :

$$\vec{B}_{int}(R_*,\theta) = \vec{B}_*(R_*) = B_p\left(\cos\theta \cdot \overrightarrow{e_r} + \frac{\sin\theta}{2} \cdot \overrightarrow{e_\theta}\right) \tag{D.2}$$

D.1.2 Champ électrique interne

On a également démontré en annexe C que le champ électrique de l'étoile dans le repère propre de la matière de l'étoile est $\vec{E}_* = \vec{E} + \frac{1}{c}\left(\vec{r} \wedge \vec{\Omega}\right) \wedge \vec{B}$ où $\vec{E}$ est le champ électrique de l'étoile dans un repère fixe. On considère que la matière de l'étoile est un excellent conducteur. Par conséquent, l'étoile est polarisée de telle sorte que le champ électrique $\vec{E}_*$ est nul à l'intérieur de l'étoile, soit :

$$\vec{E}_{int} + \frac{\vec{\Omega} \wedge \vec{r}}{c} \wedge \vec{B}_{int} = \vec{0} \tag{D.3}$$

d'où l'expression du champ électrique interne $\vec{E}_{int}(r,\theta)$:

$$\vec{E}_{int}(r,\theta) \quad = \quad -\frac{\Omega B_p R_*^3 \cdot \sin\theta}{r^2 c}\vec{e}_\phi \wedge \left(\cos\theta \cdot \overrightarrow{e_r} + \frac{\sin\theta}{2} \cdot \overrightarrow{e_\theta}\right) \tag{D.4}$$

$$\vec{E}_{int}(r,\theta) \quad = \quad \frac{\Omega B_p R_*^3 \cdot \sin\theta}{r^2 c}\left(\frac{\sin\theta}{2}\cdot\overrightarrow{e_r} + \cos\theta\cdot\overrightarrow{e_\theta}\right) \tag{D.5}$$

d'où à la surface de l'étoile :

$$\vec{E}_{int}(R,\theta) = \frac{\Omega B_p R_* \cdot \sin\theta}{c}\left(\frac{\sin\theta}{2}\cdot\overrightarrow{e_r} + \cos\theta\cdot\overrightarrow{e_\theta}\right) \tag{D.6}$$

D.2 Continuité des champs à la surface de l'étoile

En appliquant les relations de continuités des champs - exprimés dans le repère fixe - rappelées en A.3 et en introduisant les propriétés intrinsèques de l'étoile, on détermine les expressions des champs électrique et magnétique dans la magnétosphère au niveau de la surface de l'étoile en fonction des densités de charge surfaciques et d'espace.

D.2.1 Champ magnétique externe

Dans l'hypothèse de l'absence de charge dans la magnétosphère, on suppose qu'il n'y a pas de courant de surface. Par conséquent, la composante tangentielle du champ magnétique sont conservées lorsque l'on passe de part et d'autre de la surface de l'étoile. Par définition, la composante normale est conservée. Il s'en suit donc qu'à la surface de l'étoile :

$$\vec{B}_{ext} = \vec{B}_{int} = B_p\left(\cos\theta\cdot\overrightarrow{e_r} + \frac{\sin\theta}{2}\cdot\overrightarrow{e_\theta}\right) \tag{D.7}$$

D.2.2 Champ électrique externe, potentiel électrique et densité surfacique de charge

D.2.2.1 Composante tangentielle et potentiel électrique

En utilisant la relation de continuité de la composante tangentielle (cf. A.3) à la surface de l'étoile et l'expression du champ électrique à l'intérieure de l'étoile (cf. D.6), on obtient l'expression de la composante tangentielle du champ électrique externe à la surface de l'étoile :

$$\vec{E}_{ext}(R_*)\cdot\vec{e}_\theta = \vec{E}_{int}(R_*)\cdot\vec{e}_\theta = -\frac{B_p R_* \Omega \sin\theta\cos\theta}{c} \tag{D.8}$$

En électrostatique, on exprime également le champ électrique à partir du gradient du potentiel électrique $V(r,\theta,\phi)$ via la relation :

$$\vec{E} = -\overrightarrow{grad}V = \left\{\begin{array}{cc} -\frac{\partial V}{\partial r} & \vec{e}_r \\ -\frac{1}{r}\frac{\partial V}{\partial \theta} & \vec{e}_\theta \\ -\frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial V}{\partial\phi} & \vec{e}_\phi \end{array}\right. \tag{D.9}$$

Connaissant l'expression du champ électrique à l'intérieur de l'étoile, on a alors :

$$\left[\frac{\partial V}{\partial\theta}\right]_{int} = \frac{B_p R_*^3 \Omega \sin\theta\cos\theta}{r\cdot c} \tag{D.10}$$

ce qui conduit à une expression du potentiel électrique à la surface de l'étoile (définie à une constante près) :

$$V(R,\theta) = \left[\frac{B_p R_*^3 \Omega \sin^2\theta}{2r\cdot c}\right]_{r=R_*} = \frac{B_p R_*^2 \Omega \sin^2\theta}{2c} \tag{D.11}$$

Si on suppose que la densité de charge est nulle dans la magnétosphère ($div\vec{E} = 0$), la détermination du potentiel électrique V se résume à résoudre l'équation de Laplace en sphérique. La solution conforme à l'expression D.10 du potentiel de surface est à l'extérieur de l'étoile :

$$V_{ext}(r,\theta) = -\frac{B_p \Omega R_*^5}{3cr^3} P_2(\cos\theta) \tag{D.12}$$

avec $P_2(\cos\theta) = \frac{1}{2}\left(3\cos^2\theta - 1\right)$ le second polynôme de Legendre.

D.2.2.2 Composante normale et densité de charge à la surface de l'étoile

La relation de continuité de la composante normale du champ électrique est :

$$\left[\vec{E}_{ext}(R_*) - \vec{E}_{int}(R_*)\right] \cdot \vec{e}_r = 4\pi\sigma(\theta, \phi) \tag{D.13}$$

En utilisant les relations D.9 et D.12 on détermine l'expression de la composante normale extérieure de $\vec{E}$ en $r = R_*$:

$$\vec{E}_{ext}(R_*) \cdot \vec{e}_r = \left[\frac{B_p \Omega R_*^5}{c} \frac{P_2(\cos\theta)}{r^4}\right]_{r=R_*} = \frac{B_p \Omega R_*}{c} P_2(\cos\theta) \tag{D.14}$$

De plus, la composante normale de $\vec{E}_{int}(R_*, \theta)$ est d'après D.6 :

$$\vec{E}_{int}(R_*) \cdot \vec{e}_r = \frac{B_p \Omega R_*}{2c} \sin^2\theta \tag{D.15}$$

En injectant ces deux dernières expressions dans la relation de continuité donnée en D.13, on en déduit l'expression de la densité de charge $\sigma(\theta)$ existant à la surface de l'étoile. On remarquera que celle-ci est maximale au niveau des pôles magnétiques.

$$\sigma(\theta) = \frac{B_p \Omega R_*}{4\pi c} \cos^2\theta \tag{D.16}$$

D.3 Champ électrique accélérateur

Considérons désormais l'invariant relativiste $\vec{E} \cdot \vec{B}$. A l'intérieur de l'étoile les expressions des champs obtenues précédemment traduisent $\vec{E}_{int} \cdot \vec{B}_{int} = 0$. En revanche, à l'extérieur de l'étoile on a :

$$\vec{E}_{ext} = -\overrightarrow{grad} V_{ext} = -\frac{B_p \Omega R_*^5}{c r^4}\left[\frac{1}{2}\left(3\cos^2\theta - 1\right) \cdot \vec{e}_r + \cos\theta \sin\theta \cdot \vec{e}_\phi\right] \tag{D.17}$$

$$\vec{B}_{ext} = \frac{B_p R_*^3}{r^3}\left[\cos\theta \cdot \vec{e}_r + \frac{\sin\theta}{2} \cdot \vec{e}_\theta\right] \tag{D.18}$$

d'où l'expression de l'invariant relativiste à l'extérieur de l'étoile :

$$\vec{E}_{ext} \cdot \vec{B}_{ext} = -\frac{\Omega R_* B_p^2}{c}\left(\frac{R_*}{r}\right)^7 \cos^3\theta \neq 0 \tag{D.19}$$

On constate donc qu'il existe à l'extérieur de l'étoile une composante du champ électrique parallèle au champ magnétique qui accélère les particules chargées le long des ligne de champ magnétique. Celle-ci est maximale au niveau de la surface de l'étoile aux pôles et égale à :

$$E_{\|B} = \frac{B_p \Omega R_*}{c} \tag{D.20}$$

Dans le cas du pulsar du Crabe, avec les données en D.21, ce champ accélérateur est considérable : $E_{\|B} = 3.8 \cdot 10^{12}$ V.m^{-1}.

$$\left\{\begin{array}{rcl} B_p & = & 5 \cdot 10^{12} \text{ gauss} \\ \Omega & = & \frac{2\pi}{33 \cdot 10^{-3}} \text{ rad.s}^{-1} \\ R_* & = & 12 \cdot 10^3 \text{ m} \\ c & = & 3 \cdot 10^8 \text{ m.s}^{-1} \end{array}\right. \tag{D.21}$$

Si on effectue le rapport de la force exercée par ce champ sur la force gravitationnelle, on constate qu'au niveau des pôles magnétiques, cette composante du champ électrique parallèle au champ magnétique est capable d'arracher des électrons et des protons de la surface de l'étoile et de leur communiquer une énergie considérable, énergie près de 10000 fois supérieure pour les électrons que pour les protons.

$$\frac{\left\|\vec{F}_{\vec{E}_{\|\vec{B}}}\right\|}{\left\|\vec{F}_{grav}\right\|} = \frac{eE_{\|\vec{B}}}{\frac{GM_* m_{e/p}}{R_*^2}} = \begin{cases} 8.87 \cdot 10^{7} & \text{pour les protons} \\ 5 \cdot 10^{11} & \text{pour les électrons} \end{cases}$$

On comprend donc que la surface de l'étoile ne peut être en équilibre dynamique et que l'hypothèse de départ suggérant une magnétosphère vide est par conséquent fausse.

On comprend également que si pour une quelconque raison une zone de la magnétosphère présentait un déficit de charge, ce champ électrique parallèle au champ magnétique existerait naturellement transformant ainsi cette zone en zone d'accélération pour les particules chargées.

D.4 Distribution des charges dans la magnétosphère

D.4.1 Cylindre de lumière et lignes de champ ouvertes

D.4.1.1 Cylindre de lumière

Un point de coordonnées (r, θ) en corotation avec l'étoile tourne avec une vitesse $v = r \cdot \Omega$ où Ω est la vitesse angulaire de rotation du pulsar. Ansi, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de l'étoile cette vitesse v croît jusqu'à atteindre la vitesse limite de la lumière c. au-delà de ce cylindre appelé ***cylindre de lumière*** et défini par les points de coordonnées $r \cdot \sin\theta = c/\Omega$, les particules ne sont plus en corotation avec l'étoile. On notera que ce cylindre est axé sur l'axe de rotation de l'étoile et a pour rayon $R_L = c/\Omega$.

D.4.1.2 Lignes de champ ouvertes et angle de la calotte polaire θ_{cp}

De même, les lignes de champ les plus étendues traversant ce cylindre de lumière ne peuvent se refermer. Les particules chargées se déplaçant le long de ces lignes de champ ne peuvent alors plus revenir à la surface de l'étoile et s'échappent. Ainsi, les particules liées aux lignes de champ fermées constituent la magnétosphère en corotation. Cette zone est limitée par la dernière ligne de champ fermée. En C.20 on a démontré que les lignes de champ magnétique d'un dipôle avaient pour équation $\frac{\sin^2\theta}{r} = cste$. Ainsi, en considérant le point de tangence au cylindre de lumière $(R_L, \pi/2)$ et le point à la surface de l'étoile (R_*, θ_{cp}), on obtient immédiatement l'angle θ_{cp} séparant l'axe de rotation de la première ligne de champ ouverte :

$$\sin\theta_{cp} = \left(\frac{R_*\Omega}{c}\right)^{1/2} \tag{D.22}$$

D.4.2 Description de la magnétosphère

On suppose désormais que la magnétosphère est chargée et nous allons tenté de décrire ici la répartitions de ces charges dans l'espace à proximité de l'étoile. Le mouvement des particules chargées dans la magnétosphère va induire un champ magnétique perpendiculaire dont la contribution va se superposer au champ dipolaire intrinsèque de l'étoile. Proche de l'étoile, le champ dipolaire est dominant. En revanche, plus on s'éloigne de l'étoile, plus le champ dipolaire devient faible et le champ toroïdal induit par les particules en mouvement devient alors la composante prédominante. Dans la suite de ce paragraphe, le champ $\vec{B}$ est en fait la superposition de ces deux composantes.

On a vu précédemment que l'invariant relatiste $\vec{E} \cdot \vec{B}$ était nul à l'intérieur de l'étoile. Les conditions de continuité impliquent une distribution de charges telle que cette égalité soit également vérifiée à l'extérieur de l'étoile. Si on néglige l'action de la gravité et l'inertie des particules, les conditions d'équilibre de la magnétosphère impliquent que les forces de Lorentz s'annulent sur chacune des particules, soit :

$$\vec{F}_{Lorentz} = \pm e \cdot \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \wedge \vec{B}\right) = \vec{0} \tag{D.23}$$

avec :

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\left(\vec{\Omega} \wedge \vec{r}\right) \wedge \vec{B} = -\frac{\Omega r \sin\theta}{c}\vec{e}_\phi \wedge \vec{B} \tag{D.24}$$

d'où finalement la condition d'équilibre :

$$\frac{1}{c}\left(\vec{v} - \Omega r \sin\theta \cdot \vec{e}_\phi\right) \wedge \vec{B} = \vec{0} \tag{D.25}$$

qui elle même implique alors :

$$\frac{\vec{v}}{c} = k\vec{B} + \frac{\Omega r}{c}\sin\theta \cdot \vec{e}_\phi \quad (k = constante) \tag{D.26}$$

Le premier terme correspond au déplacement des charges le long des lignes de champ et le second à leur mouvement de corotation autour de l'étoile.

Par symétrie, si en un point de la magnétosphère il existe une charge animée d'une vitesse $\frac{\vec{v}}{c} = k\vec{B} + \frac{\Omega r}{c}\sin\theta \cdot \vec{e}_\phi$, il doit également exister une charge identique animée d'une vitesse $\frac{\vec{v}}{c} = -k\vec{B} + \frac{\Omega r}{c}\sin\theta \cdot \vec{e}_\phi$. Ces deux charges produisent à elle deux le même réseau que celui qu'auraient deux charges en corotation (c'est à dire sans mouvement radial, $k = 0$). Dans la magnétosphère en corotation, la densité de courant $\vec{J}$ s'exprime alors en fonction de la densité volumique de charges ρ :

$$\vec{J} = \frac{\Omega r}{c}\rho \sin\theta \cdot \vec{e}_\phi \tag{D.27}$$

En utilisant le fait que que $\overrightarrow{rot}\vec{B} = \frac{\Omega r}{c}\sin\theta \cdot div\vec{E} \cdot \vec{e}_\phi$, on en tire l'expression de la densité volumique de charges de la magnétosphère :

$$\rho(r,\theta) = \frac{div\vec{E}}{4\pi} = \frac{\vec{\Omega} \cdot \vec{B}}{2\pi c}\frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\Omega r}{c}\right)^2 \sin^2\theta\right]} \tag{D.28}$$

On voit bien au travers de cette expression qu'il existe une surface d*ite surface de neutralité* où les charges circulant le long des lignes de champ changent de signe définie par $\vec{\Omega} \cdot \vec{B} = 0$. Il faut toutefois rappeler que cette relation n'est valable que dans le cylindre de lumière où les charges sont en corotation avec l'étoile.

A partir des expression de la densité de charge et du rayon de la calotte polaire, on peut alors approximer le courant de particules qui s'échappent de la calotte polaire à surface de l'étoile :

$$\dot{N}_{cp} \simeq \left(\pi r_{pc}^2\right) \cdot \left(\frac{\rho}{e}\right) \cdot c \simeq \frac{\Omega^2 R_*^3 B_p}{2ec}$$

où e est la charge d'un électron.

Annexe E

Objets Compacts

Le but de cette annexe n'est pas d'expliquer en détail ce que sont les objets compacts. On conseillera pour cela de lire le cours de DEA d'Eric Gourgoulhon [44] qui est très clair et dont les notions présentée ci-dessous ont été extraites. L'objectif ici est d'expliquer très succinctement ce que représente le paramètre de relativité Ξ caractérisant les objets compacts évoqué dans la partie concernant les pulsars.

Les objets compacts mettent en jeu des champs gravitationnels si intense qu'ils ne peuvent être traités dans le cadre de la théorie de la Mécanique Classique de Newton. On doit alors faire appel à la théorie de la Relativité Générale. On peut cependant donner des ordres de grandeurs et quantifier quelque peu ces champs gravitationnels sans celle-ci. Dans ce but et afin de pouvoir comparer les différents objets compacts entre eux (naine blanche, étoile à neutrons, trou noir), on introduit un paramètre sans dimension dit paramètre de relativité et noté Ξ. On suppose pour ceci que l'objet considéré est une distribution de masse à symétrie sphérique de rayon R dont l'énergie potentielle gravitationnelle est alors donnée tout simplement en mécanique classique par la relation E.1, sachant que l'on prend pour convention une énergie gravitationnelle nulle lorsque toutes les particules constituant l'objet sont dispersées à l'infini. Les expressions de dm et m(r) sont données en E.2 et E.3 et ce dernier correspond à la masse comprise à l'intérieur de la sphère de rayon r.

$$E_{grav} = \int_0^R \frac{Gm(r)\, dm}{r} = -4\pi G \int_0^R m(r)\rho(r)\, r\, dr \tag{E.1}$$

$$\begin{aligned} dm &= 4\pi r^2 \rho(r) dr && \text{(E.2)} \\ m(r) &= \int_0^r 4\pi r'^2 \rho(r') dr' && \text{(E.3)} \end{aligned}$$

Afin de donner des ordres de grandeur, on peut considérer une densité de masse constante et la relationE.1 devient alors :

$$E_{grav} = -\frac{3}{5}\frac{GM^2}{R} \tag{E.4}$$

avec M la masse de l'objet. Lorsque l'on effectue le rapport de cette énergie gravitationnelle sur l'énergie de masse Mc^2 de l'objet, on introduit alors le paramètre de relativité Ξ évoqué précédemment et défini par :

$$\begin{aligned} \Xi &= \frac{GM}{Rc^2} && \text{(E.5)} \\ \frac{|E_{grav}|}{Mc^2} &= -\frac{3}{5}\Xi && \text{(E.6)} \end{aligned}$$

En considérant l'expression du rayon de Schwarzschild R_s de l'objet comme défini en E.7, on voit alors que le paramètre de relativité de l'astre est également proportionnel au rapport de ce rayon sur le rayon de l'astre considéré.

$$R_s = \frac{2GM}{c^2} \tag{E.7}$$

Annexe F

Formats temporels

F.1 Format UTC informatique

Les temps d'arrivée sont mesurés dans l'échelle de temps UTC du Global Positioning System (GPS). La transmission de l'heure et de la date par le satellite nécessite au préalable que celle-ci ait été codée informatiquement. Il est bien entendu nécessaire de connaître ce format si on désire pouvoir exprimer les dates dans un langage plus «humain». Les dates sont en fait codées sur 2 nombre entiers de 32 bits chacun. L'un correspond au nombre de secondes écoulées depuis le 1^{er} janvier 1970 à 0h 00min 00s. Le second correspond au nombre de nanosecondes écoulées dans la seconde courante. Cette dernière valeur est donnée avec une précision de 0.1 microseconde.

F.2 Format MJD

En pratique, on exprime les dates non pas en terme de jour, mois, année, mais en terme de jours Julien. On simplifie encore davantage cette écriture en introduisant la notion de jour julien modifié, noté MJD (de l'anglo-saxon Modified Julian Date).

La date origine de la période Julienne est le 1^{er} janvier 4713 avant J.-C. à midi. La journée qui sépare le midi du 1^{er} janvier de cette année du midi du 2 janvier porte le numéro 0. Ainsi, le 1^{er} janvier 2000 à midi correspond à la date julienne 2451545. Afin de simplifier l'écriture, on est amené à se repérer au moyen du jour julien modifié (MJD) qui se déduit de la date julienne en retranchant à celle-ci la quantité 2400000.5, ce qui correspond à prendre pour nouvelle origine le 17 novembre 1858 à 0h 00min 00s. Afin de faciliter la traduction, les dates exprimées en MJD correspondant aux 1^{er} de chacun des 12 mois des années 1999 à 2002 sont donnés dans le tableau F.1.

Année	**J**	**F**	**M**	**A**	**M**	**J**	**J**	**A**	**S**	**O**	**N**	**D**
1999	51179	51210	51238	51269	51299	51330	51360	51391	51422	51452	51483	51513
2000	51544	51575	51603	51635	51665	51696	51726	51757	51788	51818	51849	51879
2001	51910	51941	51969	52000	52030	52061	52091	52122	52153	52183	52214	52244
2002	52275	52306	52334	52365	52395	52426	52456	52487	52518	52548	52579	52609
2003	52640	52671	52699	52730	52760	52791	52821	52852	52883	52913	52944	52974
2004	53005	53036	53064	53096	53126	53157	53187	53218	53249	53279	53310	53340
2005	53371	53402	53430	53461	53491	53522	53552	53583	53614	53644	53675	53705
2006	53736	53767	53795	53826	53856	53887	53917	53948	53979	54009	54040	54070
2007	54101	54132	54160	54191	54221	54252	54282	54313	54344	54374	54405	54435
2008	54466	54497	54525	54557	54587	54618	54648	54679	54710	54740	54771	54801
2009	54832	54863	54891	54922	54952	54983	55013	55044	55075	55105	55136	55166
2010	55197	55228	55256	55287	55317	55348	55378	55409	55440	55470	55501	55531
2011	55562	55593	55621	55652	55682	55713	55743	55774	55805	55835	55866	55896
2012	55927	55958	55986	56017	56047	56078	56108	56139	56170	56200	56231	56261
2013	56292	56323	56351	56382	56412	56443	56473	56504	56535	56565	56596	56626
2014	56657	56688	56716	56747	56777	56808	56838	56869	56900	56930	56961	56991
2015	57022	57053	57081	57112	57142	57173	57203	57234	57265	57295	57326	57356
2016	57387	57418	57446	57477	57507	57538	57568	57599	57630	57660	57691	57721
2017	57752	57783	57811	57842	57872	57903	57933	57964	57995	58025	58056	58086
2018	58117	58148	58176	58207	58237	58268	58298	58329	58360	58390	58421	58451
2019	58482	58513	58541	58572	58602	58633	58663	58694	58725	58755	58786	58816
2020	58847	58878	58906	58937	58967	58998	59028	59059	59090	59120	59151	59181

Tab. F.1: *Jour Julien modifié (MJD) pour le premier jour de chaque mois de 1999 à 2020.*

Annexe G

Données Crabe et PSR B1951+32

Les tableaux qui suivent listent l'ensemble de la statistique accumulée sur le Crabe et PSR B1951+32. Ceux-ci regroupent pour chaque prise de données, les valeurs des différents critères listés ci-dessous et utilisés pour la sélection des données :

1. Run : numéro de la prise de données considérée.
2. <I> : intensité moyenne par voie (μ**A**).
3. σ_I : écart type de l'intensité (μ**A**).
4. $< \tau >$: taux de comptage moyen sur la prise de données (Hz).
5. σ_τ : écart type du taux de comptage (Hz).
6. <H> : taux d'humidité moyen (%).
7. $< \mathrm{T} - \mathrm{T}_{\mathrm{rosée}} >$: écart moyen entre la température extérieure et la température de rosée ($^\circ$ C).
8. <A.H.> : angle horaire moyen de la prise de données (heures).
9. Durée : durée de la prise de données (minutes)
10. Utilisé : OUI pour les données conservées pour l'analyse, NON sinon.

Les prises de données sont réparties pour chaque pulsar selon les trois lots définis comme suit :

Crabe :

1. Lot 1 : simple pointé 11 ou 17 km, majorité 3/5
2. Lot 2 : simple pointé 11 ou 17 km, majorité 4/5
3. Lot 3 : double pointé 11/25 km, majorité 3/5

PSR B1951+32 :

1. Lot 1 : simple pointé 11, majorité 3/5
2. Lot 2 : double pointé 11/25 km, majorité 3/5
3. Lot 3 : double pointé 11/25 km, majorité 4/5

Run	<**I**> (μ**A**)	σ_{I} (μ**A**)	$< \tau >$ (**Hz**)	σ_τ (**Hz**)	<**H**> (**%**)	$< \mathrm{T} - \mathrm{T}_{\mathrm{ros\acute{e}e}} >$ $^\circ$ **C**	<**A.H.**> (**heures**)	**Durée** (**minutes**)	**Utilisé**
11278	26.30	0.18	13.40	0.11	49	9.16	-1.13	13.48	OUI
11280	26.60	0.18	13.90	1.00	43	11.07	-0.29	24.91	OUI
11295	25.70	0.16	13.50	0.18	26	17.72	-1.31	17.50	OUI
11297	26.30	0.16	14.00	0.14	27	17.32	-0.66	17.41	OUI
11299	25.80	0.15	14.20	0.10	30	15.85	0.04	18.13	OUI
11300	25.80	0.14	14.30	0.15	29	16.10	0.38	20.51	OUI
11317	24.40	0.15	12.60	0.15	43	11.42	0.52	21.09	OUI
11319	23.90	0.15	12.50	1.00	44	10.87	1.23	17.46	OUI
11329	26.00	0.15	11.90	0.13	61	6.63	-1.15	17.59	OUI
11331	26.40	0.15	12.10	0.15	66	5.48	-0.47	17.53	OUI
11333	25.90	0.14	12.20	0.15	70	4.69	0.20	17.71	OUI
11335	25.90	0.14	12.20	0.15	73	4.11	0.87	17.79	OUI
11431	24.70	0.15	11.40	0.15	36	13.71	-1.18	22.37	OUI
11433	24.00	0.15	11.90	0.44	35	14.08	-0.47	21.21	OUI
11435	25.30	0.16	11.60	0.16	37	13.17	0.22	20.42	OUI
11436	25.00	0.16	11.60	0.16	38	12.70	0.55	19.35	OUI
11438	23.70	0.15	11.60	0.15	39	12.56	1.23	20.70	OUI
11455	31.00	0.17	11.50	0.13	...	...	-0.57	20.73	OUI
11456	30.80	0.16	11.50	0.13	...	...	-0.22	21.64	OUI
11458	30.40	0.17	11.20	0.12	...	...	0.50	22.56	OUI
11460	29.60	0.16	11.00	1.00	40	12.28	1.25	21.33	OUI
11462	28.20	0.15	11.00	0.14	41	12.02	1.94	20.90	OUI
11476	26.20	0.17	13.20	0.12	70	4.60	-1.38	18.17	OUI
11478	27.40	0.18	13.30	0.11	71	4.35	-0.70	18.27	OUI
11480	27.60	0.22	13.50	0.15	61	6.31	-0.03	20.21	OUI
11481	27.40	0.17	13.70	0.12	58	6.85	0.31	19.83	OUI
11483	27.10	0.16	13.90	0.10	59	6.64	1.04	27.01	OUI
11485	25.50	0.15	13.60	0.11	51	8.62	1.89	20.20	OUI
11517	10.30	0.06	13.00	0.12	61	6.63	-1.00	18.68	NON
11519	10.60	0.06	13.00	0.12	62	6.27	-0.33	18.40	NON

Tab. G.1: *Crabe lot 1 - partie 1/3*

Run	<**I**> (**μA**)	σ_{I} (**μA**)	< τ > (**Hz**)	σ_τ (**Hz**)	<**H**> (**%**)	< $\mathrm{T} - \mathrm{T}_{\mathrm{rosée}}$ > **° C**	<**A.H.**> (**heures**)	**Durée** (**minutes**)	**Utilisé**
11520	10.40	0.06	13.00	0.15	63	6.15	-0.01	19.88	NON
11522	10.40	0.06	13.00	0.15	61	6.64	0.69	18.32	NON
11524	9.80	0.10	12.80	1.00	61	6.51	1.36	20.02	NON
11526	9.20	0.04	12.90	0.13	60	6.94	2.09	32.86	NON
11546	25.20	0.11	12.60	0.14	53	8.43	0.10	32.95	OUI
11548	24.50	0.15	12.80	0.13	54	8.20	1.14	18.85	OUI
11550	24.50	0.15	12.80	0.13	55	8.09	1.77	13.61	OUI
11577	6.90	0.07	14.50	0.10	88	1.63	1.52	22.95	NON
11579	6.30	0.07	14.60	0.14	86	1.90	2.26	21.94	NON
11602	13.70	0.11	12.70	0.18	48	9.79	-0.04	18.55	NON
11604	17.50	0.31	12.40	0.16	48	9.77	0.60	19.58	NON
11606	12.90	0.14	12.30	0.17	47	10.05	1.28	17.38	NON
11653	23.70	0.11	11.00	0.17	71	4.47	0.21	33.62	OUI
11655	24.00	0.14	11.20	0.13	68	5.02	0.78	24.02	OUI
11657	21.10	0.16	11.50	0.14	65	5.48	2.55	12.36	NON
11667	22.80	0.47	11.20	1.00	...	...	0.39	12.26	NON
11668	24.00	0.15	10.80	0.16	...	...	0.65	18.27	OUI
11670	19.40	1.90	11.10	1.00	...	...	1.15	3.44	NON
11671	23.00	0.14	11.00	0.14	...	...	1.35	17.47	OUI
11673	23.10	0.16	10.80	0.14	...	...	1.98	19.46	OUI
11699	14.00	0.18	12.00	0.12	79	3.02	-0.50	9.78	NON
11701	16.30	0.12	11.90	0.12	75	3.56	-0.03	21.40	NON
11703	17.60	0.14	11.80	0.14	73	3.89	0.60	16.00	OUI
11706	205.00	40.90	17.40	0.54	79	2.96	-1.49	9.79	NON
11719	22.20	0.14	11.20	0.13	78	3.15	1.04	18.68	OUI
11839	11.90	0.07	11.70	0.11	...	...	1.64	17.88	NON
11841	11.50	0.08	11.80	0.12	...	...	2.28	17.75	NON
11959	29.20	0.17	12.30	0.10	...	...	1.37	17.94	OUI
11961	26.70	0.16	12.00	0.11	...	...	2.09	17.52	NON
11963	28.30	0.37	12.60	0.10	...	...	0.59	2.81	NON

TAB. G.2: *Crabe lot 1 - partie 2/3*

Run	<**I**> (μ**A**)	σ_{I} (μ**A**)	$< \tau >$ (**Hz**)	σ_τ (**Hz**)	<**H**> (**%**)	$< \mathrm{T} - \mathrm{T}_{\mathrm{rosée}} >$ $^\circ$ **C**	<**A.H.**> (**heures**)	**Durée** (**minutes**)	**Utilisé**
11965	26.60	0.16	13.40	0.11	...	...	1.39	22.49	OUI
11968	16.90	0.13	14.10	0.12	...	...	2.22	19.24	NON
11972	26.90	0.31	12.90	0.11	...	...	0.59	3.01	NON
11973	29.70	0.18	12.60	0.11	...	...	0.77	14.56	OUI
11975	29.90	0.34	12.20	0.12	...	...	1.39	5.14	NON
11978	26.30	0.14	11.30	0.11	...	...	1.19	17.90	OUI
11981	25.00	0.16	11.30	0.10	...	...	1.91	22.27	OUI
11983	23.80	0.19	11.30	0.10	...	...	2.54	9.89	NON
12017	29.80	0.17	12.70	0.12	27	16.87	0.88	17.89	OUI
12019	28.80	0.14	12.40	0.11	29	15.97	1.55	17.61	OUI
12021	26.80	0.17	12.40	0.12	31	15.31	2.18	19.66	NON
12045	25.90	0.16	12.80	0.10	45	10.84	1.04	17.80	OUI
12047	25.30	0.16	13.10	0.13	47	10.27	1.68	19.46	OUI
12049	23.10	0.16	13.60	0.57	49	9.67	2.34	20.65	NON
12102	23.60	0.14	11.40	0.10	63	6.30	1.39	24.37	OUI
12104	22.10	0.13	11.40	0.12	64	6.12	2.19	19.71	NON
12135	20.60	0.22	12.40	1.00	53	8.55	2.43	20.71	NON
14048	11.60	0.10	12.70	0.10	95	0.74	-0.09	20.82	NON
14049	11.50	0.11	12.70	0.10	95	0.65	0.24	19.39	NON
14051	9.20	0.19	13.40	0.11	95	0.76	0.87	13.38	NON
14063	14.10	0.11	12.50	0.10	82	2.73	-1.42	20.69	NON
14065	15.20	0.18	12.60	1.00	80	3.11	-0.69	21.76	NON
14067	10.30	0.11	12.90	0.13	87	1.97	0.03	21.81	NON
14068	10.60	0.87	12.60	-657.61	...	...	0.23	1.34	NON
14070	9.30	0.09	12.40	0.12	88	1.66	0.73	20.40	NON

TAB. G.3: *Crabe lot 1 - partie 3/3*

Run	**<I>** (**μA**)	σ_{I} (**μA**)	$< \tau >$ (**Hz**)	σ_τ (**Hz**)	**<H>** (**%**)	$< \mathrm{T} - \mathrm{T}_{\text{rosée}} >$ **$^\circ$ C**	**<A.H.>** (**heures**)	**Durée** (**minutes**)	**Utilisé**
11411	13.40	0.10	11.80	0.13	50	9.38	-1.09	20.11	OUI
11413	13.70	0.11	11.80	0.17	48	9.90	-0.39	21.05	OUI
11415	14.20	0.12	12.10	0.13	53	8.45	0.32	21.45	OUI
11416	13.60	0.11	12.40	0.12	55	7.92	0.66	19.24	OUI
11609	15.70	0.13	11.20	0.14	45	10.49	-0.21	17.78	OUI
11611	15.70	0.13	11.20	0.14	49	9.32	0.44	18.68	OUI
11613	14.90	0.15	11.60	0.13	47	10.06	1.07	19.33	OUI
11624	14.60	0.09	11.50	0.14	...	...	-0.13	23.36	OUI
11626	14.60	0.09	11.50	0.14	...	...	1.10	32.49	OUI
11628	8.40	0.09	11.10	0.13	...	...	2.24	33.99	NON
11630	4.10	0.08	11.70	0.37	...	...	3.07	19.20	NON
12080	10.30	0.08	11.30	0.14	55	8.02	1.98	26.29	OUI
12918	18.90	0.12	12.10	0.11	...	...	-0.31	19.73	OUI
13053	10.80	0.20	13.40	0.09	88	1.72	-0.47	6.82	OUI
13136	16.20	0.12	13.00	1.00	71	4.85	-0.23	20.83	OUI
13138	16.70	0.11	12.80	0.13	74	4.23	0.50	21.27	OUI
13140	13.90	0.11	13.80	0.17	77	3.62	1.21	21.59	OUI
13184	15.90	0.10	12.80	1.00	54	8.24	0.29	30.56	OUI
13190	17.20	0.09	13.60	0.11	77	3.49	0.18	30.19	OUI
13269	12.60	0.25	14.00	0.15	52	8.94	0.64	15.13	OUI
13299	18.00	0.12	12.90	1.00	29	16.78	0.23	30.96	OUI
13300	17.90	0.10	12.70	0.13	31	15.96	0.74	30.30	OUI
13302	15.80	0.12	12.50	0.14	36	13.87	1.43	19.55	OUI

Tab. G.4: *Crabe lot 2 - partie 1/1*

Run	**<I>** (μ**A**)	σ_{I} (μ**A**)	$< \tau >$ **(Hz)**	σ_{τ} **(Hz)**	**<H>** **(%)**	$< \mathrm{T} - \mathrm{T}_{\mathrm{rosée}} >$ $^\circ$ **C**	**<A.H.>** **(heures)**	**Durée** **(minutes)**	**Utilisé**
11730	28.30	0.97	10.40	-630.12	17	22.83	-1.03	1.88	NON
11731	26.50	0.14	10.20	0.14	17	22.79	-0.59	18.22	OUI
11733	26.60	0.16	10.10	0.13	19	21.96	0.13	17.46	OUI
11735	26.00	0.15	10.00	0.13	20	21.19	0.91	17.95	OUI
11737	25.20	0.16	10.00	0.13	19	21.49	1.82	17.55	OUI
11747	24.00	0.15	11.60	0.16	...	...	0.17	17.95	OUI
11751	23.90	0.31	11.30	0.16	...	...	0.94	4.59	NON
11752	23.40	0.37	11.50	0.12	...	...	1.37	2.79	NON
11753	20.40	0.23	11.00	0.12	...	...	2.59	11.72	NON
11775	17.50	0.18	15.00	0.29	22	19.51	-1.17	18.92	OUI
11777	21.60	0.14	11.00	0.12	21	20.00	-0.42	18.39	OUI
11779	24.60	0.15	10.70	0.12	20	20.57	0.30	18.10	OUI
11781	24.10	0.17	10.40	1.00	18	21.84	0.98	12.73	OUI
11782	23.80	0.15	10.50	0.13	17	22.17	1.31	18.27	OUI
11784	22.80	0.15	10.70	0.11	18	21.78	2.02	18.13	NON
12770	23.00	0.16	11.40	0.12	...	...	-0.69	17.25	OUI
12772	23.20	0.16	11.50	0.11	...	...	-0.05	19.53	OUI
12808	13.30	0.12	13.20	1.00	...	...	-1.31	18.30	NON
12833	23.20	0.15	12.10	0.73	...	...	-1.29	17.89	OUI
12835	24.30	0.15	12.40	0.13	...	...	-0.61	21.31	OUI
12837	23.90	0.15	12.90	0.10	...	...	0.05	19.80	OUI
12839	24.00	0.16	12.90	0.10	...	...	0.70	19.30	OUI
12841	23.80	0.16	13.50	0.09	...	...	1.37	15.85	OUI
12862	14.50	0.12	13.30	0.10	...	...	-1.32	17.83	NON
12864	15.60	0.13	13.50	0.11	...	...	-0.67	19.16	NON
12866	16.50	0.12	13.30	0.12	...	...	0.06	29.53	NON
12884	28.30	0.17	11.20	0.14	...	...	1.60	17.93	OUI
12916	26.20	0.15	12.10	0.12	...	...	-1.15	19.76	OUI
12919	27.50	0.16	12.20	0.13	...	...	0.05	19.73	OUI
12921	27.90	0.17	12.60	0.46	...	...	0.69	15.50	OUI

TAB. G.5: *Crabe lot 3 - partie 1/2*

Run	$<$**I**$>$ (μ**A**)	σ_{I} (μ**A**)	$< \tau >$ **(Hz)**	σ_{τ} **(Hz)**	$<$**H**$>$ **(%)**	$< \mathrm{T} - \mathrm{T}_{\mathrm{rosée}} >$ $^{\circ}$ **C**	$<$**A.H.**$>$ **(heures)**	**Durée (minutes)**	**Utilisé**
12923	26.80	0.16	12.50	2.38	...	...	1.28	19.21	OUI
12925	26.80	0.16	12.10	0.13	...	...	1.97	21.05	OUI
12927	24.20	0.22	11.90	0.74	...	...	2.58	10.43	NON
12936	12.70	0.10	12.10	0.12	...	...	-0.03	24.89	NON
12938	12.30	0.11	12.20	0.11	...	...	0.89	24.33	NON
12940	14.50	0.11	11.80	0.11	...	...	1.74	23.10	NON
12982	21.60	0.14	12.70	0.11	...	...	-1.04	19.82	OUI
12985	22.20	0.15	12.30	0.11	...	...	0.64	17.76	OUI
12988	20.00	0.13	13.20	0.12	...	...	1.82	17.54	OUI
13167	24.10	0.21	11.80	0.11	55	7.93	2.24	11.33	NON
13168	23.40	0.15	11.80	0.12	56	7.63	2.50	19.74	NON
13187	25.50	0.16	12.60	1.29	61	6.46	1.38	23.06	OUI
13195	24.60	1.80	13.80	0.87	81	2.78	1.62	20.14	NON
13215	21.00	0.15	13.40	0.11	21	20.28	0.09	18.99	OUI
13220	20.70	0.14	13.50	0.11	24	18.30	1.94	17.54	OUI
13275	18.90	0.20	14.10	0.17	56	7.80	2.37	14.99	NON
13926	11.60	0.11	11.40	0.11	90	1.52	-1.04	18.18	NON
13928	10.00	0.11	11.60	0.09	91	1.35	-0.40	19.33	NON
13944	12.10	0.14	12.20	0.27	86	2.06	0.29	22.56	NON
14009	14.90	0.11	13.40	0.29	93	0.96	-1.01	18.89	NON
14026	13.30	0.11	13.40	0.09	93	0.96	-1.48	20.31	NON
14028	14.10	0.13	13.20	1.00	93	0.95	-0.80	20.16	NON
14030	14.40	0.12	13.00	0.10	93	0.97	-0.13	20.07	NON
14031	14.50	0.11	13.20	0.10	93	0.98	0.20	19.20	NON
14033	14.50	0.12	13.80	0.09	93	0.90	0.87	20.51	NON
14074	6.20	0.08	12.70	0.15	67	5.45	-2.64	19.92	NON
14077	16.70	0.12	11.60	0.11	67	5.52	-1.78	19.94	NON
14081	16.80	0.13	13.00	0.13	63	6.29	-0.67	22.29	NON
14082	17.60	0.12	12.60	0.11	61	6.74	-0.31	20.61	NON
14084	18.00	0.14	13.10	0.15	60	6.92	0.39	20.89	NON
14086	16.50	0.12	14.30	0.11	62	6.64	1.09	20.75	NON

Tab. G.6: *Crabe lot 3 - partie 2/2*

Run	**<I>** **(μA)**	σ_I **(μA)**	$< \tau >$ **(Hz)**	σ_τ **(Hz)**	**<H>** **(%)**	$< T - T_{rosée} >$ **$^\circ$ C**	**<A.H.>** **(heures)**	**Durée** **(minutes)**	**Utilisé**
13606	15.30	0.13	11.20	0.12	32	15.28	-2.12	17.82	NON
13624	10.90	0.10	11.50	0.13	...	...	-2.10	17.90	NON
13625	11.30	0.15	11.40	1.00	...	...	-1.79	18.61	NON
13626	10.90	0.12	11.70	0.12	...	...	-1.50	15.77	NON
13627	12.40	0.11	13.70	0.28	49	9.95	-1.12	18.48	OUI
13640	13.00	0.11	11.00	0.12	76	3.85	-1.71	18.74	NON
13642	16.40	0.34	13.00	0.17	79	3.21	-1.12	11.65	NON
13652	4.10	0.06	11.90	0.09	92	1.17	-1.92	18.42	NON
13653	4.50	0.07	11.90	0.10	92	1.16	-1.61	18.38	NON
13654	3.70	0.06	12.00	0.12	92	1.16	-1.32	16.20	NON
13670	16.00	0.11	11.30	0.13	65	5.91	-0.82	19.82	OUI
13671	16.50	0.12	11.50	0.12	65	5.88	-0.48	20.23	OUI
13672	16.70	0.12	11.80	0.14	63	6.33	-0.13	19.54	OUI
13687	15.70	0.12	11.40	0.12	49	10.24	-1.14	17.78	OUI
13688	16.00	0.12	11.50	0.11	50	9.86	-0.80	23.11	OUI
13689	15.90	0.11	11.60	0.09	50	9.86	-0.00	19.80	OUI
13690	16.00	0.17	11.90	0.12	49	10.03	0.24	8.75	OUI
13704	14.50	0.12	10.30	0.14	44	11.82	-1.85	18.41	OUI
13705	15.20	0.13	10.20	0.13	44	11.84	-1.55	18.24	OUI
13706	14.90	0.13	10.10	0.13	41	12.91	-1.24	18.23	OUI
13707	15.10	0.12	10.30	0.13	39	13.69	-0.94	18.23	OUI
13708	15.40	0.13	10.50	0.12	38	13.81	-0.63	18.26	OUI
13709	15.60	0.12	10.80	0.13	38	13.96	-0.33	18.20	OUI
13710	15.50	0.13	11.00	0.12	38	13.76	-0.03	18.20	OUI
13716	13.90	0.16	10.60	0.12	40	13.35	-1.68	17.78	OUI
13717	14.10	0.12	10.50	0.12	39	13.68	-1.38	18.24	OUI
13718	14.30	0.11	10.70	0.11	39	13.66	-1.07	18.20	OUI
13719	14.30	0.12	10.70	0.13	37	14.51	-0.77	18.18	OUI
13720	14.60	0.12	10.70	0.12	37	14.40	-0.47	18.27	OUI
13721	14.50	0.12	10.80	0.13	37	14.18	-0.16	18.21	OUI

TAB. G.7: *PSR B1951+32 lot 1 - partie 1/2*

Run	<I> (μA)	σ_I (μA)	< τ > (Hz)	σ_τ (Hz)	<H> (%)	$< T - T_{rosée} >$ ° C	<A.H.> (heures)	Durée (minutes)	Utilisé
13722	14.30	0.13	10.90	0.11	40	13.18	0.12	15.20	OUI
13733	10.40	0.09	11.90	0.21	29	17.99	-1.80	17.77	NON
13734	10.30	0.11	11.80	0.10	30	17.64	-1.49	18.26	NON
13735	10.70	0.10	11.70	0.12	29	17.79	-1.19	18.18	NON
13736	10.60	0.10	11.60	0.09	29	17.97	-0.89	18.19	NON
13737	10.50	0.10	11.40	0.11	31	17.26	-0.58	18.20	NON
13738	10.40	0.09	11.40	0.11	34	15.79	-0.28	18.22	NON
13739	10.40	0.08	11.60	0.10	35	15.46	0.09	25.20	NON
13749	9.40	0.09	11.00	0.13	57	8.38	-2.07	17.78	NON
13750	9.60	0.10	10.90	0.11	56	8.57	-1.77	18.20	NON
13752	10.10	0.10	10.90	0.12	56	8.71	-1.43	17.64	NON
13753	10.00	0.09	11.00	0.12	56	8.61	-1.13	18.21	NON
13754	10.00	0.10	11.20	0.12	57	8.34	-0.83	18.22	NON
13755	10.20	0.09	11.10	0.11	57	8.41	-0.52	18.24	NON
13756	10.00	0.10	11.10	0.11	57	8.30	-0.22	18.25	NON
13757	9.90	0.10	11.10	0.12	57	8.25	0.09	18.20	NON
13762	8.30	0.09	11.20	0.13	41	13.15	-1.71	19.86	NON
13765	9.00	0.09	11.60	0.14	38	14.34	-0.70	19.95	NON
13767	7.70	0.13	12.40	0.16	38	14.21	-0.03	20.12	NON
13774	9.80	0.10	10.70	0.12	34	15.99	-1.30	17.14	NON
13777	9.80	0.10	10.50	0.10	35	15.43	-0.29	18.06	NON
13778	9.80	0.09	10.50	0.12	35	15.34	0.03	18.27	NON
13779	9.70	0.09	10.50	0.11	36	14.94	0.37	19.65	NON
13784	8.80	0.09	10.20	0.12	50	10.28	-1.34	19.46	NON
13787	8.20	0.09	10.90	0.14	50	10.21	-0.45	20.18	NON
13788	8.20	0.09	11.10	0.11	50	10.28	-0.11	20.63	NON
13789	8.30	0.09	11.00	0.12	51	10.06	0.23	20.37	NON
13790	8.00	0.14	11.50	0.18	52	9.66	0.53	13.46	NON

TAB. G.8: *PSR B1951+32 lot 1 - partie 2/2*

Run	**<I>** (**μA**)	σ_{I} (**μA**)	$<\tau>$ (**Hz**)	σ_{τ} (**Hz**)	**<H>** (**%**)	$<\mathrm{T}-\mathrm{T}_{\mathrm{rosée}}>$ **$^{\circ}$C**	**<A.H.>** (**heures**)	**Durée** (**minutes**)	**Utilisé**
12557	13.50	0.09	11.30	1.00	62	7.31	0.35	29.51	OUI
12579	15.60	0.12	10.10	1.00	57	8.69	-1.12	17.70	OUI
12590	15.40	0.16	10.10	0.12	79	3.45	-0.99	8.35	OUI
12593	15.60	0.12	10.90	0.12	82	3.00	0.61	21.85	OUI
12612	13.60	0.11	11.00	0.12	34	16.37	0.05	18.74	OUI
12614	13.50	0.11	10.70	0.12	35	15.91	0.72	21.08	OUI
12616	13.50	0.17	10.80	0.12	38	14.79	1.35	4.92	OUI
12619	14.20	0.12	10.10	0.14	75	4.27	-0.77	18.56	OUI
12621	14.80	0.11	9.90	0.14	75	4.15	-0.07	18.13	OUI
12623	12.20	0.11	9.70	0.13	82	2.90	0.62	22.85	NON
12624	82.60	1014.76	0.00	0.00	82	2.86	0.98	19.97	NON
12625	10.00	0.00	0.00	0.00	83	2.81	1.36	18.32	NON
12628	16.50	0.11	10.80	0.15	67	5.73	-0.43	22.77	OUI
12630	16.60	0.15	0.00	0.00	67	5.78	0.30	17.93	OUI
12632	17.30	0.13	0.00	0.00	70	5.26	0.96	20.65	OUI
12637	15.20	0.11	10.30	0.15	77	3.92	0.20	18.72	OUI
12640	15.00	0.13	10.20	0.13	78	3.67	0.92	18.00	OUI
12642	15.20	0.11	10.60	0.11	81	3.08	1.60	17.96	OUI
12649	13.90	0.12	10.60	0.12	...	...	-1.70	17.71	OUI
12651	14.20	0.13	10.50	0.12	...	...	-0.97	12.05	OUI
12653	12.40	0.12	10.50	0.11	...	...	-0.22	17.22	NON
12655	9.60	0.10	10.90	0.13	...	...	0.48	16.98	NON
12657	11.00	0.11	10.70	0.12	...	...	1.12	19.95	NON
12706	13.90	0.12	10.30	0.12	...	...	1.42	18.50	OUI
12708	13.90	0.12	10.10	0.14	...	...	2.09	20.35	NON
12710	12.50	0.19	10.00	0.11	...	...	2.69	8.35	NON
12742	14.10	0.11	10.70	0.11	...	...	1.13	18.79	OUI
12744	13.60	0.12	10.70	0.13	...	...	1.89	18.79	OUI
12746	14.10	0.13	10.40	0.14	...	...	2.54	15.41	NON

TAB. G.9: *PSR B1951+32 lot 2 - partie 1/1*

Run	<I> (μA)	σ_I (μA)	$< \tau >$ (Hz)	σ_τ (Hz)	<H> (%)	$< T - T_{rosée} >$ $^\circ$C	<A.H.> (heures)	Durée (minutes)	Utilisé
12660	7.60	0.14	10.60	1.00	...	...	-1.22	17.82	OUI
12661	7.30	0.16	10.60	1.00	...	...	-0.88	17.21	OUI
12662	7.20	0.13	10.90	1.00	...	...	-0.58	18.95	OUI
12663	5.60	0.13	11.20	1.00	...	...	-0.26	17.53	NON
12664	2.10	0.12	12.90	1.61	...	...	0.05	17.18	NON
12665	3.40	0.14	11.50	1.00	...	...	0.34	18.26	NON
12669	3.70	0.07	11.00	0.13	...	...	-1.67	19.68	NON
12670	7.10	0.12	10.60	0.13	...	...	-1.33	21.04	OUI
12672	10.60	0.13	0.00	0.00	...	...	-0.84	19.68	OUI
12673	10.60	0.00	0.00	0.00	...	...	-0.49	23.07	OUI
12674	10.60	0.00	0.00	0.00	...	...	-0.12	20.34	OUI
12675	11.00	0.00	0.00	0.00	...	...	0.22	20.55	OUI
12676	10.90	0.11	10.30	0.11	...	...	0.54	18.30	OUI
12678	11.20	0.11	10.20	1.00	...	...	1.24	17.06	OUI
12680	10.50	0.10	10.30	0.13	...	...	1.92	16.99	OUI
12682	9.80	0.09	10.40	0.12	...	...	2.58	16.84	NON
12686	10.40	0.12	0.00	0.00	...	...	-1.61	19.32	OUI
12687	10.00	0.00	0.00	0.00	...	...	-1.27	18.93	OUI
12688	10.00	0.00	0.00	0.00	...	...	-0.93	19.30	OUI
12689	10.50	0.10	10.50	0.14	...	...	-0.62	18.33	OUI
12691	10.50	0.14	0.00	0.00	...	...	-0.08	0.33	OUI
12692	10.60	0.09	10.70	0.13	...	...	0.37	23.42	OUI
12694	10.40	0.08	10.40	0.12	...	...	1.32	32.30	OUI
12696	7.80	0.06	9.80	0.13	...	...	2.46	35.37	NON
12699	9.50	0.09	10.20	0.15	...	...	-0.89	20.46	OUI
12701	10.30	0.11	10.20	0.14	...	...	-0.16	16.91	OUI
12703	10.00	0.10	10.30	0.11	...	...	0.51	17.57	OUI
12731	10.00	0.11	0.00	0.00	...	...	1.89	19.01	OUI
12734	10.50	0.10	10.00	0.14	...	...	1.05	18.43	OUI
12736	9.50	0.10	10.80	0.14	...	...	1.73	21.16	OUI

TAB. G.10: *PSR B1951+32 lot 3 - partie 1/2*

Run	<I> (μA)	σ_{I} (μA)	$<\tau>$ (Hz)	σ_{τ} (Hz)	<H> (%)	$<\mathrm{T}-\mathrm{T}_{\mathrm{rosée}}>$ °C	<A.H.> (heures)	Durée (minutes)	Utilisé
12738	8.80	0.08	10.70	0.15	...	...	2.50	24.41	NON
12782	6.70	0.14	12.50	0.09	...	...	1.91	6.72	OUI
12783	5.00	0.11	12.70	1.49	...	...	2.30	14.35	NON
12875	9.90	0.37	14.90	0.53	...	...	2.30	14.86	NON
12876	12.80	0.81	16.00	0.51	...	...	2.56	14.38	NON

TAB. G.11: *PSR B1951+32 lot 3 - partie 2/2*

Index bibliographique

A&A	Astronomy & Astrophysics
A&ARv	Astronomy & Astrophysics Review
A&AS	Astronomy & Astrophysics Supplement Series
AASHEAD	High Energy Astrophysics Division of the American Astronomical Society
ApJ	Astrophysical Journal
ApJL	Astrophysical Journal Letter
ApJS	Astrophysical Journal Supplement Series
Ap&SS	Astrophysics and Space Science
ICRC	International Cosmic-Ray Conference
MNRAS	Monthly Notices of the Royal Astronomical Society
NICx	Note Interne CELESTE numéro x
NIM	Nuclear Instrument & Methods
Proc.	Proceeding
PhRv	Physical Review
PNAS	Proceeding of the National Academy of Sciences of the United States of America
PRSSA	Proceeding of the Royal Society, Series A
RvMPh	Review of Modern Physics

Bibliographie

[1] Aharonian, F.A., et al., *The energy spectrum of TeV Gamma-rays from the Crab Nebula as measured by the HEGRA system of imaging air Cerenkov telescopes*, **ApJ, 539, 317 (2000)**

[2] Baade, W., Zwicky, F., *On supernovae*, **PNAS, 20, 254 (1934)**

[3] Baade, W., Zwicky, F., *Supernovae and cosmic rays*, **PhRv, 45, 138 (1934)**

[4] Baring, M. G., Harding, A. K., *Hard gamma-ray spectral properties of pulsars : observabilities and diagnostics for GLAST*, **AAS HEAD Meeting, Honolulu, HI, Bulletin AAS, 32, 12.43 (2000)**

[5] Bignami, G.F., Caraveo, P.A., *Geminga - New period old gamma-rays*, **Nature, 357, 287 (1992)**

[6] Bruel, P., *Calibration des photomultiplicateurs de l'expérience CELESTE*, **NIC4a (1999)**

[7] Bruel, P., *Complément d'information sur les star scans*, **NIC36 (2002)**

[8] CANGAROO III, **http ://icrhp9.icrr.u-tokyo.ac.jp/c-iii.html**

[9] Cavalié, T., *Etude de la limite d'observation des pulsars optiques par le détecteur Čerenkov CELESTE*, **Stage Janus CELESTE (2002)**

[10] Cawley, M.F., *Towards a Major Atmospheric Cherenkov Detector II (Calgary)*, **Proc. of the Calgary Workshop, Iowa State University (1993)**

[11] Celeste Collaboration, *Čerenkov Low Energy Sampling and Timing Experiment, CELESTE Experimental Proposal*, **http ://ploywww.in2p3.fr/celeste (1996)**

[12] Cocke, W. J., Disney, M. J., Taylor, D. J., *Discovery of optical signal from pulsar NP 0532 in the Crab Nebula*, **Nature, 221, 525 (1969)**

[13] Kenel, C.F., Coroniti, F.V., *Confinement of the Crab pulsar's wind by its supernovae remnant*, **ApJ, 283, 694 (1984)**

[14] Chadwick, J., *Possible existence of a neutron*, **Nature, 129, 312 (1932)**

[15] Chadwick, J., *The existence of a neutron*, **PRSSA, 136, 692 (1932)**

[16] Chantell, M. C., et al., *Prototype Test Results of the Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment (STACEE)*, **NIM, 408, 468 (1998)**

[17] Chen, K., Ruderman, M., *Pulsar death lines and death valley*, **ApJ, 402, 264 (1993)**

[18] Cheng, K.S., Ho, C., Ruderman, M., *Energetic radiation from spinning pulsars. I - Outer magnetosphere gaps. II - VELA and Crab*, **ApJ, 300, 500 (1986a)**

[19] Cheng, K.S., Ho, C., Ruderman, M., *Energetic radiation from spinning pulsars. II. VELA and Crab*, **ApJ, 300, 522 (1986b)**

[20] Cheng, K.S., Zhang, L., *The statistics of gamma-ray pulsars*, **ApJ, 498, 327 (1998)**

[21] Daugherty, J. K., & Harding, A. K., *Electromagnetic cascades in pulsars*, **ApJ, 252, 337 (1982)**

[22] Daugherty, J. K., Harding, A. K., *Pair production in superstrong magnetic fields*, **ApJ, 273, 761 (1983)**

[23] De Jager, O. C., Swanepoel, J. W. H., and Raubenheimer, B. C., *A powerful test for weak periodic signals with unknown light curve shape in sparse data*, **A&A, 221, 180 (1989)**

[24] De Jager, O.C., *On periodicity tests and flux limit calculations for gamma-ray pulsars*, **ApJ, 436, 239 (1994)**

[25] De Jager, O.C., et al., *Gamma-ray observation of the Crab Nebula : a study of the Synchro-Compton spectrum*, **ApJ, 457, 253 (1996)**

[26] De Jager, O.C., et al., **Proc. International Symposium, Heildelberg, Germany, Eds. F.A. Aharonian, H.J. Völk American Institute of Physics 558, 103s (2000)**

[27] De Naurois, M., *Reconversion d'une centrale solaire pour l'astronomie gamma. Première observation de la Nébuleuse du Crabe et du blazar Mrk421 entre 30 et 300 GeV*, **Thèse de doctorat, Université Paris VI (2000)**

[28] De Naurois, M., Holder, J., *Measurement of the Crab flux above 60 GeV with the CELESTE Čerenkov Teslescope*, **ApJ, 566, 343 (2002)**

[29] Dermer, C.D., *Compton scattering in strong magnetic field and the continuum spectra gamma-ray bursts - Basic theory*, **ApJ, 360, 197 (1990)**

[30] Djannati-Atai, A., *Mesure du spectre d'émission de la nébuleuse du Crabe (M1), en rayons γ au-delà du TeV, par la détection en lumière Čerenkov des cascades atmosphériques*, **Thèse de doctorat, Université Paris VI (1995)**

[31] Durand, E., *Etude des scans d'étoiles, alignement fin des héliostats*, **NIC32 (2001)**

[32] Durand, E., *Search for 60 GeV gamma-rays from the Crab pulsar*, **Proc., Very High Energy Phenomena in the Universe, XXXVI$^{\text{ème}}$ rencontres de Moriond (Les Arcs, France), http ://moriond.in2p3.fr/J01/schedule01b.html (2001)**

[33] Erber, T., *High-Energy Electromagnetic Conversion Processes in Intense Magnetic Fields*, **RvMPh, 38, 626 (1966)**

[34] ETEP, **www.etep.com**

[35] Fierro, J. M., *Observation of spin-powered pulsars with the EGRET gamma ray telescope*, **Thesis, Standford University, http ://egret0.stanford.edu/jmf/ (1995)**

[36] Fierro, J. M., et al., *Phase-resolved studies of the high-energy gamma-ray emission from the Crab, Geminga, and Vela pulsars*, **ApJ, 494, 734 (1998)**

[37] Fonseca, V., et al., *MAGIC as a detector for 10-30 GeV pulsations from EGRET pulsars*, **Proc. of ICRS (2001)**

[38] Gallant, Y., *Search for pulsed γ-rays from the Crab and evidence for a humidity effect*, **NIC (2002)**

[39] Gaisser, T. K., *Cosmics Rays and Particles Physics*, **Cambridge University Press (1990)**

[40] Giebels, B., *Contribution à la reconversion d'une centrale solaire en un vaste détecteur pour l'astronomie gamma*, **Thèse de doctorat, Université Bordeaux I (1998)**

[41] Gold, T., *Rotating Neutron Stars as the Origin of the Pulsating Radio Sources*, **Nature, 218, 731 (1968)**

[42] Goldreich, P., Julian, W.H., *Pulsar electrodynamics*, **ApJ, 157, 869 (1969)**

[43] Goret, P., et al., *Observation of TeV gamma rays from the Crab Nebula*, **A&A, 270, 401 (1993)**

[44] Gourgoulhon, E., *Objets Compacts*, **Cours du DEA d'Astrophysique et Techniques Spatiales, Université Paris VII, Paris XI et Versailles (1999-2000)**

[45] GLAST, **http ://www-glast.standford.edu/**

[46] GRAAL, **http ://top.gae.ucm.es/**

[47] Halper, J.P., Holt, S.S., *Discovery of soft X-ray pulsations from the gamma-ray source Geminga*, **Nature, 357, 222 (1992)**

[48] Harding, A.K., *Pulsar gamma-rays - Spectra, luminosities, and efficiencies*, **ApJ, 245, 267 (1981)**

[49] Harding, A.K., Muslimov, A. G., *Particle acceleration zones above pulsar polar caps : electron and positron pair formation fronts*, **ApJ, 508, 328 (1998)**

[50] Helene, O., *Upper Limit of peak area*, **NIM, 212, 319 (1983)**

[51] Hérault, N., *Reconstruction des paramètres de gerbes de γ et contribution à l'analyse des données dans l'expérience CELESTE*, **Thèse de doctorat, Université Louis Pasteur de Strasbourg (2000)**

[52] HESS, **http ://www.mpi-hd.mpg.de/hfm/HESS/HESS.html**

[53] Hewish, A., Bell, S. J., Pilkington, J. D. H., Scott, P. F., and Collins, R. A., *Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source*, **Nature, 217, 709 (1968)**

[54] Hillas, A. M., et al., *The spectrum of teravolt gamma rays from the Crab Nebula*, **ApJ, 503, 744 (1998)**

[55] Hirotani, K., *Gamma-ray emission from pulsars : spectra of the TeV fluxes from Outer Gap accelerators*, **ApJ, 549, 495 (2001)**

[56] Hirotani, K., Shibata, S., *Electrodynamic structure of an Outer Gap accelerator : location of the gap and the gamma-ray emission from the Crab pulsar*, **ApJ, 558, 216 (2002)**

[57] Holder, J., Bruel, P., *Calibration relative de la réponse en amplitude des héliostats de l'expérience CELESTE*, **NIC4b (2000)**

[58] Jackson, J. D., *Classical Electrodynamics*, **Second Edition Wiley**

[59] Kaspi, V.M., et al., *High-energy gamma-ray observations of two young, energetic radio pulsars*, **ApJ, 528, 445 (2000)**

[60] Koh, T., et al., *A search for radio-quiet gamma-ray pulsars in the EGRET data*, **A&AS, 120, 95 (1996)**

[61] Kuiper, L., et al., *The likely detection of pulsed high-energy gamma-ray emission from millisecond pulsar PSR J0218+4232*, **A&A, 359, 615 (2000)**

[62] Kuiper, L., et al., *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 γ-rays*, **A&A, 378, 918 (2001)**

[63] Lemoine, D., *Observations du pulsar du Crabe à 0.2-6.0 MeV avec FIGARO II, Courbe de lumière et déphasage radio-gamma*, **Rapport de Stage, DEA Astronomie et Techniques Spatiales, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI (1991)**

[64] Le Gallou, R., *Efficacité du module CAEN V486*, **NIC5 (2000)**

[65] Le Gallou, R., Rannot, R., *Etude du profil temporel du front d'onde Čerenkov*, **NIC9 (2000)**

[66] Le Gallou, R., *Mesure du flux du blazar Mrk421 au dessus de 60 GeV avec l'expérience CELESTE*, **Thèse de doctorat, Université Paris XI Orsay (2001)**

[67] Lessard, R.W., et al., *Search for pulsed TeV Gamma-ray emission from the Crab pulsar*, **ApJ, 531, 942 (2000)**

[68] Longair, M.S., *High energy astrophysics - Volume 1 - Particles, photons and their detection*, **Cambridge University Press (1992)**

[69] Lyne, A.G., and Graham-Smith, F., *Pulsar Astronomy*, **Second edition, Cambridge Astrophysics Series 31 (1998)**

[70] Lyne, A. G., Jordan, A. C., Roberts, M. E., *Jodrell Bank Crab pulsar timing results, Monthly ephemeris*, **University of Manchester, Jodrell Bank Observatory, Macclesfield, Chelshire, SK11 9DL, U. K., http ://www.jb.man.ac.uk/~pulsar/crab.html**

[71] Manseri, H., Bruel, P., *Passage à 53 héliostats : étude d'une nouvelle méthode de pointé*, **NIC13 (2000)**

[72] Manseri, H., Bruel, P., *Les temps morts dans CELESTE et leurs conséquences sur l'analyse des données et des trigrates*, **NIC49 (2003)**

[73] Masterson, C., et al., *Measurement of the TeV energy spectrum of the Crab Nebula with the CAT Air Cherenkov Telescope*, **Proc. Gamma-Ray Astrophysics 2001 Conf. (Baltimore, Maryland, USA) (2001)**

[74] Middleditch, J., Pennypacker, C., *Optical pulsations in the large Magellic Cloud remnant 0540-69.3*, **Nature, 313, 659 (1985)**

[75] Much, R., Bennett, K., Buccheri, R., et al., *COMPTEL observations of the Crab during the CGRO sky survey*, **A&A, 299, 435 (1995)**

[76] Musquère, A., *Search for VHE pulsed emission from the Crab with the CAT telescope*, **Proc. 26th ICRC (Salt Lake City, Utah, USA), Vol. 3, 460 (1999)**

[77] Musquère, A., *Search for VHE pulsed emission from the Crab pulsar with CELESTE experiment*, **Proc. 26th ICRC (Salt Lake City, Utah, USA), Vol. 3, 527 (1999)**

[78] Nasuti, et al., *Spectrophotometry of the Crab pulsar*, **A&A, 314, 849 (1996)**

[79] Nel, H.I., De Jager, O.C., *Gamma-ray pulsars : Polar Cap or Outer Gap emission ?*, **ASS, 230, 299 (1995)**

[80] Nolan, P.L., et al., *Observation of the Crab pulsar and nebula by the EGRET telescope on the Compton Gamma-Ray Observatory*, **ApJ, 409, 697 (1993)**

[81] Nolan, P. L., et al., *EGRET Observations of pulsars*, **A&AS, 120, 61 (1996)**

[82] Oppenheimer, J.R., Volkoff, G., *On massive neutron cores*, **PhRv, 55, 374 (1939)**

[83] Oser, S.M, *High energy gamma-ray observations of the Crab nebula and pulsar with the Solar Tower Atmospheric Cherenkov Effect Experiment*, **Thesis, University of Chicago (2000)**

[84] Oser, S.M., et al., *Observations of the Crab with STACEE*, **ApJ, 547, 949 (2001)**

[85] Pacini, F., *Energy emission from a neutron star*, **Nature, 216, 567 (1967)**

[86] Pacini, F., *Rotating Neutron Stars, Pulsars, and Supernova Remnants*, **Nature, 219, 145 (1968)**

[87] Penn State University, *Pulsar Planets*, **http ://www.astro.psu.edu/users/pspm/arecibo/planets/planets.html (1997)**

[88] Ramanamurthy, P.V., et al., *A long-term study of high-energy gamma-ray emission from the Vela, Geminga, and Crab pulsars*, **ApJ, 450, 791 (1995)**

[89] Ramanamurthy, P. V., et al., *EGRET Detection Of Pulsed Gamma Radiation From PSR B1951+32*, **ApJL, 447, 109 (1995)**

[90] Ramanamurthy, P.V., et al., *Possible evidence for pulsed emission of high energy gamma-rays by PSR B0656+14*, **ApJ, 458, 755 (1996)**

[91] Romani, R.W., Yadigaroglu, I.-A., *Gamma-ray pulsars : emission zones and viewing geometry*, **ApJ, 438, 314 (1995)**

[92] Reposeur et al., *An atmospheric Čerenkov telescope for high energy gamma-ray astrophysics*, **NIM, 490, 71 (2002)**

[93] Rudak, B., Dyks, J., Bulik, T., *High-energy radiation from pulsars : a challenge to Polar Cap models*, **astro-ph/0206101 (2002)**

[94] Rudak, B., Dyks, J., *High-energy emission from pulsars in polar-cap models with curvature-radiation-induced cascade*, **MNRAS, 303, 477 (1999)**

[95] Ruderman, M. A., & Sutherland, P. G., *Theory of pulsars - Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation*, **ApJ, 196, 51 (1975)**

[96] Sako, T., et al., *New technique of software-padding applied on flash ADC data in Čerenkov observations*, **NIC48 (1999)**

[97] SOLAR-II, **http ://ucdcms.ucdavis.edu/solar2**

[98] Shearer, A., et al., *Pulsed optical emission from PSR 0656+14*, **ApJ, 487, 181 (1997)**

[99] Shearer, A., et al., *Possible pulsed optical emission from Geminga*, **A&A, 335, 21 (1998)**

[100] Shearer, A., Golden, A., *Implications of the optical observations of isolated neutron stars*, **ApJ, 547, 967 (2001)**

[101] Smith, D., *Gamma ray telescopes : What's up on the ground ?*, **Proc., Very High Energy Phenomena in the Universe, XXXVI$^{\text{ème}}$ rencontres de Moriond (Les Arcs, France), http ://moriond.in2p3.fr/J01/schedule01b.html (2001)**

[102] Srinivasan, R., et al., *Very High-Energy Observations of PSR B1951+32*, **ApJ, 489, 170 (1997)**

[103] STACEE, **http ://www.astro.ucla.edu/~stacee/**

[104] Standish, E.M., *Orientation of the JPL Ephemerides, DE 200/LE 200, to the dynamical equinox of J 2000*, **A&A, 114, 297 (1982)**

[105] Sturner, S.J., Dermer, C.D., *On the spectra and pulse profiles of gamma-ray pulsars*, **ApJ, 420, 79 (1994)**

[106] Sturner, S.J., Dermer, C.D., *Statistics of {gamma}-ray pulsars*, **A&AS, 120, 99 (1996)**

[107] Sturrock, P. A., *A model of pulsars*, **ApJ, 164, 529 (1971)**

[108] Taylor, J. H., and Weisberg, J. M., *A new test of General Relativity : gravitational radiation and the binary pulsar PSR B1913+16*, **ApJ, 253**, **908 (1982)**

[109] Taylor, J. H., and Weisberg, J. M., *Further experimental tests of relativistic gravity using the binary pulsar PSR B1913+16*, **ApJ, 345, 434 (1989)**

[110] Thompson, D.J., et al., *EGRET high-energy gamma-ray pulsar studies. 1 : Young spin-powered pulsars*, **ApJ, 436, 229 (1994)**

[111] Thompson, D.J., et al., *The second EGRET catalog of high-energy gamma-ray sources*, **ApJS, 101, 259 (1995)**

[112] Thompson, D. J., et al., *EGRET observations of high-energy gamma radiation from PSR B1706-44*, **ApJ, 465, 385 (1996)**

[113] Thompson, D. J., et al., *Gamma radiation from PSR B1055-52*, **ApJ, 516, 297 (1999)**

[114] Thompson, D.J., *Gamma ray pulsars : observations*, **International Symposium on High Energy Gamma-Ray Astronomy, Heidelberg, Allemagne, AIP Conf. Proc., 558, 103 (2001)**

[115] U.S. Standard atmosphere, **U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (1976)**

[116] VERITAS, **http ://veritas.sao.arizona.edu/**

[117] Wallace, P. T., et al., *Detection of optical pulses from the VELA pulsar*, **Nature, 266, 692 (1977)**

[118] Weekes, T. C., et al., *Observation of TeV gamma rays from the Crab Nebula using the atmospheric Čerenkov imaging technique*, **ApJ, 342, 379 (1989)**

[119] Weekes, T. C., *VHE Astronomy before the New Millennium*, **AIP Conf. Proc. 515, «GeV-TeV astrophysics : Toward a Major Atmospheric Čerenkov Detector»**, **GeV-TeV γ Ray Astrophysics Workshop, Snowbird, USA (1999)**

[120] Wolszczan, A., and Frail, D., *A Planetary System around the Millisecond Pulsar PSR1257+12*, **Nature, 255, 145 (1992)**

[121] Zhang, B., Qiao, G. J., Lin, W. P., Han, J. L., *Three modes of pulsar inner gap*, **ApJ, 478**, **313 (1997)**

[122] Zhang, L., Cheng, K. S., *High-energy radiation from rapidly spinning pulsars with thick outer gaps*, **ApJ, 487, 370 (1997)**

[123] Zhang, B., Harding, A.K., *High magnetic field pulsars and magnetars*, **ApJ, 535, 51 (2000)**