



HAL
open science

Détermination de la réponse instrumentale du spectromètre INTEGRAL/SPI et application à l'observation des raies gamma de la région des Voiles

David Attié

► To cite this version:

David Attié. Détermination de la réponse instrumentale du spectromètre INTEGRAL/SPI et application à l'observation des raies gamma de la région des Voiles. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2005. Français. NNT : . tel-00139311v2

HAL Id: tel-00139311

<https://theses.hal.science/tel-00139311v2>

Submitted on 7 Jan 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

École Doctorale d'Astrophysique d'Île-de-France

Thèse de doctorat de l'Université Paris VI

présentée pour obtenir le

grade de Docteur ès Sciences de l'Université Paris VI
(Pierre et Marie Curie)

Spécialité : Astrophysique

par

David **ATTIÉ**

Détermination de la réponse instrumentale du spectromètre *INTEGRAL*/SPI et application à l'observation des raies gamma de la région des Voiles

Directeur de thèse : Jacques PAUL

Soutenue le 12 janvier 2005 au CEA-Saclay
devant la commission d'examen composée de :

M. Patrick BOISSE Président
M. Pierre LELEUX Rapporteur
M. Jean-Pierre ROQUES Rapporteur
M. Jacques PAUL Directeur
M. Pierre JEAN Examineur
M. Bertrand CORDIER Examineur
M. Peter KRETSCHMAR Invité

à ma mère...

Abstract

The INTEGRAL/SPI spectrometer was designed to observe the sky in the energy band of 20 keV to 8 MeV. The specificity of instrument SPI rests on the excellent spectral resolution (2.3 keV with 1 MeV) of its detecting plan, composed of 19 cooled germanium crystals, covering an effective area of 508 cm². The use of a coded mask, located at 1.7 m above the detection plan ensures to it a resolving power of 2.5 degrees.

The aim of this thesis, begun before the *INTEGRAL* launch, is made up of two parts. The first part relates to the analysis of the spectrometer calibration data. The objective was to measure and check the performances of the telescope, in particular to validate simulations of the *INTEGRAL*/SPI instrument response. This objective was successfully achieved. This analysis also highlights the presence of a significant instrumental background noise. Whereas, the second part concentrates on the data analysis of the Vela region observations.

I have approached two astrophysical topics dealing with :

- the search for radioactive decays lines of titanium-44, which is produced by explosive nucleosynthesis, in the supernova remnant of Vela Junior and,
- the search of cyclotron resonance scattering features expected towards 25 keV and 52 keV in the accreting pulsar spectrum of the x-ray binary star Vela X-1.

Putting forward the hypothesis that the result obtained previously by COMPTEL is correct and considering the no-detection of the titanium-44 lines by SPI, we give a lower limit at 4500 km·s⁻¹ for the ejecta velocity from Vela Junior. The analysis on the research of the cyclotron lines have shown that the results are very sensitive to the instrumental background. Thorough studies will be necessary to guarantee an unambiguous detection of these lines.

Résumé

Le spectromètre *INTEGRAL*/SPI a été conçu pour observer le ciel dans la bande d'énergie de 20 keV à 8 MeV. La spécificité de l'instrument SPI repose sur l'excellente résolution spectrale (2,3 keV à 1 MeV) de son plan détecteur, composé de 19 cristaux en germanium refroidis, couvrant une surface utile de 508 cm². L'utilisation d'un masque codé, placé à 1,7 m au-dessus du plan de détection lui assure un pouvoir séparateur de 2,5 degrés.

Ce travail de thèse, débuté avant le lancement d'*INTEGRAL*, se décompose en deux parties. La première partie concerne l'analyse des données d'étalonnage du spectromètre. L'objectif était de mesurer et de vérifier les performances du télescope, mais surtout de valider les simulations de la réponse instrumentale de *INTEGRAL*/SPI. Cet objectif a été atteint. Cette analyse met aussi en évidence la présence d'un bruit de fond instrumental important. La deuxième partie, quant à elle, se concentre sur le traitement de données issues d'observations dans la région des Voiles. Deux thématiques astrophysiques sont abordées, par la recherche :

- de raies de décroissance radioactives du titane-44, élément de nucléosynthèse explosive, dans le vestige de supernova de Vela Junior et,
- de raies d'absorption cyclotron attendues vers 25 keV et 52 keV dans le spectre du pulsar accrétant de l'étoile binaire X, Vela X-1.

À ce stade, sur la base des résultats obtenus précédemment par COMPTEL, la non-détection des raies du titane-44 par SPI implique une limite inférieure de 4500 km.s⁻¹ sur la vitesse des éjecta de Vela Junior. En ce qui concerne Vela X-1 et la recherche des raies cyclotron, il est montré que les résultats sont très sensibles au bruit de fond instrumental. Des études plus approfondies seront nécessaires pour garantir une détection sans ambiguïté de ces raies.

Remerciements

Pour les « chefs »

Tout d’abord, je tiens à remercier mon responsable de thèse Bertrand Cordier pour sa disponibilité, son amitié et son énergie de vie qui m’a accompagné au cours de ma thèse. Je remercie aussi particulièrement Jacques Paul, mon directeur de thèse, de m’avoir accueilli au sein du groupe gamma et d’avoir toujours été disponible autant sur des points administratifs, scientifiques que ceux relatifs à mon travail de thèse. Je lui suis très reconnaissant d’avoir partagé son savoir non seulement d’astrophysicien, en particulier tout ce qui touche à l’astrophysique nucléaire, que ses idées sur l’histoire et l’évolution des civilisations.

Je remercie aussi Laurent Vigroux, puis Pierre-Olivier Lagage, chef du Service d’Astrophysique de m’avoir accueilli dans le laboratoire en stage puis permit de poursuivre en thèse.

Pour les « collabos »

Je remercie les membres de l’équipe SPI du laboratoire avec lesquels j’ai pu collaborer, à savoir Maurice GROS qui sous son air de *loup solitaire* a su faire preuve d’attention à mon égard à tous les points de vue, Patrick Sizun qui dans son efficacité, sa gentillesse et sa disponibilité a toujours fait avancer les choses, Claude Chapuis pour ses conseils et générosité qui m’a permis d’enseigner pour la première fois à l’université, et enfin Stéphane Schanne fut mon compagnon de bureau et il reste, sans aucun doute, notre maître à tous en terme de programmation (spécialiste en **SCHANNE++**^{© 1}). Son enthousiasme et sa générosité sur le plan du travail ne peut que racheter ses troubles chroniques de type *maniaco-économiques*².

À l’égard de toutes les personnes que j’ai cotoyées au laboratoire, je transmets ma sympathie en particulier à Claire Blondel, Gamil Cassam Chenaï, Michel Casse, Sylvain Chaty, Stéphane Corbel, Pedro David, Françoise Gaulier, Andrea Goldwurm, Paolo Goldoni, Alexandra Gros, Benoît Horeau, Philippe Laurent, François Lebrun, Olivier Limousin, Vincent Reveret, Jérôme Rodriguez.

Je remercie aussi toutes les personnes, au sein de l’équipe du CNES et de la *SPI Team* (CESR, MPE, GSFC, CEA/BLC), que j’ai rencontré durant les diverses campagnes

1. le **SCHANNE++**[©] est une marque déposée, pour plus d’informations écrivez à : sschanne@cea.fr.

2. Troubles d’une personne ne pouvant se soustraire à la règle : "Moins on dépense, plus on y gagne!"

d'étalonnage et les multiples réunions de discussion.

Pour les « djeun's »

J'exprime ma sympathie à toutes les nouvelles recrues du laboratoire qui ont grandement participé à une ambiance conviviale aussi bien au sein du laboratoire qu'en dehors du travail. (Par ordre alphabétique et non pas par ordre de préférence Guillaume Belanger, Marion Cadolle Bel, Séverin Chazalmartin, Coralie Doucet, Michael Forot, David Maurin, Matthieu Renaud, Patrick Sizun).

Pour les correcteurs

Milles merci pour David Maurin qui a lu ma thèse plus d'une fois, pour Maurice Gros, Stéphane Schanne et mes responsables, ainsi qu'à Delphine Guide qui l'ont relu au moins une fois et pour toutes les autres personnes qui ont apporté des critiques, des conseils ou des corrections en tout genre, en particulier les membres du jury qui ont accepté de consacrer leur précieux temps à commenter et critiquer mon travail.

Pour les membres du Jury

Je remercie ici mes deux rapporteurs, Pierre Leleux et Jean-Pierre Roques avec qui j'ai collaboré et qui ont accepté de donner leur avis sur mon travail. Je remercie aussi mon directeur de DEA, Patrick Boisse pour sa disponibilité et sa confiance. Enfin, je suis très reconnaissant à Pierre Jean d'avoir accepté d'être examinateur et Peter Kretschmar pour avoir assisté à ma soutenance.

Pour les proches

Je remercie toute ma famille (ma soeur Dominique, mon frère Nicolas et ma mère Amélia) qui m'a soutenu tout au long du chemin. Je transmets toute mon amitié à David Frezzato. Un grand « Yo! » à Yannick Tanguy, mon professeur particulier de \LaTeX . Et bien entendu j'embrasse très fort ma *Doudou*, Delphine Guide, ma compagne à qui je dois beaucoup et bien plus encore...

Pour la fin...

Un grand MERCI de nouveau à David Maurin qui, avec beaucoup d'esprit critique, m'a aidé à finaliser cet ouvrage. Puisse-t'il accéder au royaume des chercheurs.

Et à tous ceux qui lisent ces lignes sans avoir été cité, je vous remercie d'avoir ouvert cet ouvrage. Puissiez-vous y trouver ce que vous cherchez.

Table des matières

Introduction	1
I Introduction à l'astronomie gamma spatiale	3
1 Introduction à l'astronomie gamma spatiale	7
1.1 Spectroscopie gamma pour l'astrophysique	7
1.1.1 L'astrophysique : science de l'univers	7
1.1.2 Le spectre électromagnétique - rayonnement gamma	8
1.1.3 Les objectifs de la spectroscopie gamma - Intérêts scientifiques	9
1.1.3.1 Spectre continu et spectre de raies	9
1.1.3.2 Origine des raies gamma nucléaires	11
1.1.3.3 Raies cyclotron	13
1.1.3.4 Raies d'annihilation matière-antimatière	13
1.2 Le spatial et l'âge d'or de l'astronomie gamma	15
1.2.1 L'environnement spatial	15
1.2.2 Historique	15
II Etalonnage et performance du spectromètre gamma SPI	19
2 Le spectromètre gamma SPI de la mission <i>INTEGRAL</i>	23
2.1 Le spectro-imageur gamma SPI	23
2.1.1 Processus d'interaction rayonnement γ -matière	24
2.1.1.1 Effet photoélectrique	24
2.1.1.2 La diffusion Compton	24
2.1.1.3 La création de paire	26
2.1.1.4 Importance relative des processus	27
2.1.1.5 Rappel : coefficient d'atténuation	29
2.1.2 Détecteur semi-conducteur	30
2.1.2.1 Principe	30
2.1.2.2 Caractéristiques des semi-conducteurs	31
2.1.3 Télescope gamma	31
2.1.3.1 Principe de fonctionnement	31

2.1.3.2	Masque codé et résolution angulaire	32
2.1.3.3	Bruit de fond et <i>sensibilité</i> astrophysique	33
2.2	<i>INTEGRAL</i> : mission d'astronomie gamma de l'ESA	35
2.2.1	L'imageur IBIS	35
2.2.2	Les moniteurs JEM-X	36
2.2.3	La caméra optique OMC	37
2.2.4	Le moniteur de particules IREM	37
2.2.5	Le spectromètre SPI	37
2.2.5.1	Le plan de détection de SPI	40
2.2.5.2	Le masque de SPI	42
2.2.5.3	Le système d'anticoïncidence de SPI	43
2.2.5.4	Le cryostat	45
2.2.5.5	L'électronique associée	46
3	Etalonnage du télescope SPI	53
3.1	Introduction et généralités	54
3.1.1	L'importance de l'étalonnage au sol	54
3.1.2	Réponse instrumentale	54
3.1.3	Structure de la réponse instrumentale de SPI	55
3.1.3.1	La simulation Monte Carlo	55
3.1.3.2	Architecture des matrices de réponse de SPI	56
3.2	Etalonnage au sol	58
3.2.1	Description des campagnes d'étalonnage	58
3.2.1.1	Bruyères-Le-Châtel (BLC)	58
3.2.1.2	ESTEC	59
3.2.1.3	Choix des sources	59
3.2.1.4	Influence de l'environnement	65
3.2.2	Mesure d'efficacité : méthodologie	66
3.2.2.1	Forme des spectres étalons	66
3.2.2.2	Pic photoélectrique	67
3.2.2.3	Décomposition des évènements	67
3.2.2.4	Ajustement de raie	70
3.2.2.5	Etalonnage en énergie	71
3.2.2.6	Résolution en énergie	73
3.2.2.7	Calcul de l'efficacité	74
3.2.3	Mesure d'efficacité : résultats	75
3.2.3.1	Efficacité du plan de détection (sans le masque)	75
3.2.3.2	Efficacité du télescope (avec le masque)	80
3.2.3.3	Comparaison avec les simulations	83
3.2.3.4	Vérifications supplémentaires à l'ESTEC	85
3.2.4	Vérifications de quelques autres performances	86
3.2.4.1	Propriétés de l'imagerie : résolution angulaire	86

3.2.4.2	Efficacité de l'ACS	88
3.2.5	Etalonnage comparé IBIS/SPI à l'ESTEC	89
3.2.5.1	Influence mutuelle des deux principaux instruments	89
3.2.5.2	Efficacités	90
3.2.5.3	Générateur X	90
3.3	Etalonnage en vol	95
3.3.1	Observations du Crabe	95
3.3.2	Description de SPIROS	95
3.3.3	Correction de la matrice à basse énergie	96
3.3.4	Validation de la spectro-imagerie sur le Crabe	99
3.3.4.1	Spectre	99
3.3.4.2	Précision de localisation	99
3.4	Conclusion	102
4	Performances de SPI en orbite	103
4.1	Caractéristiques du bruit de fond	104
4.1.1	Origine	104
4.1.1.1	Particules chargées du rayonnement cosmique	105
4.1.1.2	Raies issues des neutrons	105
4.1.2	Bruit de fond selon la multiplicité	108
4.1.3	Variation temporelle des raies et sursauts solaires	112
4.2	Sensibilité	113
4.3	Dégradation de la résolution	115
4.4	Récapitulatif	117
III	Observations des raies astrophysiques nucléaires dans la région des voiles	119
5	Contexte astrophysique	123
5.1	Stades ultimes de l'évolution stellaire	124
5.2	Raies gamma comme traceurs de la nucléosynthèse	128
5.2.1	Sites de nucléosynthèse	130
5.2.1.1	Les novæ	130
5.2.1.2	Les supernovæ	131
5.2.1.3	Les étoiles Wolf-Rayet	135
5.2.2	Etat des lieux des observations	138
5.2.2.1	Raies du cobalt	138
5.2.2.2	Titane-44	140
5.2.2.3	Aluminium-26	140
5.2.3	Enjeux pour <i>INTEGRAL</i>	142
5.3	Raies cyclotron pour l'étude d'étoiles à neutrons dans les binaires X	144
5.3.1	Pulsar dans les binaires X	144

5.3.1.1	Importance des étoiles binaires en astronomie	144
5.3.1.2	Les familles de binaires X	146
5.3.1.3	Pulsar X : objet compact magnétisé accrétant	147
5.3.2	Raies cyclotron	151
6	Observations de la région des Voiles	153
6.1	Les Voiles, vitrine de la spectroscopie gamma	154
6.1.1	Nucléosynthèse : sources de ^{26}Al , de ^{44}Ti et de ^{60}Fe	154
6.1.1.1	Les novæ	154
6.1.1.2	L'étoile Wolf-Rayet γ^2 Velorum	156
6.1.1.3	Vela SNR	156
6.1.1.4	Le reste de supernova GRO J0852-4642 (Vela Junior)	157
6.1.1.5	Le pulsar de Vela : PSR B0833-45	160
6.1.2	Recherche de raies cyclotron en champ magnétique fort : Vela X-1	160
6.1.2.1	Présentation	160
6.1.2.2	Raies cyclotrons attendues	161
6.2	Observations	164
6.2.1	Campagnes d'observation	164
6.2.2	Traitement des données	166
6.2.2.1	Logiciels standards ISDC	166
6.2.2.2	Méthode IROS	168
6.2.2.3	Etalonnage en énergie	168
6.2.3	Bruit de fond	168
6.2.3.1	Exclusion de paquets	168
6.2.3.2	Evolution des taux de comptages	171
6.2.4	Méthode générale pour la recherche de raies	171
6.2.4.1	Sources ponctuelles	171
6.2.4.2	Analyse temporelle	171
6.2.4.3	Sources diffuses	173
6.3	Raies astrophysiques nucléaires de la nucléosynthèse explosive	174
6.3.1	Recherche de ^{26}Al dans Vela	174
6.3.2	Recherche de titane 44 dans Vela Junior	174
6.3.3	Discussion	175
6.4	Raies cyclotrons dans Vela X-1	180
6.4.1	Etat du système pendant les observations	180
6.4.1.1	Variation de la période	180
6.4.1.2	Eclipses : position du pulsar sur son orbite	180
6.4.2	Analyse temporelle	183
6.4.2.1	Courbes de lumière	183
6.4.2.2	Courbe de lumière <i>repliée</i>	183
6.4.2.3	Sursaut durant la révolution 139	185
6.4.3	Analyse spectrale	189

6.4.3.1	Spectre <i>INTEGRAL</i> de Vela X-1	189
6.4.3.2	Spectre SPI de Vela X-1 et modèles NPEX et CRSF	189
6.4.3.3	Spectres par phase	191
IV	Conclusion	197
	Conclusion et Perspectives	199
V	Annexes	203
A	Quelques précisions	205
A.1	Ajustement par moindres carrés	205
A.2	Différents champs de vue d'un instrument à masque codé	206
A.3	Tableaux d'efficacité	207
A.4	Courbes de transparence	209
A.5	Raies de bruit de fond pendant un sursaut solaire	210
A.6	Sensibilité dans le continu et dans les raies	211
B	Article paru dans <i>A&A</i> :	
	<i>INTEGRAL</i> /SPI ground calibration	213
C	Rapport de conférence COSPAR 2004 soumis :	
	Cyclotron lines in <i>INTEGRAL</i> /SPI spectra of Vela X-1	225
	Bibliographie	235

Table des figures

1.1	Spectre électromagnétique	9
1.2	Diagramme Energie-Durée des instruments γ spatialisés	18
2.1	Les trois processus d'interaction rayonnement-matière	25
2.2	Coefficient d'atténuation linéaire dans le germanium.	29
2.3	Projection à travers un masque codé sur le plan de détection du spectromètre SPI	33
2.4	Les différents instruments à bord du satellite <i>INTEGRAL</i>	35
2.5	Le spectromètre SPI et ses sous-éléments	38
2.6	Vue en coupe du spectromètre SPI et de ses sous-éléments	41
2.7	Schéma de fonctionnement des différents sous-systèmes électroniques de SPI	47
2.8	Champs de vue des instruments d' <i>INTEGRAL</i>	51
2.9	Numérotation des détecteurs sur le plan de détection	51
3.1	Illustration des trois types de RMF	57
3.2	Disposition du spectromètre pendant l'étalonnage à BLC.	59
3.3	Schéma de la projection numérique sur le plan de détection de SPI	61
3.4	Simulation des projections d'une source à différentes positions	62
3.5	Positions des sources à l'ESTEC	62
3.6	Réponse spectrale à une source monoénergétique	68
3.7	Spectre de la source de ^{133}Ba	68
3.8	Différents types d'évènements possibles sur le plan de détection de SPI	69
3.9	Spectres SE et ME d'une source de ^{137}Cs	69
3.10	Ajustement d'une raie avec une Gaussienne	71
3.11	Ajustement d'une raie avec une fonction composée	71
3.12	Courbe d'étalonnage en énergie du détecteur 1 du spectromètre	72
3.13	Résolution spectrale (FWHM) du plan de détection en fonction de l'énergie à 90 K	74
3.14	Efficacité pour chacun de 19 détecteurs	78
3.15	Efficacité pour les évènements simples en comparaison avec le détecteur 0	78
3.16	Déviations à la moyenne des efficacités des détecteurs : source à 0°	79
3.17	Déviations à la moyenne des efficacités des détecteurs : source à 8°	79

3.18	Recherche de la position du support de sources à courtes distances	81
3.19	Efficacité des évènements multiples	82
3.20	Efficacité des évènement simples et des évènement multiples	82
3.21	Schéma du trou dans le masque	84
3.22	Aire efficace du spectromètre SPI	84
3.23	Comparaison des efficacités mesurées à BLC et l'ESTEC avec les simulations	86
3.24	PSF déterminé à BLC	87
3.25	Image d'une source placée à 125 m à BLC	88
3.26	Vue schématique des sources par rapport aux instruments à l'ESTEC	90
3.27	Projection du masque de SPI sur le plan de détection d'IBIS	91
3.28	Efficacités comparées dans le pic photoélectrique de SPI et d'IBIS	91
3.29	Taux de comptage des détecteurs pour des sources à BLC et à ESTEC	93
3.30	Spectres mesurés à l'aide du générateur X	94
3.31	Obtention du spectre du Crabe avec SPIROS	97
3.32	Aire efficace du spectromètre SPI après le lancement comparée à la réponse déterminée au sol	98
3.33	Image du Crabe et spectre associé dans la bande 20 keV à 8 MeV.	100
3.34	Dispersion de la localisation d'une source	101
4.1	Spectre du bruit de fond en orbite avec et sans le veto de l'ACS	104
4.2	Protons du rayonnement cosmique d'origine solaire et galactique	106
4.3	Modélisation du spectre du bruit de fond	109
4.4	Spectre moyenné du bruit de fond en orbite	109
4.5	Bruit de fond SE	110
4.6	Bruit de fond PE	110
4.7	Bruit de fond ME	110
4.8	Comportement du bruit de fond solaire	111
4.9	Sensibilité dans les raies à 3σ	114
4.10	Evolution temporelle de la résolution d'une raie à 1,7 MeV entre deux recuits	116
4.11	Dégradation de la résolution	116
4.12	Facteur de dégradation pour sensibilité de raies élargies	116
5.1	Résumé des différentes phases de l'évolution stellaire	124
5.2	Phases de l'évolution stellaire pour deux étoiles de masses différentes	127
5.3	Courbe de lumière de SN 1987A après 600 jours	141
5.4	Carte de ^{26}Al de la galaxie vue par <i>CGRO</i>	142
5.5	Vue schématique d'un pulsar	149
6.1	Région des Voiles vue par le spectromètre SPI.	155
6.2	Carte de ^{26}Al dans la région des Voiles vue par <i>CGRO</i>	157
6.3	Carte en X dans la région des Voiles vue par <i>ROSAT</i>	159
6.4	Carte du ^{44}Ti dans la région des Voiles vue par <i>CGRO/COMPTEL</i>	159

6.5	Distance en fonction de la masse de ^{44}Ti produite	161
6.6	Spectre par phase en photons de Vela X-1 vu par <i>HEXE</i>	163
6.7	Carte d'exposition des observations de la région des Voiles	165
6.8	Coordonnées des différents pointés des observations de la région des Voiles	165
6.9	Variation des quatre sondes de température du plan de détection SPI . . .	169
6.10	Etalonnage en énergie des détecteurs	169
6.11	Comptages de l'IREM durant les révolutions 81 à 88	170
6.12	Taux de comptage des détecteurs (30-50 keV et 80-90 keV) pour la 1 ^{re} période d'observation de la région des Voiles	172
6.13	Taux de comptage des détecteurs (30-50 keV et 80-90 keV) pour la 2 ^e période d'observation de la région des Voiles	172
6.14	Bandes d'énergie utilisées pour l'analyse des données	175
6.15	Images en significativité fournies par SPIROS dans la région des Voiles . .	176
6.16	Image de l'instrument IBIS dans la bande 60-80 keV de la région de Vela.	177
6.17	Simulation de la détection de la raie à 78,4 keV par SPI	177
6.18	Contraintes sur l'âge et la distance d'un vestige de supernova	179
6.19	Vitesse d'expansion de l'enveloppe d'un vestige de supernova	179
6.20	Variation de la fréquence de Vela X-1 enregistrée par BATSE	180
6.21	Position du pulsar durant l'observation de juin 2003	181
6.22	Position du pulsar durant l'observation de décembre 2003	181
6.23	Courbe de lumière de l'observation de juin 2003	182
6.24	Courbe de lumière de l'observation de décembre 2003	182
6.25	Recherche de la période dans l'espace de Fourier	184
6.26	Courbe de lumière SPI à 20 s du sursaut de Vela X-1 durant l'orbite 139 .	186
6.27	Courbe de lumière SPI et IBIS du sursaut de Vela X-1 durant l'orbite 139	186
6.28	Agrandissement de la courbe de lumière du sursaut de Vela X-1 durant l'orbite 139	187
6.29	Courbe de lumière détaillée enregistrée par SPI pendant le sursaut de Vela X-1 durant l'orbite 139	187
6.30	Courbe de lumière repliée sur une période de 283,695 s	188
6.31	Courbe de lumière repliée sur une période de 283,72 s	188
6.32	Découpage de la courbe de lumière repliée en quatre phases	191
6.33	Spectres en coups des différents instruments d' <i>INTEGRAL</i> de Vela X-1 .	192
6.34	Spectre en coups de Vela X-1 et modèle de fond associé déconvolué par SPIROS	192
6.35	Spectres de Vela X-1 (été 2003) entre 20 et 70 keV	194
6.36	Spectres par phase de Vela X-1 (été 2003) entre 20 et 70 keV	195
A.1	Différents champs de vue d'un télescope à masque codé	206
A.2	Transparence de l'air	209
A.3	Transparence mesurée du masque de SPI	209
A.4	Spectres du bruit de fond dans les détecteurs lors d'un sursaut solaire (1)	210

A.5 Spectres du bruit de fond dans les détecteurs lors d'un sursaut solaire (2) 211

Liste des tableaux

1.1	Mécanismes de production de spectres continus et de spectres de raies . . .	10
1.2	Principaux instruments γ précédents et <i>INTEGRAL</i>	17
2.1	Caractéristiques des principaux semi-conducteurs pour la détection X et γ	31
2.2	Récapitulatif des principaux instruments d' <i>INTEGRAL</i>	50
3.1	Liste des principales raies γ présentes dans les spectres des sources étalons.	64
3.2	Liste des raies γ de la résonance à 550 keV de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. .	65
3.3	Liste des raies γ de la résonance à 1747 keV de la réaction à 45 degrés du faisceau incident	65
3.4	Fonction d'ajustement pour l'étalonnage en énergie pour le détecteur 1 . .	73
3.5	Activité des sources étalons utilisées à BLC	76
3.6	Récapitulatif des premières observations du Crabe	99
4.1	Raies produites par des neutrons du rayonnement cosmique sur les matériaux de SPI	107
4.2	Raies présentes dans le bruit de fond solaire	112
4.3	Sensibilité du spectromètre dans les raies astrophysiques	113
4.4	Résolution spectrale mesurée pour quelques raies astrophysiques	115
4.5	Raies de bruit de fond proche des raies astrophysiques	117
4.6	Performance du spectromètre SPI avant et après le lancement	118
5.1	Principales raies γ de décroissance radioactive	129
5.2	Classification des supernovæ.	133
5.3	Catégories des étoiles Wolf-Rayet	136
5.4	Liste de raies gamma déjà observées	139
5.5	Classification des étoiles à neutrons dans les binaires X	148
6.1	Etapes du traitement standard des données SPI.	166
6.2	Tableau récapitulatif des significativités	176
6.3	Tableau récapitulatif des χ^2 réduits des spectres par phase	193
6.4	Tableau récapitulatif des paramètres d'ajustement des spectres	193

A.1 Tableau récapitulatif de la résolution et de la sensibilité dans les raies et dans le continu 212

Acronymes

ACS	<i>AntiCoincidence System</i>
AFEE	<i>Analogue Front End Electronics</i>
ARF	<i>Ancillary Response Files</i>
BGO	<i>Bismuth Germanate Oxyde</i>
BLC	Bruyères-Le-Châtel
CEA	Commissariat à l'Énergie Atomique
CESR	Centre d'Etude Spatiale du Rayonnement
CGRO	<i>Compton Gamma Ray Observatory</i>
CNES	Centre National d'Études Spatiales
COMPTEL	<i>COMPton TELescope</i>
DFEE	<i>Digital Front End Electronics</i>
DPE	<i>Digital Processing Electronics</i>
DSP	<i>Digital Signal Processing</i>
ESA	<i>European Space Agency</i>
ESTEC	<i>European Space Research & TEChnology Centre</i>
FITS	<i>Flexible Image Transport System</i>
FWHM	<i>Full Width at Half Maximum</i>
GLAST	<i>The Gamma Ray Large Area Space Telescope</i>
JEM-X	<i>Joint European Monitor</i>
LMXRB	<i>Low-Mass X-Ray Binary</i>
HMXRB	<i>High-Mass X-Ray Binary</i>
IBIS	<i>Imager on Board the INTEGRAL Satellite</i>
INTEGRAL	<i>INTErnational Gamma-Ray Astrophysics Laboratory</i>
IREM	<i>INTEGRAL Radiation Environment Monitor</i>
ISDC	<i>INTEGRAL Science Data Center</i>
ISGRI	<i>INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager</i>
ME	<i>Multiple Event(s)</i>
MPE	<i>Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik</i>
NASA	<i>National Aeronautics and Space Administration</i>
NPEX	<i>Negative and Positive EXponent</i>
OMC	<i>Optical Monitor Camera</i>
OSO	<i>Orbiting Solar Observatories</i>
OSSE	<i>Oriented Scintillation Spectrometer Experiment</i>
PE	<i>PSD Event(s)</i>
PMT	<i>PhotoMultiplier Tube</i>
PSAC	<i>Plastic Scintillator AntiCoincidence</i>
PSD	<i>Point Spread Discriminator</i>
PSF	<i>Point Spread Function</i>
PICSIT	<i>Pixellated CSI Telescope</i>
RHESSI	<i>Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager</i>
RMF	<i>Redistribution Matrix Files</i>
SE	<i>Single Event(s)</i>
SIGMA	Système d'Imagerie Gamma à Masque Aléatoire
SPI	Spectromètre Pour INTEGRAL

Notations, constantes et paramètres

Quelques constantes de physique

$G = 6,673 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^{-2}$,	constante de Newton de la gravitation ;
$k_B = 1,38 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$,	constante de Boltzmann ;
$h = 6,62 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$,	constante de Planck ;
$c = 2,99792458 \times 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$,	vitesse de la lumière dans le vide ;
$m_e = 0,511 \text{ MeV}/c^2$,	masse de l'électron ;
$m_p = 0,938 \times 10^{-27} \text{ MeV}/c^2$,	masse du proton ;
$\sigma_T = 6,65 \times 10^{-29} \text{ m}^2$,	section efficace de diffusion Thomson ;
$\mathcal{N} = 6,023 \times 10^{23}$,	nombre d'Avogadro ($\mathcal{N} = 1 \text{ mol}$) ;
$\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$,	constante de Stefan.

Unités utilisées en astrophysique

$1 \text{ u.a.} = 1,496 \times 10^{11} \text{ m}$	unité astronomique ;
$1 \text{ pc} = 3,085678 \times 10^{16} \text{ m}$	parsec ;
$1 M_\odot = 1,989 \times 10^{30} \text{ kg}$	masse du Soleil ;
$1 L_\odot = 3,826 \times 10^{26} \text{ W}$	luminosité du Soleil ;
$1 R_\odot = 6,96 \times 10^8 \text{ m}$	rayon du Soleil ;
$1 \text{ erg} = 10 \times 10^7 \text{ J}$	erg.

Unités utilisées pour le rayonnement gamma

$1 \text{ eV} = 1,60217733 \times 10^{-19} \text{ J}$	électron-volt ;
---	-----------------

Introduction

L'astronomie gamma, la dernière née des astronomies, a connu un développement considérable au cours de la dernière décennie. Elle complète la connaissance des sources cosmiques pour des longueurs d'onde extrêmement petites. L'observation des rayons gamma est un moyen puissant, voire incontournable, pour l'étude des objets compacts (étoiles à neutrons, trous noirs,...) et des mécanismes énergétiques et relativistes (novæ, noyaux galactiques actifs, sursauts gamma,...) dans l'univers. Ainsi, l'astrophysique gamma révèle un domaine de la physique extrême et autrement inaccessible. En particulier, la spectroscopie des raies gamma permet de sonder des domaines inexplorés de la nucléosynthèse de l'astrophysique nucléaire.

Le lancement de plusieurs télescopes et l'arrivée d'une grande quantité de données de haute énergie ($>20\text{keV}$) assurent que la prochaine décennie sera extrêmement intéressante et féconde pour l'astronomie gamma : la mission HETE, opérative depuis fin 2000, *INTEGRAL* depuis 2002, SWIFT lancée le 20 novembre 2004, et à venir GLAST en 2007.

Le satellite *INTEGRAL* (*INTernational Gamma-Rays Laboratory*) est la dernière mission spatiale de l'ESA (European Space Agency) qui a pour but d'observer le ciel dans la gamme du spectre électromagnétique correspondant au domaine des rayons gamma de faible énergie.

J'ai choisi d'exposer ce travail de thèse dans un découpage de trois parties.

La première partie est une introduction à l'astronomie gamma spatiale.

La seconde partie traitera du premier volet de mon travail de thèse qui a consisté en l'étalonnage du *Spectromètre Pour INTEGRAL* (SPI) à travers l'analyse des données recueillies en vue d'en extraire la réponse instrumentale.

Dans le chapitre 2, je présenterai tout d'abord des généralités sur les processus d'interaction entre les rayons gamma et la matière mis en jeu dans la détection grâce à un détecteur semi-conducteur en germanium comme celui utilisé dans le spectromètre gamma SPI. Je ferai ensuite une description rapide des différents instruments présents de la mission *INTEGRAL* et plus détaillée du télescope SPI à travers une description de ses sous-systèmes.

J'exposerai dans le chapitre suivant (chapitre 3) l'étalonnage du télescope SPI à travers ses deux campagnes de mesures, avant le lancement (au sol), et, après le lancement (en vol), sur la source du Crabe. Ces deux étapes ont permis de déterminer la réponse instrumentale de SPI.

Le chapitre 4 soulignera l'importance du bruit de fond dans les performances (sensibilité et dégradation de la résolution) qui y seront récapitulées.

Enfin, la troisième partie, a eu pour but d'utiliser cette réponse instrumentale à travers les observations de raies gamma nucléaires sur des objets astrophysiques de la région des Voiles.

Le chapitre 5 regroupe les différents intérêts astrophysiques qui nous ont amenés à regarder cette région dans le domaine d'énergie du télescope SPI. Deux principaux thèmes seront traités : (1) le rayonnement gamma comme traceur de la nucléosynthèse et (2) les raies cyclotron comme paramètres contraignant les champs magnétiques dans les binaires X.

Le chapitre 6 se concentrera sur les observations proprement dites des objets de cette région. A travers la recherche, dans les restes de supernovæ, de titane-44 (Vela Junior) et d'aluminium-26 (Vela SNR), et de raies cyclotron dans le spectre de Vela X-1.

Première partie

Introduction à l'astronomie
gamma spatiale

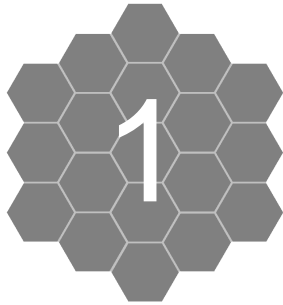
*Ce qui est le plus incompréhensible,
c'est que l'Univers soit compréhensible.*

Albert Einstein

L'astronomie gamma a pour finalité de découvrir et étudier les sources extrêmes de l'Univers, celles où se produisent les plus grands transferts d'énergie, avec au premier rang les explosions d'étoiles et leurs résidus compacts, étoiles à neutrons et trous noirs. La plupart des sources extrêmes sont en effet très efficaces pour accélérer des particules jusqu'à des vitesses proches de celle de la lumière. Ces particules relativistes suscitent à leur tour l'émission de flux intenses de photons gamma pour peu qu'ils interagissent avec l'environnement des sources extrêmes où se rencontrent pêle-mêle matière, champs de photons et champs magnétiques.

En plus de ces processus à spectres d'émission plus ou moins continus, le domaine gamma révèle des mécanismes d'émission de raies caractéristiques de certains noyaux atomiques. Cette émission de raies gamma ouvre la possibilité de pratiquer une véritable spectroscopie nucléaire des sites cosmiques. Les photons émis par interaction matière-antimatière entre électrons et positons (rayonnement d'annihilation) ont également trait au domaine des rayons gamma.

Dans cette première partie, j'introduis brièvement l'astronomie gamma spatiale et la spectroscopie gamma. Un aperçu rapide des sources et des phénomènes astrophysiques émettant des spectres de raies gamma (de quelques dizaines de keV à quelques MeV) est aussi proposé.



Introduction à l'astronomie gamma spatiale

Contents

1.1	Spectroscopie gamma pour l'astrophysique	7
1.1.1	L'astrophysique : science de l'univers	7
1.1.2	Le spectre électromagnétique - rayonnement gamma	8
1.1.3	Les objectifs de la spectroscopie gamma - Intérêts scientifiques	9
1.2	Le spatial et l'âge d'or de l'astronomie gamma	15
1.2.1	L'environnement spatial	15
1.2.2	Historique	15

1.1 Spectroscopie gamma pour l'astrophysique

1.1.1 L'astrophysique : science de l'univers

Science de l'observation des astres et du ciel, l'astronomie est considérée comme la plus ancienne science. Dans toutes les civilisations anciennes, l'astronomie joue un très grand rôle, et les connaissances dans ce domaine sont nombreuses et précises. Ainsi, que ce soit en Mésopotamie, en Égypte ou, plus tard, en Chine et en Inde, les premiers textes écrits révèlent une astronomie déjà florissante. Son origine est sans aucun doute antérieure à l'apparition de l'écriture.

Au début du VI^e siècle avant J.-C., les idées de l'Univers changent brusquement de nature. Il ne s'agit plus de *décrire* ou d'imaginer des mouvements, mais de les *com-*

prendre. C'est en Grèce, parallèlement à la curiosité scientifique qui bouleverse l'image que l'Homme se fait du monde à l'époque, que naît la science, et, avec Thalès, Anaximandre, Pythagore, Parménide, etc, l'astronomie et la physique.

Au XVII^e siècle, Galilée tourne pour la première fois une lunette vers le ciel (1610). Grâce à ses observations (surface de la Lune, phases de Vénus, satellites de Jupiter, ...), il confirme la théorie de Copernic. L'héliocentrisme s'impose alors dans la pensée scientifique. Néanmoins, l'astronomie reste encore une science mathématique. C'est au XVII^e siècle qu'Isaac Newton invente le télescope qui porte son nom. Il révèle aussi la nature ondulatoire de la lumière et édicte la loi de la gravitation universelle, faisant ainsi le lien entre l'astronomie et la physique. L'astrophysique est ainsi une branche de l'astronomie et de la physique qui concerne les applications de la physique aux phénomènes observés en astronomie.

L'astrophysique moderne est apparue par la suite, avec la découverte de la nature du spectre électromagnétique, puis avec le développement de nouveaux instruments d'observation. Une recherche dite *théorique* s'est considérablement développée conjointement à un travail d'observation et à une recherche dite *instrumentale* consistant à développer des moyens pour enregistrer et analyser toutes les formes de rayonnement provenant des astres. Elle utilise et perfectionne les mathématiques et la physique à travers des simulations informatiques dans le but de mieux comprendre l'origine, l'évolution et la structure des objets célestes, aussi bien que l'univers tout entier (cosmologie).

1.1.2 Le spectre électromagnétique - rayonnement gamma

Au début du XX^e siècle, l'observation expérimentale des spectres de raies monochromatiques, l'étude des effets à seuil tels que l'effet photoélectrique et l'analyse par Max Planck du rayonnement du corps noir, conduisent les physiciens à remettre en question toute une partie de la physique connue à l'époque. Ainsi on fut amené à émettre l'hypothèse que le rayonnement électromagnétique est quantifié : l'énergie transportée par ce rayonnement ne peut pas prendre n'importe quelle valeur, mais uniquement un multiple d'une valeur appelée *quantum de lumière*, ou photon. Cette hypothèse est d'abord émise par Max Planck puis par Einstein qui reçoit le prix Nobel – en 1921 – pour son interprétation de l'effet photoélectrique, premier signe tangible de l'existence des photons. Cette relation qui exprime la quantification de l'énergie s'écrit ainsi :

$$E = h\nu \tag{1.1}$$

où h est la constante de Planck ou quantum d'action, et où E et ν sont respectivement l'énergie et la fréquence du rayonnement émis ou absorbé.

Cette relation donne le lien de proportionnalité entre la fréquence d'un rayonnement électromagnétique émis et l'énergie émise. Cette propriété amène à penser que le photon est un *grain* d'énergie. On peut aussi montrer que les photons possèdent un caractère à la fois corpusculaire et ondulatoire. Du fait de leurs énergies élevées, les photons gamma se comportent davantage comme un corpuscule dont il est possible expérimentalement de mesurer précisément l'énergie déposée dans un détecteur judicieusement choisi.

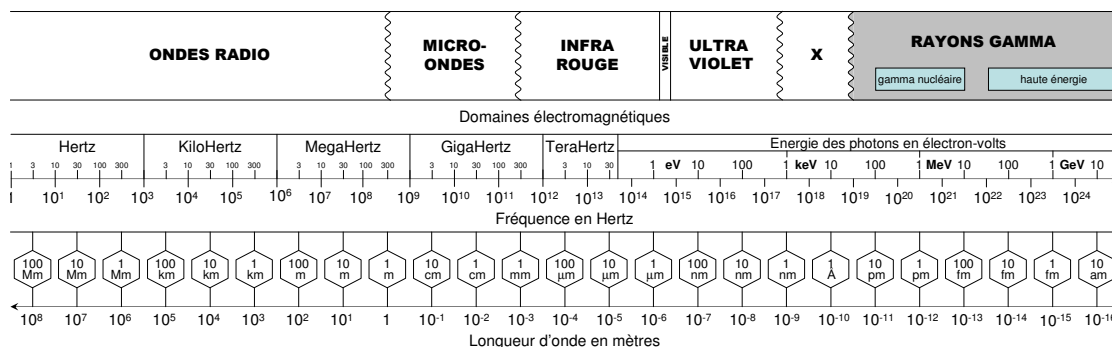


FIGURE 1.1 – Spectre électromagnétique en fonction de la longueur d'onde (λ) et de la fréquence (ν).

Le spectre électromagnétique (FIG. 1.1) est la décomposition du rayonnement électromagnétique selon ses différentes composantes en terme de longueur d'onde λ exprimée en mètres ($\lambda = \frac{c}{\nu}$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide). Ce spectre est divisé en plusieurs bandes d'énergie allant des ondes radio ($\lambda > 1$ m) au rayonnement gamma ($\lambda < 1$ nm).

Les limites de chacun de ces domaines qui, le plus souvent se chevauchent, sont assez mal définies. C'est surtout le cas des rayonnements X et gamma (noté γ dans la suite), respectivement découverts, en 1895, par le physicien autrichien Wilhelm Röntgen et, en 1896, par Henri Becquerel, avant même que soit reconnue leur nature électromagnétique. Le rayonnement X peut-être considéré comme provenant de la désexcitation atomique (photon émis lors d'une transition du cortège électronique de l'atome impliquant une couche fortement liée) et le rayonnement γ comme provenant de la désexcitation nucléaire (photon émis lorsque le noyau passe d'un niveau d'énergie d'excitation donné à niveau inférieur). Dans le cas de sources astrophysiques qui émettent, dans la plupart des cas un spectre continu, il est plus difficile de préciser une limite entre les deux domaines. Par la suite, le rayonnement sera considéré comme X si l'énergie est comprise entre 0,1 keV et 30 keV, et comme γ si l'énergie est supérieure à 30 keV.

L'énergie des photons associés aux domaines X et γ s'exprime habituellement en électron-volts (eV). Sa valeur est définie comme étant l'énergie d'un électron accéléré par une différence de potentiel d'un volt. Un électron-volt est égal à $1,60217733 \cdot 10^{-19}$ J.

1.1.3 Les objectifs de la spectroscopie gamma - Intérêts scientifiques

1.1.3.1 Spectre continu et spectre de raies

Les mécanismes de production du rayonnement γ cosmique peuvent être divisés en deux grandes familles : les mécanismes de production de spectres continus et les mécanismes de production de spectres de raies. Les différents processus sont rassemblés dans

le tableau suivant :

Production de spectres continus	Production de spectres de raies
Rayonnement d'accélération • lié à la diffusion d'un e^- sur - ions : Bremsstrahlung - photon : effet Compton inverse • lié à la présence d'un champ magnétique : - effet synchrotron - rayonnement de courbure	• Emissions raies γ nucléaires : - désintégration de radionucléides - collisions impliquant des noyaux - capture neutronique • Annihilation matière-antimatière : - annihilation électron-positon - annihilation proton-antiproton - annihilation $\chi - \chi$?

TABLE 1.1 – Mécanismes de production de spectres continus et de spectres de raies

• Le Bremsstrahlung et la diffusion Compton inverse

Le Bremsstrahlung et la diffusion Compton inverse sont des processus basés sur la diffusion des électrons, respectivement sur les ions et les photons.

Lorsqu'un électron passe à proximité du noyau lors de sa collision avec un atome, il est brutalement freiné et émet un rayonnement électromagnétique (photon) appelé *rayonnement de freinage* ou *Bremsstrahlung* (contraction des mots allemands *Bremsung*, freinage, et *Strahlung*, rayonnement).

De même que pour la diffusion Compton (cf. 2.1.1.2), un électron énergétique peut, par diffusion Compton inverse, céder de son énergie à un photon de plus basse énergie.

• Le rayonnement synchrotron et le rayonnement de courbure

L'effet synchrotron et le rayonnement de courbure sont deux processus liés à la présence d'un fort champ magnétique.

Toute particule chargée se déplaçant de façon non-uniforme (c'est à dire soumise à une accélération) émet un champ électromagnétique. Selon les directions respectives de l'accélération et du mouvement de la particule il peut y avoir émission ou absorption d'ondes électromagnétiques. Lors de l'absorption il y a accélération des particules (c'est ainsi qu'on les accélère avec des cavités radio-fréquence). Lors de l'émission il y a décélération des particules (d'où la nécessité d'une cavité radio-fréquence sur les anneaux de stockage pour maintenir leur énergie). Ces processus étant proportionnels à l'inverse de la masse de la particule sont beaucoup plus efficaces pour un électron que pour un proton ou un ion ($m_e/m_p \sim 10^3$). Dans le cas particulier de vitesses non relativistes, le terme de rayonnement cyclotron est employé. Ces rayonnements synchrotrons ont été mis en évidence dans les spectres de plusieurs objets célestes (pulsars, taches solaires, planètes géantes). On pense que ce rayonnement est émis par des électrons spiralant autour de lignes de champ magnétique. Ce rayonnement dépend de la vitesse des électrons mais

couvre en principe une très large partie du spectre électromagnétique : de la radio aux rayons X durs (ou γ jusqu'à quelques centaines de keV).

Les paragraphes suivants présentent une description plus approfondie des processus et des lieux de production du rayonnement γ sous forme de spectres de raies uniquement.

1.1.3.2 Origine des raies gamma nucléaires

Les raies gamma nucléaires proviennent de la désexcitation des noyaux atomiques. Lors de sa désexcitation, le noyau émet un photon γ à une certaine valeur d'énergie caractéristique de ce noyau. Lorsque le photon s'échappe du milieu sans être absorbé, il peut être alors observé. Il peut être non seulement la signature de la présence du noyau fils dans l'état excité mais aussi celle du processus à l'origine de cet état. Il existe trois mécanismes physiques produisant des noyaux excités :

- la décroissance radioactive de radionucléides ;
- les collisions accompagnées ou non de spallation ;
- la capture neutronique.

• Décroissance radioactive de radionucléides

Trois types de forces entrent en compétition dans le noyau. La principale est la force (ou interaction) nucléaire forte, qui est attractive. La seconde, l'interaction électromagnétique, est répulsive mais moins intense. La troisième force, l'*interaction faible*, n'attire ni ne repousse mais agit à l'intérieur même des nucléons. Elle transforme une espèce de nucléon (proton ou neutron) dans l'autre espèce et vice-versa, provoquant la radioactivité β (bêta). La stabilité ou l'instabilité d'un noyau sont le résultat de la compétition entre ces trois interactions.

Si le bilan énergétique le permet, la force d'interaction faible permet de transformer un proton en neutron ou inversement. Elle dépeuple les coteaux de la vallée de stabilité et rassemble ainsi tous les noyaux au fond de la vallée.

Soit un noyau \mathbf{X} qui se désintègre pour former un nouveau nucléide \mathbf{Y} . Cette désintégration s'accompagne d'émission de particules chargées (radioactivité α , β^- et β^+), de rayons γ .



Chaque nucléide radioactif est caractérisé par sa constante de désintégration, λ , qui figure dans la loi de désintégration radioactive suivante :

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1.3)$$

Cette loi stipule qu'un milieu contenant N_0 noyaux du nucléide X à la date t_0 , aura N noyaux du nucléide X restant à la date t suivant une décroissance exponentielle. On appelle durée de vie (ou vie moyenne) du nucléide X la constante τ définie comme $\tau = \frac{1}{\lambda}$.

On utilise habituellement une autre grandeur caractéristique appelée *période* ou *demi-vie* du nucléide. La demi-vie ou période, notée $t_{1/2}$, est le temps nécessaire pour

que la moitié des noyaux initialement présents dans le milieu se soient désintégrés. Elle est donc donnée par l'équation suivante :

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}} \quad (1.4)$$

Ce qui implique $t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \ln 2 \times \tau = 0,693 \times \tau$.

Les différents sites astrophysiques de décroissance radioactive sont :

- les sites de nucléosynthèse hydrostatique (cœur des étoiles et étoiles Wolf-Rayet) ;
- les sites de nucléosynthèse explosive (novæ, supernovæ, etc.) ;
- le milieu interstellaire par interaction avec les rayons cosmiques.

La décroissance des noyaux radioactifs produits par nucléosynthèse explosive des supernovæ sera détaillée dans le Chapitre 4 sur les supernovæ.

• Excitation par collision

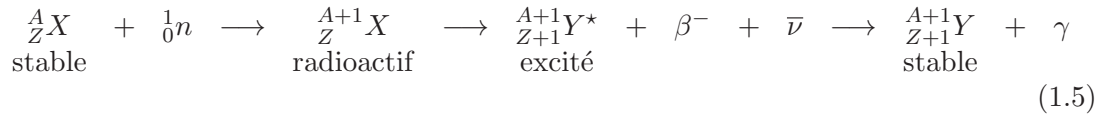
Un noyau peut être excité lors d'une collision avec un autre noyau (proton, neutron, noyau α , noyau de C, etc.). Ces particules peuvent ne céder qu'une partie de leur énergie au noyau cible (diffusion inélastique) ou lui arracher un ou plusieurs nucléons (réaction de **spallation**). La désexcitation de ce noyau se fait par émission d'un ou plusieurs photons γ . L'étude de l'intensité et de la largeur des raies détectées donne des contraintes sur les spectres en énergie des particules incidentes.

Des raies astrophysiques de désexcitation ont été détectées lors de sursauts solaires. Les plus importantes détections ont été celles du 27 avril 1981 faites par le satellite SMM/GRS (Chupp, 1984) et du celle 28 octobre 2003 par *INTEGRAL*/SPI (Gros *et al.*, 2004). Les raies de désexcitation des noyaux suivants ont été observées : ^{56}Fe , ^{24}Mg , ^{20}Ne , ^{28}Si , ^{12}C , ^{16}O .

• Captures neutroniques

Les captures neutroniques apparaissent dans les milieux à forte concentration en neutrons *thermiques*. Les neutrons sont produits lors de collisions inélastiques entre particules. Ils peuvent ensuite se *thermaliser*, c'est-à-dire se ralentir jusqu'à atteindre l'énergie d'agitation des particules constituant le milieu. Une fois thermalisés, ils peuvent être capturés par les noyaux des nucléides constituant le milieu. Les nouveaux nucléides ainsi formés, isotopes des précédents nucléides, se trouvent alors dans un état excité. Ils se désexcitent ensuite en émettant un ou plusieurs photons γ avec un temps variable suivant les noyaux (cf. τ introduit plus haut).

Un noyau atomique de symbole chimique X , de numéro atomique Z et de masse atomique A capture avec une certaine probabilité, appelée section efficace σ , un neutron n , formant un noyau radioactif de même numéro atomique Z , mais de masse $A + 1$. Ce noyau décroît en général par radioactivité β vers un noyau Y , de numéro atomique $Z + 1$, instable puis se désexcite en émettant un photon γ . L'ensemble de la chaîne de réaction est finalement :



Deux conditions sont nécessaires pour favoriser les captures neutroniques. D'une part, il faut un milieu dense et chaud pour produire les neutrons; d'autre part, ces neutrons doivent atteindre un milieu suffisamment froid et dilué pour se thermaliser.

Notre Soleil satisfait à toutes ces conditions. La réaction ${}^1\text{H} + \text{n} \longrightarrow {}^2\text{H}$ produit du deutérium dans un état excité par capture neutronique. Le deutérium émet alors un photon γ d'énergie égale à 2,223 MeV pour retrouver son état fondamental. Cette raie gamma est effectivement détectée pour la première fois lors d'éruptions solaires ([Chupp et al., 1973](#)).

À noter que la capture neutronique est présente dans le bruit de fond instrumental des détecteurs gamma provenant des neutrons secondaires issus des réactions entre le rayonnement environnant et l'instrument (ex : spallation).

1.1.3.3 Raies cyclotron

À cause du champ magnétique intense de certains pulsars ^(a), les électrons du plasma environnant cet objet compact tournent autour des lignes du champ magnétique avec des rayons de giration quantifiés. Leurs énergies sont alors aussi quantifiées. Ces valeurs sont appelées *niveau de Landau*. Les spectres continus des photons émis par ce type de sources peuvent présenter des raies dites d'*absorption cyclotron*. Elles ont été, à plusieurs reprises, détectées dans les spectres de certains pulsars accrétants ([Mihara et al., 1991](#); [Nagase et al., 1991](#); [Makishima et al., 1990](#); [Clark et al., 1990](#)). Nous reviendrons sur ce phénomène dans le paragraphe 5.3.2.

1.1.3.4 Raies d'annihilation matière-antimatière

Il existe plusieurs mécanismes d'annihilation de matière-antimatière capables d'émettre des photons. Mais le seul véritablement observé dans le ciel est l'annihilation électron-positon ^(b).

- **Annihilation électron-positon**

Les positons proviennent le plus souvent de la radioactivité β^+ ou de la décroissance des pions π^+ engendrés par le choc inélastique des protons du rayonnement cosmique avec les atomes du milieu interstellaire, mais ils sont aussi produits au sein des plasmas dont la température est telle qu'il existe un équilibre entre photons γ et paires électron-positon du type $\gamma + \gamma \rightleftharpoons e^- + e^+$. En général, les positons s'annihilent aux énergies auxquelles

(a). étoile à neutrons fortement magnétisée en rotation rapide

(b). où positon est l'antiparticule de l'électron

ils sont produits (quelques centaines de keV jusqu'à quelques dizaines de MeV). Ils sont d'abord thermalisés dans le milieu. Ils s'annihilent directement en produisant deux photons γ de 511 keV chacun. Néanmoins, si la température T du milieu n'est pas trop élevée ($T < 10^6$ K), l'électron et le positon peuvent former un système de deux particules, semblable à l'atome d'hydrogène : le positonium (P_s).

Le positonium se forme par échange de charge avec un atome ou une molécule du milieu de type $e^+ + H_2 \rightarrow P_s + H_2^+$, ou par recombinaison radiative de type $e^- + e^+ \rightleftharpoons P_s + \gamma$. Dans 25 % des cas, le positonium (formé dans l'état singulet) s'annihile en environ 10^{-10} s en deux photons γ de 511 keV chacun. Dans 75 % des cas, formé dans l'état triplet, il s'annihile en $1,5 \cdot 10^{-7}$ s en trois photons γ dont les énergies sont inférieures à 511 keV et forment un continuum ; la somme de leurs énergies est égale à 1,022 MeV (2×511 keV).

• Annihilation proton-antiproton

Le rayonnement cosmique solaire ou galactique comporte la proportion suivante : 85 % de protons, 12,5 % de noyaux d'hélium (particules α), 1 % de noyaux d'atomes lourds et 1,5 % d'électrons. Les collisions de protons du rayonnement cosmique galactique sur l'hydrogène du milieu interstellaire sont susceptibles de créer des antiprotons mais avec un faible rapport $\bar{p}/p \approx 10^{-4}$ pour un seuil de production à $E_s = 7 \times m_p$. Aucune détection de cette annihilation n'existe à l'heure actuelle. Cette non-détection donne une limite au taux de réaction et une indication sur la répartition de l'antimatière à la fois dans le milieu galactique et extragalactique (Stecker & Tylka, 1989).

• Annihilation $\chi - \chi$

Au-delà du modèle standard de physique des particules, les modèles supersymétriques prévoient, dans certains cas, l'existence d'une particule stable appelée *neutralino* χ qui est sa propre antiparticule. Cette dernière est par ailleurs un très bon candidat *matière noire* qui constituerait le halo de matière noire de notre galaxie. La recherche de raies d'annihilation de ces particules ($m_\chi \gtrsim 10$ GeV), en particulier vers le centre galactique où la densité doit être plus élevée, est un bon moyen de contraindre ces modèles (Koushiappas *et al.*, 2004).

1.2 Le spatial et l'âge d'or de l'astronomie gamma

1.2.1 L'environnement spatial

Le rayonnement γ est le rayonnement le plus pénétrant. Sa probabilité d'interaction dépend de la densité du matériau et de l'épaisseur traversée (cf. 2.1.1). Ainsi, l'atmosphère est absorbante pour le rayonnement γ qui ne peut être directement détecté au niveau du sol^(a). Pour se libérer de cette contrainte, il est nécessaire de positionner les détecteurs au-dessus de l'atmosphère, à bord de satellites.

Une fois en orbite, les satellites ne sont plus protégés des particules chargées du rayonnement cosmique. Les effets de ces radiations entraînent un important bruit de fond qui affecte lourdement les performances de l'instrument. Il sera judicieux d'éviter les zones les plus nuisibles que sont les ceintures de radiations de la Terre où des particules chargées, provenant essentiellement du vent solaire, sont confinées par l'effet du champ magnétique terrestre. Ces ceintures de radiation connues aussi sous le nom de *ceintures de Van Allen*, sont constituées pour l'essentiel d'électrons et de protons dont les énergies atteignent respectivement quelques MeV et quelques centaines de MeV.

Ainsi, pour observer le rayonnement γ issu des sources célestes, il est impératif de tenir compte de l'environnement radiatif spatial afin de minimiser le bruit de fond. L'environnement radiatif au sein duquel un satellite artificiel est plongé dépend de son orbite. Les orbites basses équatoriales, les mieux adaptées au point de vue de l'environnement radiatif, et les orbites très excentriques, favorisant les courtes durées de traversée des ceintures, sont préférées par les astronomes gamma.

1.2.2 Historique

C'est en 1961 que la NASA envoie le premier satellite, EXPLORER XI, dédié à l'étude du rayonnement γ cosmique. Malheureusement, le satellite ne détecte que 22 événements cosmiques attribués à des rayons γ avant de cesser de fonctionner.

L'astronomie gamma naît véritablement en 1968 avec la découverte de rayons γ cosmiques par les instruments embarqués du satellite américain *OSO-3 (Orbiting Solar Observatories)*. La même année, un autre satellite, *OSO-7*, est utilisé pour détecter l'émission des rayons γ dans le spectre solaire. Rapidement, d'autres satellites sont mis en orbite, tels que *SAS-2* par les États-Unis (1972-1973) et *COS-B* par l'Europe (1975-1982); *Granat* par les soviétiques et les français (1989-1999); plus récemment, *CGRO (Compton Gamma Ray Observatory)* par les États-Unis (1991-2001) et *Yohkoh* par le Japon (1991-2001), dans le but d'améliorer nos connaissances dans le domaine des rayons γ .

(a). L'atmosphère joue le rôle de détecteur pour le rayonnement γ . La lumière Cherenkov issue des gerbes de particules chargées produites par les photons γ d'énergie $>$ à quelques GeV dans l'atmosphère est détectable au niveau du sol. Cette propriété est utilisée par des expériences comme :

- HESS (*High Energy Stereoscopic System*), voir <http://polywww.in2p3.fr/HESS/> et;
- CELESTE, voir <http://polywww.in2p3.fr/celeste/>.

Les dernières missions d'astronomie gamma spatiale sont *RHESSI* (*Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager*) et *INTEGRAL*, lancées respectivement, le 5 février et le 17 octobre 2002. Alors que le satellite *RHESSI*, appartenant à la NASA, est principalement dédié à l'étude du rayonnement γ solaire, *INTEGRAL* est une mission de l'ESA (*European Space Agency*) qui s'intéresse à toutes les sources célestes de rayonnement γ dans la bande d'énergie allant de 20 keV à 10 MeV.

Après *Swift* – mission spatiale entièrement dédiée aux sursauts gamma, lancée le 20 novembre 2004 – la prochaine mission d'astronomie gamma, baptisée *GLAST* (*Gamma Ray Large Area Space Telescope*), est américaine. Ce satellite devrait être lancé en 2007 et opérera dans la gamme comprise entre 10 MeV et 300 GeV.

Instruments	OSSE	COMPTEL	EGRET	BATSE	SIGMA	<i>HEAO-3</i>	<i>INTEGRAL</i>
Domaine d'énergie (MeV)	0,05-10	0,7-30	20-30 000	0,03-1,9	0,035-1,3	0,05-10	0,004-10
Résolution en énergie (%)	5-12	5-12	~20	20-32	8-16	0,2 @1,8 MeV	0,16 @1,8 MeV (SPI)
Résolution spatiale Localisation des sources	10'	0,5°-1°	<10'	1°	~1'	-	12' (IBIS) <1'-1,5' (IBIS)
Champ de vue	3,8°×11,4° entièrement codé	1 sr	0,6 sr	Occultation terrestre	4,7°×4,3°	30°×30°	16° entièrement codé (SPI)
Sensibilité dans la raie (ph·cm ⁻² ·s ⁻¹) (3s, 10 ⁶ s)	7 · 10 ⁻⁵ @ 1MeV	5 · 10 ⁻⁵ @ 1 MeV	n/a	-	~ 8 · 10 ⁻⁴ @ 511 keV	~ 2 · 10 ⁻⁴ @ 1MeV	2,4 · 10 ⁻⁵ @ 1 MeV (SPI)
Sensibilité dans le continu (ph·cm ⁻² ·s ⁻¹ ·keV ⁻¹) (3s,10 ⁶ s), $\Delta E = E/2$	2 · 10 ⁻⁷ @ 1 MeV 5 · 10 ⁻⁷ @ 100 keV	1,7 · 10 ⁻⁷ @ 1 MeV	5 · 10 ⁻⁸ >100 MeV	~ 2 · 10 ⁻³ 25-35 keV	7 · 10 ⁻⁶ @ 100 keV	~ 10 ⁻⁵ @ 100 keV	5 · 10 ⁻⁷ @ 1 MeV (IBIS)
Période d'activité	1991-2000	1991-2000	1991-2000	1991-2000	1989-1998	1979-1981	2002→

TABLE 1.2 – Récapitulatif des principaux instruments γ précédents comparés avec le satellite *INTEGRAL* dont les caractéristiques de ses instruments sont détaillés dans le TAB. 2.2.

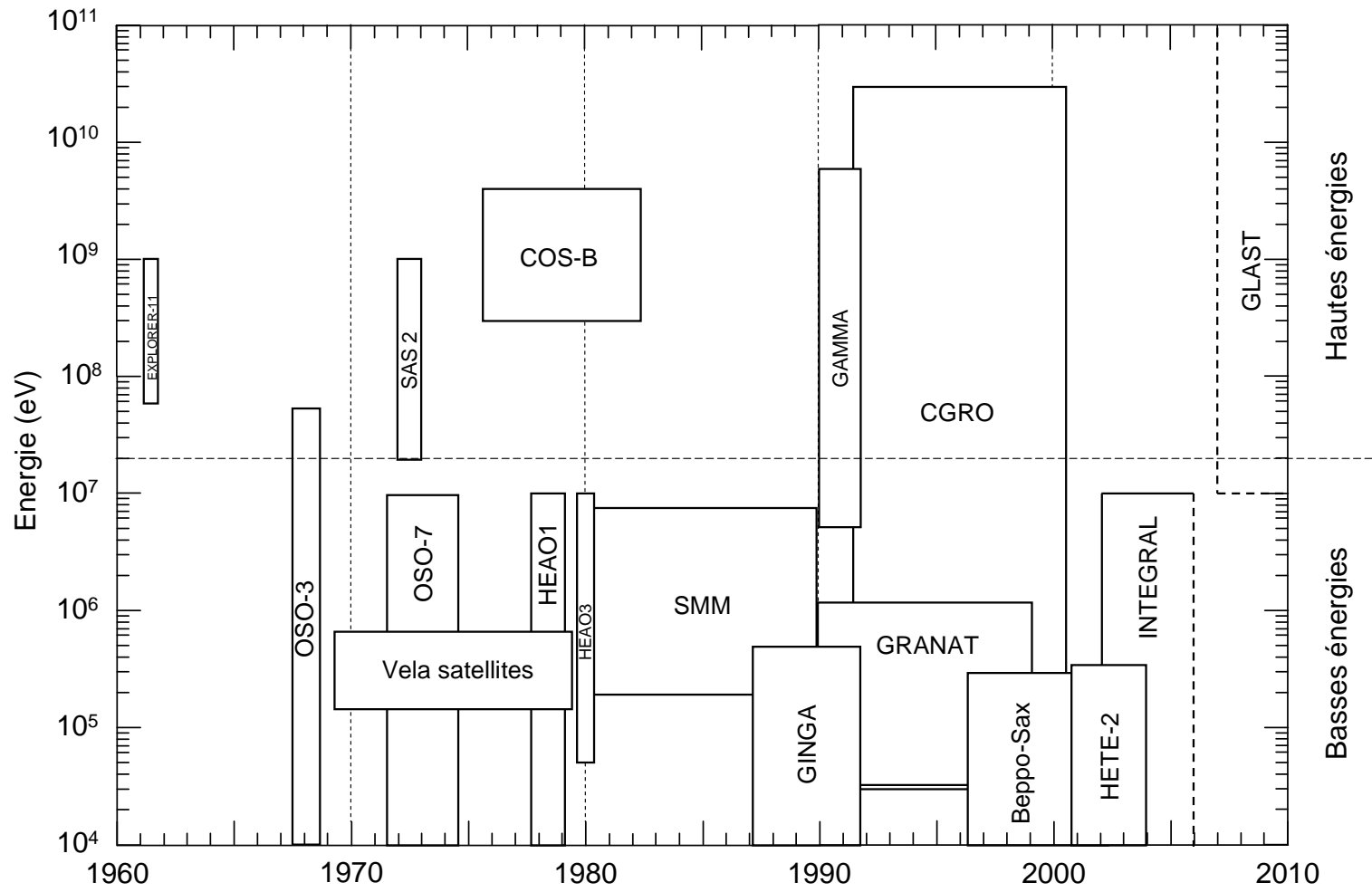


FIGURE 1.2 – Diagramme Energie-Durée des missions spatiales comportant des instruments de détection du rayonnement γ cosmique. Pour chaque instrument, il est indiqué sa période d'exploitation et sa gamme d'énergie.

Deuxième partie

**Etalonnage et performance du
spectromètre gamma SPI**

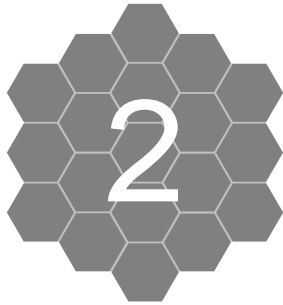
L'homme n'est savant que par l'expérience, lucide que par le doute, intelligent que par l'acceptation des limites du savoir acquis.

Jean Itard

Pour observer les raies gamma de sources astrophysiques et en déterminer les paramètres (flux, largeur) il faut construire un instrument qui possède les caractéristiques suivantes : (1) une bonne sensibilité, c'est-à-dire une capacité suffisante pour discriminer les photons issus des sources du bruit de fond instrumental ; (2) une résolution spectrale suffisante pour pouvoir déterminer précisément le profil de la raie et en déduire les propriétés physiques de la source (vitesse, température, etc.) ; (3) une certaine résolution spatiale pour à la fois séparer deux sources proches et faire une cartographie des émissions diffuses dans la Galaxie.

Cette partie rassemble les aspects instrumentaux de cette thèse à travers trois chapitres.

- Le chapitre 2 introduit tout d'abord les principes de détection mis en œuvre dans le spectromètre SPI avant de donner une description globale des instruments embarqués à bord de l'observatoire *INTEGRAL*.
- Le chapitre 3 décrit en détail la phase d'étalonnage de SPI qui constitue la première moitié de mon travail de thèse (une publication correspondant à ce travail est reproduite en annexe B). Ce travail inclut à la fois l'étalonnage au sol et l'étalonnage en vol.
- Le chapitre 4 vise à fournir une vision synthétique des performances du spectromètre SPI. En particulier, les caractéristiques générales du bruit de fond instrumental sont présentées. Ce chapitre conclut la partie instrumentale tout en soulignant l'existence de facteurs compliquant singulièrement l'analyse.



Le spectromètre gamma SPI de la mission *INTEGRAL*

Contents

2.1	Le spectro-imageur gamma SPI	23
2.1.1	Processus d'interaction rayonnement γ -matière	24
2.1.2	Détecteur semi-conducteur	30
2.1.3	Télescope gamma	31
2.2	<i>INTEGRAL</i> : mission d'astronomie gamma de l'ESA	35
2.2.1	L'imageur IBIS	35
2.2.2	Les moniteurs JEM-X	36
2.2.3	La caméra optique OMC	37
2.2.4	Le moniteur de particules IREM	37
2.2.5	Le spectromètre SPI	37

2.1 Le spectro-imageur gamma SPI

Nous allons maintenant décrire les notions à prendre en compte pour construire un instrument destiné à la détection du rayonnement γ , tel le spectromètre SPI. Seront présentés dans cette section, les processus d'interaction entre le rayonnement γ et la matière, et le cas particulier des détecteurs semi-conducteurs comme le germanium utilisé dans SPI. Les principales caractéristiques demandées pour ce genre d'instrument seront aussi évoquées.

2.1.1 Processus d'interaction rayonnement γ -matière

Il existe trois mécanismes d'interaction des rayons γ avec la matière ; tous démontrent sa nature quantique.

2.1.1.1 Effet photoélectrique

Lorsqu'un photon, situé dans la plage des rayons γ du spectre électromagnétique, frappe un atome, il peut heurter un électron d'une couche interne et l'éjecter de l'atome. Ce phénomène, appelé *effet photoélectrique*, apparaît principalement au cours de l'absorption des rayons γ d'énergie inférieure à 200 keV. Dans ce processus, un photon d'énergie E_0 disparaît complètement en éjectant un électron lié d'un atome du milieu tout en lui communiquant une énergie cinétique E_{c_e} qui s'écrit :

$$E_0 = E_{c_e} + E_{\text{liaison}} \quad (2.1)$$

où E_{liaison} représente l'énergie de liaison de l'électron éjecté. La probabilité d'interaction avec un électron d'une couche électronique donnée est maximale quand l'énergie du photon est tout juste supérieure à l'énergie de liaison de la couche en question. Aux énergies de liaison des couches K, L, etc., l'évolution du coefficient d'absorption photoélectrique en fonction de l'énergie présente donc des discontinuités brutales.

L'interaction photoélectrique concerne le plus souvent les électrons de la couche K (la couche la plus liée), la couche L ne contribuant que pour 20 % environ et les couches extérieures encore moins. S'agissant de photons dont l'énergie est très largement supérieure, l'effet photoélectrique est beaucoup moins probable. La section efficace photoélectrique σ_{pe} décroît rapidement en fonction de l'énergie en suivant une loi de puissance de la forme $\sigma_{\text{pe}}(E) \propto E_0^{-7/2}$.

Dans le cas d'éléments à faible numéro atomique, l'énergie de liaison de la couche K est bien inférieure à la limite en énergie (30 keV) que nous avons assignée aux photons du domaine gamma. L'effet photoélectrique y joue donc un rôle relativement peu important. Il en va tout autrement des matériaux à Z élevé où l'énergie limite dans le cas du germanium est de 11,1 keV (énergie de liaison de l'électron de la couche K). Notons qu'un photon dont l'énergie est pratiquement égale à E_{liaison} est émis par recombinaison juste après le processus d'absorption photoélectrique. Pour peu que ce photon soit à son tour absorbé par le milieu détecteur, celui-ci est alors en mesure de recueillir la totalité de l'énergie E_0 du photon incident (FIG. 2.1a).

2.1.1.2 La diffusion Compton

La *diffusion Compton* ou *effet Compton*, découvert en 1923 par Arthur Compton, se produit lorsqu'un photon heurte un électron libre ou un électron des couches externes des atomes. À la différence de l'effet photoélectrique, le photon incident d'énergie E_0 ne cèdera pas toute son énergie à l'électron qu'il éjecte de l'atome. Le photon, ayant une énergie $E_c < E_0$, est alors dévié de sa trajectoire initiale, comme schématisé en

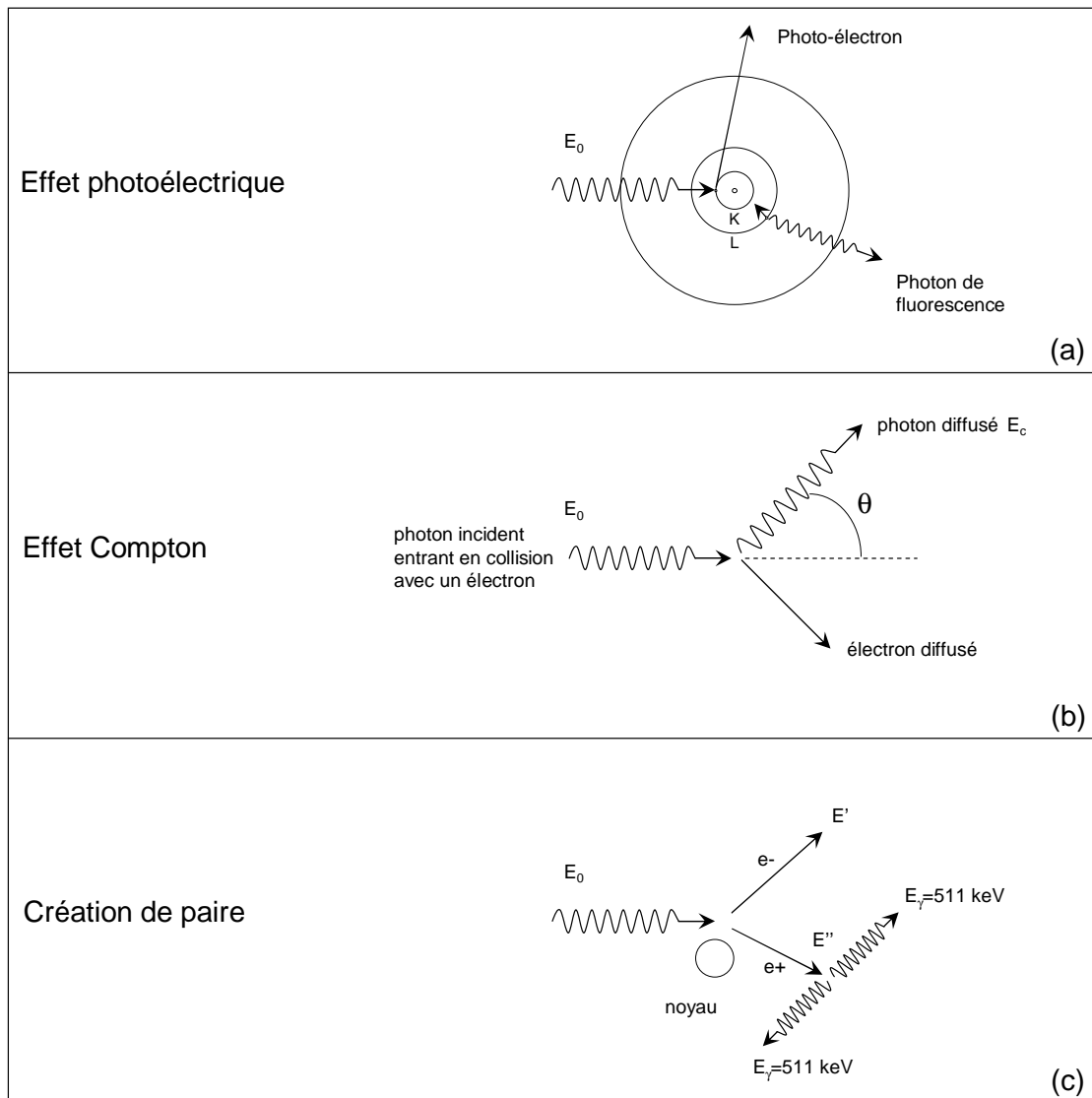


FIGURE 2.1 – Les trois processus d'interaction rayonnement-matière : (a) l'effet photoélectrique, (b) l'effet Compton et (c) la création de paire.

figure 2.1b. Le photon incident, ayant transféré une partie de son énergie à l'électron, émerge avec une énergie plus faible E_c . Ces déflexions, accompagnées d'un changement d'énergie, sont connues sous le nom de diffusion Compton.

$$E_c = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0(1-\cos\theta)}{m_e c^2}} \quad (2.2)$$

La relation (2.2) montre que E_c peut prendre toute valeur comprise entre E_0 et E_R , E_R étant une borne inférieure en énergie qui est donnée par la relation suivante :

$$E_R = \frac{E_0}{1 + \frac{2E_0}{m_e c^2}} \quad (2.3)$$

Il en résulte que les électrons éjectés lors de la diffusion Compton emportent une énergie E_c qui peut prendre toute valeur inférieure à $E_c = E_0 - E_R$. Avec la relation (2.3), on obtient :

$$E_c \leq \frac{E_0}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_0}} \quad (2.4)$$

On appelle *rétrodiffusion* le cas où les photons subissent une diffusion Compton à 180 degrés et se retrouvent ainsi avec une énergie $E_\gamma \approx E_R$.

Dans le cas où l'électron emporte une énergie largement supérieure à son énergie de liaison ($E_c \ll E_{\text{liaison}}$), on peut supposer l'électron libre et initialement au repos. Dans ces conditions, la section efficace Compton s'identifie alors à la forme analytique exprimée par l'équation suivante :

$$\frac{dE_{\text{KN}}}{E_c}(E_0, E_c) = \pi \mathcal{N} \frac{Z}{A} r_e^2 \frac{m_e c^2}{E_0 E_c} \left[1 + \left(\frac{E_c}{E_0} \right)^2 \frac{E_c}{E_0} \sin^2 \theta \right] \quad (2.5)$$

où Z et A sont les nombres de charge et de masse du matériau, \mathcal{N} le nombre d'Avogadro et r_e le rayon classique de l'électron.

Dans le cas où l'effet Compton se traduit par une diffusion à angle très faible, l'énergie E_c gagnée par l'électron peut être de l'ordre de son énergie de liaison. On ne peut donc plus considérer l'électron comme libre et au repos et la relation (2.5) n'est plus applicable. Pour estimer la section efficace Compton, il est alors nécessaire de modéliser la liaison entre l'électron et l'atome par l'intermédiaire du facteur de forme $F(E, Z)$, une fonction qui peut être déterminée pour différents modèles d'atome. La section efficace d'interaction Compton prend alors la forme suivante :

$$\frac{d\sigma_c}{E_c} = F(E, Z) \frac{dE_{\text{KN}}}{E_c} \quad (2.6)$$

En l'absence d'expression analytique pour décrire $F(E, Z)$, on peut s'en remettre par exemple aux valeurs tabulées (Hubbell *et al.*, 1975).

2.1.1.3 La création de paire

Dans le troisième type d'absorption, le photon peut se matérialiser sous forme d'un électron et d'un positon. Lorsque des éléments de masse atomique élevée sont irradiés par des rayons γ d'énergie E_0 supérieure au MeV, ces derniers atteignent la couche électronique la plus interne, proche du noyau, où règne un champ électrique intense. La *production de paire* est un exemple de conversion d'énergie en masse. Le photon doit avoir une énergie minimale $E_0 > 1,022 \text{ MeV}$ ($2 \times m_e c^2$, $m_e c^2 = 0,511 \text{ MeV}$) pour produire la masse de la paire. Si le photon incident possède plus d'énergie qu'il n'est nécessaire pour produire une paire, l'énergie en excès est transmise sous forme d'énergie cinétique à la paire. Le bilan énergétique est le suivant :

$$E_0 = E' + E'' + 2m_e c^2 \quad (2.7)$$

où E' et E'' représentent les énergies cinétiques de l'électron et du positon. Remarquons que l'effet de paire peut également survenir dans le champ électrique d'un des électrons de l'atome si $E_0 > 4m_e c^2$

La section efficace d'interaction de l'effet de paire σ_P est une fonction complexe de l'énergie E_0 du photon γ incident. Il existe toutefois deux secteurs de la bande des photons γ de haute énergie où cette fonction peut être décrite d'une manière satisfaisante par une expression analytique. Le premier de ces deux secteurs concerne les photons γ dont l'énergie répond à la double inégalité suivante :

$$m_e c^2 \ll E_0 \ll 137 m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}} \quad (2.8)$$

où Z est le numéro atomique du matériau. Dans ce cas, la section efficace d'interaction de l'effet de paire est décrite avec une bonne précision par l'expression suivante :

$$\sigma_P = \frac{4}{137} \pi \mathcal{N} \frac{Z^2}{A} r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(\frac{E_0}{m_e c^2} \right) - \frac{109}{54} \right] \quad (2.9)$$

où Z et A sont les nombres de charge et de masse du matériau, \mathcal{N} le nombre d'Avogadro et r_e le rayon classique de l'électron. Le secteur en énergie défini par la double inégalité (2.8) correspond au cas où l'effet d'écran des électrons de l'atome est considéré comme négligeable. Comme on le constate au vu de la figure (2.2), il s'agit du secteur où l'effet de paire commence à l'emporter sur l'effet Compton quand on balaye le domaine gamma par énergie croissante.

L'autre secteur du domaine gamma correspond à l'inégalité :

$$E_0 \gg 137 m_e c^2 Z^{-\frac{1}{3}} \quad (2.10)$$

et rassemble les photons les plus énergétiques, où la section efficace d'interaction de l'effet de paire est décrite avec une bonne précision par une expression analytique. Contrairement au précédent, l'effet d'écran des électrons de l'atome est total dans ce cas. La section efficace d'interaction de l'effet de paire est alors bien décrite par l'expression suivante :

$$\sigma_P = \frac{4}{137} \pi \mathcal{N} \frac{Z^2}{A} r_e^2 \left[\frac{7}{9} \ln \left(183 Z^{-\frac{1}{3}} \right) - \frac{1}{54} \right] \quad (2.11)$$

L'expression (2.11) montre que la section efficace devient indépendante de l'énergie du photon initial. Dans les cas intermédiaires, la section efficace doit être déterminée numériquement (Heitler, 1954).

2.1.1.4 Importance relative des processus

Pour des photons traversant un milieu donné, les trois effets peuvent se produire, mais avec diverses probabilités selon l'énergie des photons et la nature du milieu. Schématiquement, l'effet photoélectrique est nettement prépondérant pour des photons γ de basse énergie ($E \lesssim 100$ keV) et la création de paire est l'effet principal pour les photons de haute énergie ($E \gtrsim$ quelques MeV). L'effet Compton se produit principalement dans le

domaine d'énergie intermédiaire. Les limites entre ces domaines énergétiques dépendent des propriétés du matériau traversé (A, Z).

On peut définir, pour chacune des interactions mentionnées, un coefficient d'atténuation particulier (cf. 2.1.2 + FIG. 2.2) ; la somme de ces coefficients est égale au coefficient global. De même, il existe un coefficient d'absorption correspondant à l'intensité absorbée par la matière traversée et un coefficient de diffusion correspondant à l'intensité diffusée sans absorption (effet Compton).

Pour des photons γ dont l'énergie est inférieure à quelques centaines de keV, les matériaux peuvent être divisés en deux familles, selon l'importance relative des réactions produites par effet Compton par rapport à l'effet photoélectrique. Dans les matériaux *diffusifs*, l'effet Compton l'emporte sur l'effet photoélectrique. Il s'agit d'éléments simples dont les numéros atomiques sont petits (éléments dits *légers*), comme l'aluminium ($Z = 13$), et de matériaux composites riches en éléments légers tels le verre et les résines. Les matériaux *absorbants*, ceux où les réactions par effet photoélectrique dominent celles par effet Compton, sont au contraire des éléments simples à Z élevés, comme le plomb ($Z = 82$), et des cristaux incorporant des éléments lourds tels l'iode ($Z = 53$) ou le bismuth ($Z = 83$).

Les contributions respectives de l'effet photoélectrique et de l'effet Compton au coefficient massique d'atténuation (cf. 2.1.1.5) sont représentées sur la figure 2.2 dans le cas du matériau à la fois peu diffusif et absorbant qu'est le germanium (Ge, $Z = 32$). En raison de leur transparence, les matériaux diffusifs sont rarement choisis comme milieux détecteurs. Ils n'en jouent pas moins un rôle déterminant dans la mise en œuvre des télescopes gamma, dans la mesure où ils constituent la grande majorité de l'environnement immédiat des surfaces sensibles. Ils sont ainsi en mesure de diffuser vers les milieux détecteurs, les photons ayant traversé sans interagir les couches détectrices, contribuant ainsi à accroître un bruit de fond déjà préoccupant. Que les matériaux soient diffusifs ou absorbants, on constate (FIG. 2.2) que l'effet Compton l'emporte largement dans la bande spectrale qui s'étend de quelques centaines de keV à quelques MeV. C'est dans cette gamme que l'astronomie γ est la plus fructueuse (étude des raies d'annihilation électron-positon et des raies d'émissions monochromatiques portant la signature des processus nucléaires.) Les détecteurs équipant les télescopes susceptibles de jouer un rôle dans ce secteur de prédilection de l'astronomie gamma nucléaire sont donc tenus de tirer le meilleur parti de l'effet Compton, tant pour identifier les photons γ que pour en estimer l'énergie, voire la direction d'origine.

Comme dans le cas de l'absorption photoélectrique, un photon est également émis par recombinaison de l'atome. Mais, dans la mesure où la diffusion Compton intervient sans distinction sur toutes les couches de l'atome, ce photon est généralement de basse énergie et a donc moins de chance de s'échapper du milieu détecteur.

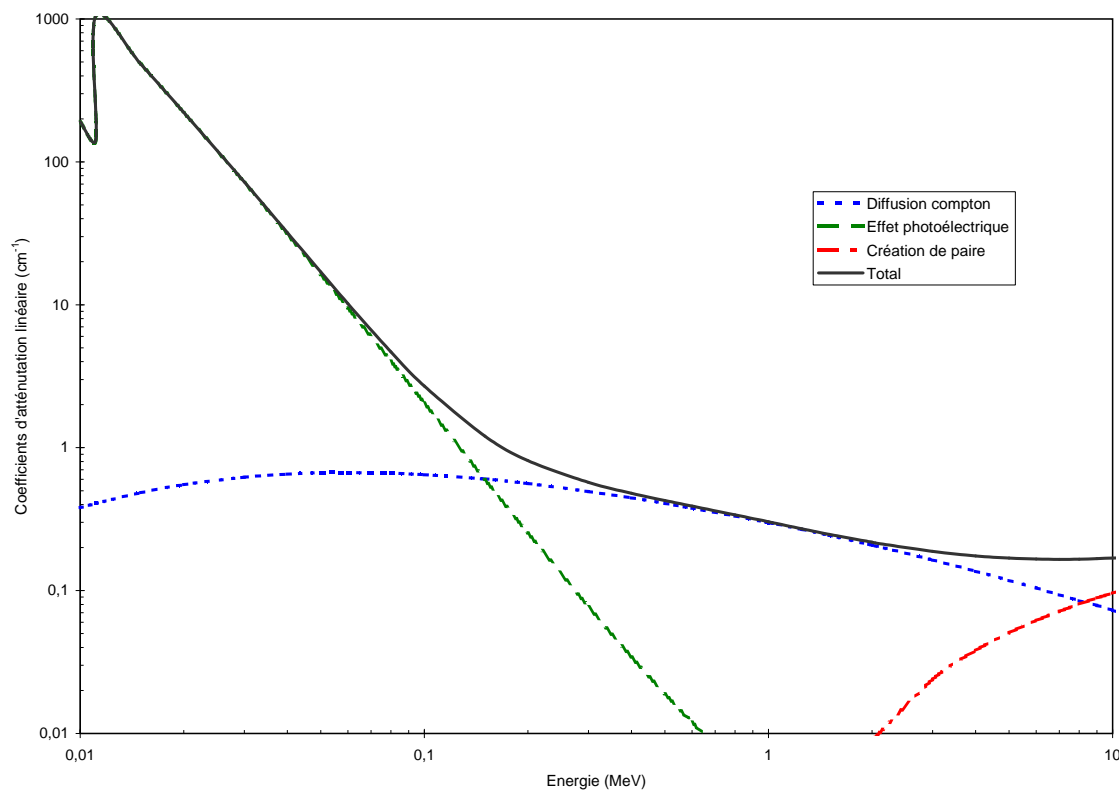


FIGURE 2.2 – Coefficient d’atténuation linéaire caractérisant la proportion des différents processus d’interaction. Ici, pour le germanium, l’effet photoélectrique est dominant jusqu’à 200 keV puis c’est la diffusion Compton qui devient plus importante jusqu’à 8 MeV où la création de paires prend le relais.

2.1.1.5 Rappel : coefficient d’atténuation

Soit la quantité dI de photons γ absorbés lors de la traversée d’une épaisseur infinitésimale dx d’un matériau. Cette quantité dI est proportionnelle à l’intensité du faisceau incident I et s’exprime ainsi :

$$dI = -\mu(E, M)dx \times I \quad (2.12)$$

où $\mu(E, M)$, ayant la dimension inverse d’une longueur, est le *coefficient linéaire d’atténuation* propre au matériau M considéré et à l’énergie E du photon incident. Ce coefficient (FIG. 2.2) représente la probabilité pour un photon de subir une interaction lors de la traversée d’une matière d’épaisseur unité.

En intégrant la relation (2.12), on obtient la loi d’atténuation d’un faisceau parallèle de rayonnement électromagnétique monoénergétique :

$$I(x) = I_0 e^{-\mu(E, M)x} \quad (2.13)$$

I_0 est l’intensité du faisceau incident et $I(x)$ son intensité après la traversée d’une épaisseur x de matière. L’intensité du rayonnement électromagnétique décroît exponentiel-

lement en fonction de l'épaisseur de la matière traversée. Le coefficient linéaire d'atténuation dépend de la nature de la matière, mais aussi de sa densité ρ . On définit alors un coefficient massique d'atténuation μ_m dépendant du matériau et de son état (solide, liquide ou gazeux) :

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (2.14)$$

μ_m a la dimension d'une surface par unité de masse. Un matériau détecteur est caractérisé par son aptitude à interagir avec les photons γ . Cette propriété est mise en évidence par le coefficient linéaire d'atténuation $\mu(E, M)$ du matériau M (FIG. 2.2).

2.1.2 Détecteur semi-conducteur

2.1.2.1 Principe

La détection d'un rayonnement ionisant (directement ionisant comme une particule chargée, ou indirectement ionisant comme les photons X et γ ou les neutrons) revient à prélever tout ou partie de l'énergie du rayonnement et à la transformer sous une forme plus maniable : à la suite des ionisations créées par la particule sur son passage, les charges positives (ions) et les charges négatives (électrons) peuvent être séparées sous l'action d'un champ électrique : cela donne naissance à un courant électrique. C'est sur ce principe que fonctionnent les détecteurs gazeux (chambre d'ionisation, compteur Geiger-Müller, chambre proportionnelle multifils, etc.), les détecteurs liquides à l'argon par exemple, les détecteurs solides à semi-conducteurs comme les jonctions Si et Ge.

Dans le cas des scintillateurs, l'énergie perdue par le rayonnement dans une certaine épaisseur de matière va se retrouver sous forme d'un certain nombre de photons de luminescence (proportionnel à l'énergie transférée) ; un capteur approprié (tube photomultiplicateur, photodiode) se chargera de transformer ce nombre de photons en un courant électrique proportionnel. Dans le cas des détecteurs gazeux et des semi-conducteurs, on fait l'économie d'une étape puisque l'énergie transférée est directement transformée en un nombre de charges, donc en un courant proportionnel. On est ainsi amené à définir la quantité d'énergie W nécessaire pour produire un élément de réponse du détecteur : il faut $E \simeq 3$ eV pour créer une paire électron-trou dans un semi-conducteur, $E \simeq 35$ eV pour créer une paire électron-ion dans un gaz et $E \simeq 150$ eV pour créer un photoélectron dans un ensemble scintillateur + tube photomultiplicateur. Pour une même énergie déposée dans le milieu détecteur, la *quantité d'information* sera d'autant plus élevée que W est petit : cela se traduit directement sur la dispersion de la réponse du détecteur considéré.

Ainsi dans le cas des détecteurs à semi-conducteurs, le rayonnement γ n'est pas détecté directement comme en radio par exemple, mais ce sont les charges produites par interaction du photon avec la matière qui sont transformées en courant électrique qui par la suite est amplifié et interprété par une électronique associée.

2.1.2.2 Caractéristiques des semi-conducteurs

La première mise en oeuvre d'une détection à l'aide d'un semi-conducteur fut la détection de particules α au moyen de jonctions dans un cristal de germanium (Mac Kay, 1949). Dès lors, de nombreux laboratoires se sont intéressés au développement de détecteurs semi-conducteurs. Ces derniers sont environ mille fois plus denses que les détecteurs à gaz. Ils sont donc d'excellents candidats pour la détection des particules de haute énergie. Ainsi, si l'on obtient, avec un scintillateur en NaI(Tl), une résolution en énergie de 6 % à 660 keV, la résolution avec du germanium (refroidi) atteint le keV, soit moins de 0,2 %. Il existe néanmoins plus d'une vingtaine de semi-conducteurs susceptibles d'être utilisés pour la détection des particules ionisantes. Les plus couramment utilisés sont le silicium (Si), le germanium (Ge), la famille du tellure de cadmium (CdTe et CdZnTe) et l'arséniure de gallium (GaAs). Dans une moindre proportion, on retrouve quelques détecteurs à base d'iodure mercurique (HgI₂).

Les potentialités de ces matériaux pour la détection des photons γ dépendent des paramètres suivants : le numéro atomique Z , la densité d , l'énergie d'activation intrinsèque appelée *gap* (largeur de la bande interdite), l'énergie de création de paire électron-trou E_{paire} , la résistivité ρ , la mobilité des porteurs de charges μ et le temps de vie τ des porteurs (Tab. 2.1). Ces paramètres conditionnent les propriétés des cristaux telles que le temps de collecte des charges et l'efficacité de détection.

Semi-Conducteur	Z	d (g/cm ³)	gap (eV)	E_{paire} (eV)	μ_{e^-} (cm ² /V.s)	μ_{t^+} (cm ² /V.s)	τ_{e^-} (s)	τ_{t^+} (s)	ρ (W.cm)
Ge	32	5.33	0.67	2.96	3900	1900	$> 10^{-3}$	10^{-3}	50
Si	14	2.33	1.12	3.62	1400	480	10^{-3}	$2 \cdot 10^{-3}$	10^6
CdTe	48/52	6.2	1.44	4.43	1100	100	$3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	10^9
CdZnTe	48/30/52	6	1.5	5	1350	120	10^{-6}	$5 \cdot 10^{-8}$	10^{11}
HgI	2 80/53	6.4	2.13	4.2	100	4	10^{-6}	10^{-5}	10^{13}
GaAs	31/33	5.32	1.43	4.2	8000	400	10^{-8}	10^{-8}	10^7

TABLE 2.1 – Caractéristiques des principaux semi-conducteurs utilisés pour la détection des photons X et gamma [d'après Squillante *et al.* (1995)]

2.1.3 Télescope gamma

2.1.3.1 Principe de fonctionnement

À cause de leur courte longueur d'onde qui leur confère un fort pouvoir de pénétration dans la matière, les photons γ sont difficilement focalisables. Cependant, il est possible de produire une image sans utiliser ni miroir ni lentille pour focaliser le rayonnement, grâce à un dispositif à ouverture codée. Ce dispositif s'inspire du *sténopé* ; ce terme désigne l'objectif d'un appareil photo très simple composé d'un minuscule trou dans une des faces d'une boîte noire. La lumière passe à travers le trou, et la position de la tache lumineuse sur le fond de la boîte donne la direction de la source lumineuse. Une projection d'une ou de plusieurs sources à travers un motif spécifique d'ouverture donnera une image unique. C'est pourquoi les trois principaux instruments du satellite *INTEGRAL* (IBIS,

SPI et JEM-X décrit dans la section 2.2) sont basés sur l'utilisation de masques codés, déjà éprouvés sur *SIGMA*. Les masques codés sont un assemblage d'éléments opaques (matériau à numéro atomique élevé : plomb ou tungstène) et d'éléments transparents qui s'interposent entre la source et le plan détecteur (FIG. 2.3). Chaque partie du ciel dans le champ de vue de l'instrument projettera une ombre unique sur le plan de détection. Dans le cas d'une seule source dans le champ, la projection est particulièrement simple. Dans le cas général, il suffit alors de résoudre le système d'équations présenté ci-après pour obtenir les informations sur la position et sur l'énergie des sources astrophysiques.

Soit M la matrice représentant la répartition des éléments opaques et transparents du masque et S_γ la distribution de l'intensité du rayonnement émis dans le champ de vue de l'instrument, la distribution D du signal reçu par le détecteur, en oubliant le bruit de fond, est donnée par la relation :

$$D = M \otimes S_\gamma \quad (2.15)$$

où \otimes est l'opérateur de convolution cyclique. Pour reconstruire correctement une image W , il est nécessaire que la fonction de transfert M soit inversible. L'objet est alors reconstruit de manière unique. Cette condition est satisfaite lorsqu'il existe une matrice G telle que $G \otimes M$ soit une fonction δ . On calcule alors I :

$$I = G \otimes D \quad (2.16)$$

ce qui donne, d'après (2.15),

$$I = G \otimes M \otimes S_\gamma. \quad (2.17)$$

Ceci implique bien $I = S_\gamma$ puisque $G \otimes M = \delta$.

La résolution de cette équation est triviale pour une seule source et pour une direction de pointage dans le ciel unique. Pour plusieurs sources, la projection à travers le plan de détection est en principe univoque. Dans le cas où le plan de détection est plus petit que le masque (ex : SPI), plusieurs G peuvent donner des valeurs de I identiques. C'est pourquoi il est nécessaire de multiplier les mesures de la même région du ciel (cf. 2.2.5).

2.1.3.2 Masque codé et résolution angulaire

Un télescope à ouverture codée offre un pouvoir séparateur θ qui ne dépend que de deux paramètres. En effet, considérons deux sources astrophysiques quasi ponctuelles dont les directions font entre elles un angle inférieur à celui sous lequel on voit un élément du masque depuis le plan de détection. Ces deux sources sont amenées à projeter le même motif sur le détecteur ; le télescope n'est donc pas en mesure de les différencier. Le pouvoir séparateur θ d'un télescope à ouverture codée s'exprime alors par l'équation suivante

$$\theta = \arctan \frac{d}{H} \quad (2.18)$$

où d est la dimension d'un élément du masque et H la distance qui sépare le masque du plan de détection. En choisissant judicieusement d et H , le pouvoir séparateur θ peut

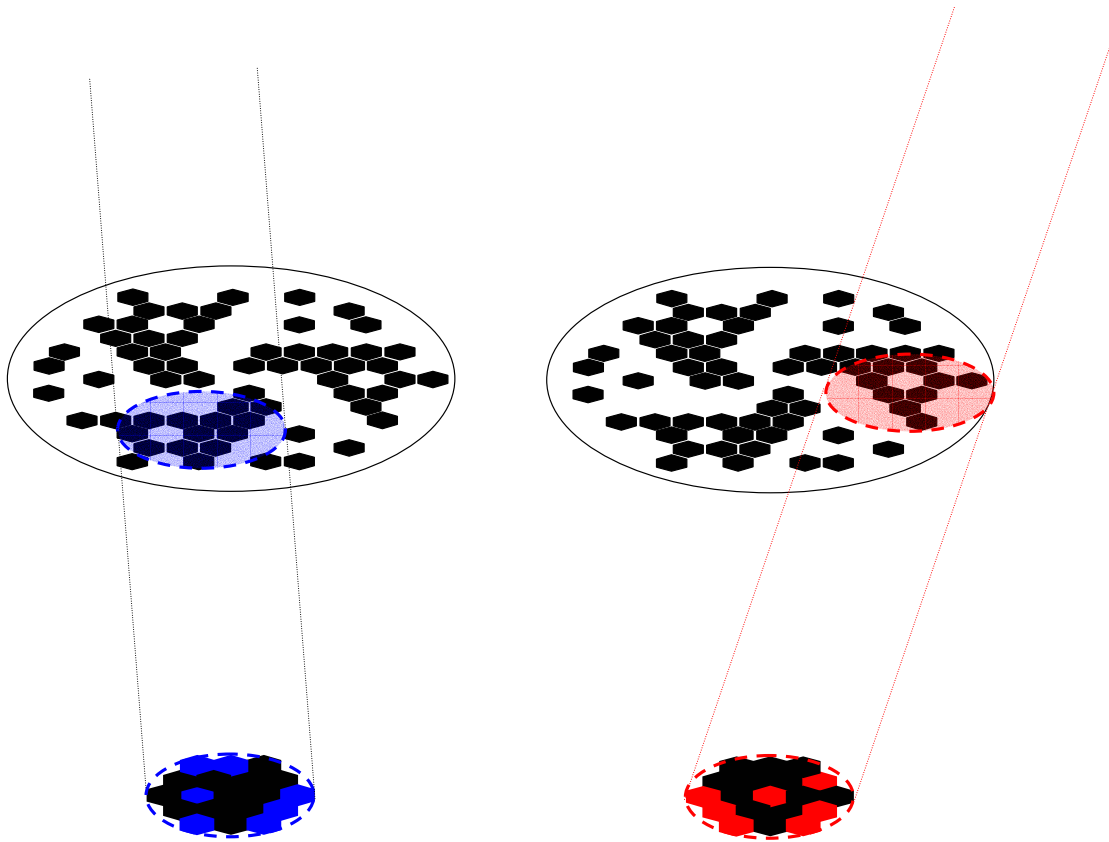


FIGURE 2.3 – Projection à travers un masque codé de deux sources à l’infini sur le plan de détection du spectromètre SPI composé de 19 Ge de forme hexagonale. Deux sources distinctes dans le ciel donnent une projection unique du masque sur le plan de détection.

atteindre quelques minutes d’arc. Pour le spectromètre SPI, la largeur d’un hexagone est de 6 cm et la hauteur H vaut 1,717 mètres; ce qui donne exactement une résolution de 2 degrés.

Les télescopes à masques codés n’ont pas que des avantages. Mettre un masque entraîne une diminution significative du flux en provenance du champ de vue (50 % pour un masque de type URA - *Uniformly Redundant Array*) (Busboom *et al.*, 1998). De plus, le fait de rajouter de la matière opaque (plomb ou tungstène) peut augmenter le bruit de fond par l’intermédiaire de l’activation des matériaux constituant le masque. Cela peut aussi accroître faiblement le nombre de particules secondaires tombant sur le plan détecteur (Voir chapitre 2.2.5.3).

2.1.3.3 Bruit de fond et *sensibilité* astrophysique

En physique, la sensibilité d’un appareil ou d’un dispositif de mesure est d’autant plus grande qu’il est capable de détecter une variation plus petite de la grandeur à mesurer. Par exemple, pour un voltmètre analogique, la sensibilité est le rapport $\Delta\alpha/\Delta V$ de la

variation angulaire $\Delta\alpha$ de la position de l'aiguille pour un petit accroissement ΔV de la tension mesurée. En astrophysique, ce qui est couramment appelé *sensibilité* n'est en fait que le *seuil de détection* ou la *défectivité* du télescope.

La sensibilité d'un télescope γ représente donc pour nous sa capacité à détecter le flux F_{\min} d'une source produisant un signal S_{\min} au-dessus du niveau du bruit de fond parmi le nombre de coups détectés N . Ce seuil est fixé à 3σ ^(a) ($\sigma = \sqrt{N}$). Le nombre de coups détectés $N(E)$, dépend de l'énergie et a deux composantes : le signal $S(E)$ et le fond $B(E)$. Le bruit de fond est à son tour l'addition du fond lié à l'instrument B_{det} et du fond provenant du rayonnement cosmique B_{ciel} vu sous un angle solide Ω par le télescope $B(E) = B_{\text{det}}(E) + \Omega B_{\text{ciel}}(E)$. Pendant une durée d'observation T_{obs} , la valeur de S_{\min} , en $\text{ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, est obtenue, connaissant $S(E)$ et $B(E)$, avec la relation suivante :

$$S_{\min}(E, \Omega)T_{\text{obs}} = 3\sigma = 3\sqrt{(S_{\min}(E, \Omega) + B_{\text{det}}(E) + \Omega B_{\text{ciel}}(E))T_{\text{obs}}} \quad (2.19)$$

$$\Rightarrow S_{\min}(E, \Omega) = \frac{3}{T_{\text{obs}}} \left[\sqrt{(B_{\text{det}}(E) + \Omega B_{\text{ciel}}(E))T_{\text{obs}} + 9} + 3 \right] \quad (2.20)$$

Soit $F(E, \Omega)$, le flux du signal incident par unité de temps et de surface à l'énergie E et dans la direction Ω alors on a :

$$S(E, \Omega) = A_{\text{eff}}(E, \Omega)F(E, \Omega) \quad (2.21)$$

où A_{eff} sont respectivement la surface efficace en cm^2 et le temps d'observation en secondes. Le flux minimum détectable est alors :

$$F_{\min}(E, \Omega) = \frac{3 \left[\sqrt{(B_{\text{det}}(E) + \Omega B_{\text{ciel}}(E))T_{\text{obs}} + 9} + 3 \right]}{A_{\text{eff}}(E, \Omega)T_{\text{obs}}}. \quad (2.22)$$

Ainsi d'après la relation 2.22 la sensibilité est dépendante à la fois du bruit de fond, de l'efficacité de l'instrument et du temps d'observation. La sensibilité à différentes énergies correspondant à des objectifs astrophysiques seront présentées dans la section 4.2.

(a). En considérant une loi de Poisson, σ est défini comme la quantification des variations statistiques à partir du nombre de coups détectés N . La variation statistique moyenne, appelée écart-type, est $\sigma = \sqrt{N}$. Plus σ est faible, plus le résultat est certain.

2.2 *INTEGRAL* : mission d'astronomie gamma de l'ESA

Le satellite *INTEGRAL*, mission d'astronomie de l'ESA, lancé le 17 octobre 2002 par une fusée russe PROTON, est un observatoire multi-longueur d'onde orienté astronomie gamma de basse énergie (surnommé *gamma mou*). Il est composé de deux instruments principaux, SPI et IBIS qui sont des *spectro-imageurs* X et γ , et deux moniteurs : un moniteur optique OMC et un moniteur JEM-X ainsi qu'un détecteur de particules IREM (FIG. 2.4) (Winkler *et al.*, 2003).

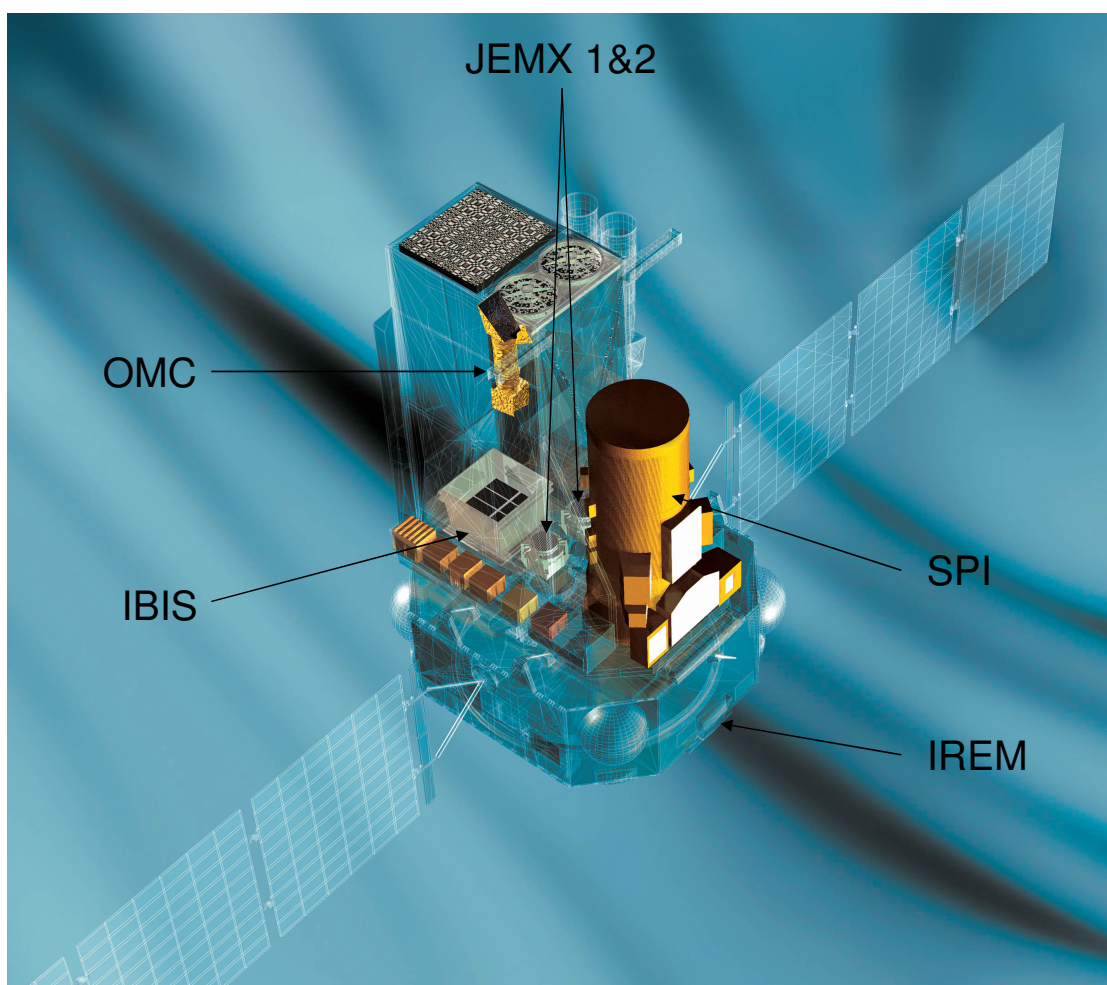


FIGURE 2.4 – Les différents instruments à bord du satellite *INTEGRAL*

2.2.1 L'imageur IBIS

L'imageur IBIS (*Imager on Board the INTEGRAL Satellite*) est optimisé pour l'imagerie fine et la localisation précise des sources de rayonnement dans la bande de 15 keV à

8 MeV, avec une estimation de leur spectre et une mesure de variabilité (Ubertini *et al.*, 2003).

Un masque codé à base de tungstène, monté à 3,2 m du plan de détection, procure à IBIS un pouvoir séparateur de 12 minutes d'arc et un champ de vue totalement codé de 81 degrés carrés. Un blindage passif en forme de pyramide tronquée joint les plans de détection et l'ouverture codée afin de réduire le bruit de fond induit par le rayonnement de basse énergie en dehors du champ de vue. Un blindage actif, constitué de panneaux scintillateurs BGO, couvre aussi la base et les côtés de l'ensemble de détection pour atténuer le bruit à haute énergie. L'usage en coïncidence des deux plans détecteurs permet d'identifier la signature de l'effet Compton, contribuant aussi à augmenter la sensibilité de l'instrument à haute énergie.

Les deux plans détecteurs d'IBIS, de 2 622 cm² pour ISGRI et 2 890 cm² pour PICsIT, sont montés à 9,4 cm l'un de l'autre.

- Le plan détecteur supérieur ISGRI (*INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager*) est une mince nappe de 2 mm d'épaisseur en CdTe ayant un seuil de détection allant de 15 keV à 100 keV. Le CdTe (tellure de cadmium) est un semi-conducteur très dense et très efficace pour détecter les photons γ et mesurer leur énergie. Il est formé d'un assemblage de huit modules identiques totalement indépendants; chacun de ces modules résulte lui-même de l'assemblage de 128 polycells. Le polycell, véritable brique élémentaire d'ISGRI, comprend 16 détecteurs commandés par 4 puces. La taille d'un détecteur élémentaire est de 4 mm², ce qui offre une excellente résolution spatiale pour localiser les sources avec précision avec 16384 points (128×128 pixels) sur une image (Lebrun *et al.*, 2003).
- Le plan détecteur inférieur PICsIT (*PIXellated CsI Telescope*) est formé d'une mosaïque de scintillateurs CsI (*iodure de césium*) couplés de photodiodes (64×64 pixels) (Labanti *et al.*, 2003).

Contrairement à SPI dont le plan détecteur n'est constitué que de 19 Ge, la résolution spatiale de l'imageur IBIS est obtenue grâce à un grand nombre de petits éléments sensibles composant le plan détecteur (*pixels*).

Cet instrument observe en premier lieu des objets compacts accréteurs : étoiles à neutrons et trous noirs.

2.2.2 Les moniteurs JEM-X

Les deux moniteurs identiques de rayons X – JEM-X (*Joint European X-ray Monitor*) 1 & 2 – complètent les deux principaux instruments et jouent un rôle crucial dans la détection et dans l'identification des sources gamma (Lund *et al.*, 2003). JEM-X permet des observations simultanées avec les autres instruments mais dans le domaine d'énergie de 4 à 35 keV, avec 3,35" de résolution angulaire. Comme les deux instruments précédents, le moniteur de rayons X utilise un masque codé situé dans ce cas à environ 3,4 m au dessus du détecteur. Ce détecteur consiste en deux chambres identiques remplies de Xénon, avec une pression de 1,5 bar.

2.2.3 La caméra optique OMC

La caméra optique OMC (*Optical Monitoring Camera*) est un détecteur CCD de 1024×1024 pixels, localisé au plan focal d'une lentille de 50 mm de diamètre comprenant un filtre V (V pour visible à 5500 Å) (Mas-Hesse *et al.*, 2003; Mazy *et al.*, 2003; Walton *et al.*, 2003). La taille des pixels est de $13 \mu\text{m}^2$, couvrant un champ du ciel de 17,6 secondes d'arc carrée. Le champ de vue de la caméra OMC est de 5 degrés carrés. La caméra OMC est montée à proximité du sommet de la structure du satellite. Elle peut observer les sources du ciel jusqu'à une magnitude d'environ 18.

2.2.4 Le moniteur de particules IREM

Les instruments γ étant très sensibles au bruit de fond causé par les particules du rayonnement cosmique, ils sont dotés d'un moniteur de particules. Celui d'*INTEGRAL*, appelé IREM (*INTEGRAL Radiation Environment Monitor*), fournit, en temps réel et à toute la communauté, une mesure du flux des électrons énergétiques, des protons et des ions lourds dans l'environnement du satellite.

2.2.5 Le spectromètre SPI

Le spectromètre SPI, *S*Pectrometer on *INTEGRAL*, fournit des analyses spectrales de sources gamma ponctuelles et étendues en faisant des images avec une résolution spatiale de 2 degrés, dans le domaine d'énergie compris entre 18 keV et 8 MeV (Vedrenne *et al.*, 2003).

Le spectromètre SPI a été réalisé grâce à une collaboration internationale d'instituts européens et américains. La maîtrise d'œuvre de SPI a été confiée au Centre National d'Etude Spatiale (CNES) chargé de la définition et de la fourniture des différents modèles : modèles mécaniques, thermiques, électriques et bien entendu le modèle de vol. Il a suivi le développement et la réalisation des sous-ensembles de l'instrument qu'il a intégrés et testés. Le modèle de vol de SPI a été livré à l'ESA en mai 2001.

Ce télescope, d'une masse totale de 1,3 tonnes, a la forme d'un cylindre d'une hauteur de 2,8 m et d'un diamètre de 1,1 m. Il comporte un masque codé monté à 1,7 m du plan de détection. Un système d'anti-coïncidence actif entoure le plan de détection afin de réduire le bruit de fond.

Le schéma 2.5 donne une vue d'ensemble des différents éléments du spectromètre. Le noyau de l'instrument est le plan de détection de photons γ composé d'un réseau hexagonal de 19 détecteurs de germanium de grande pureté ayant une surface totale de 508 cm^2 . Ces détecteurs doivent fonctionner à basse température ($T \simeq 85\text{-}90 \text{ K}$). Les détecteurs sont placés dans un système cryogénique actif qui les refroidit en permanence. Dans ces conditions, la résolution en énergie est optimale pour la spectroscopie gamma fine. Cette résolution est proche de celle qui peut être réalisée aujourd'hui en laboratoire, au moins 20 fois meilleure que la résolution en énergie des détecteurs utilisés dans les deux dernières grandes missions d'astronomie gamma.

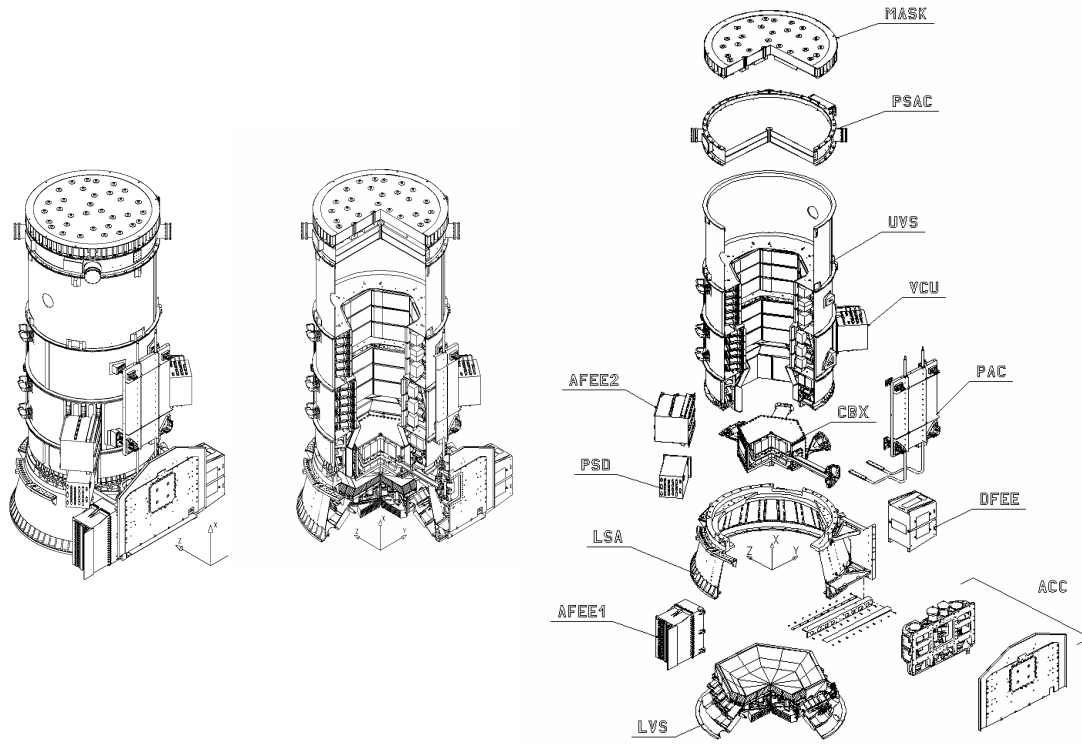


FIGURE 2.5 – Le spectromètre SPI et ses sous-éléments.

Pour l'imagerie, le spectromètre possède un masque codé, constitué à la fois d'éléments opaques et d'éléments transparents. Un compromis entre le poids et l'opacité des blocs dans la gamme du MeV a conduit à choisir une épaisseur de 3 cm de tungstène pour les éléments opaques du masque.

Afin d'augmenter la sensibilité du télescope il est nécessaire de réduire le bruit de fond instrumental provenant des interactions du rayonnement cosmique avec les détecteurs, les matériaux environnants et les événements extérieurs au champ de vue. Ceci est possible grâce à un système d'anti-coïncidence actif (ACS ou *AntiCoincidence System*) fait à partir de cristaux de BGO (*germanate de bismuth*). L'épaisseur des cristaux de BGO a été optimisée par des simulations de Monte Carlo du bruit de fond (Jean *et al.*, 1996; Naya *et al.*, 1996). En effet, une masse trop importante de BGO autour des détecteurs peut augmenter la production de particules secondaires telles que les neutrons, produisant un bruit de fond supplémentaire par activation des cristaux de Ge et de leur environnement (cf. chapitre 4). L'ACS définit également le champ de vue du télescope. SPI a d'abord été conçu pour l'observation et la cartographie des raies d'émission dans la galaxie, par exemple celles issues de noyaux radioactifs comme l'aluminium-26 ou la raie d'annihilation à 511 keV ; son champ de vue doit donc être grand. Le *champ de vue entièrement codé* (FCFOV) choisi est de 16° (cf. annexe). La distance entre le masque

et le plan de détection de 1,7 m fournit une résolution angulaire théorique de $2,5^\circ$, bien que les sources puissent être localisées à environ 10 arcmin près selon leur intensité. L'utilisation de l'imageur IBIS permet de localiser avec une précision de ~ 1 arcmin les sources vues par SPI en dessous de 200 keV.

Pour réduire le fond à 511 keV, les simulations ont révélé que l'ajout d'un scintillateur en plastique mince juste au-dessous du masque de tungstène et en coïncidence avec les détecteurs serait utile. Bien que cela n'ait pas été confirmé par les mesures réalisées avant le lancement, un scintillateur plastique (PSAC pour *Plastic Scintillator Anticoincidence*) a été installé afin de discriminer les événements du bruit de fond induit par des interactions entre le masque et des particules du rayonnement cosmique, dans le cas où les photons produits n'atteignent pas le BGO de l'ACS en raison d'un espace de 70 cm entre le masque et l'ACS (cet espace subsiste pour des contraintes de poids). Des tests en vol, consistant à activer et désactiver le PSAC, ont montré que le PSAC réduisait le fond à 511 keV de seulement 5 % (Roques *et al.*, 2003). Cependant, un renfort du trou d'alignement placé au centre du PSAC augmente localement l'absorption du PSAC et induit une perte d'efficacité du détecteur sur lequel ce défaut se projette. Cet effet sera détaillé dans le chapitre 3.

Une source importante de bruit de fond instrumental, entre 200 keV et 2 MeV, a été identifiée comme étant issue des réactions (n, γ) (Gehrels, 1985 ; Gehrels, 1992 ; Naya *et al.*, 1996 ; Diallo, 1999). En effet, les interactions de neutrons avec la matière produisent des éléments instables riches en neutrons se désactivant en émettant un β^- . Ces interactions β^- produisent un dépôt localisé d'énergie dans les détecteurs. Elles peuvent alors être distinguées des interactions des rayons γ qui, dans cette gamme d'énergie, interagissent principalement par diffusion Compton, suivie d'une interaction photoélectrique du photon diffusé. De telles interactions déposent alors l'énergie dans deux emplacements ou plus d'un même détecteur. Aussi la radioactivité β^- produit la plupart du temps des événements simples et les interactions de photons γ sont le plus souvent des événements multiples. La forme des impulsions fournies par ces deux types d'événements est différente et peut être identifiée par un système de discrimination de forme de l'impulsion (PSD ou *Pulse Shape Discrimination*). Avec SPI, ce dispositif a été pour la première fois spatialisé.

Le mode de fonctionnement de SPI est basé sur la détection des événements dans le Ge qui sont dans la gamme d'énergie de 20 keV à 8 MeV et qui ne sont pas en coïncidence avec des événements de l'ACS. Les événements peuvent être les événements simples (SE) avec le dépôt d'énergie du photon dans un détecteur seulement, ou les événements multiples (ME) quand un photon interagit par diffusion Compton avec des dépôts d'énergie dans plus d'un détecteur. Dans ce dernier cas, l'énergie du photon incident correspond à la somme des dépôts d'énergie.

Tous les événements sont traités par le DFEE (*Digital Front End Electronics*). Ce système est en quelque sorte le centre de gestion des événements. Il construit les événements, les date avec une précision de $102,4 \mu s$, les classe et les rejette en utilisant le veto

de l'ACS. Les évènements sont également comptés et le temps mort de l'électronique ^(a) est en permanence calculé. Le DPE (*Data Processing Electronics*) reçoit du DFEE toutes les données et prépare la télémétrie qui est envoyée au sol. (Le schéma de la FIG. 2.7 récapitule le principe de fonctionnement des différents sous-ensembles de l'électronique de SPI.)

Quant à l'imagerie, le nombre de détecteurs (19) du plan détecteur est trop petit pour réaliser une bonne déconvolution à partir d'un pointage simple ; c'est pourquoi on enregistre successivement les données d'un même champ de vue avec des angles de pointage légèrement différents. Cette stratégie d'observation a été adoptée pour SPI et IBIS et est appelée *dithering* (FIG. 2.8). À des intervalles d'environ 30 minutes, le satellite est réorienté en suivant un motif prédéfini (5×5 ou hexagonal) dans le ciel. Le *dithering* permet aux sources (quelques pourcents du fond) d'être mieux séparées du fond. Il doit permettre également de diminuer les effets de variation du fond qui se produisent malgré le choix d'une orbite excentrique qui permet d'éviter les ceintures de radiations autour de la Terre.

Après cette description générale du spectromètre, présentons maintenant plus en détail les sous-ensembles principaux de SPI (FIG. 2.6).

2.2.5.1 Le plan de détection de SPI

L'élément essentiel du spectromètre SPI est son plan de détection qui se compose d'une mosaïque de 19 détecteurs hexagonaux de germanium ultra pur (n-HPGe ^(a)) à électrode coaxiale renversée *closed-end* et de type n ^(b). Chaque détecteur est en moyenne un pavé d'une hauteur de 69,4 mm de forme hexagonale avec une longueur de côté de 35,1 mm. Le diamètre externe est de 60,7 mm et la distance entre les deux côtés plats opposés est de 56,0 mm. L'aire de dessus est de 27,6 cm². Les arêtes des faces supérieure et inférieure sont légèrement biseautées. Ceci confère au plan de détection un volume total d'environ 178 cm³. La dispersion des dimensions des détecteurs est de moins de 0,5 %. Chaque cristal est individuellement monté dans une capsule d'aluminium d'épaisseur 1,2 mm soit une taille finale plat à plat de l'ensemble de 59,8 mm. Le plan de détection a donc une surface totale de 508 cm² pour un volume de 3382 cm³. Les caractéristiques des détecteurs de Ge ont été modélisées et mesurées en détail par Lavigne *et al.* (1998) et Kandel (1999). Par convention, les détecteurs ont été numérotés de 0 à 18 comme indiqué sur la figure 2.9.

La forme hexagonale a été choisie pour optimiser le volume occupé par la mosaïque de Ge et donc le volume et le poids du système d'anti-coïncidence qui entoure les détecteurs. En réduisant le plus possible l'espace entre les détecteurs, on améliore l'efficacité de détection des évènements multiples. La mosaïque de détecteurs est fixée sur un plateau en béryllium, le tout disposé à l'intérieur d'un cryostat également constitué de béryllium afin

(a). temps durant lequel l'électronique ne peut enregistrer d'évènements.

(a). HPGe pour *High Purity Germanium*.

(b). semi-conducteur présentant plus d'électrons que de trous.

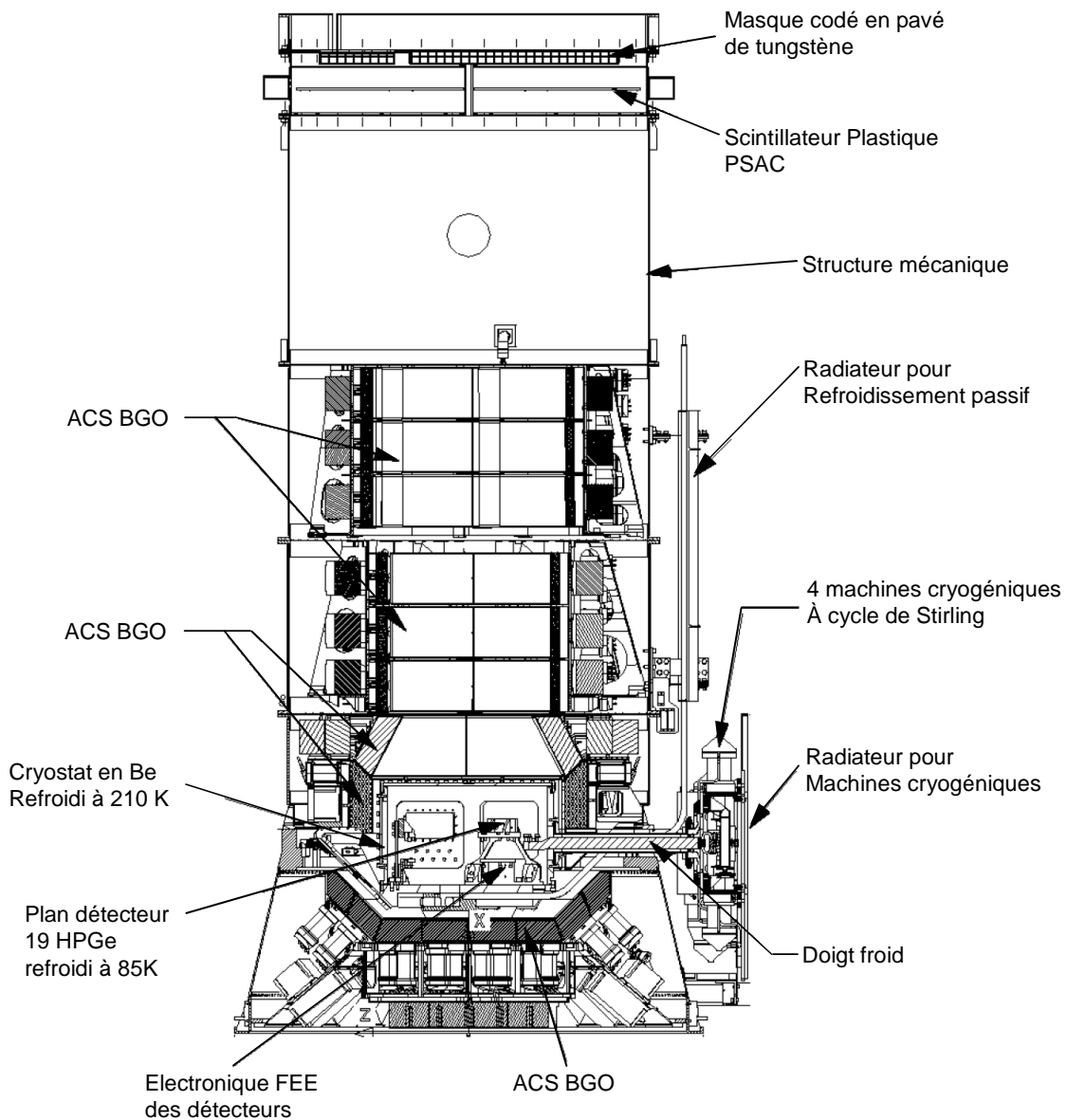


FIGURE 2.6 – Vue en coupe du spectromètre SPI et de ses sous-éléments

de minimiser le bruit de fond. Le plateau est relié aux refroidisseurs à cycles de Stirling (Wilkinson *et al.*, 1999) par un doigt froid ou *Cold Rod* en béryllium électriquement isolé par une interface en saphir. Avec une bonne conduction thermique (transmission de chaleur) et avec un faible Z ($Z = 4$) (faible absorption du rayonnement), le béryllium est un matériau idéal pour refroidir un détecteur gamma tel que le Ge.

Le germanium ultra pur (HPGe) a été fourni par Hoboken - Union Minière en Belgique, sous la responsabilité de P. Leleux (UCL, Belgique). La densité d'impuretés est comprise entre $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ et $1,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Ce niveau d'impureté et le petit diamètre du trou central ont été choisis afin d'optimiser l'opération de la PSD. Le volume moyen

des détecteurs est de 178 cm^3 et le poids en cristal moyen est de 951 g, avec une dispersion de 2,6 % (Paul, 2002). Le poids total des Ge est de 18 kg. Le poids moyen de chaque détecteur encapsulé est de 1133,6 g avec une dispersion de moins de 2,9 %. Les détecteurs de Ge ont été construits par Eurysis Mesures en France.

Pour détecter efficacement les électrons et les trous qui sont produits après l'interaction d'un photon ou d'une particule chargée dans le cristal, le détecteur doit être entièrement vidé des charges libres. Ceci exige d'appliquer une tension de polarisation assez élevée entre les électrodes internes et externes des détecteurs. Les détecteurs de SPI fonctionnent nominalelement à 4000 V, mais la tension peut varier entre zéro et 5000 V. Les protons du rayonnement cosmique et les neutrons des secondaires endommagent petit à petit les cristaux de germanium d'où une perte de résolution et d'efficacité du détecteur. En effet, pour réduire le piégeage des trous, la longueur de cristal traversée par ces derniers doit être la plus petite possible. Sachant que la majeure partie du volume d'un détecteur hexagonal, ou cylindrique, est proche du rayon externe, la plupart des interactions ont lieu près de l'extérieur. Les détecteurs de Ge de type n ont été choisis pour SPI de sorte que les trous se déplacent vers l'électrode externe. Ainsi ils traversent une courte distance avant d'être collectés. Ceci ralentit la dégradation des détecteurs. Amélioration qui reste insuffisante pour préserver les performances du cristal au-delà d'une année. La seule manière d'éviter les effets cumulatifs des dommages du rayonnement est de recuire les détecteurs (*recuit*). Ceci signifie les maintenir à $105 \text{ }^\circ\text{C}$ pendant un ou deux jours, selon le niveau des dommages. Après une dégradation menant à une augmentation de 20 % de la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la raie à 1,3 MeV, un recuit de deux jours fut suffisant pour récupérer entièrement la résolution en énergie initiale du détecteur (Leleux *et al.*, 2003). En vol, cette technique de recuit a déjà été utilisée avec succès pour SPI à plusieurs reprises (Roques *et al.*, 2003).

Les Ge sont montés sur un plateau de béryllium dont le fond abrite le premier niveau de préamplification (PA1), formé uniquement de composants passifs (filtres, résistances et condensateurs montés sur une carte électronique). Le deuxième niveau de préamplification (PA2) est fixé sur un deuxième plateau maintenu à 210 K et thermiquement relié au cryostat. Le PA2 transmet :

- en l'amplifiant le signal du détecteur ; la hauteur typique du signal est de 50 mV pour un dépôt d'énergie de 1 MeV ;
- un signal analogique à destination de la PSD.

Pour éviter la saturation des préamplificateurs provoquée par de grands dépôts d'énergie dans le cristal par les particules chargées, ces derniers possèdent un système d'évacuation des charges. Ils réinitialisent l'électronique pour des impulsions correspondant à un dépôt d'énergie de plus de 14 MeV dans le cristal de Ge. Le taux de comptage des événements saturants peut être employé pour suivre en orbite l'évolution du bruit de fond des Ge.

2.2.5.2 Le masque de SPI

SPI utilise un masque composé d'un motif hexagonal uniformément réparti de la catégorie HURA ^(a) pour obtenir des informations spatiales sur les sources observées (voir le schéma 2.3). Son motif, inscrit dans un cercle de 720 mm de diamètre, a la symétrie de 120°. Ce masque passif est constitué de 127 pavés hexagonaux, dont 63 éléments sont opaques et 64 transparents. Le tout est monté sur une structure carbone-époxyde de 80 mm d'épaisseur en nid d'abeilles. Chaque pavé mesure 6 cm de côté, avec une épaisseur de 3 cm. La forme et la surface, vues de dessus, de chaque pavé sont identiques à celles d'une capsule d'un Ge. Les pavés sont faits d'un alliage de tungstène (masse volumique : 18 g·cm⁻³) qui permet une opacité au rayonnement d'au moins 90 % dans toute la gamme d'énergie, ces derniers étant fixés sur le support en carbone avec des boulons en titane pour limiter l'absorption par des structures mécaniques (Reglero *et al.*, 1999). La transparence du masque de SPI a été mesurée à différentes énergies et pour différents angles d'incidence (Sánchez *et al.*, 2001) :

- pour les pavés transparents ;
- pour les pavés opaques du masque, avec et sans les boulons de fixation en titane ;
- ainsi que pour le pavé central contenant le trou d'alignement.

Pour aligner l'axe de détection de SPI, il a été utile de faire un trou au centre du masque ainsi qu'au centre du PSAC pour percevoir un plot de centrage sur le dessus du cryostat. Ce trou (10 mm de diamètre) est renforcé par une pièce cylindrique (de diamètre externe 28 mm) et maintenu par des rondelles en titane (diamètre 40 mm) sur les parties inférieures et supérieures du panneau de carbone. Cette structure diminue la transparence de l'élément central du masque (cf. 3). Hormis cet élément central, la transparence du masque est en moyenne de 75 % à 35 keV et 85 % à 300 keV (Sánchez, 2001). Le poids du masque est d'environ 140 kg. Il a été développé sous la responsabilité de F. Sanchez, université de Valence (Espagne).

2.2.5.3 Le système d'anticoïncidence de SPI

L'ACS élimine le bruit de fond dû au rayonnement cosmique provenant des côtés et du dessous du télescope. Malheureusement, il ne peut fournir de veto pour un photon et/ou pour un positon (se désintégrant en deux photons de 511 keV) produits lors d'interactions entre les particules chargées et le masque. Afin de distinguer ces événements, un scintillateur en plastique mince (PSAC) d'une épaisseur de 5 mm est placé sous le masque et fournit un veto pour les événements en coïncidence avec le plan de détection. Ses signaux sont traités au même titre que ceux de l'ACS. Cependant, quelques types d'événements ne sont pas supprimés du bruit de fond :

- la faible fraction du rayonnement qui traverse le BGO du bouclier (< 10% pour des angles > 25° (Attié *et al.*, 2003)) ;

(a). HURA pour *Hexagonal Uniformly Redundant Array*

- la décroissance différée des radionucléides produits dans les détecteurs en Ge, sous-produits des interactions des neutrons et des protons.

Nous reviendrons dans le chapitre 4 sur le bruit de fond vu par le spectromètre SPI (origine et intensité des raies).

• L'ACS

Le bouclier d'anticoïncidence (ACS) est semblable à un puits de forme hexagonale au fond duquel est placé le plan de détection. Il contient 512 kg de cristaux de germanate de bismuth (BGO, $\text{Bi}_4\text{O}_3\text{Ge}_{12}$) vus par 181 tubes photomultiplicateurs (PMT(s) pour *PhotoMultiplier Tube(s)*).

Ce bouclier se compose de 91 cristaux de BGO, chacun d'un volume de $\simeq 790 \text{ cm}^3$. Ils sont arrangés en quatre sous-ensembles (FIG. 2.6). Le bouclier supérieur (UVS pour *Upper Veto Shield*) comprenant l'anneau supérieur (UCR pour *Upper Collimator Ring*), l'anneau inférieur (LCR pour *lower Collimator Ring*) et le bouclier latéral (*SSA pour Side Shield Area*), chaque anneau contenant 18 cristaux arrangés de manière hexagonale autour de l'axe cylindrique de SPI. Le bouclier inférieur (LVS pour *Lower Veto Shield*) se compose de 36 cristaux assemblés comme une coquille hexagonale. L'épaisseur des cristaux passe de 16 mm dans la partie supérieure (UCR) à 50 mm au fond (LVS) du puits.

Chaque cristal de BGO de l'ACS (à une exception près) est optiquement connecté à deux PMT. Par redondance, chacun des 91 boîtiers électroniques (FEE) additionne les signaux de deux PMT qui regardent différents cristaux de BGO (cristaux voisins dans la plupart des cas). En cas de panne d'un PMT ou d'un FEE, ce croisement assure qu'aucun des cristaux de BGO n'est perdu. Cette méthode a cependant un inconvénient : l'incertitude du seuil de déclenchement en énergie des FEE, provoquée par une différence d'efficacité ou d'amplification entre cristaux de BGO voisins. Le seuil en énergie s'étale alors sur environ 100 keV. Le réglage des seuils en énergie de l'ACS dépend de l'équilibre entre la diminution du bruit de fond et le temps mort des détecteurs. Après le lancement, durant la phase de test, les seuils ont été réglés à environ 75 keV. Depuis le lancement, deux FEE sont tombés en panne, le croisement a fait ses preuves et a permis de conserver l'intégrité du bouclier.

Toutes les particules provenant des côtés et du dessous du plan de détection doivent traverser 5 cm de BGO avant de pouvoir interagir avec un détecteur (100 % des photons de 200 keV, 99 % des photons de 500 keV, et 90 % des photons de 1 MeV interagissent dans 5 cm de BGO). Le signal résultant d'un des PMT est utilisé comme signal de veto. Tous les évènements touchant le plan détecteur à ce moment là sont marqués et rejetés à bord du satellite.

Grâce au rejet des évènements qui touchent à la fois un détecteur et le bouclier, l'ACS a une vertu *anti-Compton* qui diminuera la contribution du front Compton dans la réponse en énergie (cf. 3.1.3). Tout évènement qu'il détectera et qui aura interagi auparavant par effet Compton dans un détecteur sera rejeté. Les détecteurs extérieurs seront plus sensibles à cette propriété par rapport à ceux situés au centre du plan de

détection (voir figure 2.9).

Une contribution importante de l'ACS à la science obtenue avec SPI est son utilisation pour la détection des sursauts γ (von Kienlin *et al.*, 2001, 2003; Hurley, 1997; Lichti *et al.*, 2000), mais malheureusement sans l'information de position précise. En employant le troisième réseau interplanétaire, auquel l'instrument SPI/ACS a été ajouté, il est possible d'identifier les positions de sursauts et ainsi atteindre la minute d'arc dans la précision de localisation. En octobre et novembre 2003, l'ACS a permis de détecter d'intenses sursaut gamma en provenance du Soleil (Gros *et al.*, 2004). L'ACS a été développé au MPE (Garching, Allemagne) sous la responsabilité de G. G. Lichti et A. von Kienlin.

• Le PSAC

Des simulations Monte Carlo ont montré qu'une réduction significative du bruit de fond est possible, particulièrement à 511 keV (Jean *et al.*, 1997), si un scintillateur en plastique est placé juste au-dessous du masque. Ce scintillateur plastique de forme circulaire, d'un diamètre de 800 mm et d'une épaisseur de 5 mm, est situé à l'intérieur d'une chambre de diffusion (106 mm d'épaisseur et 826 mm de diamètre). Quatre PMT, avec des photocathodes de 70 mm de diamètre, sont répartis autour de la chambre, sans être en contact avec le scintillateur plastique. La chambre de diffusion assure une distribution uniforme des photons produits par des interactions de particules dans le scintillateur plastique et minimise ainsi les écarts que peuvent entraîner des interactions à différentes positions. Seuls deux PMT, dans des directions opposées, suffisent pour établir un signal de veto. Les deux autres sont redondants. En effet, le dépôt moyen d'énergie des particules chargées est assez grand (~ 1 MeV) pour être au-dessus du seuil de l'électronique du PSAC (300 keV) et est indépendante de la position de l'interaction dans le plastique. Comme pour le masque, un trou central dans le scintillateur (diamètre 12 mm) est présent pour l'alignement du plan de détection. L'absorption due au matériel autour de ce trou (diamètre 26 mm) a été mesurée et est comparable à l'absorption du trou central du masque (cf. 3). Le poids de PSAC est de 22 kg. Ce sous-ensemble a été réalisé sous la responsabilité de P. Caraveo, IASF (Milan, Italie).

2.2.5.4 Le cryostat

Le cryostat, réalisé sous la responsabilité du CNES (Briet, 1999), a été conçu pour permettre de maintenir les détecteurs au Ge à une température de 85 K. Cette température, nécessaire pour un fonctionnement optimum du semi-conducteur, permet aussi de ralentir les effets de dégradation des cristaux soumis au rayonnement et espacer ainsi le plus possible les recuits des détecteurs dans l'espace. Le refroidissement est obtenu grâce à quatre refroidisseurs mécaniques à cycle de Stirling fournis par MMS - Astrium sous la responsabilité de l'ESA. Le cryostat permet également de maintenir les cristaux de Ge à 105 °C lors d'un recuit.

Le plan de détection est enfermé dans une structure de béryllium (*Cold Box* ou boîte

froide) maintenue à une température intermédiaire de 210 K par un dispositif de refroidissement passif. Ainsi, les détecteurs sont thermiquement isolés de leur environnement. Pour éviter les fuites thermiques entre le plan détecteur et la boîte froide, un isolant multicouche (MLI pour *MutiLayer Isolant*) habille le tout. Les mêmes réchauffeurs qui sont utilisés pendant le procédé de recuit élèvent la température lors de la période de dégazage.

Le refroidissement de SPI est divisé en trois sous-ensembles :

1. un sous-ensemble dont la température est de 85 à 90 K (plan des Ge et le doigt froid qui les relie aux refroidisseurs) ;
2. une étape intermédiaire à 210 K (boîte froide, pompes à chaleur et radiateur passif) ;
3. une étape ambiante à la température de 300 K (les refroidisseurs, leurs structures associées et le radiateur). La masse du cryostat sans détecteurs est de 80 kg (22 kg supplémentaires avec les détecteurs).

2.2.5.5 L'électronique associée

- **Analogue Front End Electronics (AFEE)**

Une électronique de préamplification à froid PA2 (préamplificateur de niveau 2), en sortie de chaque détecteur permet de transmettre les signaux à une chaîne électronique dite AFEE (*Analogue Front End Electronics*). Le but des 19 chaînes électroniques de l'AFEE est d'amplifier et de filtrer les signaux en sortie de chaque détecteur par l'intermédiaire de l'amplificateur de forme d'impulsion ou PSA (*Pulse Shape Amplifier*). L'impulsion atteint le maximum en 8 μ s. Le PSA fournit également un signal de synchronisation utilisé pour étiqueter en temps chaque évènement analysé. Les hauteurs d'impulsion correspondant aux énergies entre 0 et 8 MeV sont codées par l'analyseur de hauteur d'impulsion (PHA ou *Pulse Height Analyser*) sur 14 bits (16 384 canaux dans deux gammes d'énergie : 0-2 MeV et 2-8 MeV). Pour la première gamme d'énergie, chaque canal a une résolution de 0,13 keV, alors que pour la deuxième gamme, un canal correspond à 0,52 keV. Ainsi, en rendant la numérisation de l'énergie plus précise dans la gamme basse, une meilleure sensibilité est permise pour la mesure en énergie des raies à condition, bien entendu, que l'échantillon soit suffisant. Ce qui offre une résolution spectrale de 2,3 keV à 1 MeV.

La détection d'un photon d'énergie inférieure à 8 MeV est traitée en 26 μ s. Afin d'assurer la réinitialisation correcte de l'amplificateur analogique après un évènement saturant (énergie supérieure à 14 MeV), l'électronique est bloquée pendant 100 μ s. Ces deux paramètres ont un impact direct sur la valeur du temps mort du plan de détection durant son fonctionnement en orbite.

Le tout est ensuite envoyé au DFEE (*Digital Front End Electronics*), les valeurs des hautes tensions au DPE (*Data Processing Electronics*) (voir FIG. 2.7).

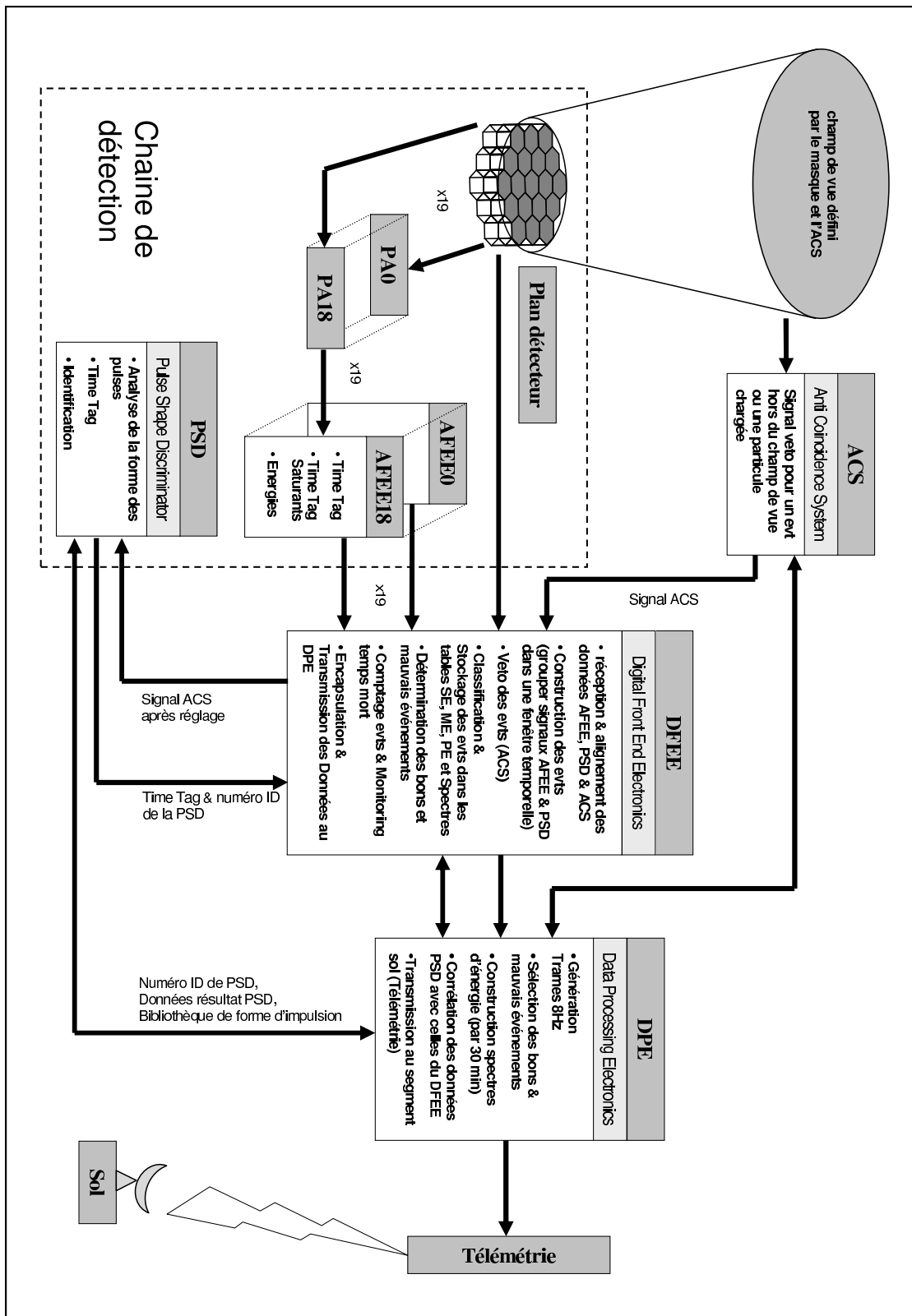


FIGURE 2.7 – Schéma de fonctionnement des différents sous-systèmes électroniques de SPI. *Time Tag* désigne l'étiquette ou le marquage en temps et *evt(s)* le(s) évènement(s).

L'AFEE assure également l'alimentation en basse tension pour les préamplificateurs et en haute tension pour les détecteurs de Ge. Le plan de détection, comprenant les détecteurs et leur électronique associée (PAs et AFEE), est sous la responsabilité de J.-P. Roques au CESR à Toulouse (France).

• **L'électronique de discrimination de forme d'impulsion (PSD)**

SPI est équipé d'une électronique de discrimination de forme d'impulsion (PSD ou *Pulse Shape Discrimination*) qui vise à réduire le bruit de fond instrumental dans la gamme d'énergie de 200 à 2000 keV. Les simulations du fond instrumental indiquent que, dans cette gamme d'énergie, la composante dominante du fond se compose de la décroissance β^- non accompagnée de l'émission d'un photon. Dans ce cas, le dépôt d'énergie dans le détecteur de germanium est localisé dans quelques millimètres, menant à une impulsion simple dans le préamplificateur. Les photons γ , en revanche, interagissent surtout par diffusion Compton dans cette gamme d'énergie, menant aux interactions multiples dans le volume de détecteur. Les impulsions de chacune des interactions se superposent, menant à un élargissement de la forme finale de l'impulsion observée. Pour chacun des événements dans le domaine de 200 à 2000 keV, la PSD mesure la forme d'impulsion courante et la soumet à une analyse afin de déterminer si l'interaction est localisée ou non localisée dans le détecteur. Lors du traitement des données, cette information peut être employée pour augmenter la sensibilité du télescope.

L'analyse et la discrimination de la forme d'impulsion sont réalisées par une électronique de traitement numérique du signal ou DSP (*Digital Signal Processing*) en utilisant un code assembleur programmable. Chaque impulsion est soustraite d'une ligne de base et alignée en temps puis comparée à des modèles de formes d'impulsion stockées à bord sous la forme d'une bibliothèque programmable.

Les bibliothèques initiales de modèles ont été construites durant la campagne d'étalement au sol à l'ESTEC. En vol, après des tests plus poussés, de nouvelles bibliothèques ont été introduites. Aucune étude sur la variation des formes d'impulsion avec le temps n'a été réalisée.

Une fois en orbite, dans les conditions réelles de fonctionnement, l'efficacité de la PSD s'est révélée beaucoup plus faible que celle attendue avant le lancement. On pense aujourd'hui que cette défaillance est due en partie à une surestimation de la composante β^- localisée du bruit de fond par les simulations numériques et à une efficacité plus faible de l'analyse du système PSD dans les conditions réelles de fonctionnement. De fait, l'information issue de l'analyse PSD n'est pas utilisée, à ce jour, dans le traitement de données de SPI. La défaillance de la PSD par rapport sa mission de réduction de bruit de fond affecte la sensibilité du spectromètre dans la gamme d'énergie de 200 keV à 2 MeV.

La conception et la fabrication de la PSD étaient respectivement sous la responsabilité de B. Lin (université de Californie Berkeley, Etats-Unis) et celle de J. Matteson (université de Californie San Diego, Etats-Unis), alors que l'intégration et les essais étaient dirigés par J. Knödseder au CESR (Toulouse, France).

• Digital Front End Electronics (DFEE)

Le DFEE a pour fonction principale de trier les évènements issus des détecteurs afin de rejeter ceux qui sont *anti-coïncidés* par l'ACS. Contrairement aux précédentes missions d'observation gamma pour lesquelles des unités analogiques réalisaient cette fonction, on a envisagé une solution digitale pour le spectromètre SPI afin de réduire le temps mort de l'instrument et d'en augmenter la souplesse de fonctionnement.

Tenant compte des informations de veto, le DFEE étiquette les photons dont la marque temporelle ne coïncide pas avec le passage d'un photon ou d'une particule à travers un des éléments du bouclier d'anti-coïncidence. Par la suite ces étiquettes en temps seront appelées *time-tags*. Avant la transmission des photons à l'ordinateur de bord (DPE), le DFEE collecte, calcule et ajoute différents marqueurs ou informations :

- temps de bord relatif avec une résolution d'environ 100 micro-secondes ;
- marque pour les évènements multiples avec leur numéro d'ordre ;
- marque pour les évènements rejetés après analyse de la forme du pulse électronique ;
- calcul du temps mort des détecteurs.

Le schéma fonctionnel du DFEE avec son ASIC ^(a) numérique est décrit dans (Schanne *et al.*, 2003). Le DFEE reçoit en entrée les veto de l'ACS (avec 725 ns de temps mort par évènement), les 19 time-tags envoyés par l'AFEE et un time-tag envoyé par la PSD pour chaque séquence d'analyse. A chaque fois qu'un time-tag est envoyé par un détecteur on ouvre une fenêtre temporelle de 350 ns. Si aucun autre time-tag n'est envoyé par les autres détecteurs pendant la durée de la fenêtre temporelle, le DFEE classe cet évènement comme simple (SE). Par contre, l'évènement est classé comme un évènement multiple (ME) si un ou plusieurs time-tags arrivent avant la fermeture de la fenêtre temporelle. Un SE avec un time-tag PSD arrivant pendant la fenêtre de temps est classé comme évènement simple avec l'information PSD (PE). La date absolue d'un évènement classé est mesurée par le DFEE dans les unités de 102,4 μ s. La fréquence du DFEE est synchronisée avec l'horloge de bord du satellite qui fonctionne à 8 hertz. Dans un ME, le temps entre les time-tags suivants est mesuré en unités de 50 ns. Tous les évènements sont stockés dans une FIFO interne afin d'attendre l'arrivée des valeurs numériques des énergies déterminées par l'AFEE, puis écrits dans des tables avec leurs valeurs en énergie. Ces tables sont manipulées en mémoire et envoyées avec une base de temps 8 hertz (l'horloge de bord) à l'électronique de traitement (*Digital Processing Electronics* ou DPE). Le DPE assemble l'information PE, résultat de l'analyse de PSD, et envoie le tout au système de télémétrie du satellite. L'analyse rapide du DFEE est entièrement manipulée par un ASIC numérique (Lafond *et al.*, 1998 ; Mur *et al.*, 2002) conçu au CEA de Saclay et construit par TEMIC/Atmel en utilisant une technologie CMOS compatible avec l'environnement spatial (dose intégrée maximale fixée à 0,3 Gy).

Le DFEE a été réalisé sous la responsabilité du CEA (B. Cordier).

(a). acronyme pour *Application Specific Integrated Circuit*

Instruments	SPI	IBIS	JEM-X	OMC
Gamme d'énergie (keV)	18 - $8 \cdot 10^3$	15 - $8 \cdot 10^3$	4 - 35	500 - 600 nm
Détecteurs	19×n-HPGe ($6 \times 6 \times 7 \text{ cm}^3$)	CdTe(16384 pixels de $4 \times 4 \times 2 \text{ mm}^3$) CsI(4092 pixels de $8,4 \times 8,4 \times 30 \text{ mm}^3$)	2×détecteurs à gaz σ -segmentés	CCD + V-filtre (1024×1024) pixels
Masse (kg)	1309	746	65	17
Surface de détection (cm^2)	508	2600(CdTe), 2890(CsI)	2×500	
Champ de vue totalement codé	16°	9° × 9°	4.8°	5° × 5°
Résolution spectrale (FWHM)	0,2 % 3 keV à 1,7 MeV	8 % 8 keV à 100 keV	47 % par $\sqrt{E/\text{keV}}$	
Résolution angulaire	2,5°	12'	3'	25''
Précision de localisation	< 1,3°	< 1'	< 30'	6''
Sensibilité de détection ($10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$)	5 à 1 MeV 20 à 511 keV	0,38 à 100 keV 0,15 à 1 MeV	7 à 6 keV	
Sensibilité de détection ($10^{-6} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ keV}^{-1}$)	5 à 1 MeV 20 à 511 keV	13 à 100 keV 75 à 1 MeV	2500 à 6 keV	
Précision temporelle (μs)	≤ 200	≤ 200	185 ± 10	> 1 s
Puissance (W) maximal/moyenne	385/110	240/208		

TABLE 2.2 – Récapitulatif des principaux instruments d'INTEGRAL. Les sensibilités sont données à 3σ pour 10^6 s (d'après Winkler *et al.* (2003))

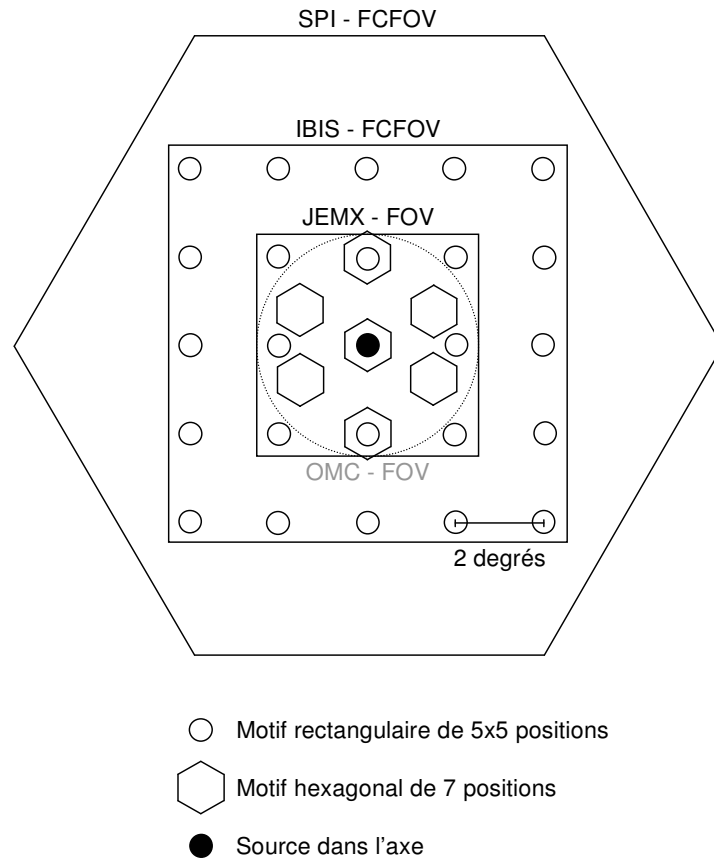


FIGURE 2.8 – Champs de vue des instruments d'INTEGRAL (cf. A) et motif de *dithering*.

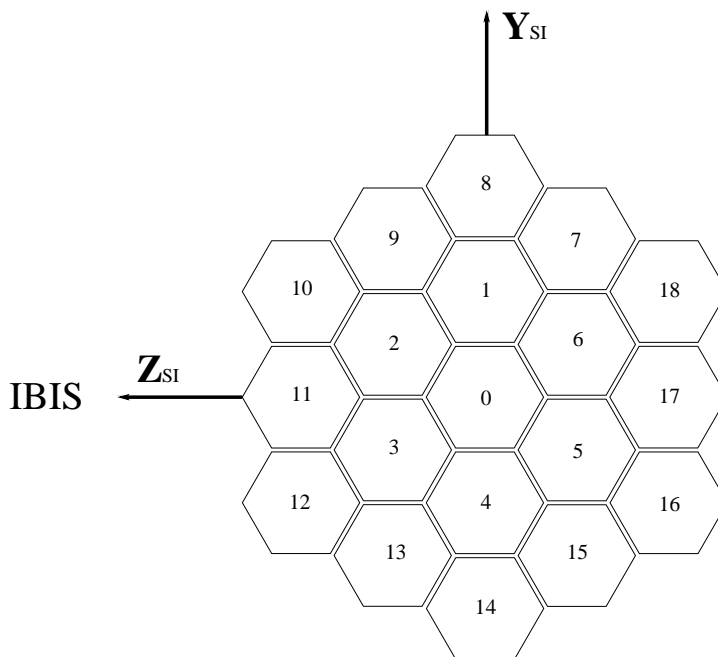
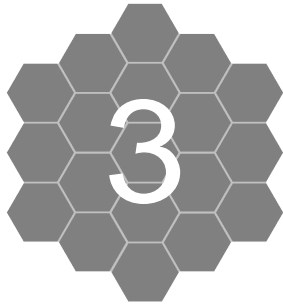


FIGURE 2.9 – Numérotation des détecteurs sur le plan de détection



Etalonnage du télescope SPI

Contents

3.1	Introduction et généralités	54
3.1.1	L'importance de l'étalonnage au sol	54
3.1.2	Réponse instrumentale	54
3.1.3	Structure de la réponse instrumentale de SPI	55
3.2	Etalonnage au sol	58
3.2.1	Description des campagnes d'étalonnage	58
3.2.2	Mesure d'efficacité : méthodologie	66
3.2.3	Mesure d'efficacité : résultats	75
3.2.4	Vérifications de quelques autres performances	86
3.2.5	Etalonnage comparé IBIS/SPI à l'ESTEC	89
3.3	Etalonnage en vol	95
3.3.1	Observations du Crabe	95
3.3.2	Description de SPIROS	95
3.3.3	Correction de la matrice à basse énergie	96
3.3.4	Validation de la spectro-imagerie sur le Crabe	99
3.4	Conclusion	102

3.1 Introduction et généralités

3.1.1 L'importance de l'étalonnage au sol

A la différence des instruments dans d'autres domaines spectraux, il n'est pas suffisant d'estimer la réponse instrumentale des télescopes gamma avec les seuls photons émis par les sites cosmiques eux-mêmes. Les sources gamma célestes émettent en effet trop peu de photons et sont pour la plupart d'entre elles beaucoup trop variables pour garantir un étalonnage satisfaisant. Il ne faut pas oublier qu'un photon γ touche le plan détecteur après avoir rencontré plusieurs milieux matériels composant le télescope, comme ceux qui enveloppent les détecteurs eux-mêmes. Il en résulte une absorption qu'il faut estimer.

En astronomie gamma, il faut généralement simuler numériquement la réponse instrumentale d'un télescope et, une fois en orbite, la vérifier en utilisant les photons émis par les sites cosmiques eux-mêmes. Comme nous l'avons dit, les sources cosmiques de photons γ ont des faibles intensités et sont variables dans le temps ; ainsi, seul le pulsar du Crabe (flux $\simeq 5 \times 10^{-9}$ erg/cm²/s) a la luminosité suffisante pour servir d'étalon (cf. 3.3.1). Au sol, nous pouvons utiliser des sources étalons et maîtriser plus facilement l'environnement des mesures. Il est donc préférable de vérifier les simulations par un étalonnage au sol et, au besoin, de les normaliser sur les mesures. Nous verrons que l'étalonnage du spectromètre SPI a permis de corriger la matrice de réponse générée par les simulations à deux reprises, avant le lancement et après le lancement suite à l'observation du Crabe (cf. 3.3). Les simulations restent toutefois indispensables pour générer la réponse instrumentale couvrant toute la gamme du télescope.

Les astronomes s'accordent donc tous à dire que l'étalonnage est fondamental. Pourtant, une campagne d'étalonnage au sol de cette ampleur, pour le spectromètre SPI, est une première dans l'histoire de l'astronomie gamma spatiale. Il est vrai que cette étape demande des efforts importants, non seulement de logistique mais aussi de budget, qu'il est souvent impossible de faire avant le lancement du satellite. Pour le télescope SPI, deux campagnes d'étalonnage ont été planifiées au moment de l'adoption du projet : la première campagne avant l'intégration sur la plateforme du satellite et la seconde avant le lancement (cf. 3.2).

3.1.2 Réponse instrumentale

La réponse instrumentale est la fonction de transfert \mathcal{M} reliant le spectre d'évènements enregistrés \mathcal{S}_T par les détecteurs du télescope au spectre de photons \mathcal{S}_E émis par la source. \mathcal{M} est une matrice définie comme

$$\mathcal{S}_T = \mathcal{M} * \mathcal{S}_E. \quad (3.1)$$

Connaissant \mathcal{S}_T , il suffit alors d'inverser \mathcal{M} pour obtenir \mathcal{S}_E . Cependant la matrice \mathcal{M} n'est pas toujours régulière et dans ce cas ne peut être inversée que par des méthodes numériques élaborées. L'étalonnage au sol du télescope permettra de déterminer \mathcal{M} dans

certains cas particuliers. À cet effet, il sera crucial de bien connaître la source \mathcal{S}_E et les conditions dans lesquelles elle aura été mesurée.

Ainsi, en faisant l'hypothèse raisonnable que la réponse instrumentale ne change pas une fois le télescope mis en orbite, les observations astrophysiques peuvent débuter. L'étalonnage au sol – validant les simulations – est donc une étape obligée de toute analyse scientifique correcte et rigoureuse. Pour finir, une vérification doit être faite en vol pour s'assurer du comportement de l'instrument en fonctionnement nominal. Une ambiguïté sur le spectre du Crabe observé par SPI a nécessité une analyse plus approfondie de certaines raies d'étalonnage à basse énergie (cf. 3.3.3). Cela souligne l'intérêt des campagnes d'étalonnage au sol, où il est plus facile de maîtriser les conditions de mesure.

3.1.3 Structure de la réponse instrumentale de SPI

Lorsqu'un spectromètre est éclairé par une radiation monochromatique, sa réponse n'est pas parfaitement monochromatique. La forme de la courbe enregistrée, appelée *fonction d'appareil*, est une caractéristique intrinsèque de l'instrument. La fonction d'appareil fait intervenir la *réponse en énergie* de l'instrument et son efficacité en fonction de l'angle d'arrivée du photon. En réalité, ces deux caractéristiques ne sont pas indépendantes. Mesurer la réponse en énergie d'un détecteur consiste à associer l'énergie d'un photon incident E à un spectre mesuré par le détecteur. Ce spectre est typiquement composé de quatre parties :

- le *pic photoélectrique*
- le *front Compton*
- le *pic de rétrodiffusion*
- les *pics d'échappement*

Ces quatre processus seront discutés plus loin dans la section 3.2.2.1.

Pour un appareil donné, il existe une limite fondamentale, généralement due à la nature du signal analysé, et qui impose une valeur maximale au pouvoir de résolution ; cette valeur est appelée *pouvoir de résolution théorique*.

Pour combiner cette réponse en énergie avec l'efficacité d'un instrument, c'est-à-dire déterminer sa réponse, on fait appel à des simulations *Monte Carlo* décrites dans le paragraphe suivant.

3.1.3.1 La simulation Monte Carlo

Les sources radioactives disponibles dans la nature ne fournissent pas un échantillonnage suffisamment complet de spectres étalons à toutes les énergies pouvant servir à l'élaboration de la réponse instrumentale du télescope. C'est pourquoi il convient de simuler les spectres obtenus durant l'étalonnage, puis valider la simulation pour pouvoir ensuite simuler n'importe quel spectre intermédiaire.

Pour cela, l'astronomie gamma utilise la simulation numérique Monte Carlo, empruntée à la physique des particules. Dans ce type de simulation, le chemin parcouru par une

particule est modélisé par une succession de petites étapes. À chacune de ces étapes, l'état de la particule est modifié aléatoirement selon des modèles physiques d'interactions avec la matière et/ou de décroissance de la particule et/ou par l'interaction avec le champ électromagnétique. Dans le cas d'une interaction avec la matière d'un détecteur, l'énergie déposée par la particule est enregistrée comme un événement dans le détecteur et convertie en numéro de canal. À ce niveau, les données de la simulation et du vrai détecteur sont du même type.

Mais, la différence entre une simulation Monte Carlo et la réalité dépendra essentiellement de la bonne connaissance de la physique des interactions, des propriétés des particules et des propriétés des matériaux. A cet effet, un modèle géométrique numérique, appelé *modèle de masse*, a été réalisé par le consortium *INTEGRAL*. Il comprend, aussi précisément que possible, les caractéristiques intrinsèques des matériaux composant le satellite (géométrie et constitution). Le modèle de masse *INTEGRAL* (TIMM ou *The INTEGRAL Mass Model*) est une description détaillée du satellite et de ses différents instruments scientifiques (Ferguson *et al.*, 2003). Il a été conçu pour estimer la réponse du satellite au flux de particules auquel il sera exposé en orbite. Le modèle est basé sur des données fournies par les équipes instrumentales^(a).

Dans le cas de SPI, un ensemble de logiciel regroupé sous le nom de MGEANT^(b) a été utilisé pour produire les simulations Monte Carlo (Sturmer *et al.*, 2003). MGEANT, développé par NASA/GSFC, est basé sur GEANT 3^(c), introduit par les physiciens des particules du CERN. Il contient plusieurs générateurs de spectres et de géométrie de faisceau qui permettent une personnalisation du programme au moment de sa compilation.

3.1.3.2 Architecture des matrices de réponse de SPI

La simulation Monte Carlo fournit la réponse instrumentale de SPI pour toutes les énergies et toutes les directions de photons incidents.

Afin de réduire la taille des fichiers et augmenter la vitesse du traitement, les matrices de réponse sont décomposées en deux séries de fichiers, les fichiers auxiliaires de la réponse (ARF pour *Ancillary Response Files*) et les fichiers de matrices de redistribution (RMF pour *Redistribution Matrix Files*) adoptant le modèle du logiciel XSPEC (*X-Ray Spectral Fitting Package*)^(d). Les ARF décrivent les facteurs géométriques en terme d'aire efficace (exprimé en cm^2) en fonction de l'énergie E_p du photon incident. Les RMF sont décomposées en trois catégories illustrées par la figure 3.1. Une première RMF décrit le pic photoélectrique, une deuxième, le front Compton issu des événements interagissant d'abord avec les détecteurs, et une troisième, le front Compton résultant

(a). Les informations sur le modèle de masse sont disponibles à : <http://www.integral.soton.ac.uk/>

(b). lheawww.gsfc.nasa.gov/docs/gamcosray/legr/integral

(c). wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant

(d). Ce logiciel est devenu un standard pour le traitement des données d'instruments X et gamma. Le logiciel et sa documentation sont accessibles à : <http://heasarc.gsfc.nasa.gov/docs/xanadu/xspec/>

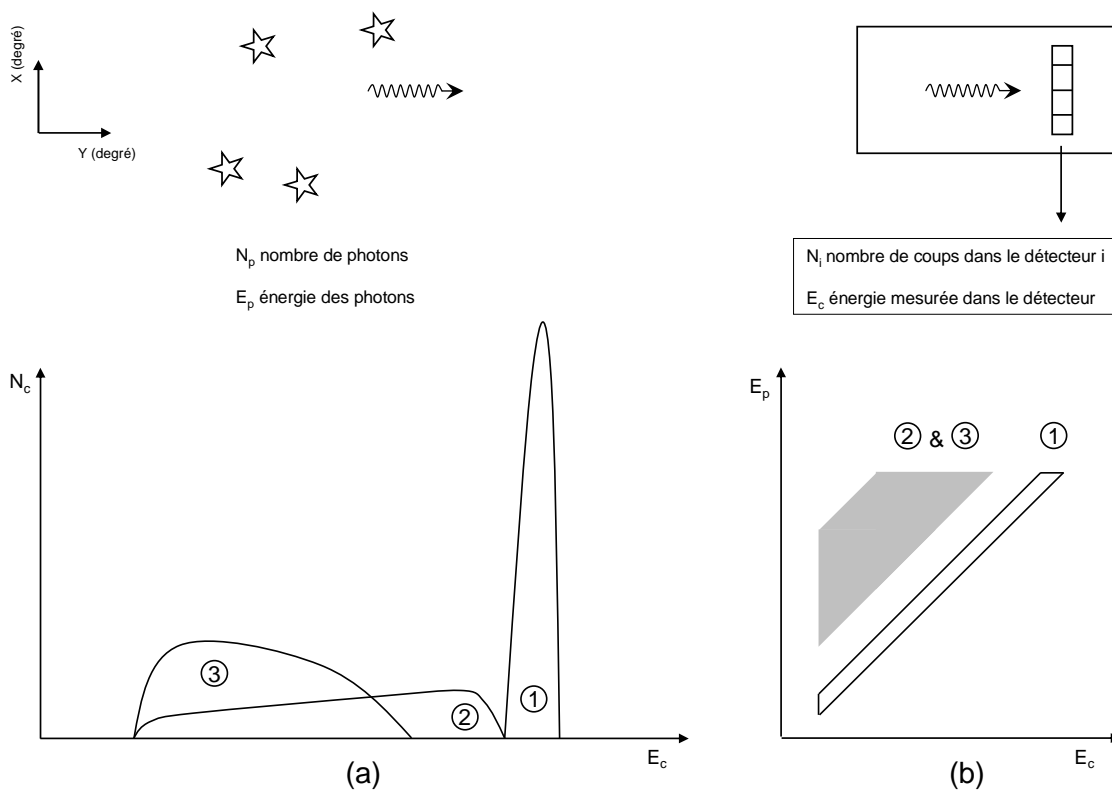


FIGURE 3.1 – Illustration des trois types de RMF.

des évènements ayant interagi en premier dans les matériaux passifs du télescope. En première approximation, ces RMF sont indépendantes des détecteurs et de la direction. À ces matrices correspondent trois ARF. Ces dernières dépendent évidemment de la direction du photon incident, ainsi que du détecteur. La matrice de réponse finale est une combinaison linéaire des coefficients des ARF et des RMF. Ainsi, pour un détecteur i donné, le nombre de coups $N_i(x, y, E_{\min} - E_{\max})$ entre E_{\min} et E_{\max} , pour un photon provenant de la position (x, y) dans le ciel s'écrit ainsi :

$$\begin{aligned}
 N_i(x, y, E_{\min} - E_{\max}) = & \sum_{E_p} \left[ARF_1^i(x, y, E_p) \times RMF_1(E_p, E_{\min} - E_{\max}) \right. \\
 & + ARF_2^i(x, y, E_p) \times RMF_2(E_p, E_{\min} - E_{\max}) \\
 & \left. + ARF_3^i(x, y, E_p) \times RMF_3(E_p, E_{\min} - E_{\max}) \right] \times N_p(x, y, E_p)
 \end{aligned} \quad (3.2)$$

où $N_p(x, y, E_p)$ est le nombre de photons incidents provenant de la direction (x, y) dans le canal d'énergie E_p .

3.2 Etalonnage au sol

J'ai participé à la prise des données durant les campagnes d'étalonnage. Mon rôle a été ensuite de prendre en charge le traitement et l'analyse de ces données au sein de l'équipe SPI du CEA. Cette partie constitue la première partie de mon travail de thèse dont l'aboutissement a donné suite à une publication (Attié *et al.*, 2003) reproduite en annexe.

Nous allons présenter successivement dans cette section une description des différentes campagnes d'étalonnage (3.2.1), puis les étapes par lesquelles il a été nécessaire de passer afin de déterminer, dans une configuration particulière, l'efficacité du pic photoélectrique, la réponse instrumentale associée du spectromètre (3.2.2), et enfin les résultats de ce travail (3.2.3). Une vérification de la perméabilité de l'ACS, ainsi que le bon fonctionnement des programmes de déconvolution ont fait aussi partie des campagnes d'étalonnage.

3.2.1 Description des campagnes d'étalonnage

Deux campagnes d'étalonnage ont été réalisées avant la mise en orbite du spectromètre. Elles ont eu lieu au centre CEA/DAM de Bruyères-le-Châtel en avril 2001 et au centre technique de l'ESA (ESTEC^(a)) à Noordwijk (Pays-Bas) en janvier 2002. La première fut exclusivement dédiée au spectromètre, alors que la deuxième était conjointe à tous les instruments, montés à ce moment-là sur la plate forme du satellite. Cette dernière campagne eut un impact mineur sur l'étalonnage de SPI.

3.2.1.1 Bruyères-Le-Châtel (BLC)

La campagne d'étalonnage de Bruyères-le-Châtel (BLC) fut la première et la plus importante des deux campagnes d'étalonnage. Elle a duré 21 jours (du 9 avril au 2 mai 2001) et a nécessité plus d'une année de préparation. Les mesures étaient réalisées 24 heures sur 24. Le lieu fut choisi pour les facilités du site à accueillir et manipuler des sources radioactives faibles et intenses pour la gamme basse de SPI (< 2 MeV) ainsi que pour l'utilisation d'un accélérateur de particules pour la gamme haute (entre 2 et 8 MeV). La manipulation d'un télescope spatial implique des conditions très particulières. C'est pourquoi, une salle *blanche*, à l'abri des poussières, a été construite pour accueillir le spectromètre afin d'éviter toute pollution avant le lancement. Elle se trouvait placée conjointement à la salle de l'accélérateur comme indiqué sur la figure 3.2. Deux fenêtres vitrées, l'une séparant la salle blanche de l'accélérateur et l'autre la salle blanche de l'extérieur, autorisaient le passage des rayons γ tout en gardant l'étanchéité de la salle blanche.

(a). Cigle pour *European Space Research et TEChnology Centre*.

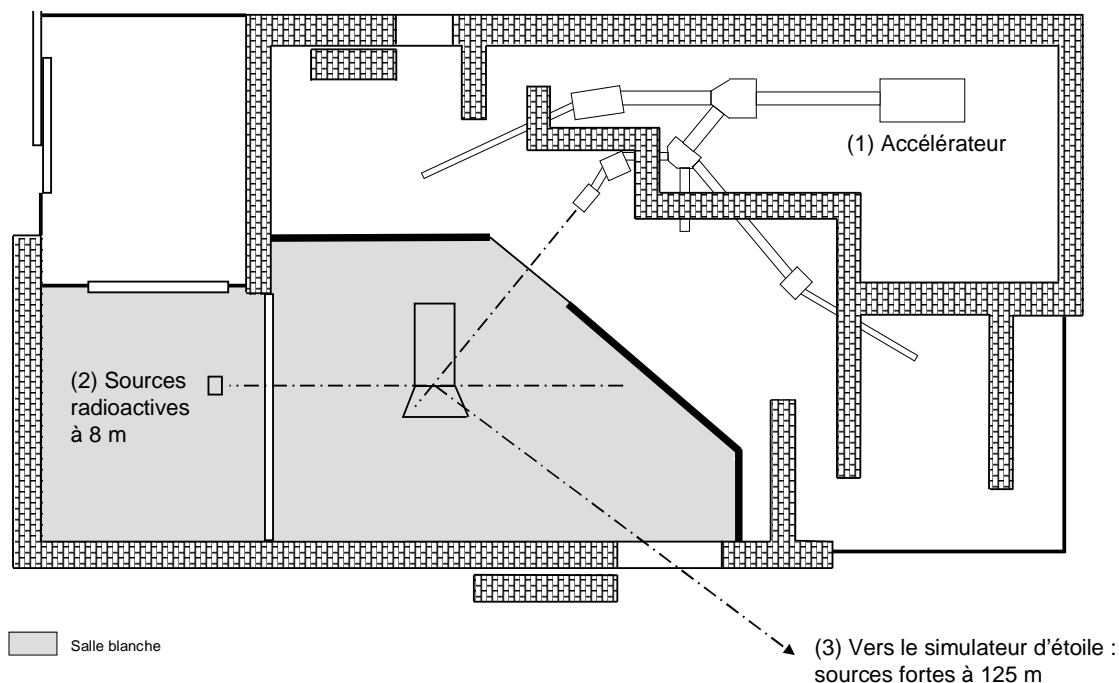


FIGURE 3.2 – Disposition du spectromètre dans la salle blanche de Bruyères-Le-Châtel pour les différents types de mesures utilisés pendant l'étalonnage : (1) accélérateur, (2) sources étalons à 8 m, (3) simulateur d'étoile à 125 m.

3.2.1.2 ESTEC

La seconde campagne d'étalonnage a permis de vérifier les différents points de mesures effectués lors de la première campagne à BLC, d'obtenir des mesures alors que le spectromètre était monté sur la plateforme satellite et enfin d'effectuer les derniers tests en vide thermique. La campagne s'est déroulée en deux temps. La première étape, dédiée à l'étalonnage avec des sources radioactives, a duré 10 jours (du 23 janvier au 1 février 2002) et la seconde, en cuve thermique, a duré 12 jours (du 28 avril au 9 mai 2002). Le satellite était disposé verticalement. Les sources radioactives étaient placées à différentes positions sur un rail horizontal situé à 11,89 m du sol.

3.2.1.3 Choix des sources

Comme nous l'avons introduit précédemment, l'étalonnage du télescope consiste à mesurer sa réponse en énergie à l'aide de sources de photons étalons, c'est-à-dire de sources dont l'activité est connue avec précision. Il est aussi important de tenir compte des conditions expérimentales qui pourraient influencer les résultats des mesures : température des détecteurs, mais surtout l'emplacement des matériaux environnants (sol, murs, plafond, conditionnement des sources, etc.).

Il y a eu trois types de mesures à BLC (FIG. 3.2). Afin de mesurer précisément la réponse en énergie et la réponse instrumentale dans le pic photoélectrique dans la gamme de 20 keV à 8 MeV, des **sources radioactives de basse intensité** (pour la gamme basse de 20 keV à 2 MeV) et un **accélérateur** de particules (pour la gamme haute de 2 MeV à 8 MeV) ont été utilisés. Afin de perfectionner les programmes de déconvolution pour l'imagerie, une **source radioactive de haute intensité** était placée à 125 mètres. Une planification des mesures a été établie en tenant compte du taux de comptage des sources et de leur disponibilité. J'ai évalué pour les sources radioactives qu'une durée d'environ une heure était suffisante pour chaque point de mesure. En raison du faible flux, les points de mesure pris avec l'accélérateur nécessitaient environ 30 heures d'enregistrement.

• Sources radioactives étalons de basse intensité à 8 mètres

Les sources de rayons γ à base d'isotopes radioactifs listées dans le tableau 3.1 ont été choisies afin de couvrir assez uniformément la gamme basse du télescope SPI, de 20 keV à 2 MeV. Ces sources ont été positionnées à courte distance de $\simeq 8$ m à 10 m (cf. 3.2.1.3) afin que leur flux soit suffisant et qu'elles puissent fournir un éclairage uniforme sur tout le plan de détection du spectromètre lorsque son masque est enlevé.

Nous avons établi quatre positions de source afin de comparer dans les mêmes conditions les mesures de BLC (télescope seul) aux mesures prises lorsque le télescope était fixé à la plateforme satellite aux côtés des autres instruments (ESTEC). Les sources de basse intensité (FIG. 3.2), ont donc été positionnées en réalité à quatre distances particulières, SPI1 (8,303 m), SP2 (8,483 m), SPI4 (9,798 m) et SPI5 (10,8 m) associées aux angles de SPI, par rapport à l'axe sources-SPI, respectivement de 0° , $11,82^\circ$, $32,07^\circ$ et $39,76^\circ$ (FIG. 3.4 et FIG. 3.5).

Pour estimer le nombre relatif de coups dans les détecteurs, j'ai simulé par *Ray Tracing* l'éclairage du plan de détection (FIG. 3.4) pour ces différentes positions de source. La figure 3.4 montre l'éclairage sur le plan détecteur qui se traduit en taux de comptage. On remarque, en particulier, pour les sources situées à distances finies (SPI1 dans l'axe, SPI2 hors axe) que la répartition du rayonnement est complexe. Dans les configurations SPI3 et SPI4, les événements sont rejetés par l'ACS et les photons γ ne passent pas par le masque avant de toucher les détecteurs. Dans le cas où la source est dans l'axe, on peut voir la symétrie de 120° de la projection du masque. Si la source est placée à 125 m, les pavés du masque se projettent pratiquement avec la même taille que les détecteurs (LD). Cela rend compte aussi que l'utilisation d'un masque codé nous prive de près de la moitié du signal du champ de vue dans le meilleur des cas. Ces simulations ont été faites dans le cas d'un masque idéal (masque complètement opaque avec des trous complètement transparents) et d'un bouclier d'anticoïncidence parfait.

L'influence des autres instruments aurait pu être quantifiée. Cependant, lors de la disposition de ces mêmes sources à l'ESTEC, il s'est avéré que les positions SPI1, SPI2, SPI4 et SPI5 ne correspondaient pas exactement à celles établies à BLC.

Les sources étalons ont été préparées par Isotope Products Laboratories. La précision sur leur activité est de 3 %. Le tableau 3.1 fournit la liste complète des sources étalons

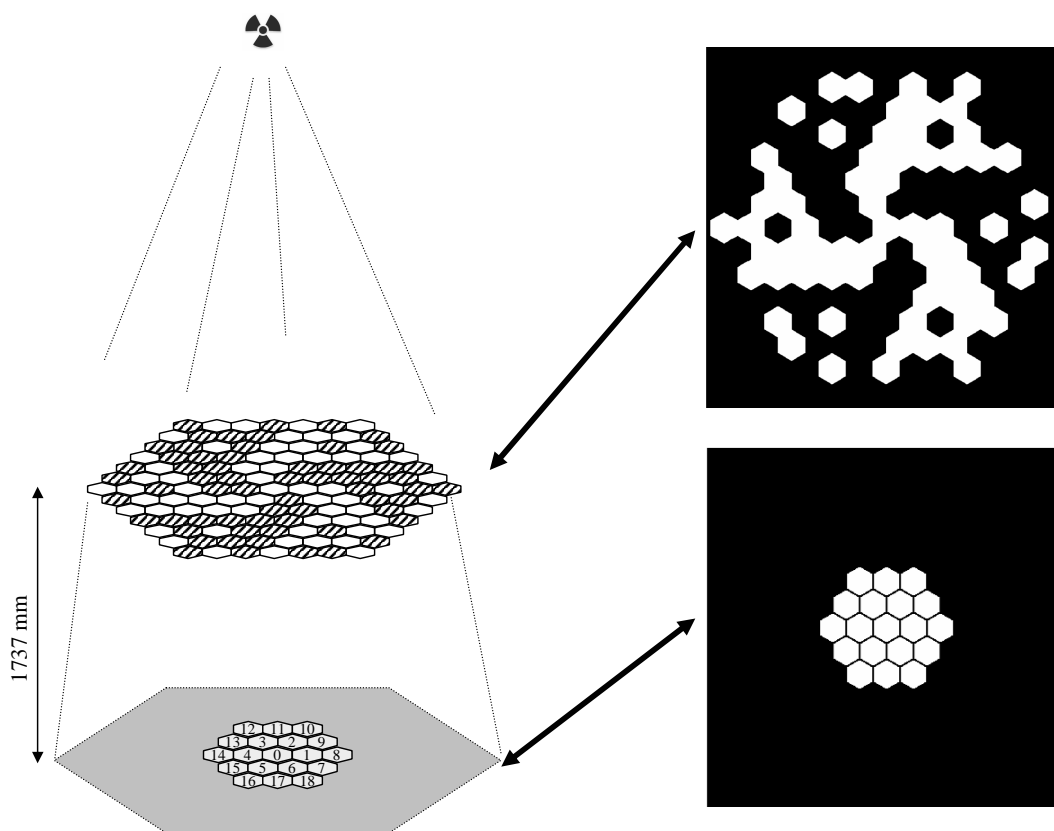


FIGURE 3.3 – Schéma de la projection numérique sur le plan de détection de SPI.

utilisées lors de la campagne d'étalonnage de BLC ainsi que les raies présentes dans chacun de leurs spectres.

- **Sources radioactives étalons de haute intensité à 125 mètres**

Pour tester les caractéristiques de l'imagerie au sol, il a été nécessaire de simuler les caractéristiques d'une source ponctuelle (ou *étoile*) émettant en gamma. C'est pourquoi, un simulateur d'étoile fut placé, à l'extérieur de la salle blanche, à une distance de 125 m du télescope. À cette distance, les rayons γ qui arrivent sur le télescope sont quasiment parallèles. Le simulateur d'étoile est constitué d'une source radioactive de haute intensité placée dans un conteneur pourvu d'un collimateur de tungstène et de plomb enrichi en uranium pour répondre aux exigences de sécurité qui s'appliquent lors de leurs utilisations. Quatre sources ont été utilisées : ^{241}Am (60 keV), ^{137}Cs (661,66 keV), ^{60}Co (1173,24 keV ; 1332,5 keV), ^{24}Na (1368 keV ; 2754,03 keV). Les activités, connues avec une précision d'environ 10 à 15 % au moment de la mesure, étaient de l'ordre de $1,78 \times 10^{10}$ Bq, $1,04 \times 10^{10}$ Bq et $3,7 \times 10^{10}$ Bq pour les trois premières. Pour le ^{24}Na , avec une demi-vie de 15 heures, son activité est fortement dépendante du temps écoulé entre sa production et son utilisation sur le lieu de l'étalonnage. Son activité varie aussi

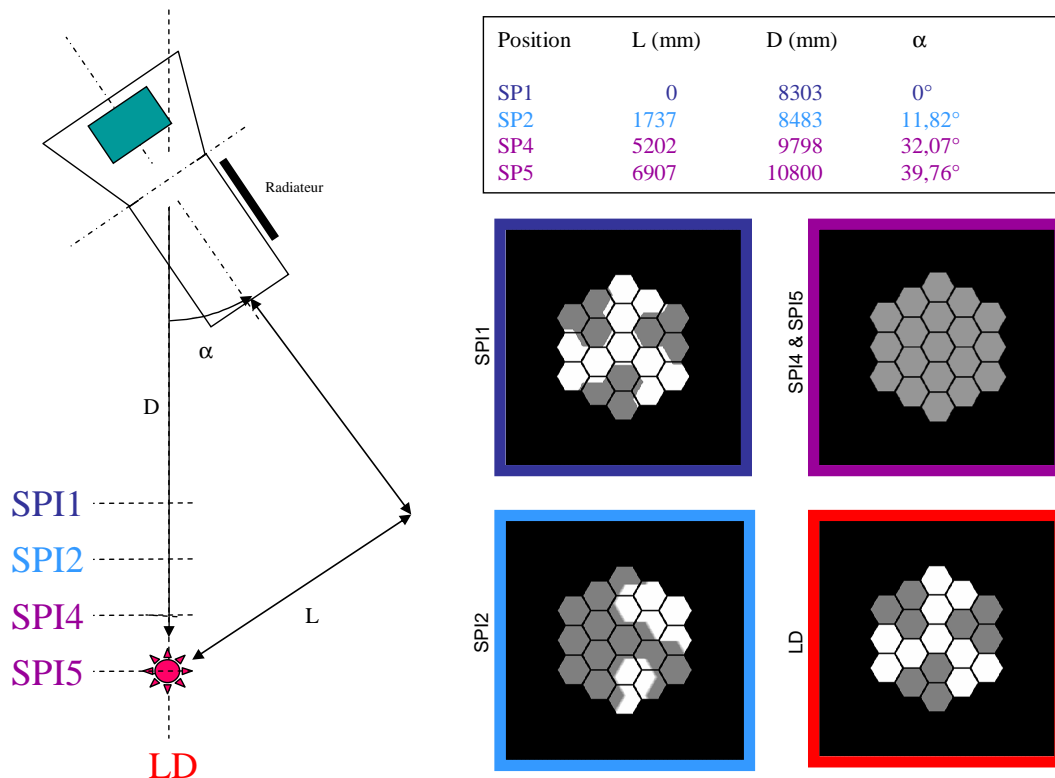


FIGURE 3.4 – Simulation des projections sur le plan détecteur de SPI pour une source à différentes positions. La couleur blanche correspond à l'éclairement du rayonnement γ à travers des trous du masque.

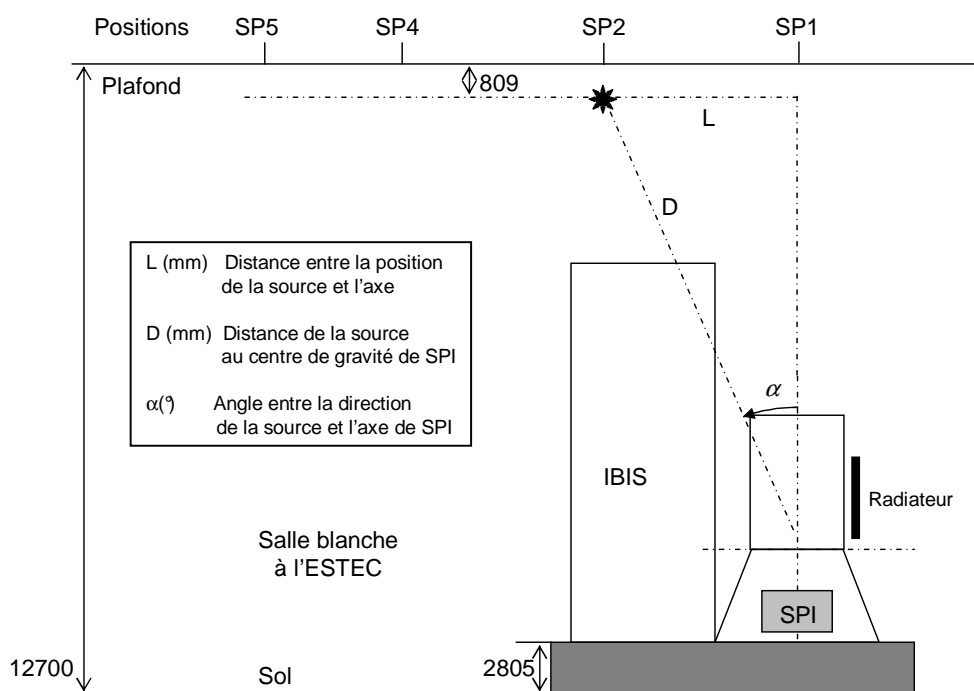


FIGURE 3.5 – Positions des sources à l'ESTEC (en millimètres).

pendant l'acquisition de données. Pour vérifier la collimation du faisceau au niveau du télescope, un détecteur CsI mobile, monté sur un cadre, a été positionné entre le télescope et la fenêtre donnant sur le simulateur d'étoile^(a). Ainsi au niveau de SPI, la divergence du faisceau était d'environ $\pm 4'$ et la taille angulaire des sources de $< 1'$.

- **Accélérateur de particules**

Les sources radioactives n'étant pas en mesure d'émettre des photons γ d'énergie supérieure à quelques MeV, l'étalonnage des télescopes opérant au delà de cette limite impose de produire des rayons γ en bombardant une cible avec des particules fournies par un accélérateur de type Van de Graaf de 4 MeV. Ce procédé, relativement lourd à mettre en œuvre, est le seul utilisable pour obtenir la réponse du télescope gamma à des photons γ de haute énergie. Ces photons sont obtenus en bombardant une cible mince de carbone avec des protons accélérés à des énergies judicieusement ajustées afin d'obtenir le phénomène de résonance. La réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ produit des noyaux de ^{14}N excités. Par retour à l'état fondamental, ces noyaux émettent alors par désexcitation nucléaire des photons γ dont l'énergie peut atteindre une vingtaine de MeV. Les tableaux 3.2 et 3.3 fournissent la liste des raies γ produites respectivement à l'aide des résonances à 550 keV et à 1747 keV, énergies du faisceau de protons fourni par l'accélérateur de BLC (Kiener *et al.*, 2003).

Le flux produit lors des réactions nucléaires n'est environ que le dixième de celui produit par les sources étalons de basse intensité placées à 8 mètres. Le nombre de photons produits dépend de l'efficacité de réaction, qui est liée au flux de protons et à la dispersion en énergie des protons, et de la cible (épaisseur, pureté, etc.). Malheureusement, il est très difficile de bien connaître tous ces paramètres.

Deux méthodes seront ici employées pour trouver le nombre exact des photons injectés au niveau du télescope :

(1) les réactions $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ produisent plusieurs raies dont certaines dans le domaine d'énergie des sources calibrées (énergies soulignées dans les tableaux 3.2 et 3.3). En utilisant les données fournies par le télescope lui-même il est alors possible de déduire la vraie intensité de cette ligne. Le vrai nombre de photons injectés au niveau du détecteur pour cette énergie spécifique est obtenu grâce aux résultats des mesures prises avec les sources étalons à courte distance. Grâce à la connaissance du rapport de branchement des différentes énergies produites par la réaction, il sera possible de connaître le nombre de photons incidents pour chaque énergie au niveau des détecteurs.

(2) pour la deuxième méthode, les intensités se rapportent à un détecteur de référence positionné dans la salle. Ce dispositif a été lui-même étalonné en laboratoire utilisant un ensemble de sources étalons de faible intensité.

(a). cf. documents de B. Cordier, S. Schanne et G. Tauzin et B. Rattoni.

Nucléide	Energie fournie par des transitions			
	atomique (keV)	Intensité (%)	nucléaire (keV)	Intensité (%)
²⁴¹ Am	11,9	0,8		
	13,9	12,5		
	17,8	18		
			26,35	2,4
			59,54	35,9
⁶⁰ Co			1173,24	99,89
			1332,5	99,98
⁵⁷ Co			14,41	9,1
			122,06	85,7
			136,47	10,7
⁶⁵ Zn			511,00	2,9
			1155,55	50,7
¹³³ Ba	30,6	34,4		
	30,9	64,2		
	34,9	18,9		
	35,8	4,3		
			53,16	2,2
			79,62	2,6
			80,99	34,1
			276,39	7,1
			302,85	18,3
			356,02	62
			383,85	8,9
¹³⁷ Cs			661,66	85,2
¹³⁹ Ce	33	22,7		
	33,4	41,7		
	37,8	12,4		
	38,8	3		
			165,86	79,9
⁸⁵ Sr	13,3	50,3		
	14,9	8		
			514,01	99,3
⁵⁴ Mn	5,4	22,5		
	5,98			
			834,84	99,98
⁸⁸ Y	14,1	17,7		
	14,2	34		
	15,8	9,3		
			511	0,4
			898,04	94,1
			1836,06	99,4
			2734,09	0,6
²² Na			511,00	180,5
			1274,5	99,9
²⁴ Na			1368,63	99,99
			2754,03	99,87

TABLE 3.1 – Liste des principales raies γ présentes dans les spectres des sources étalons utilisées à BLC et à l'ESTEC pendant les campagnes d'étalonnage.

E_γ (keV)	largeur (keV)	transition	I_0	I_{SPI}
8076	33	8.062 \rightarrow 0	627 \pm 20	752 \pm 24
5700.1	<0.5	5.691 \rightarrow 0	12.8 \pm 0.5	15.1 \pm 0.6
4922.8	<0.4	4.915 \rightarrow 0	16.3 \pm 0.6	19.1 \pm 0.7
4123	33	8.062 \rightarrow 3.948	102 \pm 3.2	119 \pm 3.7
3954.4	<0.3	3.948 \rightarrow 0	3.33 \pm 0.21	3.85 \pm 0.24
3383.8	<0.3	5.691 \rightarrow 2.313	23.7 \pm 0.8	27.0 \pm 0.9
<u>2316</u>	<0.3	2.313 \rightarrow 0	139 \pm 4.3	149 \pm 4.6
<u>1637.9</u>	<0.2	3.948 \rightarrow 2.313	100	100

TABLE 3.2 – Liste des raies γ de la résonance à 550 keV de la réaction $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$. I_0 est le flux relatif émis à 45 degrés de la cible, I_{SPI} le flux relatif à la position de SPI tenant compte de l'absorption du support de la cible, du système de refroidissement, des 8 m d'air et de la fenêtre séparant la salle blanche de la salle de l'accélérateur. Les flux sont normalisés sur la raie à 1637 keV. (d'après [Kiener *et al.* \(2003\)](#))

E_γ (keV)	I_0	I_{SPI}
9198	4288 \pm 145	5146 \pm 174
7049	161 \pm 5.6	193 \pm 6.7
6879	86.6 \pm 3.6	103.5 \pm 4.1
6450	438 \pm 14	523 \pm 17
5106	43.3 \pm 2.6	51.1 \pm 3.1
3491	18.6 \pm 1.0	21.2 \pm 1.1
3348	24.5 \pm 1.1	27.8 \pm 1.2
2734	493 \pm 14	543 \pm 15
2500	124 \pm 3.8	135 \pm 4.1
2315	194 \pm 5.6	208 \pm 6.0
2150	195 \pm 5.6	207 \pm 5.9
<u>1637</u>	100	100
<u>1341</u>	29.9 \pm 1.1	28.4 \pm 1.0

TABLE 3.3 – Liste des raies γ de la résonance à 1747 keV de la réaction à 45 degrés du faisceau incident. L'intensité de la raie à 5106 keV a été obtenue par la soustraction du second pic d'échappement (cf. 3.2.2.1) de la raie à 6130 keV de la réaction $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)$ et de la contribution du premier pic d'échappement de la raie à 2150 keV soustrait de la raie à 1637 keV. Les flux sont normalisés sur la raie à 1637 keV. (d'après [Kiener *et al.* \(2003\)](#))

3.2.1.4 Influence de l'environnement

L'influence de l'environnement sur l'étalonnage se traduit par la proportion que prend la diffusion Compton dans le spectre mesuré. Outre les photons γ émis par la source, le télescope recueille en effet tous ceux ayant diffusé un peu partout dans la salle d'éta-

lonnage (sol, murs, plafond) et dans les matériaux qui constituent le conditionnement de la source. Tous ces milieux plus ou moins diffusifs perturbent gravement les spectres enregistrés lors des phases d'étalonnage du télescope et des principaux sous-systèmes scientifiques.

L'amplitude du pic de rétrodiffusion et le front Compton, composantes majeures du spectre, sont étroitement liés aux conditions de mesures (FIG. 3.6). Les mesures d'étalonnage doivent être réalisées dans des salles aussi vastes que possible pour limiter l'influence de l'environnement. Les spectres enregistrés lors de la phase des étalonnages pour estimer la réponse en énergie de l'appareil une fois en orbite doivent alors tenir compte de cette dépendance à l'égard des conditions de mesures. L'équipe de la NASA en charge des simulations de la réponse instrumentale a réalisé des modélisations numériques précises des conditions de mesures afin de séparer les composantes induites par l'environnement, en particulier, l'effet du support des sources et du plafond afin de pouvoir les comparer aux données réelles.

3.2.2 Mesure d'efficacité : méthodologie

Afin de déduire l'efficacité dans le pic photoélectrique, trois étapes préliminaires s'avèrent nécessaires : tout d'abord il faut choisir une méthode d'ajustement de raie, ensuite, afin de localiser les différentes raies dans le spectre, il faut réaliser un étalonnage en énergie ; enfin, la résolution en énergie est déterminée intrinsèquement par l'ajustement des raies.

3.2.2.1 Forme des spectres étalons

Le but de l'étalonnage est de tester la simulation à l'aide de quelques spectres mesurés à l'aide de sources étalons. Chacun de ces spectres comprend plusieurs composantes :

- le *pic photoélectrique*
- le *front Compton*
- le *pic de rétrodiffusion*
- le *pic d'échappement*

Si le détecteur absorbait toute l'énergie du photon incident, seul le pic photoélectrique serait présent dans le spectre. Ce n'est pas toujours le cas. Trois autres processus sont possibles :

- (i) le photon dépose par effet Compton seulement une partie de son énergie qui se retrouve dans le front Compton ;
- (ii) le photon est rétrodiffusé sur les matériaux passifs entourant le détecteur avant d'y être entièrement absorbé (pic de rétrodiffusion) ;
- (iii) enfin, un photon γ d'énergie E_γ arrache un électron de la couche K dans le cristal ; il se retrouve alors avec l'énergie $E_\gamma - E_K$. Lors du réarrangement atomique, il y a émission de photons X_K , qui peuvent eux-mêmes être réabsorbés dans le cristal, ou bien s'échapper :

- s'ils s'échappent, le détecteur n'enregistre que l'énergie $E_\gamma - E_K$,
- s'ils sont réabsorbés, les électrons créés par les X et le photoélectron d'énergie $(E_\gamma - E_K)$ se succèdent dans un temps suffisamment court pour qu'ils soient comptés comme un seul évènement d'énergie E_γ (les énergies s'ajoutent).

Dans le spectre on observe ainsi généralement le pic d'énergie totale E_γ accompagné d'un pic de faible intensité, d'énergie $(E_\gamma - E_K)$ qu'on appelle le *pic d'échappement*. Les pics d'échappement ne sont pas à prendre en compte dans les calculs d'efficacité par exemple mais plutôt dans la gestion du bruit de fond.

En dehors du pic photoélectrique, il est donc complexe de mesurer la réponse en énergie correspondant au reste du spectre, surtout dans le régime où la diffusion Compton est le mécanisme dominant. Mesurer proprement les différentes composantes du spectre obtenues d'une source de photons γ monoénergétiques est difficile, et ce d'autant plus si le spectre est la superposition de raies de la source, de raies instrumentales et de raies du bruit de fond environnant (cf. FIG. 3.6).

Étant donné qu'il est difficile de distinguer la contribution des différentes composantes du spectre, j'ai décidé de ne m'intéresser qu'aux pics photoélectriques dans les spectres de sources étalons.

3.2.2.2 Pic photoélectrique

Il est ainsi préférable de choisir des sources étalons monoénergétiques ou des sources dont le spectre comporte des raies à des énergies éloignées les unes des autres afin d'éviter toute superposition. La figure 3.7 donne un exemple de la multiplicité des raies et des continuum associés pour une source de ^{133}Ba . Dans ce spectre, seules les deux raies de plus hautes énergies (356 et 383 keV) ont été utilisées pour éviter l'éventuelle pollution due aux diffusions Compton.

On caractérisera le pic photoélectrique par :

- sa position E_0 du pic ;
- sa résolution en énergie, paramètre défini comme la largeur à mi-hauteur (FWHM ou *Full Width Half Maximum*) ΔE exprimée souvent comme le rapport $E/\Delta E$,
- et le flux correspondant à l'aire située au-dessous du pic.

Ce seront ces caractéristiques que j'utiliserai pour le calcul d'efficacité au cours de l'analyse des données d'étalonnage. Il sera alors possible de comparer les points de mesure à des simulations Monte Carlo prises dans ce cas particulier (pic photoélectrique).

3.2.2.3 Décomposition des évènements

Outre les interactions physiques entre le rayonnement γ et les détecteurs (voir 2.1.1), il existe deux types d'évènements dans le plan de détection (voir 2.2.5 et FIG. 3.8) : SE, ME. Un évènement est classé SE par l'électronique si le photon est complètement absorbé par le détecteur (aucun autre évènement n'a été déclenché dans les autres au même moment, c'est-à-dire durant une période de temps de 350 ns). Un évènement est classé ME lorsque qu'au moment où un détecteur déclenche, un ou plusieurs autres déclenchent

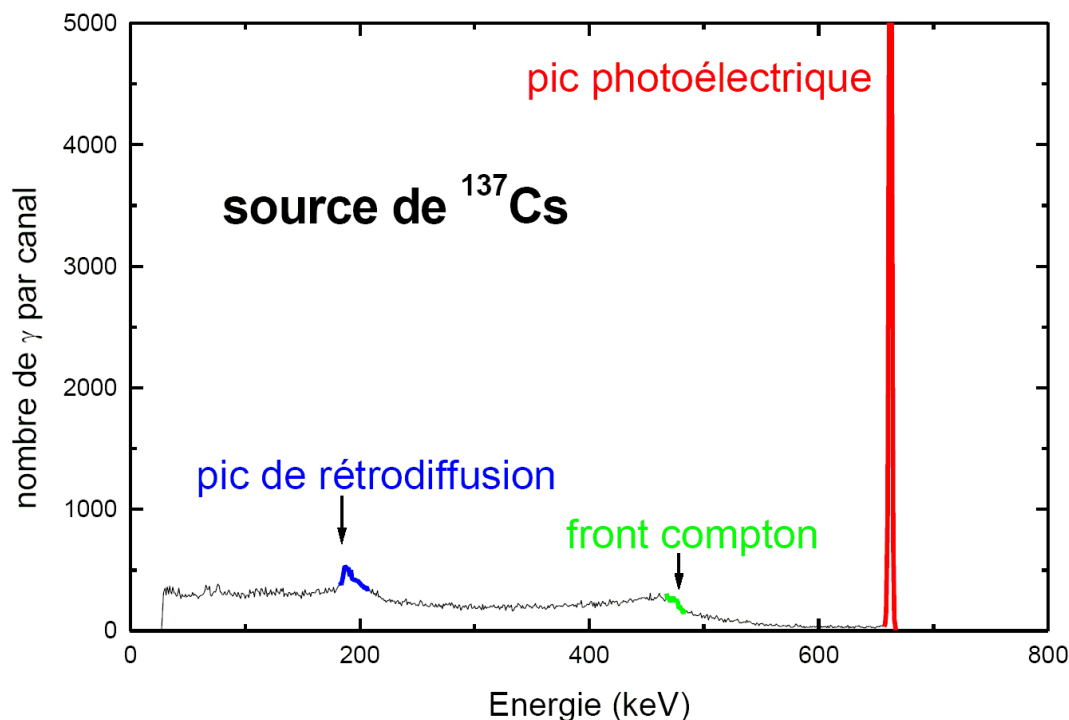
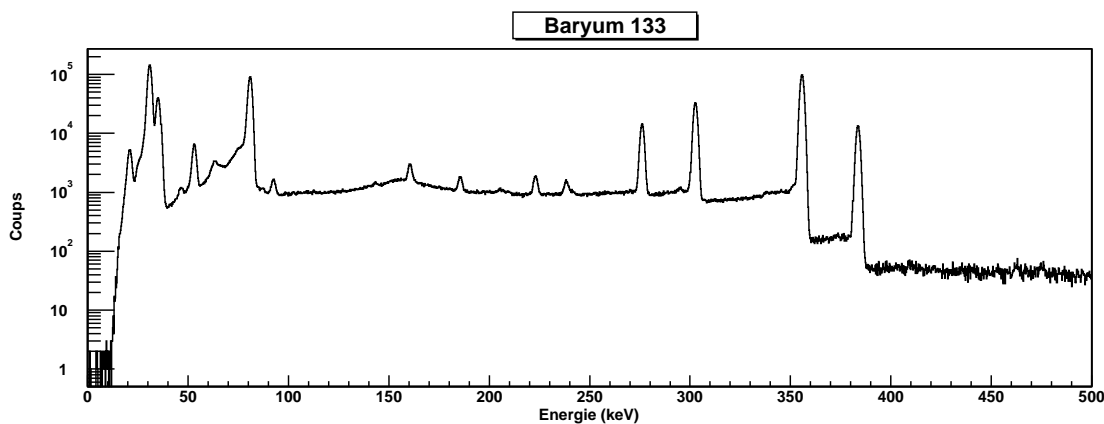


FIGURE 3.6 – Réponse spectrale à une source monoénergétique d'un détecteur en Ge.

FIGURE 3.7 – Spectre de la source de ^{133}Ba .

à leur tour (durant la période de 350 ns). Pour chaque évènement, on enregistre son type, son ou ses numéros de détecteurs ainsi que les énergies associées.

Pour déterminer l'efficacité du pic photoélectrique du plan détecteur, il faudra alors le déterminer pour chacun de ces types d'évènements et ensuite faire la somme.

La figure 3.9 montre la superposition des spectres SE et ME (ME2 : évènements *doubles* ; ME3 : évènements *triples*) d'une source de ^{137}Cs enregistrée pendant la mesure n°65 de la campagne d'étalonnage à BLC où le pic photoélectrique se trouve à 661 keV. Le front Compton diminue quand la multiplicité augmente car la probabilité que le photon

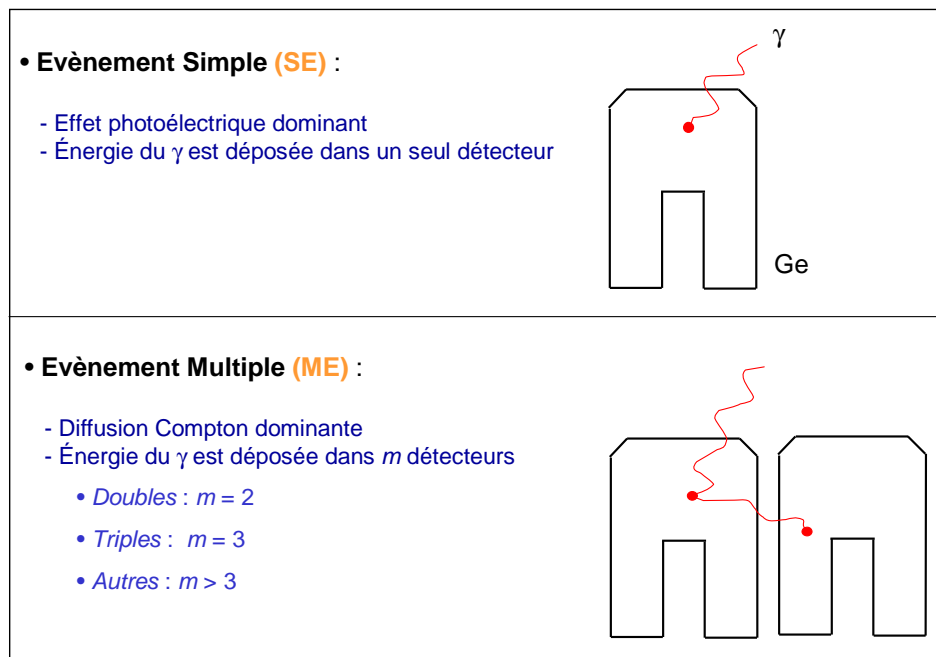
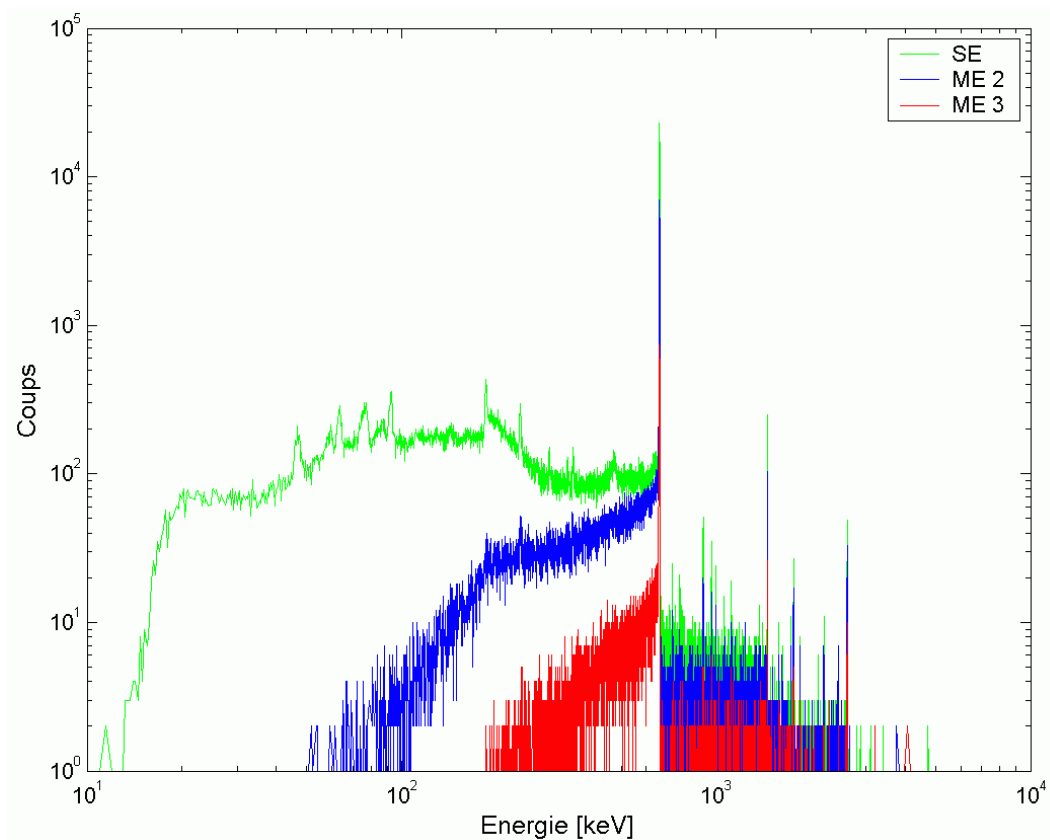


FIGURE 3.8 – Différents types d'évènements possibles sur le plan de détection de SPI.

FIGURE 3.9 – Spectre SE et ME (ME2 : évènements doubles ; ME3 : évènements triples) d'une source de ^{137}Cs enregistré pendant la mesure (RUN) 65 de la campagne d'étalonnage à Bruyères-le-Châtel.

touche plusieurs détecteurs et s'échappe sans avoir déposé toute son énergie diminuée avec la multiplicité.

3.2.2.4 Ajustement de raie

Les différentes raies d'un spectre peuvent avoir des profils symétriques de type Lorentz, Gauss, Voigt, Lorentz-Gauss, et surtout dissymétriques dont il faut prédéfinir le type à partir d'un modèle. Il existe deux manières d'évaluer le nombre d'événements dans une raie centrée à l'énergie E :

1. mesurer le taux de comptage dans l'intervalle $(E - \delta E, E + \delta E)$;
2. ajuster le pic à l'aide d'un modèle ; les valeurs des paramètres de l'ajustement ainsi obtenus donnent l'aire au dessous de la raie.

Chacune de ces deux méthodes présuppose que l'on ait enlevé une composante de fond en dessous de la raie en soustrayant soit un modèle (ligne de base) soit des mesures de bruit de fond prises en des temps et des lieux judicieusement choisis. Durant les étalonnages, tous les jours, une à deux mesures d'une heure environ (même ordre de grandeur que les mesures avec les sources), étaient spécifiquement dédiées pour le bruit de fond environnant. Par la suite, j'ai effectué une étude qui a montré que durant toute la campagne de BLC, le bruit de fond pouvait être considéré comme invariant. Ainsi, avant tout ajustement, j'ai retiré de chaque spectre une composante de fond composée d'une somme de spectres de bruit de fond enregistrés pendant les étalonnages.

Dans notre cas où il faut évaluer tous les paramètres d'une raie, tels que sa position (centre), sa largeur et son intensité, seule l'utilisation d'un ajustement des données par un modèle (fonction) est convenable. Pour une raie centrée en E_0 , l'intensité de la raie correspond à la surface sous la courbe définie par la fonction ajustée à la raie. La forme théorique de la raie est en principe une gaussienne centrée en E_0 et de largeur σ . La résolution théorique de l'instrument $\text{FWHM}_{\text{th}} = 2,355\sigma$ (cf. 3.2.2.6). Mais en pratique, l'ajustement de la raie ne peut être réalisé par une simple gaussienne. J'ai choisi de prendre une fonction $F_{\text{ajust}}(E)$ composée pour ajuster les raies.

Cette fonction $F_{\text{ajust}}(E)$ est la somme de trois termes :

- le premier est une gaussienne centrée en E_0 , de largeur σ : elle donne la forme générale attendue de la raie ;
- le deuxième est une fonction d'erreur complémentaire, $\text{erfc} = 1 - \text{erf}$, centrée en E_0 : elle corrige l'asymétrie de la raie due au front Compton ;
- le troisième est une fonction affine : elle permet de modéliser le fond continu sous la raie.

$$F_{\text{ajust}}(E; N, \sigma, E_0, a, b) = \frac{N}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{E-E_0}{\sigma\sqrt{2}}\right)^2} dE + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\frac{|E-E_0|}{\sigma\sqrt{2}}}{+\infty} e^{-t^2} dt + aE + b \quad (3.1)$$

Les sources étalons ont été choisies de préférence avec un spectre monoénergétique ou un spectre contenant des raies espacées afin d'éviter toute pollution de la raie mesurée par le pic de rétrodiffusion ou du front Compton d'autres raies présentes dans le spectre (ex. : ^{22}Na , ^{54}Mn , ^{65}Zn , ^{137}Cs , ^{139}Ce). Aussi, les raies se superposant dans le spectre ou

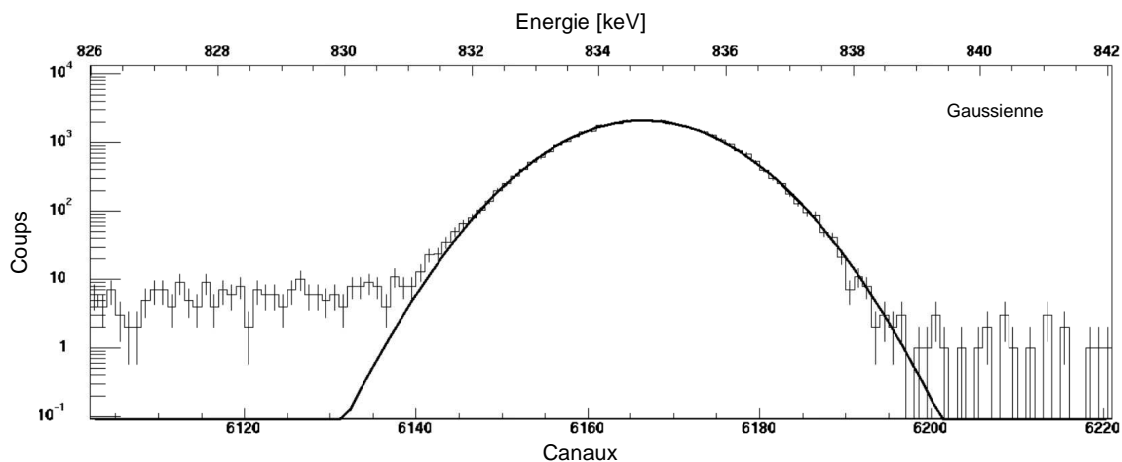


FIGURE 3.10 – Ajustement de la raie de ^{54}Mn avec une Gaussienne centrée à 834 keV. Le rapport $\chi^2/\text{nof} = 305,5/107$ vaut 2,86.

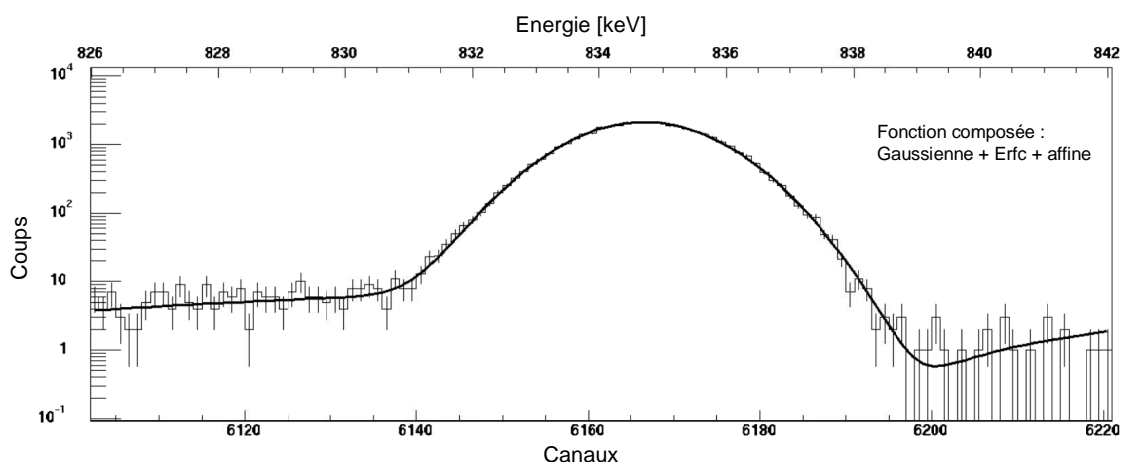


FIGURE 3.11 – Ajustement de la raie de ^{54}Mn avec une fonction composée d'une Gaussienne centrée à 834 keV, d'une fonction erreur inverse et d'une fonction affine. Le rapport $\chi^2/\text{nof} = 92,8/104$ vaut 0,89.

de faible statistique (dans un premier temps) ont été mises de côté pour échapper aux erreurs difficilement estimables (ex. : ^{133}Ba : 79,62 et 80,99 keV ; 30,6 et 30,9 keV ; 34,9 et 35,8 keV ; ^{241}Am : 20,8 et 26,35 keV). Les figures 3.10 et 3.11 illustrent l'amélioration de l'ajustement réalisé à l'aide d'une simple gaussienne ou de la fonction 3.1 dans le cas de la raie à 834 keV du ^{54}Mn .

3.2.2.5 Etalonnage en énergie

L'étalonnage en énergie consiste à établir la relation entre la hauteur du signal en sortie des PA des détecteurs et l'énergie du photon incident. Pour une énergie E_0 d'un photon incident, la hauteur du signal détecté sera convertie en un numéro de canal. Cela

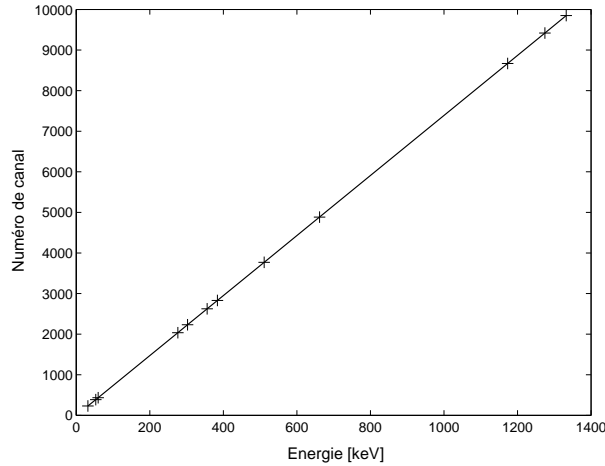


FIGURE 3.12 – Courbe d’étalonnage en énergie du détecteur 1 du spectromètre ajustée par une fonction du type $F = a \log E + b + cE + dE^2 + eE^3$ avec laquelle le meilleur χ^2 est obtenu. Cependant, une simple fonction affine est en général suffisante.

présuppose que le gain (de l’électronique) est linéaire et invariant. Il est en fait linéaire au premier ordre (Canal = $a \times E + b$) et ne varie qu’avec la température (Roques *et al.*, 2003). Le télescope SPI fournit un spectre de coups assez complexe en réponse à une source monoénergétique comme illustré sur la figure 3.6. Un étalonnage en énergie de chacun des détecteurs a été réalisé à BLC. Il s’agissait dans un premier temps de trouver la relation qui liait l’énergie E du photon détecté au numéro de canal. Les différentes mesures effectuées à l’aide des sources étalons forment une courbe. Afin de trouver la position d’une raie dans un spectre en énergie avec exactitude, il est important de trouver un modèle qui s’ajuste au mieux à la courbe (FIG. 3.12). En utilisant la méthode des moindres carrés (cf. annexe), il est possible de déterminer une fonction appropriée pour chacun des détecteurs. Parmi les fonctions ajustées (TAB. 3.4), celle qui donne le χ^2 le plus bas est :

$$F = a \log E + b + cE + dE^2 + eE^3 \quad (3.2)$$

On peut ainsi définir un jeu de coefficients (a , b , c , d et e) pour une température du plan de détection et pour un détecteur donnés. Par exemple, pour le détecteur 1 (FIG. 3.6), les coefficients sont $a = -4,504$, $b = 10,32$, $c = 7,424$, $d = -2,343 \times 10^{-5}$ et $e = 8,722 \times 10^{-9}$.

Le gain de l’électronique associée aux détecteurs est variable et dépend principalement de la valeur de la haute tension et au deuxième ordre de la température. Par exemple, une variation de 1 K entraîne une déviation de 0,13 keV dans la relation qui lie les canaux à l’énergie (Eq. 3.2). La précision de l’étalonnage est d’environ 0,05 keV par canal pour une énergie $E < 1$ MeV et d’environ 0,15 keV par exemple à 1,809 MeV.

Fonction F(x)	χ^2
$ax + b$	25,44
$ax^2 + bx + c$	6,26
$ax^3 + bx^2 + cx + d$	3,76
$a \log x + b + cx + dx^2 + ex^3$	0,88

TABLE 3.4 – Fonction d’ajustement pour l’étalonnage en énergie pour le détecteur 1

3.2.2.6 Résolution en énergie

Les deux principales grandeurs qui caractérisent un détecteur sont son efficacité et sa résolution. Cette dernière dépend principalement de sa taille et de sa forme. Pour les détecteurs de SPI, ces aspects ont été bien traités par [Kandel *et al.* \(1997\)](#). Les facteurs qui influencent la largeur du pic et qui agissent sur son pouvoir de résolution sont :

- la statistique du processus de création de charges (résolution intrinsèque) ;
- les propriétés particulières d’un détecteur individuel, comme principalement une bonne capacité à collecter les charges ;
- le bruit électronique.

La première de ces contributions à la largeur du pic est inhérente au type de matériau. Le gap dans un cristal de germanium est de 0,6 eV à 77 K, mais une énergie moyenne de $\bar{e} = 2,96$ eV est nécessaire pour créer une paire électron-trou dans le Ge (Sec. 2.1.2.2). Ce surplus d’énergie est dissipé sous forme d’excitations élémentaires en modes collectifs appelés *phonons*, sorte de vibrations quantiques du réseau cristallin. Bien que la moyenne du nombre de paires soit $N = E_\gamma/\bar{e}$, la répartition de l’énergie du photon entre les différents modes d’excitation entraîne une distribution statistique du nombre de paires électron-trou, et ainsi une diffusion statistique des impulsions produites par un groupe monoénergétique de photons complètement absorbés dans le détecteur. Cependant, comme l’a décrit Fano en 1946, la statistique de création de paires électron-trou n’est pas poissonnienne. Dans sa théorie, la déviation standard à la moyenne du nombre de paires s’exprime comme $\sqrt{\mathcal{F} \times N}$ où \mathcal{F} est le *facteur de Fano*. La largeur R du pic observé due à la statistique de création de charges est :

$$R = 2,355 \sqrt{\frac{\mathcal{F} E_\gamma}{\bar{e}}} \quad (3.3)$$

Le facteur de Fano pour le Ge est 0,06. En orbite, les détecteurs en Ge seront soumis à de très fortes radiations, ce facteur ne fera qu’augmenter.

La résolution en énergie a été mesurée précisément par [Paul \(2002\)](#) lors de tests en vide thermique où le plan de détection était refroidi à une température de 90 K (FIG. 3.13). La résolution moyenne sur les 19 détecteurs peut être ajustée par une fonction quadratique en E :

$$FWHM(E) = \alpha_1 + \alpha_2 \times \sqrt{E} + \alpha_3 \times E. \quad (3.4)$$

A la température de $T = 90$ K, $\alpha_1 = 1,54$, $\alpha_2 = 4,6 \times 10^{-3}$ et $\alpha_3 = 6,0 \times 10^{-3}$. Par exemple à 1 MeV, $FWHM \simeq 2,3$ keV.

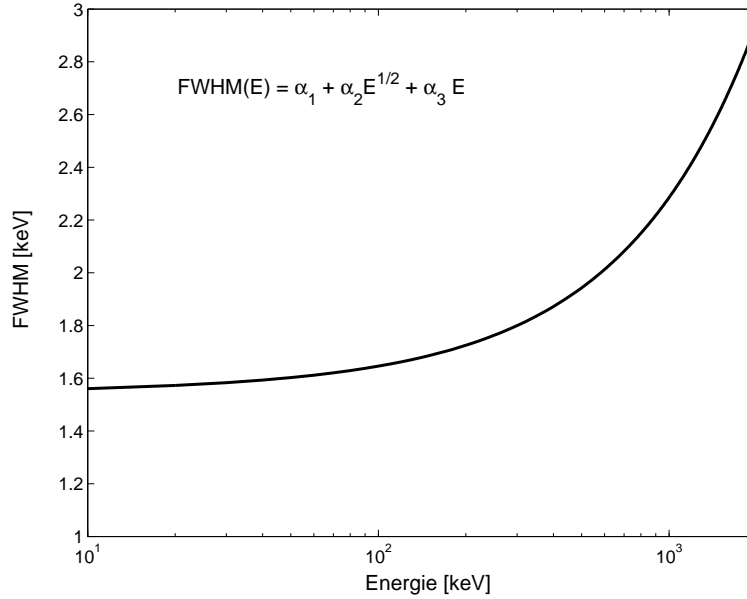


FIGURE 3.13 – Résolution spectrale (FWHM) du plan de détection en fonction de l'énergie à 90 K

3.2.2.7 Calcul de l'efficacité

Pour le détecteur i , l'efficacité ϵ_i du pic photoélectrique d'énergie E est obtenue en faisant le rapport du flux ϕ_i mesuré dans le pic photoélectrique et du flux ϕ_{incident} incident d'énergie E au niveau des détecteurs :

$$\epsilon_i = \frac{\phi_i}{\phi_{\text{incident}}} \quad (3.5)$$

avec

$$\begin{aligned} \phi_i &= \frac{\mathcal{S}}{T_{\text{eff}}} \\ &= \frac{\sqrt{2\pi} N \sigma}{T_{\text{eff}}} \end{aligned} \quad (3.6)$$

où \mathcal{S} est l'aire sous la fonction d'ajustement de paramètres N et σ (cf. 3.2.2.4), T_{eff} est le temps effectif de la mesure (temps de la mesure corrigé du temps mort) et pour une source donnée :

$$\phi_{\text{incident}} = \mathcal{A}_t \times 2^{-\frac{T_1 - T_0}{\tau}} \times \text{Br}_E \times \Omega \times e^{-\frac{\mu_E}{\rho} x} \quad (3.7)$$

où \mathcal{A}_t est l'activité de la source à la date T_0 , T_1 est la date de la mesure, τ la demi-vie de la source, Br_E le rapport de branchement de la raie à l'énergie E (cf. TAB. ??). Le coefficient de transmission est calculé en utilisant le coefficient massique d'atténuation de l'air μ_E à l'énergie E , la densité de l'air qui vaut $1,205 \times 10^{-3} \text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$, et la distance x entre la source et le détecteur (FIG. A.2 dans la section A.4). Ω est l'angle solide sous

lequel la source éclaire le détecteur :

$$\Omega_i = \frac{A_i}{4\pi x^2} \quad (3.8)$$

où A_i est l'aire géométrique du détecteur i . L'aire moyenne $\langle A_i \rangle$ des détecteurs étant de $26,75 \text{ cm}^2$.

Dans le cas des mesures de l'accélérateur, les intensités relatives I_{SPI} des raies, sont corrigées de tous les effets d'absorption (Kiener *et al.*, 2003), puis normalisées à la raie de 1638 keV (TAB. 3.2 et 3.3). Dans ce cas, l'efficacité est calculée par la relation suivante :

$$\epsilon_i(E) = \frac{\phi_i(E)}{\mathcal{I}r_E \times \phi_i(1638)} \times \epsilon_i^{\text{int}}(1638) \quad (3.9)$$

où $\epsilon_i^{\text{int}}(1638)$ est l'efficacité du détecteur i à 1638 keV obtenue par interpolation de la courbe d'efficacité obtenue à l'aide des sources entre 20 keV à 1836 keV.

3.2.3 Mesure d'efficacité : résultats

L'idée était de mesurer l'efficacité dans le pic photoélectrique pour une source dans l'axe, avec et sans masque (pour une homogénéité de l'éclairement) pour des énergies recouvrant toute la gamme du spectromètre. Les mesures ont été réalisées avec des types de sources différentes, à 8 m pour la gamme 20 keV à 2 MeV et avec l'accélérateur pour la gamme 2 MeV à 8 MeV.

Avant de déterminer l'efficacité du télescope, il a fallu tout d'abord déterminer l'efficacité du plan de détection. Pour cela, il a été préférable de retirer le masque afin que le rayonnement provenant des sources radioactives étalons arrive au niveau des détecteurs le plus uniformément possible.

Les activités des sources étalons sont connues à 3 % près, tandis que pour l'accélérateur les flux absolus sont assez mal connus. Il a été nécessaire de déterminer une courbe d'efficacité absolue dans la gamme 20 keV à 2 MeV et une courbe d'efficacité relative dans la gamme 2-8 MeV, puis de renormaliser cette dernière avec la première en utilisant la raie à 1638 keV.

3.2.3.1 Efficacité du plan de détection (sans le masque)

• Efficacité pour les SE

Pour les détecteurs numérotés 1 à 18 (cf. FIG. 2.9), les efficacités sont comparables comme le montre la figure 3.14 où sont représentées les efficacités pour chacun des 19 détecteurs ainsi que la valeur moyenne (détecteur 0 exclu). Cependant, l'efficacité du détecteur 0 est inférieure à la moyenne des 18 autres détecteurs. Cette diminution d'efficacité, d'environ un facteur 2 à 60 keV et 40 % à 1 MeV, est la signature d'une absorption. À 1 MeV, l'efficacité est comparable à l'efficacité à 25 keV (inférieure à 20 %).

La valeur $\langle \tilde{\epsilon} \rangle = \frac{1}{18} \sum_{i=1}^{18} \epsilon_i$ est représentative de l'efficacité d'un détecteur. Les efficacités ϵ_0 et $\langle \tilde{\epsilon} \rangle$ ont été comparées à la moyenne de l'efficacité d'un détecteur simulée $\langle \tilde{\epsilon} \rangle_{\text{sim}}$

E (keV)	Source	A₀ (MBq)	T₀ (date h :mm)	T₁ (date h :mm)	T₁-T₀ (jours)	Br (%)	T_{1/2}	A₁ (MBq)
20,80	²⁴¹ Am	3,513	15/11/00 12:00	23/4/01 3:00	<i>158,21</i>	4,7	432,17±0,66 ans	3,511
26,35	²⁴¹ Am	3,513	15/11/00 12:00	23/4/01 3:00	<i>158,21</i>	2,4	432,17±0,66 ans	3,511
~30,8	¹³³ Ba	8,384	15/11/00 12:00	23/4/01 8:00	<i>158,42</i>	98,60	3862±15 jours	8,149
~35,07	¹³³ Ba	8,384	15/11/00 12:00	23/4/01 8:00	<i>158,42</i>	23,20	3862±15 jours	8,149
59,54	²⁴¹ Am	3,513	15/11/00 12:00	23/4/01 3:00	<i>158,21</i>	35,9	432,17±0,66 ans	3,511
122,06	⁵⁷ Co	7,507	1/5/01 12:00	23/4/01 5:00	<i>-8,71</i>	85,7	271,79±0,09 jours	7,676
165,86	¹³⁹ Ce	3,664	15/3/00 12:00	29/4/01 3:00	<i>409,21</i>	79,9	137,64±0,023 jours	0,467
356,02	¹³³ Ba	8,384	15/11/00 12:00	23/4/01 8:00	<i>158,42</i>	62,	3862±15 jours	8,149
383,85	¹³³ Ba	8,384	15/11/00 12:00	23/4/01 8:00	<i>158,42</i>	8,9	3862±15 jours	8,149
514,01	⁸⁵ Sr	10,79	1/5/01 12:00	23/4/01 11:00	<i>-8,46</i>	99,3	64,849±0,004 jours	11,811
661,70	¹³⁷ Cs	7,026	15/11/00 12:00	23/4/01 13:00	<i>158,62</i>	85,2	30,17±0,16 ans	6,956
834,84	⁵⁴ Mn	6,786	1/5/01 12:00	23/4/01 16:00	<i>-8,25</i>	99,98	312,3±0,4 jours	6,911
898,04	⁸⁸ Y	6,845	1/5/01 12:00	23/4/01 23:00	<i>-7,96</i>	94,1	106,63±0,025 jours	7,208
1115,55	⁶⁵ Zn	7,748	1/5/01 12:00	24/4/01 5:00	<i>-7,71</i>	50,7	244,26±0,26 jours	7,919
1173,24	⁶⁰ Co	7,522	15/11/00 12:00	23/4/01 20:00	<i>158,92</i>	99,89	5,272±0,001 ans	7,104
1274,50	²² Na	7,648	15/11/00 12:00	24/4/01 9:00	<i>159,46</i>	99,9	950,8±0,9 jours	6,809
1332,50	⁶⁰ Co	7,522	15/11/00 12:00	23/4/01 20:00	<i>158,92</i>	99,98	5,272±0,001 ans	7,104
1836,06	⁸⁸ Y	6,845	1/5/01 12:00	23/4/01 23:00	<i>-7,96</i>	99,4	106,63±0,025 jours	7,208

TABLE 3.5 – Activité des sources étalons utilisées durant la campagne d'étalonnage de BLC. L'activité A_1 est donnée avec une erreur de 3 %.

qui est d'environ 10 % plus grande que $\langle \tilde{\epsilon} \rangle$ (FIG. 3.15). Le correction de cette différence entre les simulations et les mesures sera discutée dans la section 3.2.3.3.

La forme générale de la courbe (FIG. 3.14) s'explique aisément. Bien que l'efficacité d'un Ge soit proche de 100 % à basse énergie, les matériaux passifs entourant le détecteur (capsule d'aluminium, cryostat) absorbent considérablement les photons γ et produisent une coupure limitant la gamme d'énergie de SPI à environ 20 keV. À haute énergie, l'efficacité décroît régulièrement avec l'énergie. La figure 3.15 est à mettre en regard de la figure 2.2 où l'on voit que les changements de courbure à ~ 150 keV et ~ 4 MeV correspondent au passage de la prédominance du photoélectrique, puis du Compton, et enfin de la création de paires dans les interactions des photons dans le Ge.

• Homogénéité du plan de détection

Lorsque que j'ai tracé l'efficacité de chacun des détecteurs en fonction de l'énergie (FIG. 3.14 et FIG. 3.15) j'ai remarqué que le détecteur 0 était nettement moins efficace que les autres qui eux suivent sensiblement les mêmes variations relatives d'efficacité. Pour comprendre ces variations nous nous proposons d'étudier l'homogénéité du plan de détection.

Pour estimer l'homogénéité du plan de détection, j'ai défini respectivement les fonctions d'homogénéité d'efficacité et de masse $h_i(E) = \left[\frac{\epsilon_i - \langle \tilde{\epsilon} \rangle}{\langle \tilde{\epsilon} \rangle} \right]_E$ et $M_i = \frac{m_i - \langle m \rangle}{\langle m \rangle}$ où $\langle m \rangle = \frac{\sum_i^n m_i}{n}$. J'ai alors comparé pour chaque détecteur i , M_i avec h_i pris pour les énergies de la table 3.5 allant de 59,54 keV à 1836,06 keV, et ce pour deux types de mesures : la source dans l'axe optique ($\alpha = 0^\circ$) et la source à $\alpha = 8^\circ$ (FIG. 3.16 et FIG. 3.17). On constate sur la figure 3.16 qu'excepté les détecteurs 0, 2 et 3, les fonctions h_i sont relativement bien corrélées avec les fonctions M_i .

Dans le cas où $\alpha = 0^\circ$, l'efficacité du détecteur 0 est sensiblement (de 10 à 20 %) inférieure à $\langle \tilde{\epsilon} \rangle$, et l'on constate que la déviation à la moyenne décroît quand l'énergie augmente. Ce comportement est la signature de l'absorption du rayonnement par un matériau. Le PSAC a en effet un trou dont les parois sont renforcées par du plastique. Ce trou a servi à laisser passer un faisceau laser servant à l'alignement du plan de détection une fois monté à l'intérieur de la structure du télescope. Les détecteurs 2 et 3 sont beaucoup moins affectés que le détecteur 0. Ces déviations sont expliquées par un défaut d'alignement du dispositif servant à maintenir la source ^(a). La source n'étant pas dans l'axe, le trou servant à l'alignement obscurcit non seulement le détecteur 0 au centre du plan détecteur, mais aussi une partie des détecteurs 2 et 3.

Dans le cas où $\alpha \neq 0^\circ$, le trou d'alignement obscurcit un ou plusieurs détecteurs contigus. Pour des mesures faites à $\alpha = 8^\circ$, tous les détecteurs éclairés montrent alors une excellente corrélation entre h_i et M_i . Les détecteurs 16 à 18 étant placés derrière l'ACS ne doivent pas être pris en compte.

(a). Voir le rapport sur la position des sources à :

http://isdcul3.unige.ch/~schanne/spi/spical_private/doc_pdf/SpicalShort\discretionary{-}{-}{-}Distance\discre

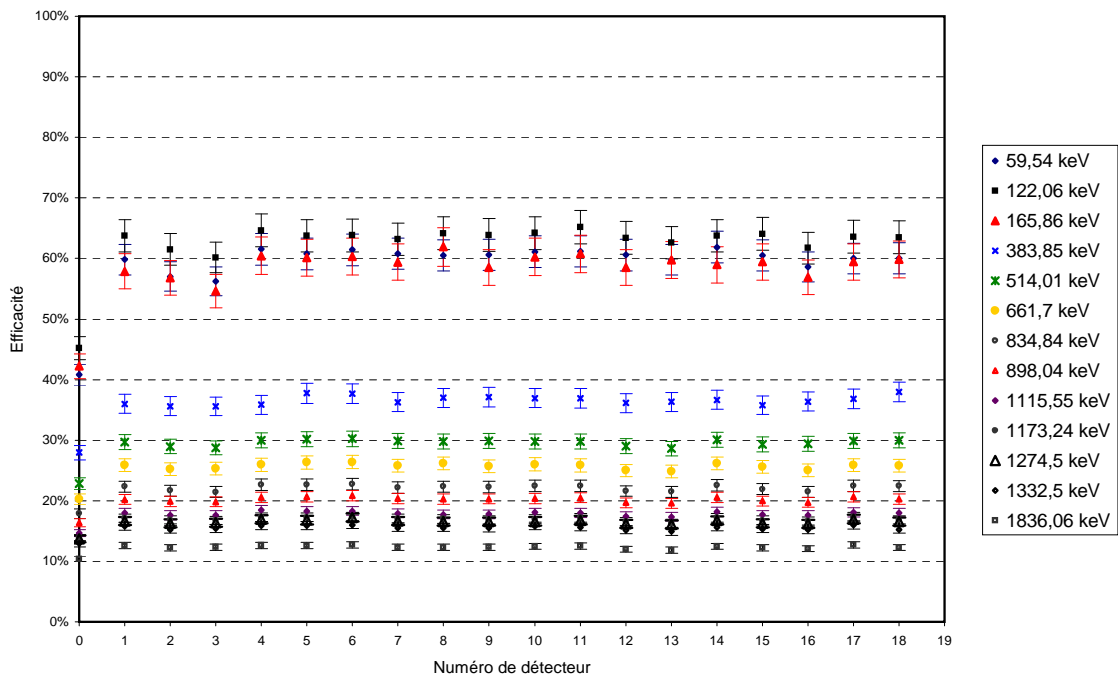


FIGURE 3.14 – Efficacité pour chacun de 19 détecteurs en fonction des énergies fournies par les sources radioactives étalons.

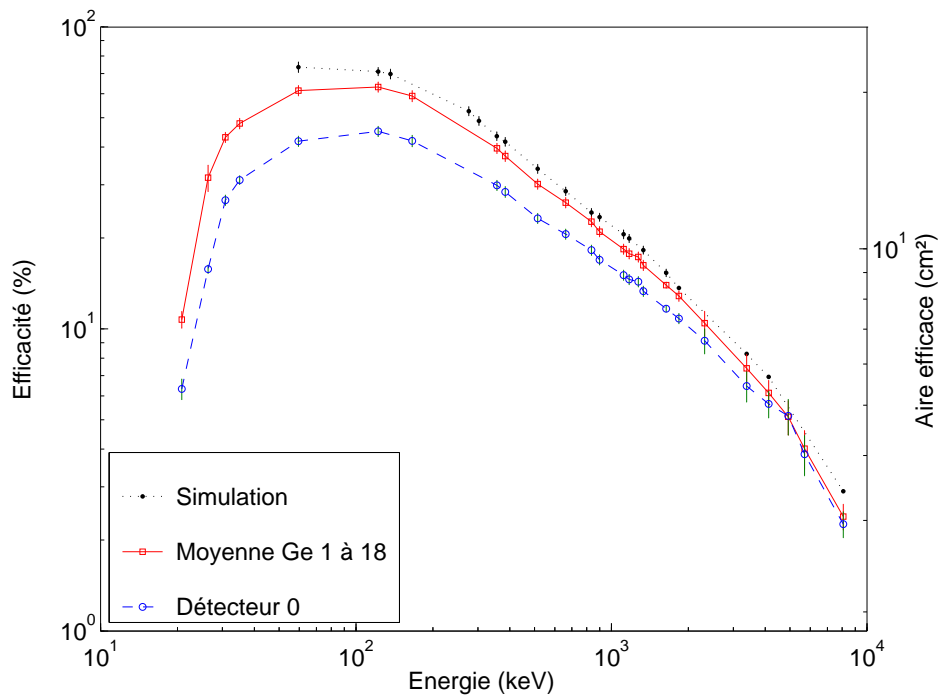


FIGURE 3.15 – Efficacité moyenne des détecteurs 1 à 18 pour les évènements simples en comparaison avec les simulations. Le détecteur 0 a été tracé à part pour souligner sa différence avec les 18 autres détecteurs. Les simulations sont supérieures aux mesures avec un écart constant de $\sim 10\%$.

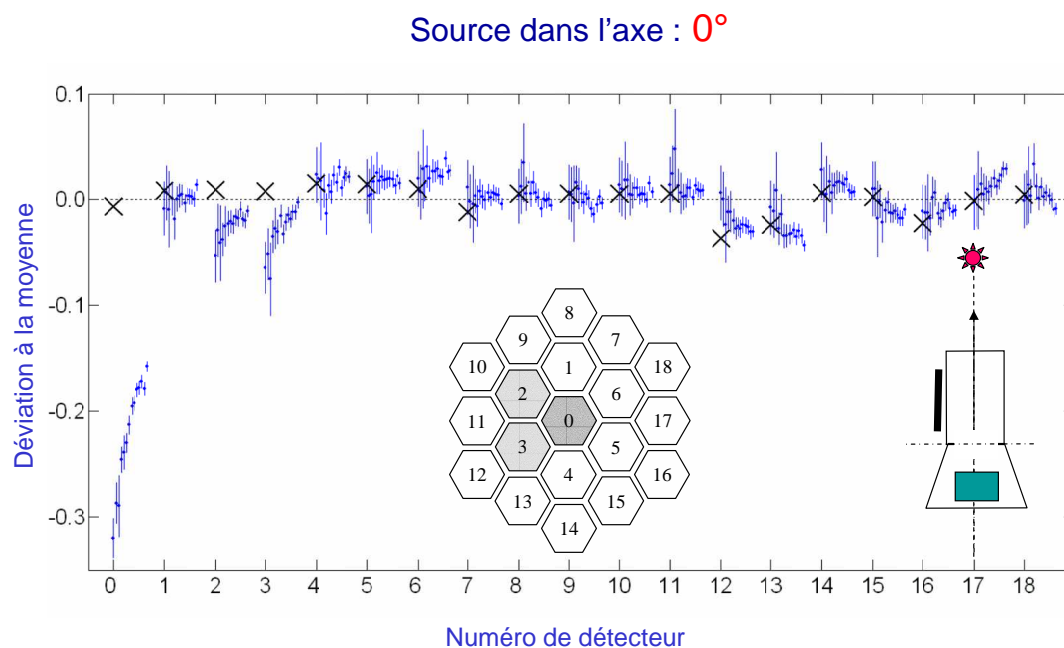


FIGURE 3.16 – Déviation à la moyenne des efficacités des détecteurs pour une source placée à 0° . Les déviations d'efficacité sont tracées pour chaque détecteur et pour chacune des énergies par ordre croissant (60 keV à gauche et 1836 keV à droite, en bleu). La liste des énergies est identique à celle de la figure 3.14. La forme qu'engendrent les déviations d'efficacité pour le détecteur 0 est la signature d'une absorption du rayonnement par un matériau. Les détecteurs 2 et 3 ont, à un degré moindre, le même comportement. Les déviations de masse des différents détecteurs sont indiquées par des croix.

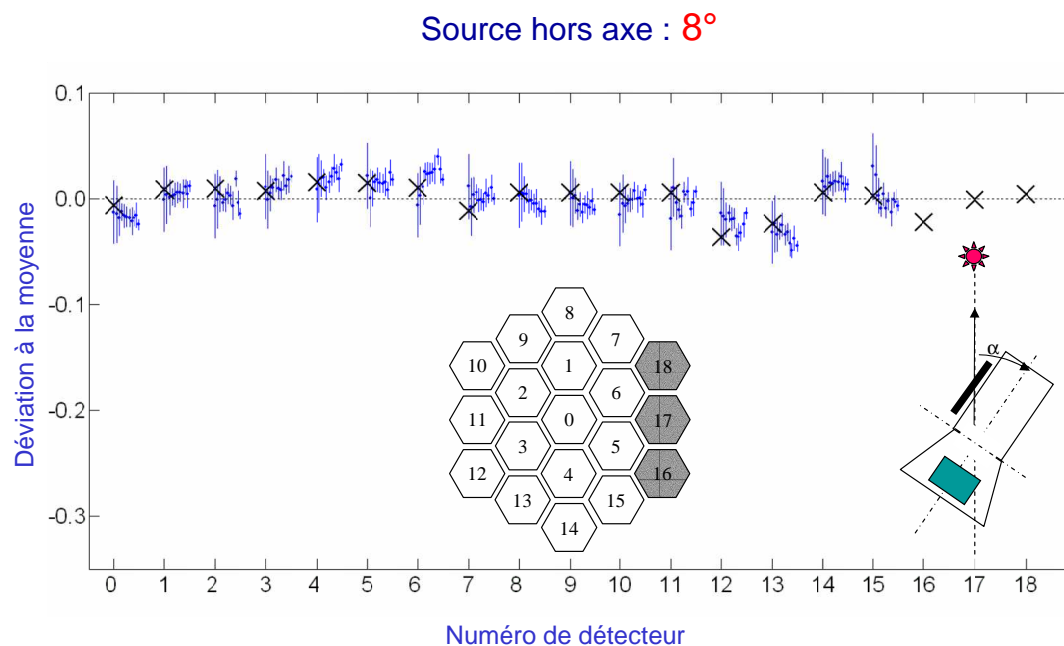


FIGURE 3.17 – Déviation à la moyenne des efficacités des détecteurs pour une source placée à 8° . Les détecteurs 0, 2 et 3 voient à présent leurs déviations d'efficacité suivre celles de masse.

• Recherche de la position réelle des sources de faibles intensités

Les figures 3.16 et 3.17 semblaient montrer que les sources de faibles intensités n'étaient pas alignées à l'axe du spectromètre. J'ai simulé la projection d'une source à différentes positions (x, y) . Soit $M_i^{x,y}$ le taux de comptage estimé du détecteur i pour une source positionnée en (x, y) et N_i le taux de comptage mesuré dans le détecteur i lors des mesures faites pendant les étalonnages à BLC. Je cherche à minimiser la fonction

$$f(x, y) = \sum_i^n \left(M_i^{x,y} - N_i \right) \quad (3.10)$$

pour $i = 0, \dots, 18$ et $(x, y) = [p \times p]$ exprimé en millimètre. Sur la figure 3.18, j'ai représenté $f(x, y)$ pour $p = 25$. Le minimum indiqué par la flèche correspond à une position reconstruite (donnée dans la même figure pour SPI1 et SPI2) effectivement différente de la position théorique (source dans l'axe), et qui donc explique l'illumination partielle observée dans les détecteurs 2 et 3 (cf. FIG. 3.16).

• Efficacité pour les ME

Pour établir l'efficacité des événements multiples, il est inapproprié d'associer les efficacités à un détecteur en particulier. J'ai considéré l'efficacité de tout le plan de détection comme s'il était formé d'un seul détecteur, et ce pour chacun des différents types de ME (3.8). J'ai établi un spectre pour chaque multiplicité m et pour chaque source. Ainsi, l'efficacité ϵ^m des ME est défini par :

$$\epsilon_{\text{ME}}^m = \frac{\phi_{\text{ME}}^m}{\phi_{\text{incident}}} \quad (3.11)$$

où ϕ_{incident} est le même flux incident que dans l'équation 3.5. La figure 3.19 montre les efficacités pour les différentes multiplicités (*Doubles*, $m = 2$; *Triples*, $m = 3$; *Autres*, $m > 3$). À 1 MeV, l'efficacité des événements *Triples* est 10 fois plus faible que les événements *Doubles*. Quant aux *Autres* événements multiples, leurs efficacités sont encore 100 fois plus faibles. Dans les programmes standard d'analyse seuls les ME de multiplicité 2 et 3 seront pris en compte. La forme de la courbe s'explique ici de la manière suivante : le seuil de basse énergie (~ 150 keV) des ME correspond à la nécessité d'avoir un événement Compton prédominant sur le photoélectrique. Au-delà de quelques MeV, alors que la création de paires est l'effet dominant, un détecteur seul (SE) a une probabilité beaucoup plus faible qu'un ensemble de détecteurs (ME) de capturer l'énergie des deux électrons créés. Ceci explique qu'au-delà 4 MeV l'efficacité est plus importante dans les ME que dans les SE.

3.2.3.2 Efficacité du télescope (avec le masque)

Soit $M_o(E)$ la fonction de transmission du masque pour un détecteur éclairé et $M_\bullet(E)$ la fonction de transmission d'un élément du masque multipliée par la fonction de transmission du masque dans le cas d'un élément opaque. Pour les SE, $M_i(E)$ est la fonction

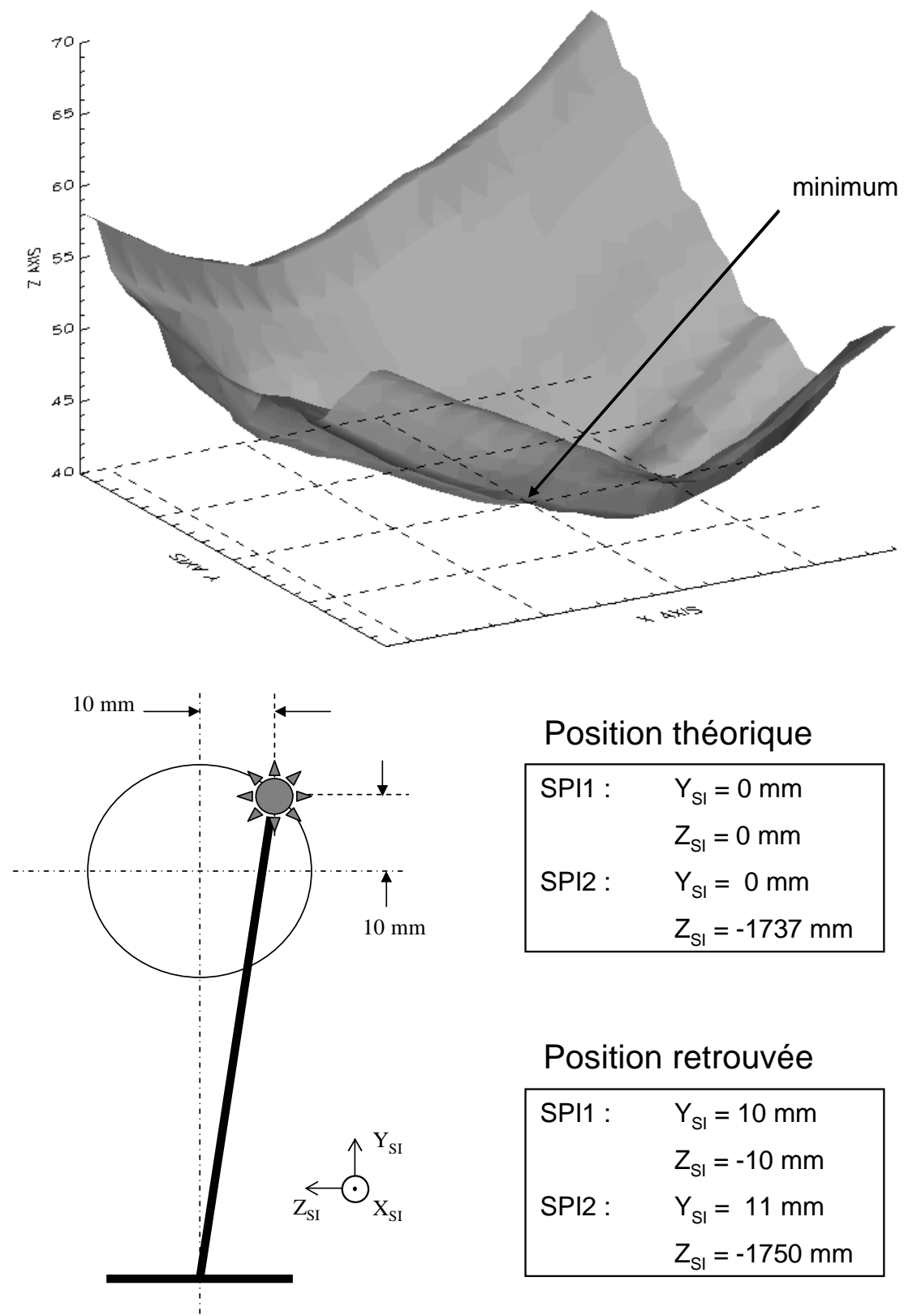


FIGURE 3.18 – Recherche de la position du support de sources à courtes distances.

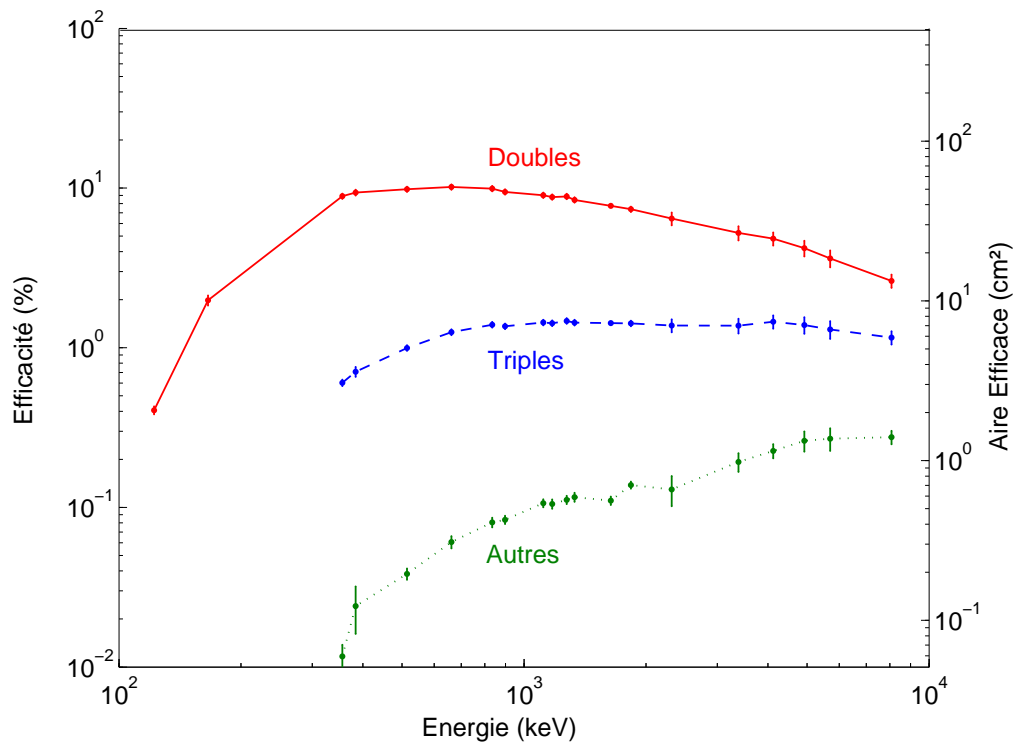


FIGURE 3.19 – Efficacité des événements multiples.

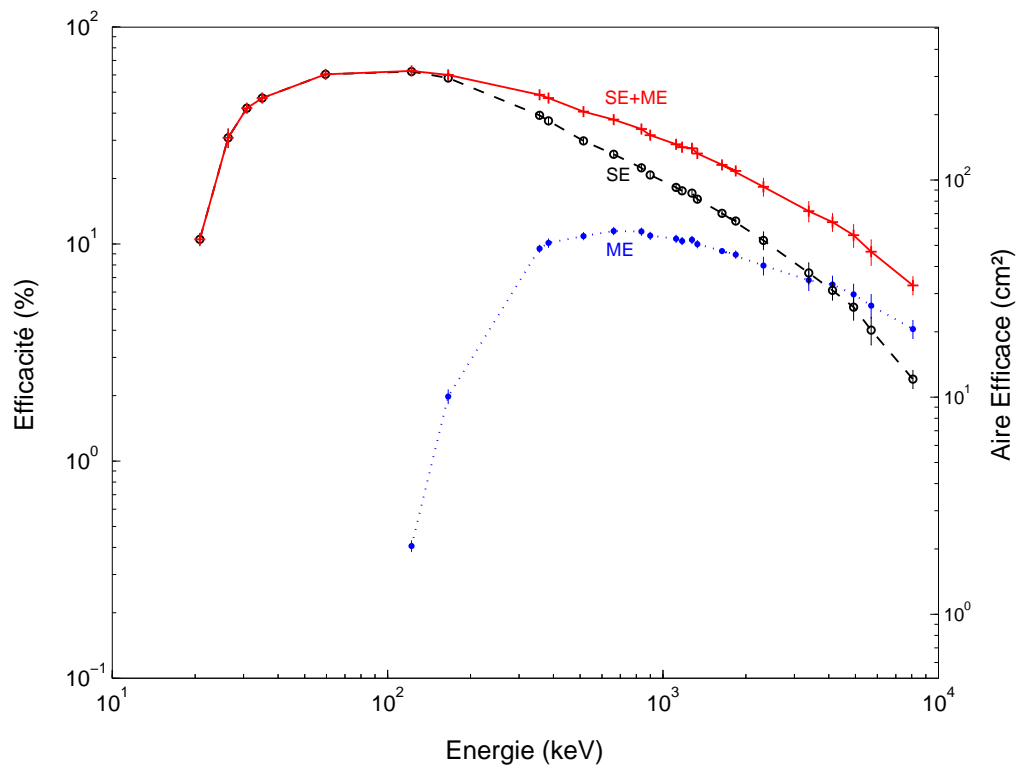


FIGURE 3.20 – Efficacité des événement simples et des événement multiples.

transmission de l'élément i du masque à l'énergie E pour le détecteur i ($M_i(E) = M_o(E)$ or $M_\bullet(E)$). Pour les SE, j'ai corrigé les efficacités pour chacun des détecteurs en utilisant des fonctions ajustées aux mesures de transparence du masque (FIG. A.3 dans la section A.4). Pour les ME, j'ai corrigé l'efficacité de tout le plan détecteur obtenu auparavant (cf. 3.2.3.1) par l'absorption du masque entier en tenant compte de l'absorption des pavés de tungstène du masque et de son support (cf. A.4). L'aire efficace totale \mathcal{A}_{eff} pour le télescope est alors

$$\mathcal{A}_{\text{eff}} = \sum_{i=0}^{18} \mathbf{A}_i^{SE}(E) \times M_i(E) + \mathbf{A}^{ME}(E) \times \left[\frac{\mathbf{A}_\bullet}{\mathbf{A}} M_\bullet(E) + \frac{\mathbf{A}_o}{\mathbf{A}} M_o(E) \right]. \quad (3.12)$$

$\mathbf{A}_i^{SE}(E)$ est l'aire efficace pour un détecteur i dans le cas des SE, $\mathbf{A}^{ME}(E)$ est l'aire efficace du plan de détection dans le cas des ME. \mathbf{A}_o , \mathbf{A}_\bullet et \mathbf{A} sont respectivement l'aire géométrique totale des détecteurs éclairés, des détecteurs cachés et de tout le plan détecteur. Dans le cas d'une source dans l'axe à l'infini, $\mathbf{A}_o = 240.9 \text{ cm}^2$, $\mathbf{A}_\bullet = 267.4 \text{ cm}^2$ et $\mathbf{A} = 508.3 \text{ cm}^2$.

Pour l'imagerie, l'équation 3.12 n'est pas exacte pour les ME. En effet, le numéro du détecteur où le photon interagit en premier est connu avec une probabilité $p < 1$. La fraction $(1-p)$ est attribuée aux autres pavés du masque (opaque ou transparent). Ainsi, l'efficacité des ME est en réalité légèrement inférieure au deuxième terme de l'équation 3.12.

Tous les scientifiques ayant travaillé sur l'instrument avant les étalonnages n'ont pris conscience de l'existence d'une absorption des deux trous d'alignement que pendant les étalonnages :

1. L'absorption du trou du PSAC a été mesurée par l'intermédiaire de l'efficacité du détecteur 0.
2. L'absorption du trou du masque a été mesurée par F. Sanchez (FIG. A.3 dans la section A.4) et introduite dans les calculs d'efficacité et les simulations.

Ces trous sont renforcés par des assemblages de pièces (FIG. 3.21) constitués d'alliages dont les compositions sont assez mal connues. Ainsi, le couplage des deux trous d'alignement présents au centre du PSAC et du masque entraîne une perte d'efficacité au-delà de 1 MeV de l'ordre de 10 %.

Finalement, après avoir pris en compte l'absorption du masque et l'inhomogénéité associée au trou d'alignement (FIG. 3.21), la courbe d'efficacité obtenue est montrée sur la figure 3.22.

3.2.3.3 Comparaison avec les simulations

Durant les premières comparaisons entre les résultats de mesures et les simulations faites sans le masque, j'avais déjà constaté qu'il existait un écart d'environ 10 % les séparant (paragraphe 3.2.3.1 et FIG. 3.15).

La découverte de l'absorption des trous d'alignement du masque et du PSAC, entraînant une inhomogénéité qui se déplace sur le plan détecteur en fonction de l'angle

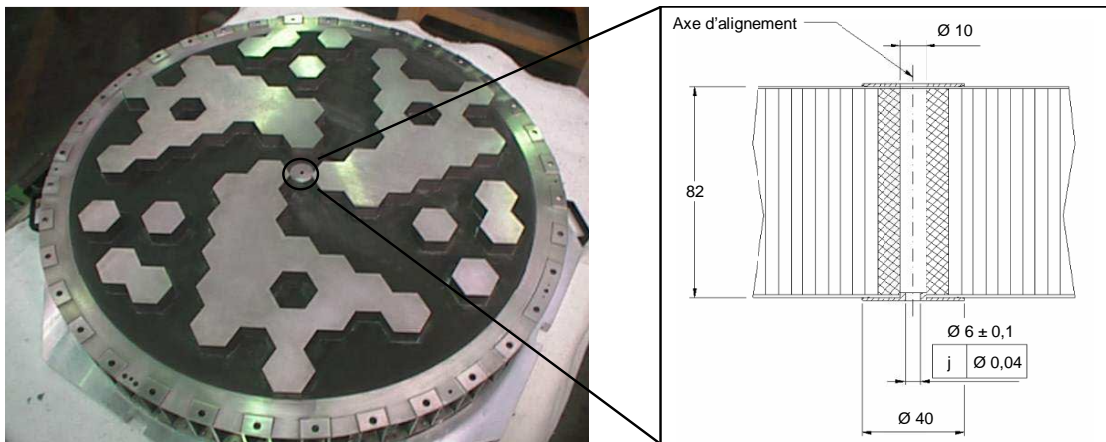


FIGURE 3.21 – Schéma du trou dans le masque utilisé pour l’alignement du plan de détection. Les matériaux utilisés pour le renforcement de ce trou entraînent une absorption supplémentaire du rayonnement qui atteint les détecteurs positionnés en dessous de celui-ci.

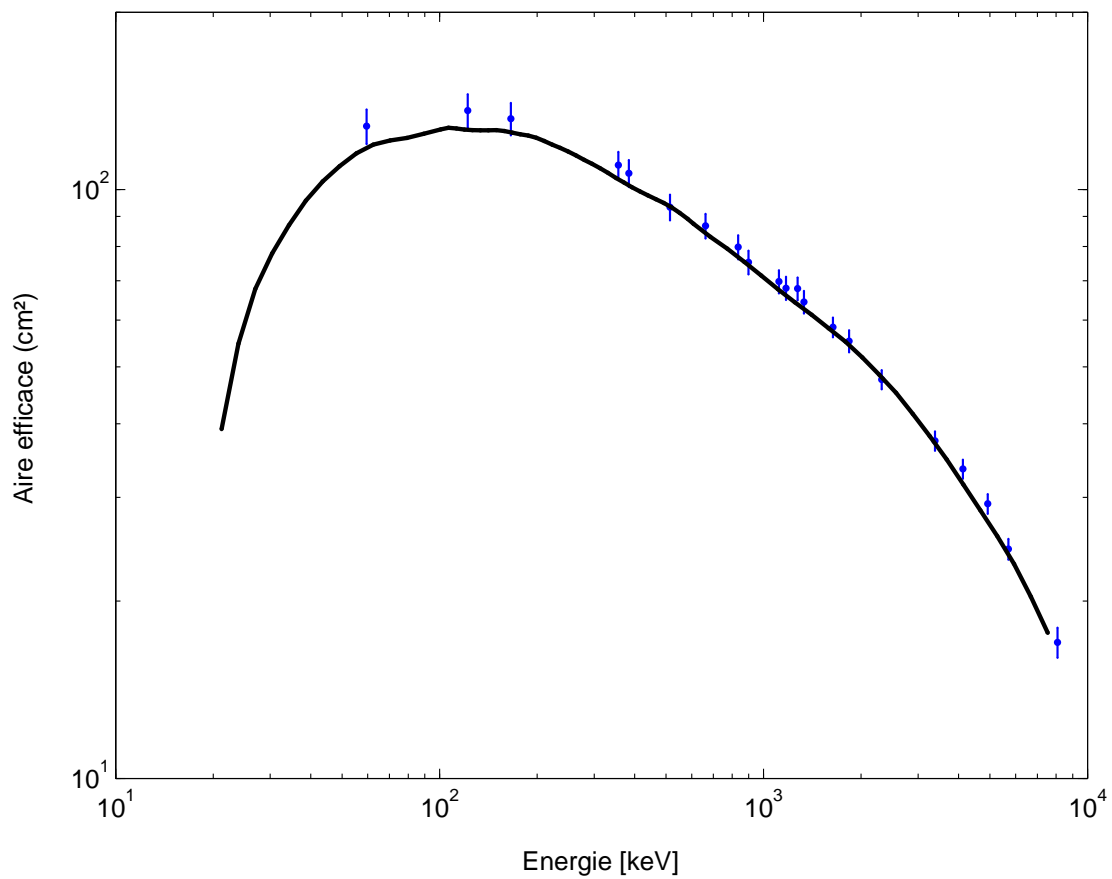


FIGURE 3.22 – Aire efficace du spectromètre SPI comparée avec les simulations normalisées sur toute la courbe

d'incidence des photons (FIG. 3.16), a nécessité une correction appropriée des matrices de réponse.

Sachant que la finalité de l'étalonnage était de comparer les aires efficaces obtenues par les mesures à celles déduites des simulations, à partir des IRFs, j'ai évalué les aires efficaces dans le pic photoélectrique et pour une source dans l'axe pour un certain nombre d'énergies comprises entre 20 keV et 10 MeV. J'ai comparé cet échantillon de points simulés aux valeurs d'aire efficace obtenues grâce à l'étalonnage. Dans un premier temps, la courbe d'efficacité obtenue par les mesures était aussi d'environ 10 % plus basse que celle obtenue par les simulations (voir FIG. 3.14).

Cet écart reste inexpliqué. L'écart semble constant sur toute la gamme d'énergie. Ce qui rejette tout phénomène dépendant de l'énergie, et en particulier, une mauvaise modélisation du télescope ou une absorption supplémentaire d'un matériau omis dans le modèle de masse. Ce comportement favorise l'idée d'un problème de normalisation de la simulation sur l'étalonnage qui fait référence. De plus, en discutant avec les physiciens nucléaire qui utilisent des simulations Monte Carlo pour leurs expériences avec des détecteurs en Ge, j'ai appris qu'il était courant que les efficacités simulées surestiment les résultats de mesures. Il est alors toujours nécessaire de normaliser ces simulations.

Ainsi, un facteur global de normalisation a été introduit dans la matrice de réponse pour qu'elle s'ajuste au mieux aux données (Sturmer *et al.*, 2003). Une vérification a pu être effectuée pendant la campagne d'étalonnage à l'ESTEC (voir 3.2.3.4).

3.2.3.4 Vérifications supplémentaires à l'ESTEC

Pour obtenir les valeurs d'efficacité à partir des mesures faites sans le masque à BLC, des corrections d'absorption du masque + trous (faite à partir de mesures) ont été nécessaires. Durant la campagne d'étalonnage de l'ESTEC, toutes les mesures furent réalisées avec le masque. Cela a ainsi permis de vérifier les valeurs précédemment déterminées par les mesures de BLC. Pour une source dans l'axe, j'ai déterminé les efficacités du détecteur 0 (effet du renforcement du trou, voir FIG. 3.21) et d'un détecteur se trouvant sous un trou du masque (par exemple le détecteur 3). La figure 3.23 montre la comparaison de ces mesures avec les efficacités déterminées à BLC et les efficacités déduites de simulations.

On remarque que pour le détecteur 3, les simulations sont globalement en accord avec les mesures de BLC corrigées, les mesures faites avec le masque (source à 125 m) et les mesures de l'ESTEC. Pour le détecteur 0, il semblerait que la correction d'absorption appliquée s'accorde avec les autres mesures à partir d'environ 600 keV, alors qu'en dessous, les mesures faites à l'ESTEC s'écartent de la courbe d'efficacité déduite à BLC. Les distances sources-détecteur n'étant pas les mêmes, les projections du renfort du trou sur le détecteur 0 pourraient expliquer ces écarts à basse énergie. Cependant, l'écart n'augmente pas quand l'énergie diminue. Le comportement observé est donc difficilement compréhensible. Le point à 60 keV de BLC pour une source à l'infini (masque présent) semble être aberrant.

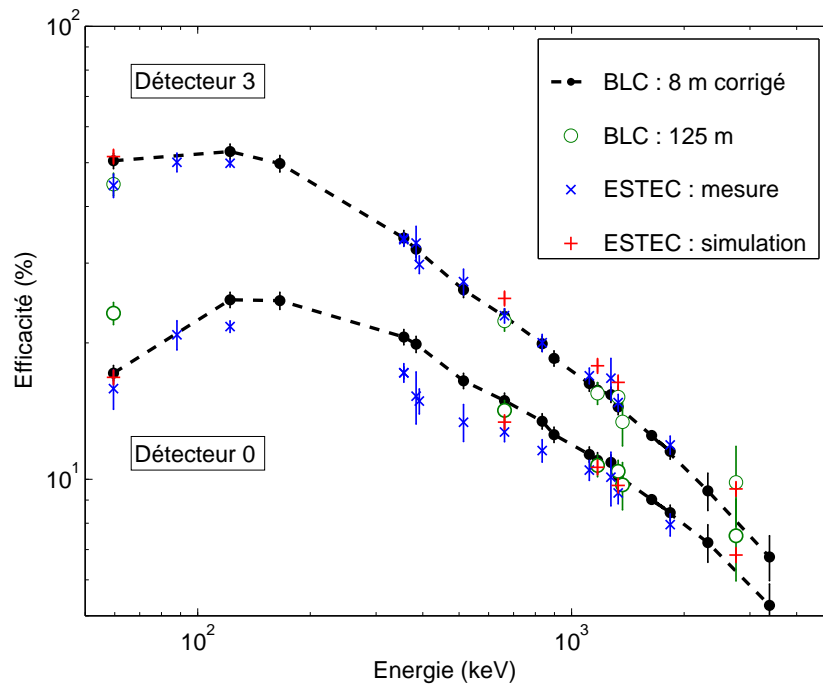


FIGURE 3.23 – Comparaison des efficacités mesurées à BLC et l'ESTEC avec les simulations. Sont représentées ici les efficacités dans le pic photoélectrique des détecteurs 0 et 3 pour différentes mesures : BLC pour les sources de basse intensité (●) sans le masque corrigé par l'absorption du masque, BLC sources à 125 m (○) ESTEC pour les sources à 8 m (×). Le détecteur 3 est en bon accord avec les simulations des données de l'ESTEC (+).

3.2.4 Vérifications de quelques autres performances

Outre les mesures liées à la mesure d'efficacité (sources radioactives à 8 m et accélérateur dans l'axe), d'autres tests ont été réalisés durant les étalonnages au sol (Attié *et al.*, 2003).

3.2.4.1 Propriétés de l'imagerie : résolution angulaire

Grâce au simulateur d'étoile utilisé à BLC, les logiciels (SPIROS, Connell *et al.*, 1999; Skinner & Connell, 2003 et SPISKYMAX Strong, 2003) de déconvolution pour la spectro-imagerie du spectromètre ont pu être testés pour la première fois pour une source réelle.

• Résolution angulaire et PSF

La résolution angulaire et la PSF (*Point Spread Function*) de SPI dépendent non seulement des caractéristiques de l'instrument (cf. 2.1.3.2) mais aussi de la séquence de pointés vers la source utilisés (*dithering*) et de la méthode de déconvolution adoptée. Nous avons considéré ici la PSF comme étant la réponse dans l'image obtenue par corré-

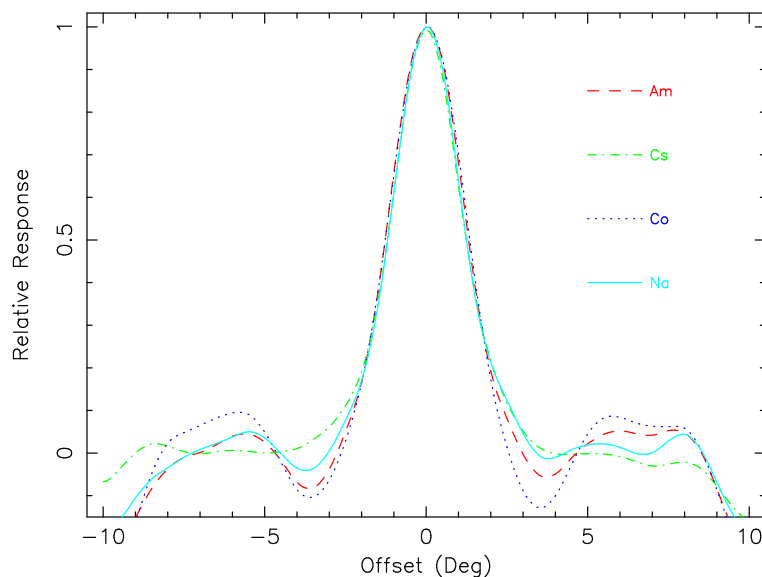


FIGURE 3.24 – PSF déterminé à BLC pour différents isotopes (voir texte).

lation des différents pointés (Skinner & Connell, 2003). La résolution a été prise comme la FWHM de cette réponse. La PSF a été déterminée par le calcul de la moyenne sur les mesures utilisant les quatre sources positionnées à 125 m. La FWHM moyenne mesurée est de $2,55^\circ$ (voir FIG. 3.24).

Etant données les caractéristiques intrinsèques de SPI (cf. 2.1.3.2), la résolution angulaire attendue est 2° . Mais, du fait de la taille finie du plan détecteur, la FWHM est plus grande. D'autre part, bien que les dimensions d'un élément du plan détecteur soient les mêmes que d'un élément de masque, les détecteurs sont légèrement plus petits (56 mm) à cause de leur encapsulation. Ceci donne une FWHM d'environ $2,5^\circ$. Les valeurs mesurées sont conformes aux prévisions. La FWHM ne change pas de manière significative avec l'énergie pour les sources utilisées (de 59 à 2754 keV).

• Précision de localisation et séparabilité

La précision de localisation des sources dépend du rapport signal sur bruit (S/B) des mesures aussi bien que de la résolution angulaire. Les différents résultats de quelques analyses utilisant SPIROS montrent que l'erreur sur la position diminue quand le S/B augmente et se stabilise quand les valeurs de S/B atteignent 50 à 100σ (ce qui est rarement réalisé dans le ciel, voir ci-après). La précision obtenue lors des tests est de $2,5^\circ$ alors que la limite intrinsèque de l'instrument serait environ cinq fois meilleure (Attié *et al.*, 2003). Cela suggère des effets systématiques pouvant être liés à un mauvais alignement des différents éléments du télescope.

En ce qui concerne la séparabilité, même si la résolution angulaire n'est que de $2,5^\circ$, il est toutefois possible de distinguer deux sources séparées par moins de $2,5^\circ$ si les données ont un S/B conséquent ($\gtrsim 50\sigma$). À BLC, chaque mesure était faite avec une

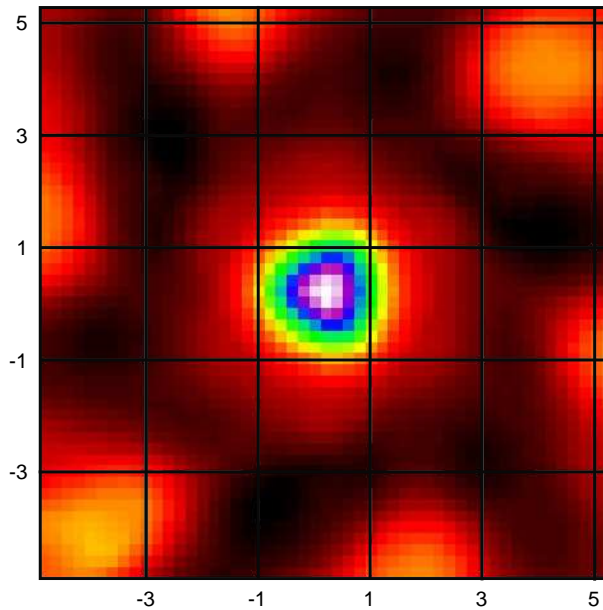


FIGURE 3.25 – Image d’une source placée à 125 m à BLC.

source unique. En combinant deux mesures prises à des angles différents, il est possible de simuler une source double. Par exemple, deux sources séparées de 1° sont nettement identifiables. Notons que le S/B des données de BLC était important (entre 50 et 2000σ). En vol, cela ne sera pratiquement jamais le cas, excepté certaines sources fortes comme le Crabe et Vela X-1, mais qui sont des sources isolées.

3.2.4.2 Efficacité de l’ACS

Un étalonnage du seuil d’énergie de déclenchement de l’ACS a été réalisé en utilisant deux sources radioactives (^{203}Hg : 279 keV ; ^{137}Cs : 662 keV) placées près de chacun des 91 cristaux de BGO.

Le rendement des cristaux de BGO varie avec la température. Ce qui influence significativement les deux principales caractéristiques de l’ACS, à savoir :

- le rejet d’évènements issus de photons provenant de la source mais qui ont interagi avec un détecteur par effet Compton avant de toucher l’ACS (*self-veto*). Cet effet diminue quand l’énergie de seuil augmente alors que des évènements plus diffusés sont acceptés. Pour un détecteur situé en bordure du plan détecteur, l’influence est plus grande que pour un détecteur central.
- la perméabilité du bouclier est la fraction de photons γ qui passent par l’ACS sans être détectés et qui touchent un détecteur. Pour une source forte en dehors du champ de vue, ces quelques photons s’ajouteront au bruit de fond du spectre. L’ACS a par exemple un niveau de perméabilité inférieur à 1 % pour une source hors axe de 661 keV (^{137}Cs).

Ces deux effets de l’ACS, associés à la variation de température en vol ($\Delta T \simeq 10$ K),

modifieront la sensibilité du télescope en changeant la partie associée au front Compton dans les spectres. Des études ont été menées par le consortium SPI durant la phase de test en vol juste après le lancement. Celles-ci ont permis d'établir les valeurs optimales pour les seuils.

La *transparence* relative de l'ACS a été mise en évidence lors d'un sursaut solaire. Alors que les photons arrivaient uniquement sur le côté du bouclier, l'évolution temporelle des raies gamma associées à la raie de capture neutronique solaire à 2,2 MeV ainsi que les raies de désexcitation $^{12}\text{C}^*$ (4,4 MeV) et d' $^{16}\text{O}^*$ (6,1 MeV) ont été observées dans les détecteurs (Gros *et al.*, 2004). Soulignons cependant que des sursauts de telles intensités sont très rares.

3.2.5 Etalonnage comparé IBIS/SPI à l'ESTEC

Pour terminer ce chapitre sur l'étalonnage au sol, je vais revenir sur la campagne à l'ESTEC pour laquelle tous les instruments étaient intégrés sur la plateforme du satellite. Cette partie sera principalement qualitative pour (1) illustrer les influences mutuelles de SPI et IBIS et (2) comparer les efficacités de ces deux instruments. En effet, *INTEGRAL* a pour vocation d'être un observatoire gamma constitué d'instruments complémentaires dont les résultats peuvent être combinés lors des observations.

3.2.5.1 Influence mutuelle des deux principaux instruments

La figure 3.26 montre la configuration générale des instruments et donne deux exemples de positions de sources hors axe SPI2 et IBIS4.

- **Influence de JEMX/IBIS sur SPI**

La figure 3.29 montre les comptages du plan détecteur de SPI pour la position SPI2 à BLC et sa position correspondant à l'ESTEC (Pos5). Il est à souligner que ces deux positions étaient prévues pour être parfaitement identiques, cependant à l'ESTEC, les sources n'étaient pas tout à fait à la même distance que celles de BLC (jusqu'à environ 1 mètre de différence).

Dans certaines configurations de sources, par exemple à la position SPI2 (hors axe pour SPI), la partie supérieure de JEMX/IBIS s'interpose en partie entre la source et SPI. Comme montré sur la figure 3.29, certains détecteurs se retrouvent ainsi sous-exposés (dans l'ombre des autres instruments). Il est à noter que l'effet JEMX/IBIS est double :

1. diminution du signal sur certains détecteurs pour certaines directions hors axe pour SPI;
2. augmentation de matériau passif pouvant entraîner une inhomogénéité légère du bruit de fond sur le plan détecteur.

- **Le SPIBIS**

Dans le cas d'une source placée à la position IBIS4, des effets similaires ont été constatés. La figure 3.27 montre la projection du masque de SPI sur le plan détecteur d'IBIS (ISGRI et PICsIT) dans le cas d'une source de ^{22}Na (511 keV) et de ^{24}Na (1,3 et 2,7 MeV). Cette impressionnante image a été baptisée *SPIBIS* par la collaboration *INTEGRAL*. Elle montre la perméabilité des plaques en plomb – de quelques millimètres d'épaisseur – positionnées sur les parois du tube pour définir le champ de vue d'IBIS pour des photons de quelques centaines de keV.

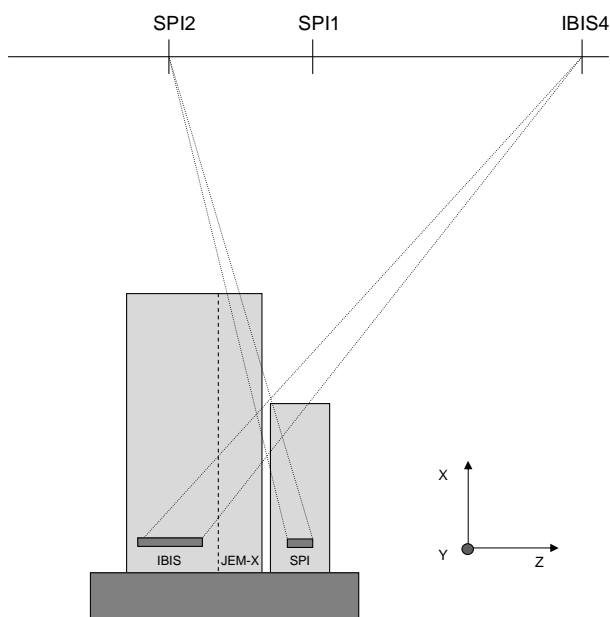


FIGURE 3.26 – Vue schématique des sources par rapport aux instruments à l'ESTEC.

3.2.5.2 Efficacités

La figure 3.28 montre la comparaison entre les efficacités dans le pic photoélectrique pour les instruments SPI et IBIS (ISGRI et PICsIT). Il est à souligner que les valeurs montrées ici pour IBIS sont uniquement déduites des simulations (adapté de [Lebrun *et al.* \(2003\)](#) pour ISGRI et [Bird *et al.* \(2003\)](#) pour PICsIT). Pour des énergies inférieures à ~ 150 keV, IBIS est jusqu'à 2,5 fois plus efficace que SPI. Entre 150 et 400 keV, leurs efficacités sont comparables. Au-delà de 400 keV, le spectromètre est nettement plus performant que l'imageur, avec une efficacité 4 fois plus grande à 1 MeV (13,5 % contre 3,2 %).

3.2.5.3 Générateur X

À l'ESTEC, l'équipe du CEA a aussi été chargée de fournir un générateur X pour les tests des moniteurs X JEM-X ainsi que d'ISGRI à basse énergie durant lesquels le spectromètre a pu enregistrer des spectres X. Le principe de ce type de générateur est le

suisant : un faisceau d'électrons génère un spectre continu par interaction avec une cible de tungstène. Ce spectre continu est ensuite filtré par une cible secondaire afin d'obtenir une pseudo-raie par absorption.

Trois cibles différentes ont été utilisées à l'ESTEC : en argent (Ag), en molybdène (Mo) et en néodymium (Nd) (FIG. 3.30). Les trois spectres montrent bien le seuil du spectromètre qui était à ce moment-là mis à 15 keV. Etant donné la difficulté d'établir avec précision le flux X arrivant sur le plan détecteur, les efficacités n'ont pas été calculées.

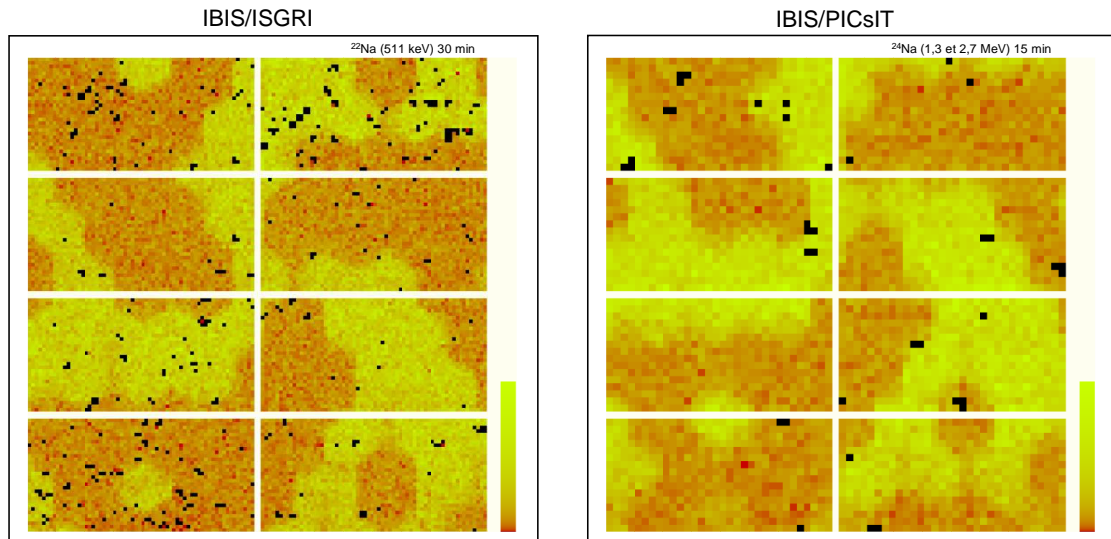


FIGURE 3.27 – Projection du masque de SPI sur le plan de détection d'IBIS. [À gauche] image du plan de détection d'ISGRI avec une source de ^{22}Na (511 keV) positionnée en IBIS4 pendant environ 30 min et [à droite] image du plan de détection de PICsIT avec une source de ^{22}Na (1,3 et 2,7 MeV) enregistrée pendant 15 min.

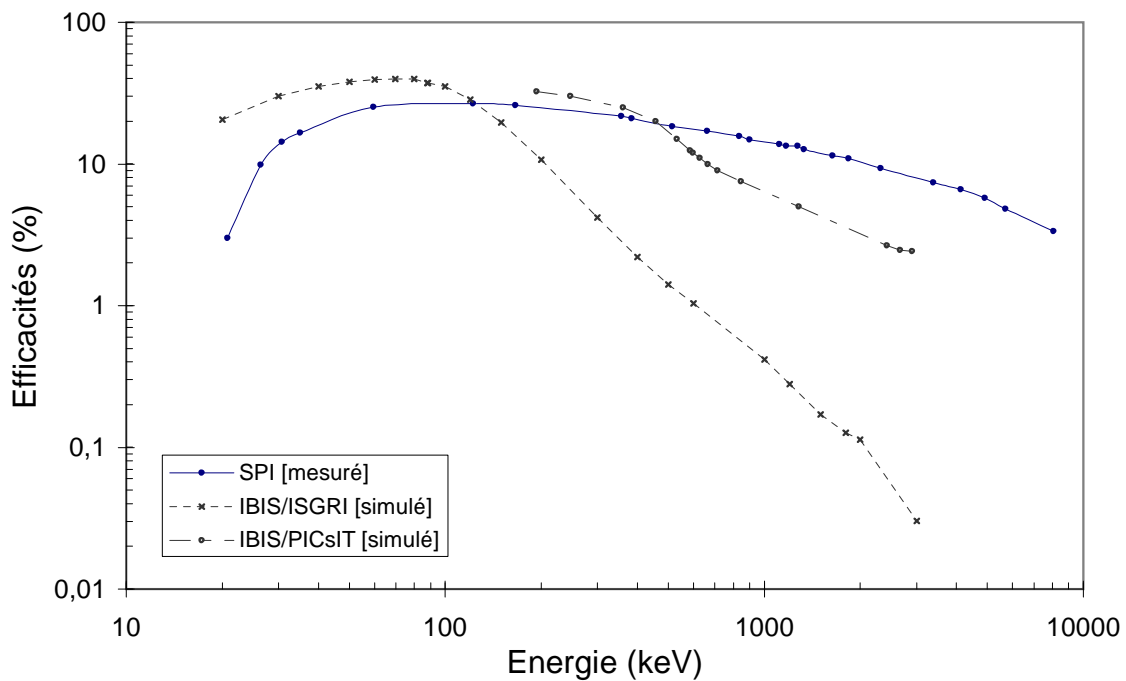


FIGURE 3.28 – Efficacités comparées dans le pic photoélectrique de SPI (déduite des étalonnages) et d'IBIS (simulés) (d'après [Lebrun et al. \(2003\)](#) pour ISGRI et [Bird et al. \(2003\)](#) pour PICsIT).

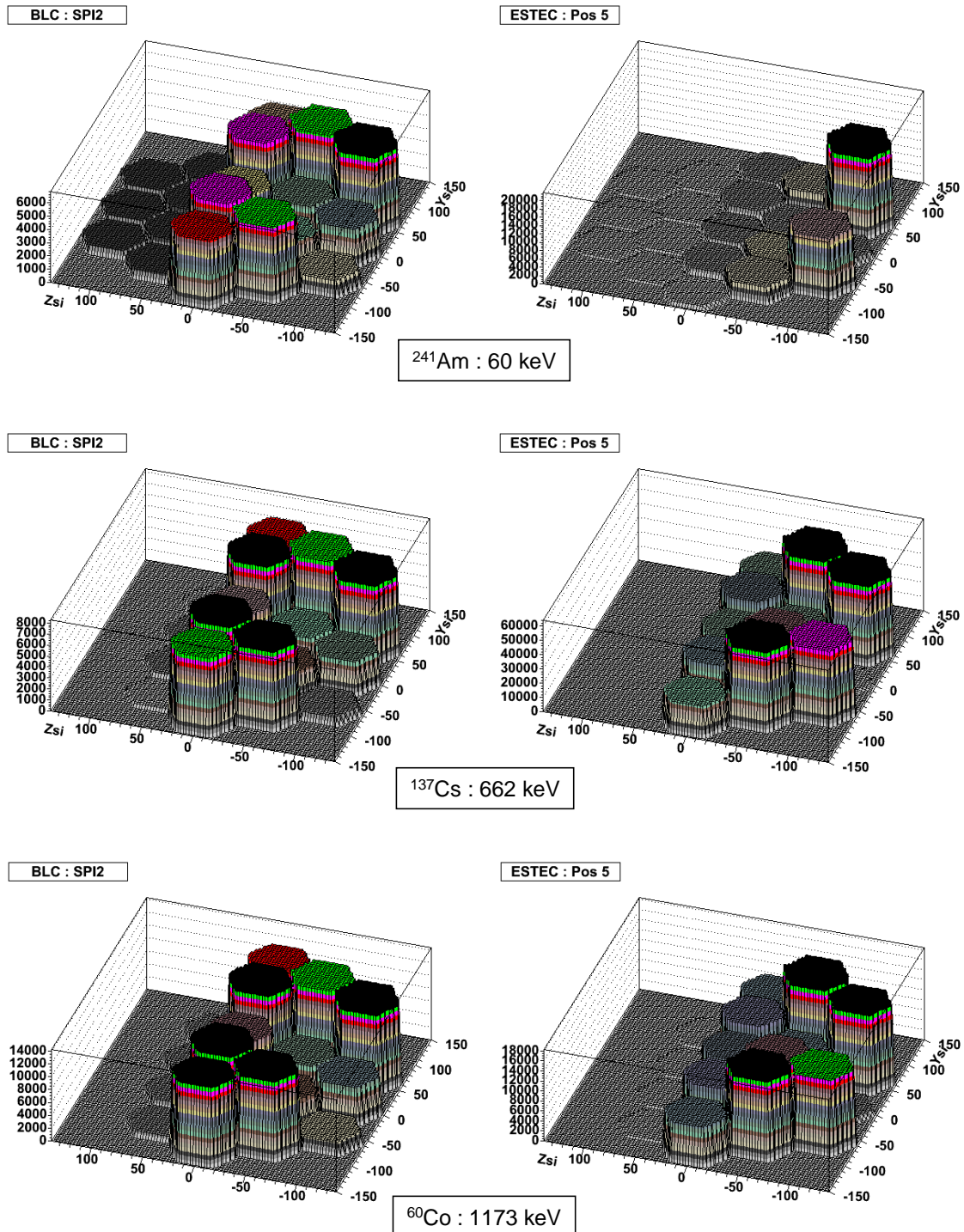


FIGURE 3.29 – Taux de comptage des détecteurs dans la raie pour trois sources à BLC dans la position SPI2 [à gauche] et à l'ESTEC pour la position correspondante 5 [à droite]. Une absorption à 60 keV apparaît dans le cas de l'ESTEC du à la présence de JEMX/IBIS entre la source et le plan détecteur de SPI. Du fait que les positions BLC et ESTEC n'étaient pas les mêmes, il est difficile de comparer détecteur à détecteur.

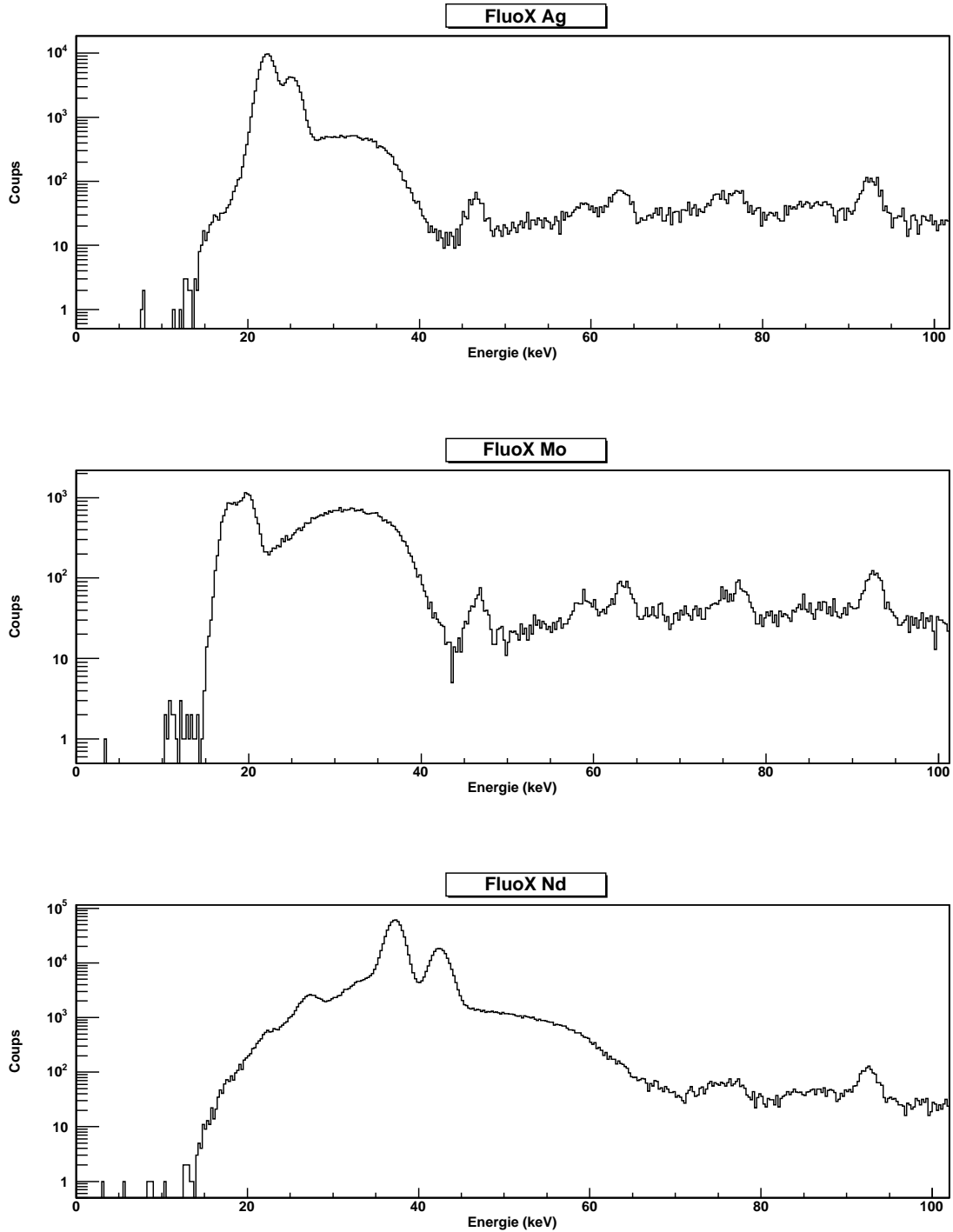


FIGURE 3.30 – Spectres mesurés à l'aide du générateur X pour trois cibles intermédiaires : argent (Ag), molybdène (Mo) et néodymium (Nd).

3.3 Etalonnage en vol

3.3.1 Observations du Crabe

Après le lancement et la phase de vérification instrumentale (*commissioning phase*), le satellite a observé la source du Crabe dès qu'elle a été visible durant trois révolutions successives (43, 44 et 45). Par la suite, cette source a de nouveau été observée en utilisant différents modes de pointage : 5×5 pour une partie des révolutions 102 et 170, dans l'axe pendant les révolutions 102 et 103.

Cette source est pour le spectromètre la source la plus brillante du ciel sur une bande d'énergie allant de 20 keV à quelques MeV. L'accélération des particules par effet Compton inverse au niveau des pôles magnétiques le long des lignes de champ est à l'origine de son spectre continu en loi de puissance ($\propto E^{-\alpha}$) d'indice $\alpha \simeq 2$.

3.3.2 Description de SPIROS

Pour chacun des instruments d'*INTEGRAL*, des programmes spécifiques de traitement des données ont été développés. Ces programmes sont rassemblés dans une « librairie d'analyse scientifique au sol » fournie par l'ISDC (*INTEGRAL Science Data Centre*), qui se charge aussi de l'archivage et de la distribution des données aux observateurs (Courvoisier *et al.*, 2003). Le programme SPIROS (Skinner & Connell, 2003) peut être utilisé pour extraire des données SPI des images, des spectres ou des courbes de lumière des sources ponctuelles. Grâce à une méthode itérative de soustraction des sources (*IROS pour Iterative Removal Of Sources*), SPIROS résout le système d'équations de l'instrument et détermine le modèle de ciel qui explique le mieux le nombre de coups enregistrés dans les détecteurs tout en nécessitant aussi peu de paramètres que possible. Le modèle de ciel consiste en une liste de sources, chacune avec sa position et son intensité, et de paramètres caractérisant le bruit de fond. Afin d'exploiter au mieux les avantages du dithering, SPIROS analyse simultanément un grand nombre de pointés du télescope. La solution est obtenue en minimisant, sous l'hypothèse de bruit statistique poissonnien, la différence entre les taux de comptages observés dans les détecteurs et ceux calculés à partir du modèle de ciel en utilisant la matrice de réponse. SPIROS commence par localiser la source la plus brillante à travers un processus simple de corrélation croisée. Il affine ensuite la position et le flux de cette source en optimisant le χ^2 et soustrait le nombre de coups correspondant au nombre de coups original total effectivement enregistré dans les données. Les taux de comptage résiduels sont alors utilisés pour une seconde itération, afin de localiser la seconde source la plus brillante et d'obtenir sa position et son flux. Ce schéma est ensuite répété jusqu'à réalisation d'un des deux critères d'arrêt possibles, c'est-à-dire jusqu'à ce que le nombre maximum de sources à rechercher ait été atteint ou qu'aucune source ne puisse être trouvée au-dessus de la significativité minimale spécifiée par l'utilisateur. Lors de l'extraction spectrale, ce travail est effectué indépendamment pour chaque canal d'énergie.

Cependant, même en augmentant le nombre de mesures, l'analyse reste difficile. Il

est en effet problématique de chercher une solution de fond par détecteur/pointé car il y a alors plus d'inconnues que de mesures. Des informations supplémentaires sur le comportement du bruit de fond doivent être introduites (variabilité temporelle et/ou spatiale). SPIROS utilise en général un modèle de bruit de fond généré par le programme SPL_OBS_BACK, à partir des traceurs disponibles sur le satellite. Ainsi, on fait souvent l'hypothèse que le bruit de fond est proportionnel aux évènements saturants des détecteurs (option GEDSAT). La variabilité temporelle du fond est ainsi déterminée, et seul un coefficient de normalisation par détecteur/bande d'énergie doit encore être déterminé par SPIROS (option 2). Pour une bande d'énergie donnée, la solution finale comprend 19 coefficients pour le fond, ajoutés à la liste des positions et flux des sources.

SPIROS suppose que le bruit présent dans les données est un bruit poissonnien. Les erreurs de calculs se propagent à travers toute l'analyse et se répercutent sur le résultat final. SPIROS fournit en sortie une mesure de la qualité des modèles ajustés aux données : les résidus du χ^2 , à la fois sous forme d'une valeur globale et sous forme individuelle ou sommée sur les détecteurs ou les pointés. Ces valeurs permettent d'identifier les pointés pour lesquels l'écart entre les données et les coups attendus par projection de la solution divergent trop de l'erreur poissonnienne escomptée.

Étant donné le nombre limité de détecteurs, il est complexe de déterminer la position des sources ponctuelles avec précision et, leur signal ne représentant que quelques pourcents du fond, une bonne connaissance de celui-ci s'avère indispensable.

La figure 3.31 montre dans la bande de 20 keV à 3 MeV le flux observé par SPI, le modèle de fond ajusté et le spectre final obtenu après traitement par SPIROS pour extraire le spectre des données. Pour chaque intervalle d'énergie et pour chaque détecteur, SPIROS va ajuster aux données l'amplitude du fond et les flux d'un certain nombre de sources.

3.3.3 Correction de la matrice à basse énergie

Ainsi, nous avons vu que la réponse instrumentale de SPI a été calculée en deux étapes : (1) la production des IRF basé exclusivement sur des simulations MGEANT et (2) l'application de facteurs de correction à ces IRF pour les différences connues par comparaison entre les données d'étalonnage et les simulations. Les IRF, dans leurs versions originales, contenaient les facteurs de corrections de la transparence du masque en fonction de l'angle d'incidence et les différences entre les efficacités dans le pic photoélectrique simulées et celles mesurées. Le facteur de correction pour le pic photoélectrique a été calculé en analysant les données d'étalonnage de BLC et en les comparant avec les données simulées correspondantes. Avant le lancement cette analyse était limitée aux énergies supérieures à 59,5 keV (^{241}Am). Nous avons supposé que le facteur de correction de l'efficacité était le même pour les énergies inférieures à 59,5 keV lors de la production des IRF.

Après le lancement, l'analyse des premières données indiquait que les IRF à basse énergie étaient inadaptées. Les premiers ajustements du spectre du Crabe montraient

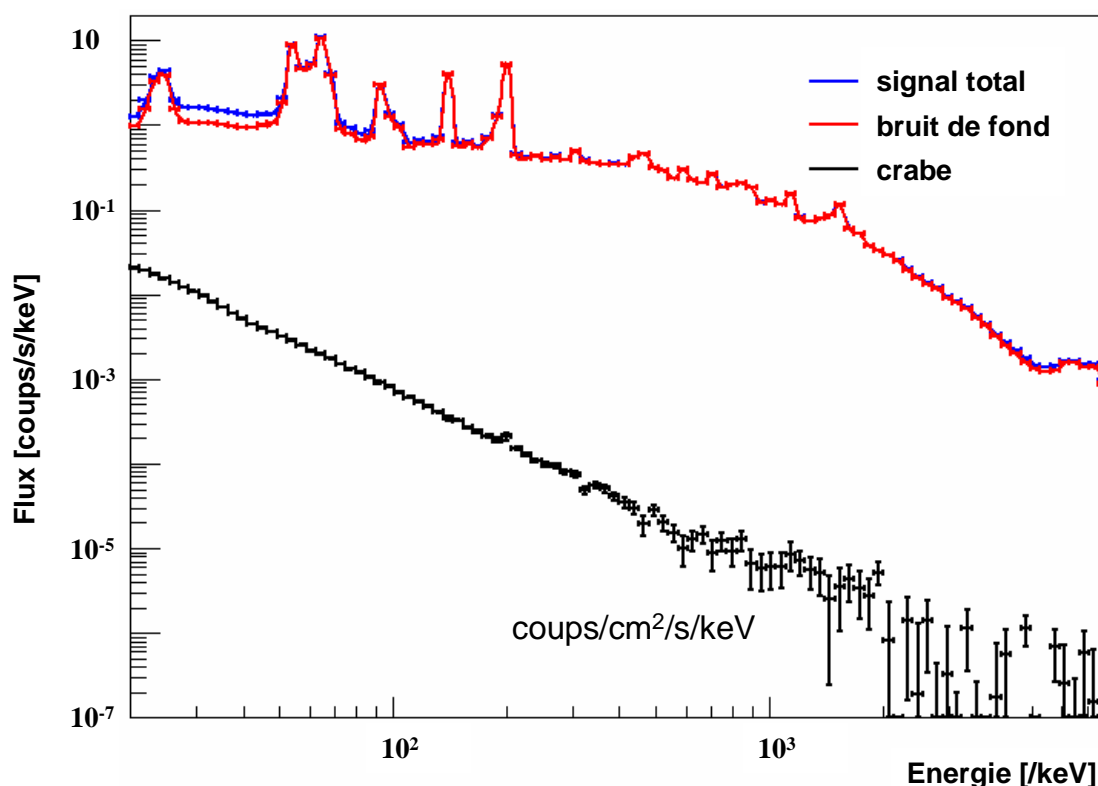


FIGURE 3.31 – Obtention du spectre du Crabe avec SPIROS. D’après le flux observé par SPI, le modèle de fond ajusté SPIROS extrait le spectre final.

un écart sensible avec la loi de puissance en dessous de 40 keV. Cet écart était-il réel ou une mauvaise estimation de la matrice de réponse à basse énergie ? Pour corriger cela, le spectre a été ajusté au-dessus de 50 keV avec une loi de puissance. Ensuite, il a été déduit de nouveaux facteurs correctifs uniquement pour les basses énergies des IRF afin que les points à basse énergie du spectre du Crabe s’ajustent à cette loi de puissance. Cependant, cette démarche reste valable dans l’hypothèse que le spectre du Crabe est inchangé en dessous de environ 50 keV. L’expérience GRIS a suggéré que le spectre total du Crabe a un changement d’indice de la loi de puissance de 2,0 à 2,2 à environ 60 keV.

Cela a nécessité d’analyser de nouveau des données d’étalonnage de BLC dans le but de déterminer la réponse à basse énergie de SPI sur des raies non considérées. Ces raies n’ont pas été prises en compte auparavant à cause, d’une part, de leur faible statistique et, d’autre part, des difficultés à les étudier, voir par exemple les raies du ^{133}Ba vers 30 et 35 keV (FIG. 3.7). Pour trancher sur cette incertitude à basse énergie, j’ai ajouté au calcul d’efficacité six nouvelles raies entre 20 et 60 keV : 20,80 keV et 26,35 keV de l’ ^{241}Am et deux groupes de raies superposées du ^{133}Ba mentionnés ci-dessus. En effet, ces raies élargies ont des faibles intensités et se trouvent sur un fond continu important. Cette analyse a conduit à produire de nouveaux coefficients des IRF en dessous de 59,5 keV.

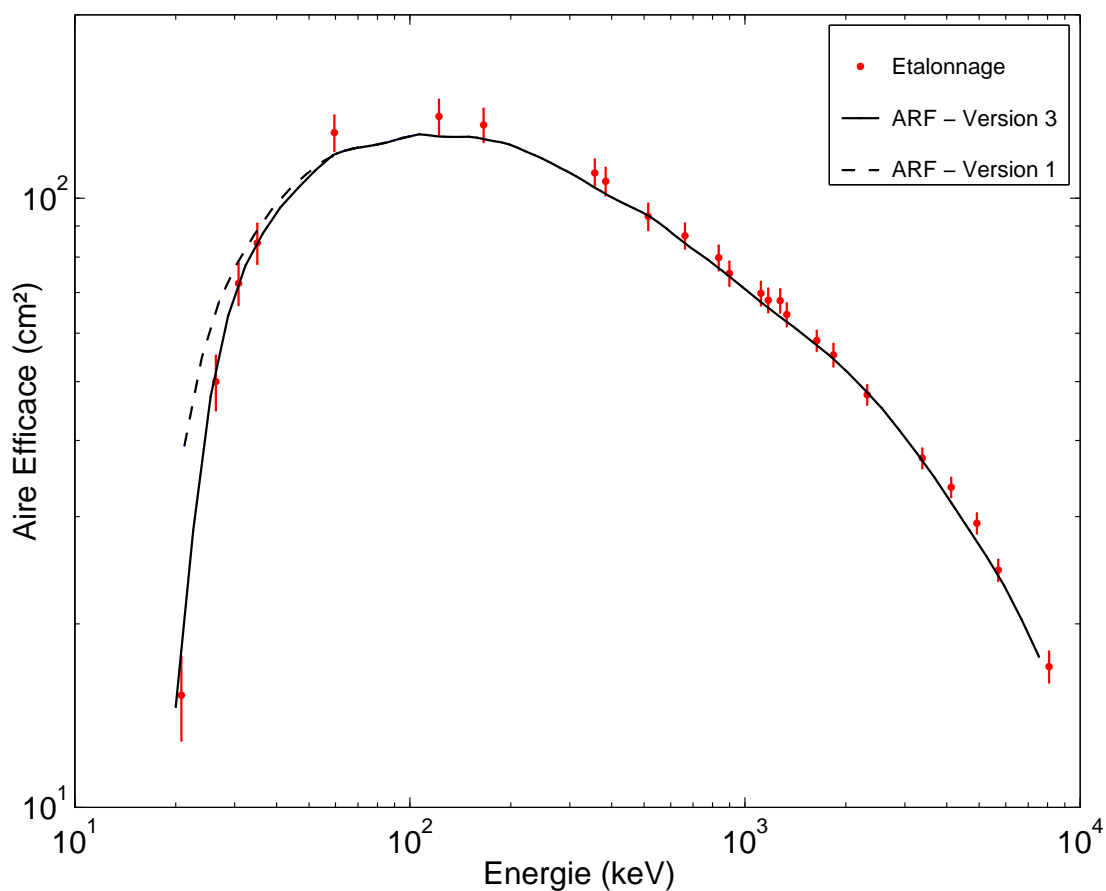


FIGURE 3.32 – Aire efficace simulée du spectromètre SPI après le lancement (ARF - Version 3) comparée à la réponse simulée au sol (ARF - Version 1) ainsi qu'à celle déduite des mesures d'étalonnage.

Sur la figure 3.32, on peut voir les quatre points supplémentaires ajoutés à basse énergie ainsi que la comparaison de l'ancienne matrice de réponse simulée (ARF 1) avec la nouvelle version s'appuyant sur ces nouvelles données (ARF 3). Ainsi, la matrice a été corrigée entre 20 et 60 keV (Sizun *et al.*, 2004). Au-delà de 60 keV, la matrice est restée identique à celle mise en place juste avant le lancement. Cette nouvelle matrice donne un spectre du Crabe qui est désormais compatible avec une loi de puissance sur toute la gamme d'énergie.

Pour chaque observation du Crabe, j'ai donc déterminé les paramètres de la loi de puissance $N \times E^{-\alpha}$ ajustée au spectre (N pour la norme et α pour l'indice). Le tableau 3.6 montre les résultats obtenus. On remarque évidemment que plus le temps d'exposition est grand, plus la détection est significative (σ grand).

Rév.	Nbre de pointés	σ	Temps (s)	Temps mort (%)	α	N	Flux [ph/cm ² /s] 0,02-8 MeV
43	83	225,3	$1,74 \times 10^5$	12,0	2,102	11,76	0,393
44	95	346,9	$1,99 \times 10^5$	12,1	2,081	11,07	0,401
45	80	187,5	$1,92 \times 10^5$	13,0	2,063	10,40	0,404
102	65	190,0	$2,21 \times 10^5$	11,9	2,185	14,30	0,346
102 ^[5×5]	25	113,7	$5,55 \times 10^4$	11,5	2,183	14,35	0,350

TABLE 3.6 – Récapitulatif des premières observations du Crabe faites dans la bande d'énergie de 20 keV à 8 MeV.

3.3.4 Validation de la spectro-imagerie sur le Crabe

3.3.4.1 Spectre

La figure 3.33 représente l'image déconvoluée du Crabe et son spectre associé obtenu à partir des données de la révolution 43 dans la bande d'énergie de 20 keV à 8 MeV. La largeur de la source sur l'image pourrait laisser penser que la résolution du spectromètre est meilleure que les $2,3^\circ$ mentionnés précédemment. En réalité, ceci résulte simplement du mode de fonctionnement du logiciel de déconvolution SPIROS qui ajuste par défaut les données avec une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est inférieure à la résolution instrumentale (comme ici $\sim 1^\circ$). Comme nous l'avons vu plus haut, le spectre extrait de l'image est ajusté par une loi de puissance du type $N \times E^{-\alpha}$ dont les paramètres ($N = 11,76$; et $\alpha = 2,102$) pour cette révolution. Les données semblent bien suivre la loi de puissance entre 20 keV et 400 keV. Au delà, la dispersion des données autour du modèle est liée à la faible statistique. À ~ 200 keV un point du spectre s'écarte sensiblement de la courbe. Cela s'explique par la présence d'une raie dans le bruit de fond instrumental à 198 keV, raie d'activation du Ge par les neutrons issus du rayonnement cosmique, mal soustraite (cf. 4) par SPIROS. En général, les déviations systématiques observées coïncident avec la présence de raies intenses dans le spectre de bruit de fond (voir FIG. 3.31).

3.3.4.2 Précision de localisation

Pour mettre à l'épreuve la précision de localisation des sources, une analyse par groupe de pointés d'observations du Crabe a été menée par P. Dubath. Pour un total de 266 pointés, les localisations des analyses systématiques sur des groupes de 1, 5, 10 et 20 pointés sont présentées sur la figure 3.34 (soit respectivement 266, 52, 26 et 13 groupes) [Dubath *et al.* en préparation]. Une analyse par groupe de pointés tient compte de chaque pointé pour la résolution des équations nécessaire à la déconvolution.

Plus le nombre de pointés par groupe est grand, plus la dispersion autour de la position théorique est faible. Pour 1 pointé individuel, la boîte d'erreur est de $0,3^\circ$, pour un groupe de 5 pointés, elle est de $0,1^\circ$, pour un groupe de 10 pointés, de $0,08^\circ$ et enfin pour un groupe de 20 pointés elle n'est plus que de $0,05^\circ$.

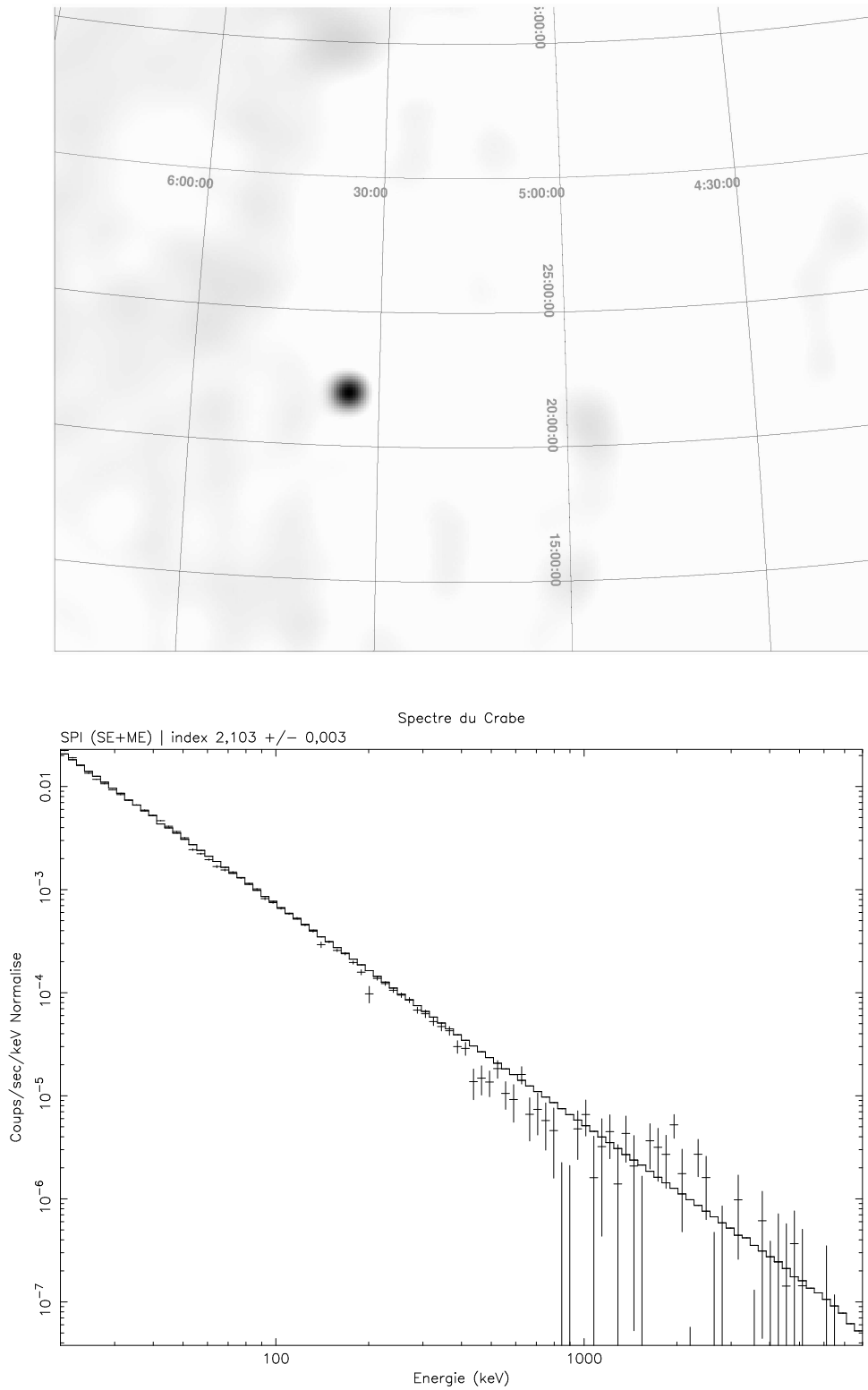


FIGURE 3.33 – Image du Crabe et spectre associé dans la bande 20 keV à 8 MeV.

Ainsi, nous avons mis en évidence qu'un nombre faible de pointés influence sensiblement la précision de la localisation d'une source. Cela est la conséquence directe du faible nombre de détecteur de SPI (19). Le *dithering* compense le sous échantillonnage du plan détecteur.

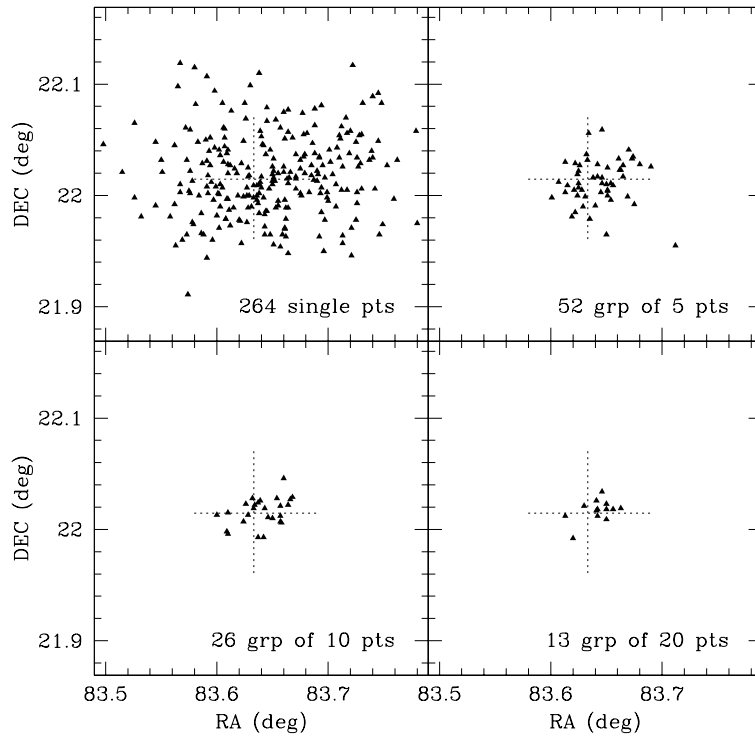


FIGURE 3.34 – Dispersion de la localisation d'une source testée sur un échantillon de 266 pointés sur le Crabe (D'après Dubath *et al.* en préparation). Chaque triangle montre le résultat de la localisation du Crabe pour des résultats d'analyse de pointés regroupés respectivement par 1, 5, 10 ou 20.

3.4 Conclusion

J'ai discuté, dans cette partie, le travail que j'ai mené au niveau de l'étalonnage au sol afin de fournir pour l'instrument SPI une courbe d'efficacité dans le pic photoélectrique. Les campagnes d'étalonnage ont donné lieu à d'autres vérifications des caractéristiques de SPI. En orbite, la validation des caractéristiques instrumentales sur la source du Crabe a souligné encore plus l'importance fondamentale de ces étalonnages pour la pertinence des résultats astrophysiques.

En résumé, mes contributions peuvent se résumer en ces quelques points :

- prise et extraction des données pendant les campagnes d'étalonnage à BLC et à l'ESTEC ;
- analyse et interprétation de ces données pour fournir une efficacité de SPI dans le pic photoélectrique ;
- validation de la réponse instrumentale grâce aux résultats d'étalonnage (en collaboration avec les responsables des simulations à la NASA) ;
- vérifications instrumentales et validation des premières données scientifiques après le lancement en collaboration avec le consortium SPI.

Nous pouvons à présent considérer que les objectifs de l'étalonnage du spectromètre SPI ont été atteints, à savoir une bonne connaissance de sa réponse instrumentale permettant d'avoir confiance dans les résultats scientifiques. Des raffinements restent possibles (analyse des données hors axe et/ou hors pic photoélectrique) mais au prix d'efforts qui seraient importants pour des améliorations vraisemblablement mineures. Par ailleurs, quelques études sont toujours en cours pour caractériser de manière plus précise le comportement des logiciels de traitement de SPI.

Grâce à l'étalonnage réalisé au sol (BLC et ESTEC), le spectre du Crabe mesuré par SPI est considéré comme étant la référence pour les autres instruments de l'observatoire *INTEGRAL*.



Performances de SPI en orbite

Contents

4.1	Caractéristiques du bruit de fond	104
4.1.1	Origine	104
4.1.2	Bruit de fond selon la multiplicité	108
4.1.3	Variation temporelle des raies et sursauts solaires	112
4.2	Sensibilité	113
4.3	Dégradation de la résolution	115
4.4	Récapitulatif	117

Une bonne connaissance du bruit de fond instrumental conditionne une bonne estimation de la sensibilité. Par ailleurs, pour des détecteurs en germanium comme c'est le cas sur SPI, nous verrons que la résolution se dégrade au cours du temps en fonction du taux d'irradiation. Nous reviendrons plus en détails sur la variation temporelle du fond dans le cadre de l'analyse des observations (chapitre 6).

Dans cette partie nous nous limiterons à une présentation qualitative de ce fond qui sera suffisante pour donner des estimations de la sensibilité du spectromètre SPI. Nous terminerons cette partie sur les performances actuelles du spectromètre.

4.1 Caractéristiques du bruit de fond

Nous avons discuté dans la section 2.2.5.3 des propriétés du bouclier d'anticoïncidence de SPI. La figure 4.1 illustre l'effet de ce bouclier sur la réduction du bruit de fond (réjection d'un facteur $\simeq 25$). Nous pouvons remarquer qu'une grande partie du flux total se trouve dans les raies. L'amplitude de ces raies n'était pas prévue (voir plus loin) et a posé, dès l'arrivée des premières données, un problème de télémétrie^(a) qui ne fera que s'accroître – la quantité de données à transmettre va augmenter – lors de la période de minimum solaire à venir.

Le taux de comptage dans le plan de détection est de l'ordre de 650 coups/s (soit $\simeq 35$ coups/s par détecteur) et de l'ordre de 170 coups/s ($\simeq 9$ coups/s/détecteur) dans la bande 20 keV à 8 MeV pour une observation d'un champ vide (révolution 12 à 14, 23 et 25).

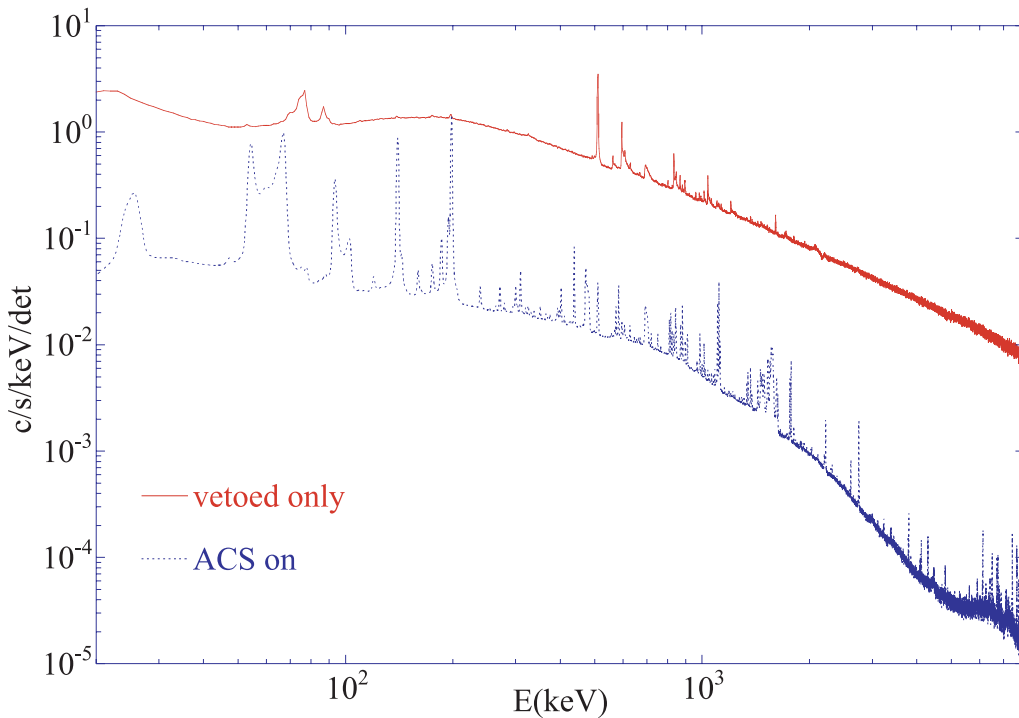


FIGURE 4.1 – Spectre du bruit de fond en orbite avec et sans le veto de l'ACS (Jean *et al.*, 2003).

4.1.1 Origine

Le bruit de fond instrumental a pour origine les interactions entre les particules chargées (solaires et galactiques) et les matériaux constituant le spectromètre (en particulier le germanium dans le plan détecteur).

(a). Quantité d'information qui peut être transmise par le satellite aux stations terrestres.

4.1.1.1 Particules chargées du rayonnement cosmique

Le rayonnement cosmique est un *rayonnement* au sens large (noyaux, électrons, positrons, etc.) en provenance de l'espace. Le spectre observé des noyaux s'étend de quelques centaines de MeV/nuc jusqu'à quelques 10^{12} MeV. En deçà d'une centaine de MeV, les particules chargées, sont majoritairement d'origine solaire. Jusqu'à 10^{12} MeV, les noyaux ont vraisemblablement été accélérés dans les ondes de choc des supernovæ et donc ont une origine galactique. Leur arrivée à l'orbite terrestre est modulée par l'influence du vent solaire. Au delà de 10^{12} MeV, le rayonnement est d'origine extra-galactique. Etant donné que les flux décroissent rapidement avec l'énergie, seules les particules en dessous de quelques GeV/nuc nous intéressent ici : le rayonnement cosmique solaire (RCS) et le rayonnement cosmique galactique (RCG).

Le RCG et le RCS diffèrent donc par leur origine, par leur flux et par leur spectre en énergie, mais tous deux sont composés principalement de protons ($\sim 90\%$). La figure 4.2 montre le spectre de ces protons.

Le vent solaire est un plasma en expansion. Ce vent se caractérise par un flux très important mais peu énergétique (de l'ordre de 100 keV). Lors d'éruptions solaires le RCS s'ajoute à ce vent solaire avec des flux de l'ordre de 100 protons/s/cm² (10 MeV) avec des énergies typiques de quelques MeV et des énergies maximales de 500 MeV. Le spectre est généralement caractérisé par une exponentielle d'échelle typique R_0 et d'intensité J_0 . Deux exemples sont donnés sur la figure 4.2. Comparativement le RCG est plus faible. Les quatre courbes RCG montrent respectivement le flux interstellaire (LIS) et les flux modulés à 300, 620 et 900 MeV. Le niveau de modulation est lié à l'activité solaire. En effet, un proton du RCG lorsqu'il rentre dans la cavité solaire ($\simeq 100$ u.a.) est repoussé par le plasma solaire et perd de l'énergie. Au minimum solaire, le maximum du spectre des RCG est au environ de 300 MeV tandis qu'au maximum du cycle de 11 ans, il se trouve vers 900 MeV.

Les instruments du satellite *INTEGRAL* (orbite de 9000 à 150 000 km) sont donc exposés au rayonnement cosmique solaire et galactique. Périodiquement, le satellite traverse les ceintures de radiations terrestres qui sont constituées de particules chargées de faible énergie (quelques dizaines de MeV). Ces particules sont issues du rayonnement cosmique et sont piégées par le champ magnétique terrestre. Durant la traversée des ceintures, excepté l'IREM, les instruments ne prennent pas de données scientifiques. Notons cependant que des discussions ont lieu au sein de l'équipe SPI pour ne pas arrêter l'instrument pendant cette période afin de mieux comprendre le bruit de fond.

4.1.1.2 Raies issues des neutrons

Les interactions des protons du rayonnement cosmique (solaire et galactique) avec le BGO de l'ACS, les matériaux environnant le plan de détection et les détecteurs eux-mêmes produisent des neutrons secondaires qui peuvent entraîner par la suite l'émission de photons γ différée. Ces événements ne sont pas rejetés par l'électronique de l'ACS et se retrouvent alors dans les spectres enregistrés par les détecteurs. Le tableau 4.1 illustre

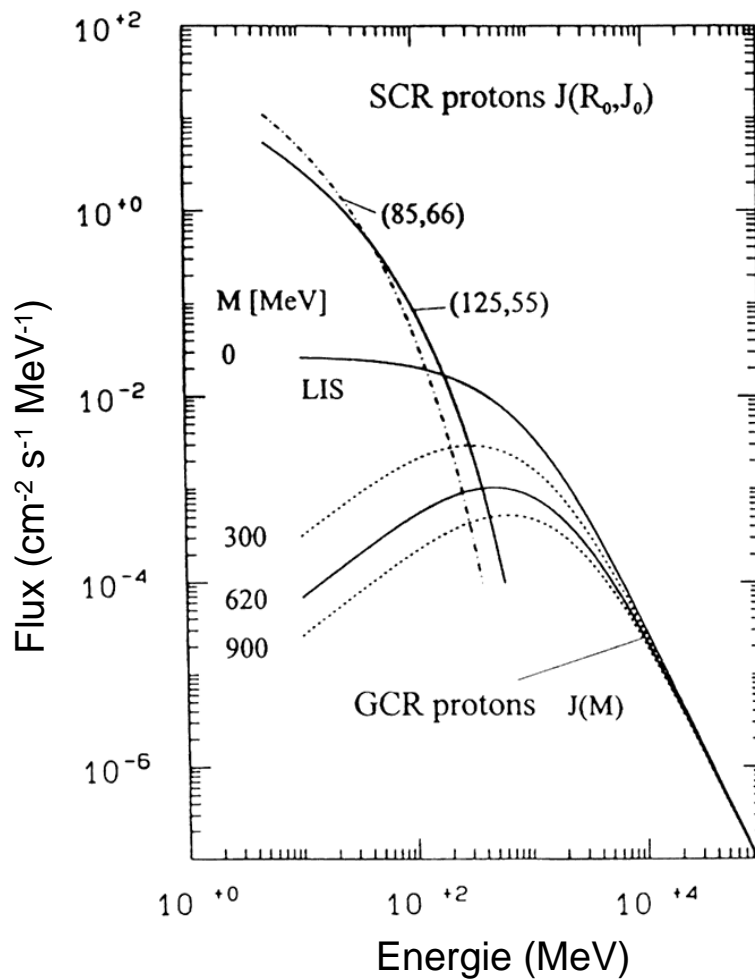


FIGURE 4.2 – Protons du rayonnement cosmique d'origine solaire (SCR) et galactique (GCR).

cet effet pour les neutrons interagissant avec les différents matériaux du télescope et du satellite (ACS, structures en aluminium et en acier, le plomb recouvrant le tube d'IBIS, etc.). La plupart des raies du bruit de fond sont issues des interactions avec les noyaux de Ge.

Plus gênant, certaines de ces raies se retrouvent dans les zones du spectre où l'on s'attend à observer des raies astrophysiques :

- L'interaction des neutrons avec les noyaux de Ge des détecteurs produit des raies à 119 keV par une série de réaction aboutissant à $^{72}\text{Zn}(\beta^-)^{72\text{m}}\text{Ga}$, où l'on attend les mêmes raies issues de la décroissance du ^{57}Co , signature d'une explosion de supernova.
- Le béryllium autour du plan détecteur peut interagir avec des neutrons par la réaction $^9\text{Be}(n,3n)^7\text{Be}$. Cette réaction produit une raie à 478 keV, correspondant à la décroissance du ^7Be qui devrait être observable dans l'observation d'une explosion de nova (Hernanz *et al.*, 1996).

Raies d'intérêt astrophysique	Raies dans le spectre de fond			
	Energie (keV)		Eléments	Origine
CRSF Vela X-1 (Ginga)	25	~22-27	^{71m}Ge (~23,4)	Ge
			^{58m}Co (~24,9)	Inox
CRSF Vela X-1 (HEXE)	55	53,8-66,4	^{73m}Ge (13,3 ; 66,7)	Ge
$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc}^* \rightarrow ^{44}\text{Ca}^* + \beta^+$	68		$^{74}\text{Zn} \rightarrow ^{74m}\text{Ga}$ (59,7)	
			$^{73}\text{Ga} \rightarrow ^{73m}\text{Ge}$ (66,5)	
			$^{73}\text{As} \rightarrow ^{73m}\text{Ge}$ (66,5)	
	78	^{60m}Co (58,6)	Inox	
		74,9	$^{212}\text{Pb}(\beta^-)^{212}\text{Bi}$	Pb
		77,1	$^{214}\text{Pb}(\beta^-)^{214}\text{Bi}$	Pb
			$^{212}\text{Pb}(\beta^-)^{212}\text{Bi}$	
$^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}^*$	122	119,6	$^{72}\text{Zn}(\beta^-)^{72m}\text{Ga}$	Ge
$^7\text{Be} \rightarrow ^7\text{Li}^*$	478	472,2	$^{24}\text{Ne}(\beta^-)$, ^{24m}Na	Alu
		~472-492	$^{77}\text{Ge}(\beta^-)$, ^{77m}As (475,4)	Ge
			$^7\text{Be}(\text{EC})^7\text{Li}$ (477,6)	Be
Positronium	<	499,9	$^{71*}\text{Ge}$, $^{17*}\text{N}$	Ge
	511	504,9	???	
Raie d'annihilation	511	510,9	raie d'annihilation	
$^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}^* \rightarrow ^{56}\text{Fe}^* + \beta^+$	847	840,6	$^{54}\text{Mn}(\text{EC})+\text{K}$ (840,8)	Inox
		843,8	$^{27}\text{Si}(\text{EC})$, $^{27}\text{Mg}(\beta^-)^{27}\text{Al}$	Alu
		846,8	$^{27*}\text{Al}$ (843,7)	
			$^{56}\text{Co}(\text{EC})$, $^{56}\text{Mn}(\beta^-)^{56}\text{Fe}$	Inox
$^{60}\text{Fe} \rightarrow ^{60}\text{Co}^* \rightarrow ^{60}\text{Ni}^*$	1332	1336,9	$^{69}\text{Ge}(\text{EC})^{69}\text{Ga}$	Ge
			$^{69}\text{Ge}(\text{EC})^{69}\text{Ga} + \text{L}$	
$^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co}^* \rightarrow ^{56}\text{Fe}^* + \beta^+$	1771	1775,7	$^{205}\text{Bi}(\text{EC})^{205}\text{Pb}$	BGO
$^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc}^* \rightarrow ^{44}\text{Ca}^* + \beta^+$				
$^{26}\text{Al} \rightarrow ^{26}\text{Mg}^* + \beta^+$	1809	1808,7	$^{26}\text{Na}(\beta^-)^{26}\text{Mg}$	Alu
		1811,1	$^{56}\text{Mn}(\beta^-)^{56}\text{Co}(\text{EC})^{56}\text{Fe}$	Inox

TABLE 4.1 – Raies produites par des neutrons du rayonnement cosmique sur les matériaux de SPI ; * indique un état excité du nucléide. Ces raies instrumentales ont plusieurs origines : interactions avec les détecteurs (Ge), l'ACS (BGO), l'aluminium (Alu), les métaux (Inox) constituant le satellite, le béryllium (Be) du plan détecteur et le plomb (Pb) présent dans le tube d'IBIS [d'après Weidenspointner *et al.* (2003)].

- La réaction $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}(\beta^-)^{56}\text{Fe}$ est à l'origine de la raie à 847 keV, elle aussi attendue et détectée dans la dernière explosion de supernova proche SN1987A (Matz *et al.*, 1988).
- Les raies à 68 keV, 78 keV, 1157 keV, signatures de la décroissance du ^{44}Ti , sont attendues lors de l'observation des restes de supernovæ jeunes. Elles peuvent être aussi produites par des réactions (n, pxn) avec tous les isotopes du titane (x = 2 à 6).
- Les deux raies du ^{60}Fe , à 1173 keV et à 1332 keV, attendues dans les modèles de supernova (Timmes *et al.*, 1996) et peut-être détectée pour la première fois par

RHESSI dans la direction du centre galactique (Smith, 2004). Ces raies peuvent être produites par les réactions neutroniques sur le cuivre : $^{63}\text{Cu}(n, \alpha)^{60}\text{Co}$ (1332 keV) et $^{63}\text{Cu}(n, 4n)^{60}\text{Cu}$ (1173 keV, 1332 keV). Cependant, une raie à 1336,9 keV se trouve dans le spectre de fond issues de la réaction $^{69}\text{Ge}(\text{EC})^{69}\text{Ga}$.

- Enfin, l’omniprésence d’aluminium (structure, alliage, capsule des détecteurs, etc.) dans le télescope induit la réaction $^{27}\text{Al}(n, 2p)^{26}\text{Na}(\beta^-)^{26}\text{Mg}$ qui émet une raie à 1809 keV. C’est aussi l’énergie de la raie astrophysique émise lors de la décroissance de l’ ^{26}Al vers le premier état excité du ^{26}Mg (cf. 5.2.2.3). Aussi, il existe une raie à 1811 keV issue de la réaction $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mg}$ qui se superpose à la raie de l’ ^{26}Al dans les 2,5 keV de résolution du spectromètre.

Les sections efficaces d’interaction de ces réactions ont été mesurées par Leleux *et al.* (2003) afin d’évaluer les intensités de ces raies dans le bruit de fond de SPI. Une étude du fond instrumental, plus complète et générale, dans le continuum et dans les raies, a été menée par (Weidenspointner *et al.*, 2003) par l’intermédiaire de simulations (voir FIG. 4.3). Ce travail recense toutes les raies et le flux observées dans le spectre de bruit de fond de SPI dans la bande d’énergie de 20 keV à 8 MeV et une simulation effectuée pour modéliser ce fond comprenant plusieurs composantes : galactique, extragalactique et les décroissances retardées de noyaux excités par le rayonnement cosmique.

La plupart des raies (environ 220 sur plus de 300 sont bien identifiées) et la forme générale du continuum sont bien reproduites (voir spectres en annexe). Ce type d’étude n’est malheureusement pas suffisant (pas de variation temporelle) pour suivre l’évolution du fond, cependant il reste très utile à l’élaboration de modèles de fond. Finalement, il est intéressant de comparer ce spectre de fond à celui mesuré au sol qui ne comprenait que 80 raies principales (Attié *et al.*, 2003). L’action des neutrons secondaires issus du rayonnement cosmique est clairement mise en évidence !

4.1.2 Bruit de fond selon la multiplicité

La figure 4.4, quant à elle, montre les spectres du bruit de fond de SPI pour les SE, les ME2 (*Doubles*) et leur somme. Ces spectres ont été enregistrés sur un champ de vue vide de sources gamma durant la phase de test après le lancement. Dans les deux spectres, on constate que l’apport des ME2 n’est sensible qu’à partir de 2 MeV.

Les figures 4.5, 4.6 et 4.7 montrent les spectres de bruit de fond respectifs des événements simples sans PSD (SE), simples avec PSD (PE) et multiples (ME). Rappelons que le spectre des PE comprend des événements simples SE dont la forme d’impulsion est analysée afin de réduire le fond entre 300 keV et 1 MeV, et que sa faible efficacité a été discutée dans le chapitre 2.2.5.5. Actuellement, les événements PE sont traités comme des SE. Cependant il est intéressant de noter l’absence d’un groupement de raies factices autour de 1,5 MeV observé uniquement pour les événements SE. Ces raies ont vraisemblablement comme origine un bruit électronique. En ce qui concerne les ME, il faut noter que le spectre de fond présente des raies qui n’apparaissent pas dans les SE et les PE, et qui sont utilisées pour l’étalonnage en énergie (conversion canaux en keV,

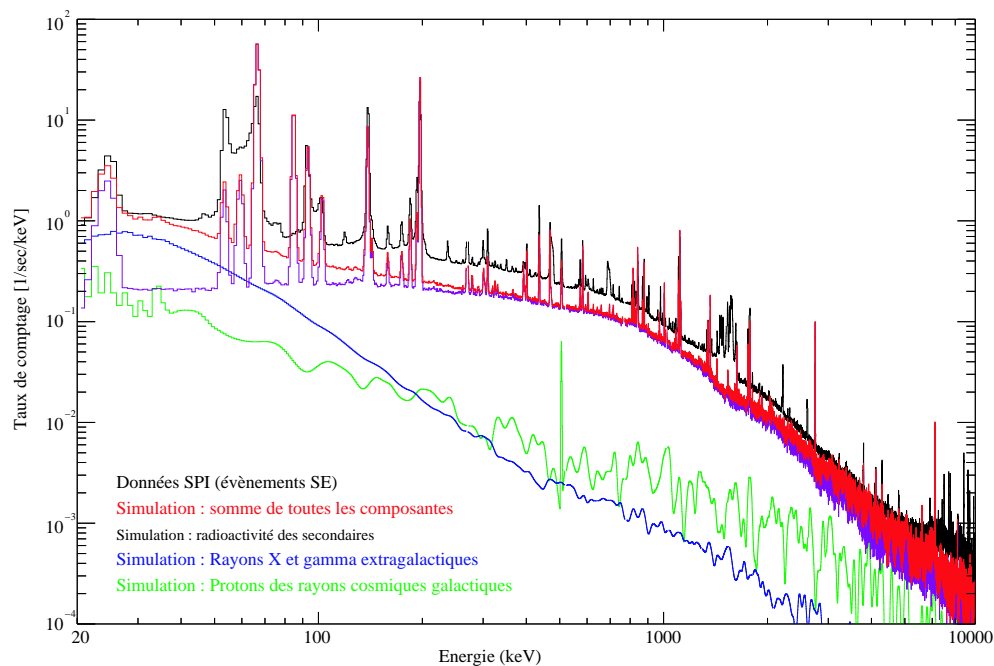


FIGURE 4.3 – Comparaison entre une modélisation et le spectre du bruit de fond pour les événements simples (SE) enregistrés par le spectromètre en orbite. Le modèle se compose de trois composantes : décroissances radioactives, bruit de fond d'origine extragalactique et rayonnement cosmique galactique (protons) d'après [Weidenspointner et al. \(2003\)](#)

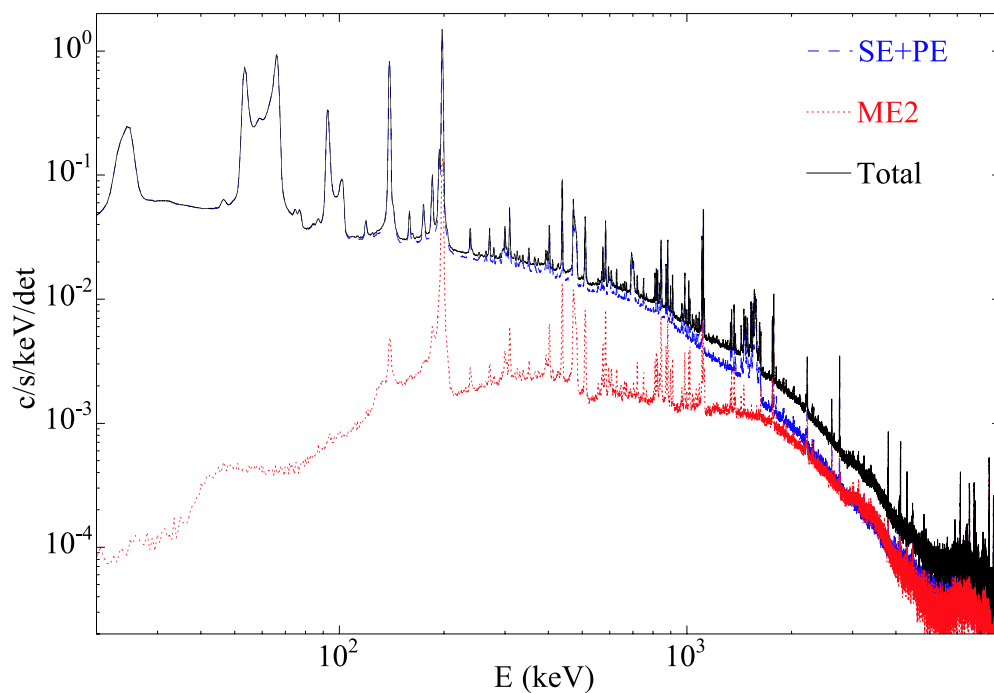


FIGURE 4.4 – Spectre moyenné du bruit de fond enregistré par le spectromètre SPI en orbite. Les événements multiples de multiplicité 2 (ME2) et les événements simples (SE+PE) sont représentés séparément. Le regroupement de raies dans la région de 1,4-2 MeV, qui n'apparaissent que pour le SE+PE, ne sont en fait que des artefacts de l'électronique ([Jean et al., 2003](#)).

Type	Flux Total (cts/s/det)	Taux de comptage (s^{-1})			
		^{12}C	^{16}O		
		4438 keV	5107 keV	5618 keV	6129 keV
1. Bruit de fond	33,6	-	-	0,008	0,064
2. Sursaut solaire	46,4	4,5	0,03	0,049	0,465
Ratio 2/1	1,4	-	-	6,2	7,8

TABLE 4.2 – Raies présentes dans le bruit de fond solaire

voir section 3.2.2.5) des spectres enregistrés en orbite.

4.1.3 Variation temporelle des raies et sursauts solaires

La variabilité temporelle du fond peut être décomposée grossièrement en deux composantes :

1. un cycle relié à l'orbite : la trajectoire du satellite traverse à chaque révolution les ceintures de radiation terrestres ;
2. une dépendance liée à l'activité solaire :
 - cycle de 11 ans au cours duquel le rayonnement cosmique galactique ($\sim \text{GeV/nuc}$) est plus ou moins écranté. Nous nous acheminons vers une période de minimum solaire pour laquelle une augmentation du bruit de fond de l'ordre d'un facteur 2 est attendue.
 - sursauts solaires (énergie des protons et des électrons autour de la centaine de MeV/nuc) qui sont beaucoup plus gênants pour l'analyse de données (voir chapitre 6).

Les évènements ACS, les évènements saturants de l'ACS et les comptages des détecteurs varient sur les échelles de temps mentionnées ci-dessus. Tous ces évènements peuvent être utilisés comme des traceurs du niveau de bruit de fond pour le traitement des données.

L'influence sur le fond des sursauts solaires demeure difficilement modélisable. La figure illustre les différents changements du fond à différentes énergies. En plus de l'augmentation du fond dans le continuum, les raies peuvent : (1) apparaître (2) augmenter ou (3) rester inchangées. Le tableau 4.2 donne un exemple quantitatif pour deux éléments (carbone et oxygène). La figure 4.1.3 montre un spectre sur toute la gamme d'énergie à deux instants d'un sursaut solaire (début et maximum de l'activité). L'encadré de la même figure donne la variation temporelle du taux de comptage ACS et des détecteurs pour ce sursaut.

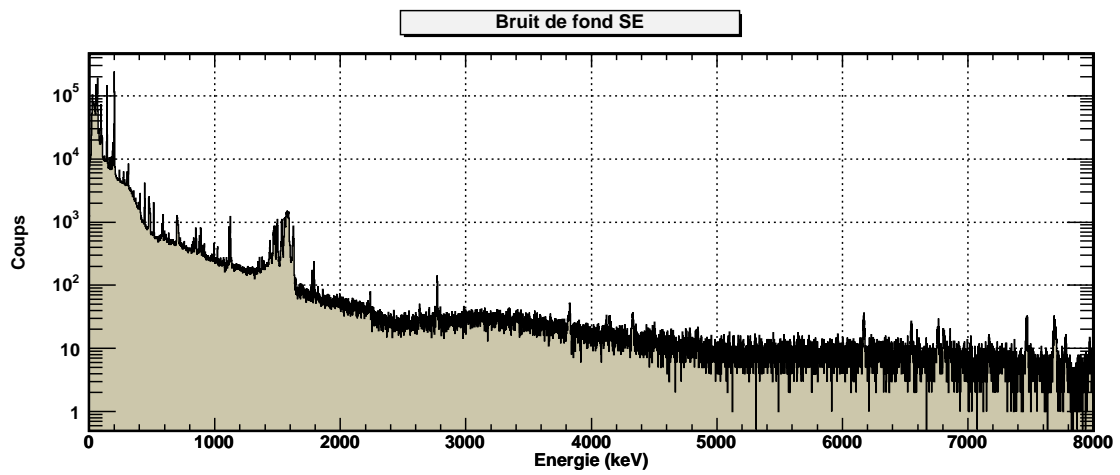


FIGURE 4.5 – Bruit de fond SE et artefacts dus à l'électronique autour de 1,5 MeV.

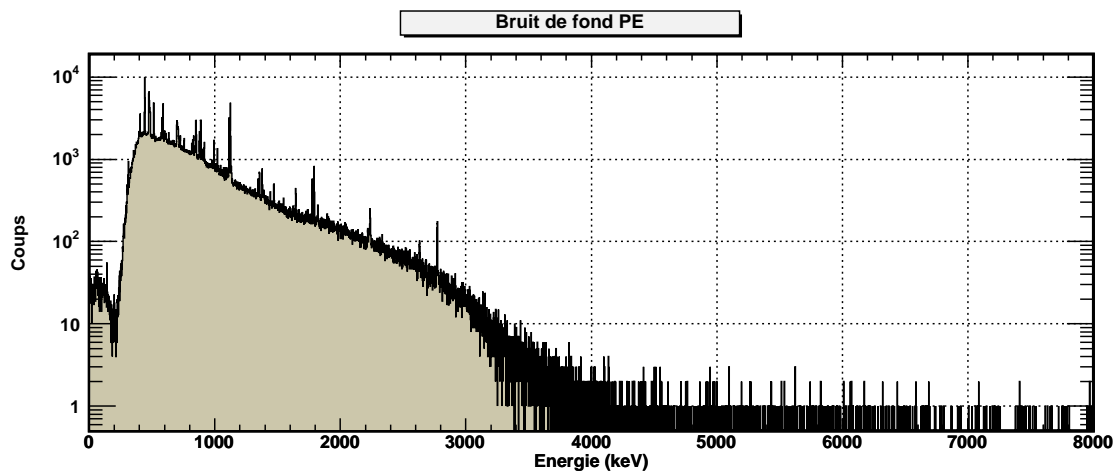


FIGURE 4.6 – Bruit de fond PE

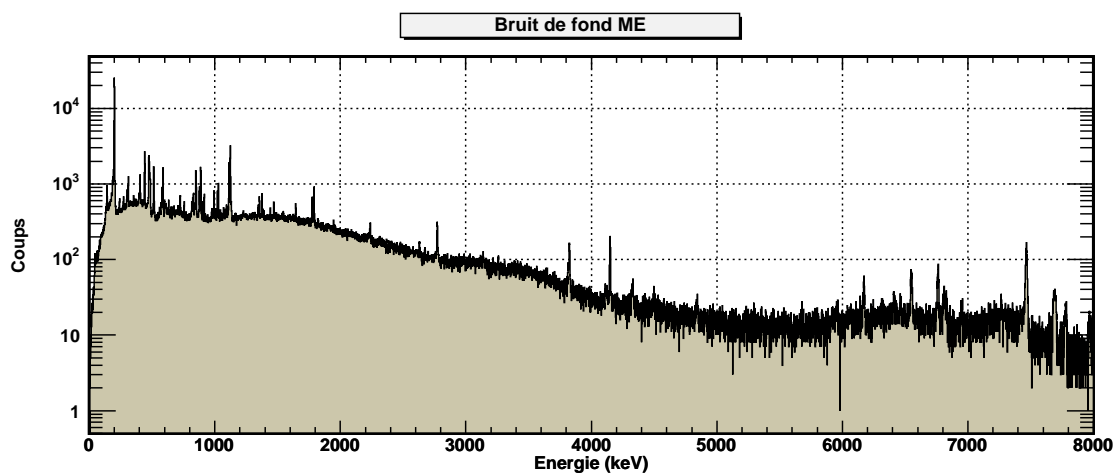


FIGURE 4.7 – Bruit de fond ME

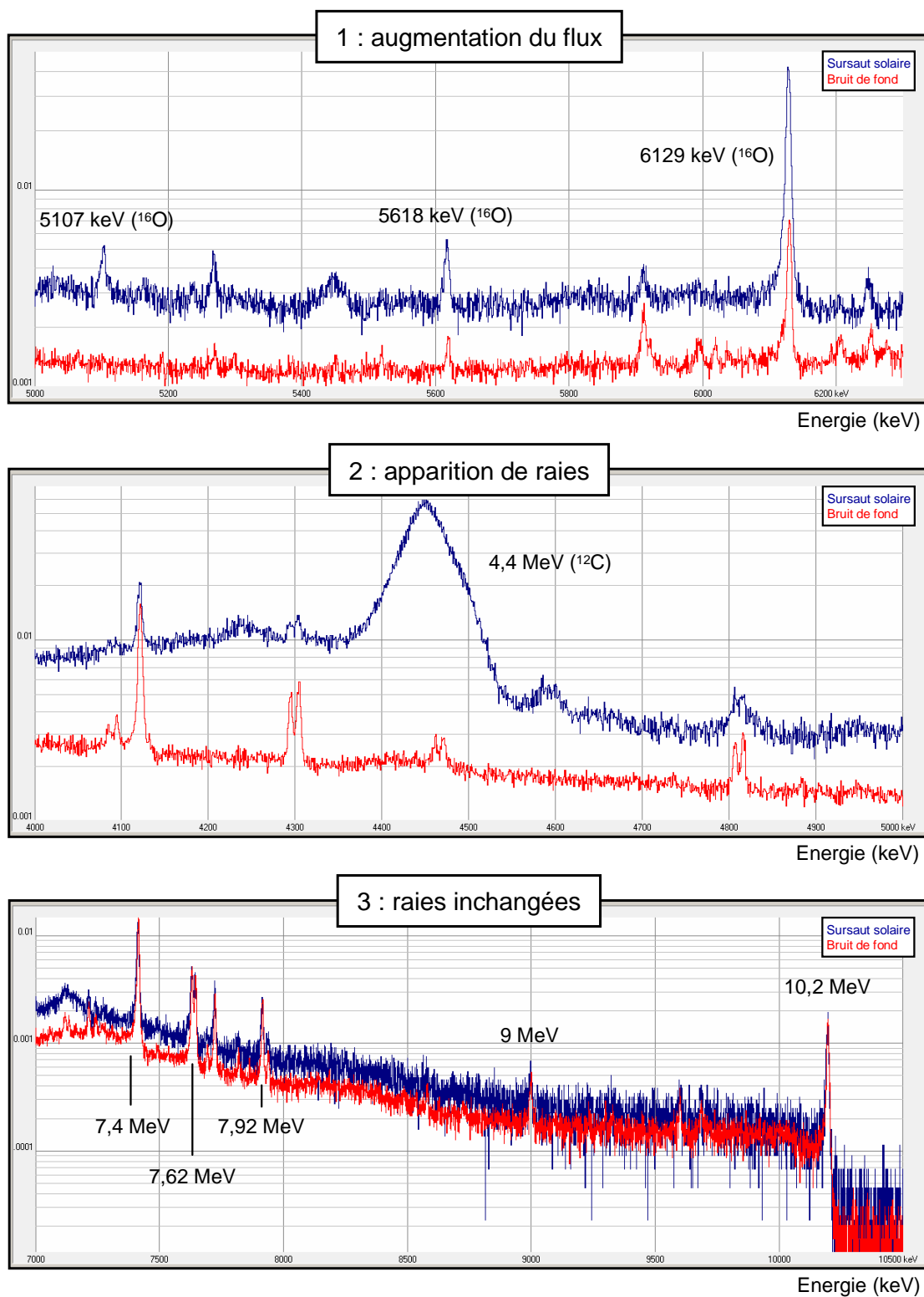


FIGURE 4.8 – Comportement du Bruit de fond solaire

4.2 Sensibilité

En vol, le taux de comptage était deux fois plus élevé que celui attendu et prévu par les simulations avant le lancement. Il y a donc davantage de neutrons produits que ce qui était attendu [Jean *et al.* (1996) et thèse de N. Diallo]. De plus, la figure 4.9 montre que les simulations faites avant le vol (mars 2002) n’avaient pris en compte que le continu (en rouge), alors que le fond mesuré en vol est contenu en majorité dans les raies notamment à basse énergie. Ainsi le rapport signal sur bruit (\mathcal{S}/\mathcal{B}), déterminant pour la sensibilité de l’instrument, est plus faible que ce qui était prévu. Cependant, dans les deux régions définies entre 20 et 100 keV et de 1 à 2 MeV, il est notable que le fond continu sous les raies est conforme aux prévisions de mars 2002. Il semble qu’entre ces deux régions (de 100 keV à 1 MeV) l’inefficacité de la PSD (cf. 2.2.5.5) donne l’écart entre le fond observé en vol et la prédiction.

Une nouvelle estimation de sensibilité, à partir du bruit de fond en vol a été faite dans un cas idéal de déconvolution parfaite en tenant compte uniquement des incertitudes statistiques pour une source dans l’axe et un bruit de fond stable (Roques *et al.*, 2003). A ces erreurs statistiques doivent s’ajouter la contribution des erreurs systématiques (connaissance et variation du bruit de fond, influence des méthodes d’imagerie, etc.). La bonne connaissance de ces erreurs systématiques nécessite une étude approfondie de l’ensemble de ces constituants. Ce travail est en cours et il est loin d’avoir atteint le point qui nous permette de minimiser son impact sur la sensibilité. A l’heure actuelle, il apparaît que la prise en compte de ces erreurs systématiques se traduit par une diminution de la sensibilité d’un facteur 2.

Le tableau 4.3 montre, à partir d’un calcul différent (équation 2.22), les sensibilités dans les raies liées à des objectifs astrophysiques ne tenant compte que des incertitudes statistiques.

Energie (keV)	B (s ⁻¹)	S (s ⁻¹)	ϵ (%)	T ₀ (%)	F _s (ph·cm ⁻¹ ·s ⁻¹ ·keV ⁻¹)	
					pour 2·10 ⁵ s	pour 10 ⁶ s
478	3,18·100	1,20·10 ⁻²	0,53	0,87	1,03 · 10 ⁻⁴	4,59·10 ⁻⁵
511	2,81·100	1,13·10 ⁻²	0,52	0,87	9,88 · 10 ⁻⁵	4,39·10 ⁻⁵
847	1,57·100	8,48·10 ⁻³	0,44	0,88	8,62 · 10 ⁻⁵	3,83·10 ⁻⁵
1157	5,41·10 ⁻¹	4,99·10 ⁻³	0,39	0,89	5,67 · 10 ⁻⁵	2,52·10 ⁻⁵
1173	5,09·10 ⁻¹	4,84·10 ⁻³	0,39	0,89	5,50 · 10 ⁻⁵	2,45·10 ⁻⁵
1238	4,99·10 ⁻¹	4,79·10 ⁻³	0,38	0,89	5,58 · 10 ⁻⁵	2,48·10 ⁻⁵
1274	4,89·10 ⁻¹	4,74·10 ⁻³	0,38	0,89	5,52 · 10 ⁻⁵	2,46·10 ⁻⁵
1332	4,72·10 ⁻¹	4,66·10 ⁻³	0,36	0,89	5,72 · 10 ⁻⁵	2,55·10 ⁻⁵
1809	3,57·10 ⁻¹	4,05·10 ⁻³	0,31	0,90	5,74 · 10 ⁻⁵	2,55·10 ⁻⁵

TABLE 4.3 – Sensibilité du spectromètre dans les raies astrophysiques. Le calcul a été fait en utilisant l’équation 2.22 où S est le signal, B le bruit et T le temps d’observation

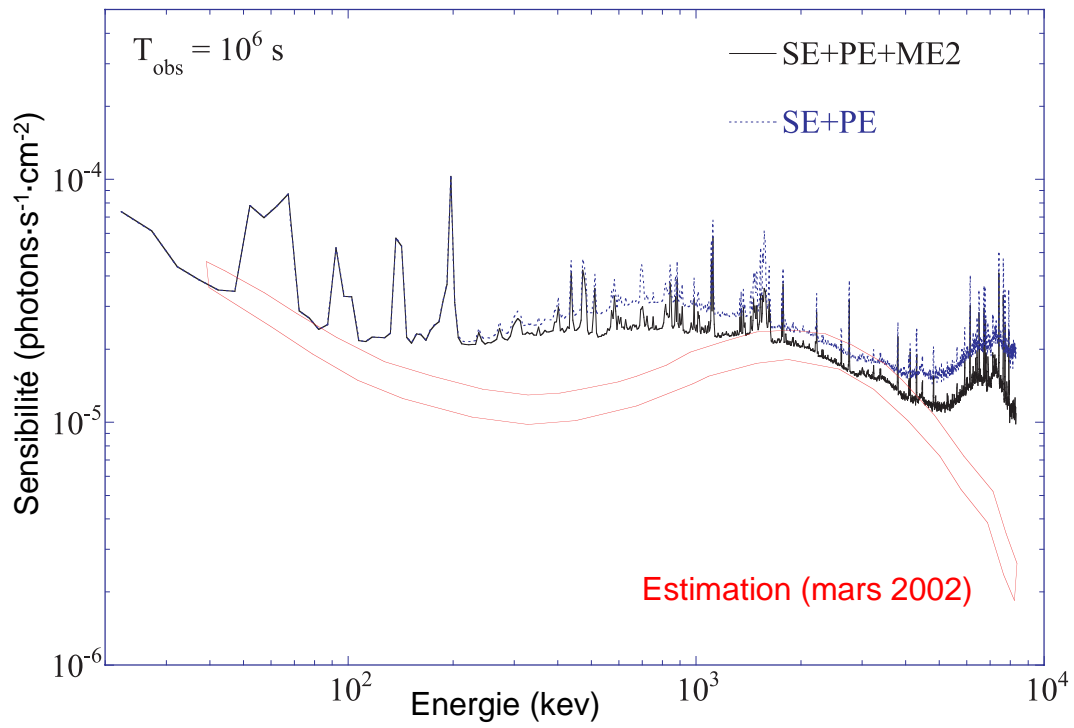


FIGURE 4.9 – Sensibilité dans les raies à 3σ pour une mesure dans l'axe avec un bruit de fond stable en tenant compte uniquement des incertitudes statistiques (Roques *et al.*, 2003).

4.3 Dégradation de la résolution

Les propriétés cristallines d'un détecteur en Ge sont altérées lorsque ce détecteur est soumis à un bombardement continu de protons et neutrons. La conséquence directe est une diminution des performances du détecteur (piégeage des trous du cristal), en particulier la diminution de la résolution spectrale du détecteur.

La figure 4.11 montre l'élargissement asymétrique d'une raie de ^{60}Co à 1333 keV avant et après irradiation. Cet élargissement observé en orbite sur toutes les raies se traduit par une diminution de la sensibilité dans les raies. La figure 4.12 permet de lire en ordonnée, à partir d'une dégradation donnée de raie (ici 1 %, 3 % et 10 %) et d'une énergie (en abscisse), le facteur de dégradation de la sensibilité.

L'évolution temporelle de cette dégradation dépend évidemment du taux d'irradiation reçu en orbite. La figure 4.10 montre, entre les révolutions^(a) 10 et 210, la dégradation de la résolution d'une raie du bruit de fond à 1,7 MeV. Il est remarquable qu'après chaque recuit (ou *annealing*, voir 2.2.5.1), le détecteur retrouve sa résolution nominale. Grâce à une bonne efficacité des refroidisseurs, la température nominale de fonctionnement a pu être abaissée de 90 K à 85 K. Après le deuxième recuit, la résolution n'avait pas été entièrement récupérée. La durée du troisième recuit a donc été augmentée (de 36 h à 126 h), permettant ainsi d'atteindre une meilleure résolution.

Eléments	Energie (keV)	FWHM (keV)
^7Be	478	1,93
e^+e^-	511	1,95
^{56}Co	847	2,19
^{44}Ti	1157	2,39
^{60}Fe	1173	2,41
^{56}Co	1238	2,45
^{22}Na	1274	2,47
^{60}Fe	1332	2,51
^{26}Al	1809	2,83

TABLE 4.4 – Résolution spectrale mesurée pour quelques raies astrophysiques.

(a). Rappel : une révolution \simeq 3 jours.

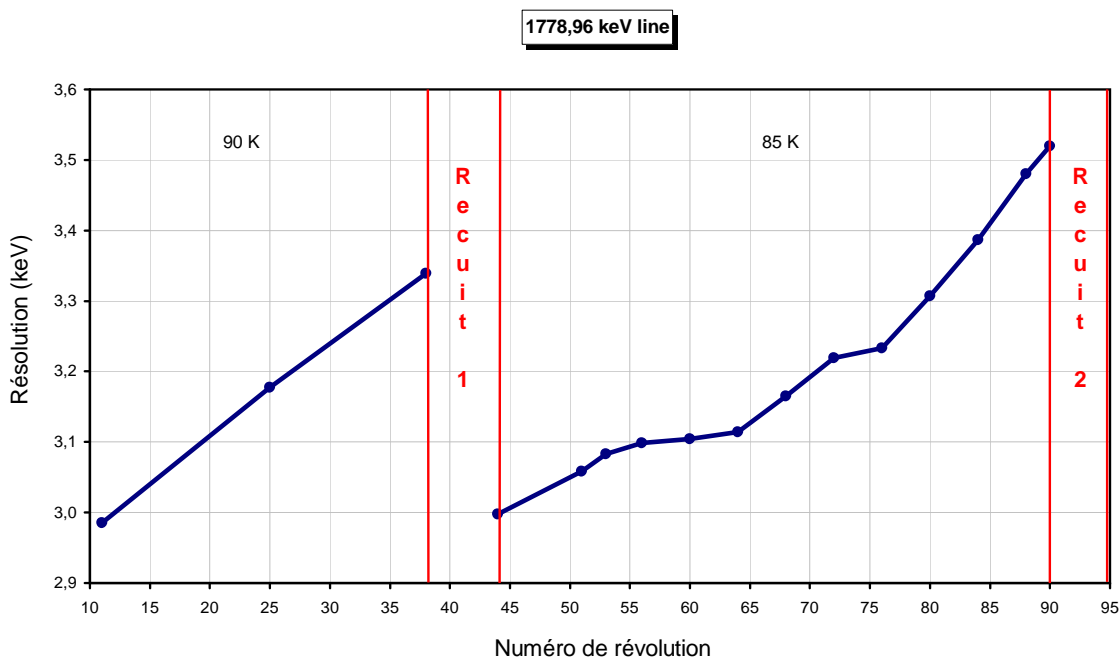


FIGURE 4.10 – Evolution temporelle de la résolution d'une raie à 1,7 MeV entre deux recuits entre les révolutions 10 et 90 (Roques *et al.*, 2003).

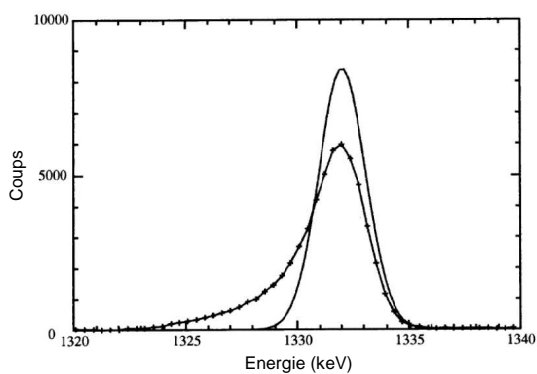


FIGURE 4.11 – Dégradation de la résolution d'une raie à 1333 keV d'une source de ^{60}Co après irradiation par des neutrons (pointillé) comparée à une raie idéale (gaussienne en trait plein), la résolution varie de 3,45 keV à 5,24 keV. [d'après Leleux *et al.* (2003)]

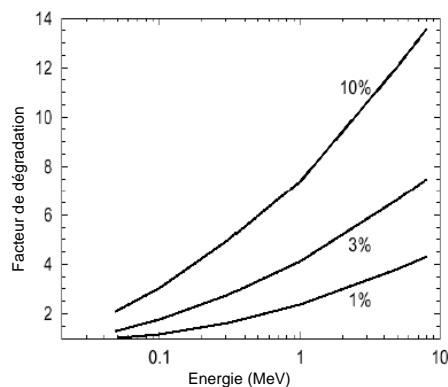


FIGURE 4.12 – Facteur de dégradation pour sensibilité de raies élargies (avec une largeur de 1, 3 et 10 % de l'énergie de la raie) en fonction de l'énergie de la raie. D'après le *SPI Observer's Manual*.

4.4 Récapitulatif

Le bouclier d'anticoïncidence a un très bon fonctionnement (réduction d'un facteur 25 du bruit de fond). L'apport de la PSD s'avère négligeable pour les études d'émission à 511 keV. Les estimations de sensibilité avant le lancement se sont avérées trop optimistes. De plus, elles n'ont pas pris en compte les raies du fond. La présence de ces raies dans quasiment toutes les régions d'intérêt astrophysique (cf. tableau 4.5) diminue la sensibilité et complique sérieusement l'analyse (voir chapitre 6), limitant l'obtention de résultats rapides avec SPI dans la recherche de raies. Face à ce constat, il est légitime de se poser la question de savoir si il y a eu un bon compromis entre l'épaisseur des matériaux et l'efficacité de détection.

Eléments	Raies (keV)	Isotope	Décroissance	Présence BDF
⁷ Be	478	⁷ Be	EC	Oui
⁵⁶ Co	847	⁵⁶ Co	β^+	Oui
	1238	⁵⁶ Mn	β^-	Non
⁴⁴ Ti	1157	⁴⁴ Sc	β^+	Oui
		⁴⁴ K	β^-	
⁶⁰ Fe	1173	⁶⁰ Cu	β^+	Non
	1332	⁶⁰ Fe	β^-	Oui
²² Na	1274	²² Na	β^+	Oui
		²⁶ Al	β^-	
²⁶ Al	1809	²⁶ Al	β^+	Oui

TABLE 4.5 – Raies de bruit de fond proche des raies astrophysiques.

Le tableau 4.6 montre un résumé des différentes performances du spectromètre (résolution angulaire et spectrale, sensibilité, etc.). En ce qui concerne l'évolution temporelle de la résolution spectrale, trois recuits ont déjà été réalisés sur les Ge du plan détecteur depuis le lancement afin de maintenir la résolution à $\sim 2,3$ keV à 1 MeV. Les résultats sont conformes à ce qui avait été prévu. De manière générale, le fonctionnement du spectromètre est nominal.

Cependant, il y a eu récemment quelques mauvaises surprises. Au moment où j'écris ce document, deux des 19 détecteurs (le détecteur n° 2 durant la révolution 140 et le détecteur n° 17 durant la révolution 215) du spectromètre ont cessé définitivement de fonctionner. L'origine de ces pannes ne sont pour le moment pas connues. L'effet de ces pertes est double : (1) perte de sensibilité et (2) augmentation du bruit de fond dû aux ME comptabilisés comme un SE. Pour l'heure, de nouvelles matrices de réponses ont dû être simulées.

Performances de SPI	Etalonnage	En vol
Domaine d'énergie (MeV)	0,02-10	<0,014 - >8
Résolution spectrale (keV)	2,3 @ 1 MeV	2,31 à 0,88 MeV 2,98 à 1,79 MeV
FOV totalement codé	16°	Testé et validé à 14°
Résolution angulaire	2,5°	2,7°
Localisation d'un point source	30'	$8' < \text{PSL} < 2,7^\circ / \sigma_{\text{detection}}$
Sensibilité dans les raies (ph·cm ⁻² ·s ⁻¹) pour 3σ et 10 ⁶ à 1 MeV	2×10^{-5}	$2,4 \times 10^{-5}$ $\sim 5 \times 10^{-5}$ avec les systématiques
Précision temporelle	0,16 ms	< 0,2 ms

TABLE 4.6 – Performance du spectromètre SPI après l'étalonnage et après le lancement du satellite.

Troisième partie

Observations des raies
astrophysiques nucléaires dans la
région des voiles

Il est plus difficile de désagréger un préjugé qu'un atome.

Albert Einstein

Depuis les années 40, il a été établi que la majorité de éléments chimiques étaient produits lors de réactions nucléaires au sein des étoiles, ou durant leur explosion. Cette nucléosynthèse stellaire produit non seulement des noyaux stables, mais aussi des noyaux instables décroissant en émettant un ou plusieurs photons très énergétiques.

Nous avons observé les restes de supernovæ dans la région des voiles en recherchant des traces d'aluminium-26 et de titane-44. Nous avons aussi, dans un tout autre objectif, cherché des raies en absorption dans le spectre de Vela X-1 en faisant une analyse à la fois spectrale et temporelle. Malheureusement, nous verrons que les résultats restent peu démonstratifs. Ils soulignent le déficit de sensibilité mentionné dans la partie précédente.

Ainsi, cette partie se concentre sur quelques problématiques d'astrophysique nucléaire par l'intermédiaire de l'analyse des données de SPI dans la région des Voiles.

- Le chapitre 5 introduit deux thématiques : l'étude de la nucléosynthèse à travers ses raies gamma et l'étude des pulsars dans les binaires X à travers ses raies cyclotron.
- Le chapitre 6 présente l'analyse des données d'environ 2 Ms d'observation dans une région où les thématiques abordées dans le chapitre 5 sont illustrées. Bien que les deux recherches menées ne présentent *a priori* que peu de similitudes, j'ai choisi de les aborder dans la même section puisque les deux types de signaux recherchés sont issus des mêmes lots de données. Les problèmes associés au traitement sont donc les mêmes (pollution des données, bruit de fond, etc.).



Contexte astrophysique

Contents

5.1	Stades ultimes de l'évolution stellaire	124
5.2	Raies gamma comme traceurs de la nucléosynthèse	128
5.2.1	Sites de nucléosynthèse	130
5.2.2	Etat des lieux des observations	138
5.2.3	Enjeux pour <i>INTEGRAL</i>	142
5.3	Raies cyclotron pour l'étude d'étoiles à neutrons dans les binaires X	144
5.3.1	Pulsar dans les binaires X	144
5.3.2	Raies cyclotron	151

Mon souhait dans cette partie est de montrer pourquoi l'étude d'objets tels que les vestiges de supernovæ et les pulsars, à travers la spectroscopie gamma, nous renseigne sur la compréhension des phases tardives des étoiles mais surtout sur la façon dont elles ont évolué.

L'astrophysique nucléaire est ici la science qui étudie la synthèse des noyaux dans l'univers et leur évolution. Les éléments jusqu'au fer ($Z \leq 26$) sont connus pour être formés à partir de l'hydrogène et de l'hélium dans le cœur des étoiles. Les explosions de supernovæ seraient les principaux candidats à l'origine de la synthèse des éléments plus lourds ($Z \geq 26$). Ces objets compacts résiduels de ces explosions tels les pulsars, dont la structure reste encore pleine de mystères, sont des objets qui peuvent être considérés comme des noyaux de taille macroscopique.

Nous commencerons par un bref rappel des cycles de l'évolution stellaire avant de nous intéresser ensuite à la nucléosynthèse dans les vestiges de supernovæ et les étoiles massives (Wolf-Rayet), puis aux raies cyclotrons dans le cas d'un pulsar en système binaire. Notre but n'est pas d'être exhaustif, mais plutôt d'introduire les objets astrophysiques dont les données de *INTEGRAL*/SPI seront traitées dans le chapitre suivant.

5.1 Stades ultimes de l'évolution stellaire

La séquence principale correspond au stade pendant lequel l'étoile brûle l'hydrogène dans son cœur et le transforme en hélium. Quand ce carburant est épuisé, l'étoile se contracte, la température centrale augmente, et l'hydrogène peut brûler dans une couche entourant le cœur d'hélium. L'étoile, dont la structure est très affectée, évolue vers le stade de géante rouge : son rayon et sa luminosité augmentent de 2 à 3 ordres de grandeur et sa température de surface diminue.

Dans les étoiles de masse initiale très faible ($m < 0,5 M_{\odot}$), la gravité n'est pas suffisante pour que la température au centre de l'étoile atteigne la valeur critique pour l'allumage de l'hélium et l'étoile évolue vers le stade de naine blanche (dans lequel la gravité n'est compensée que par la pression de dégénérescence des électrons).

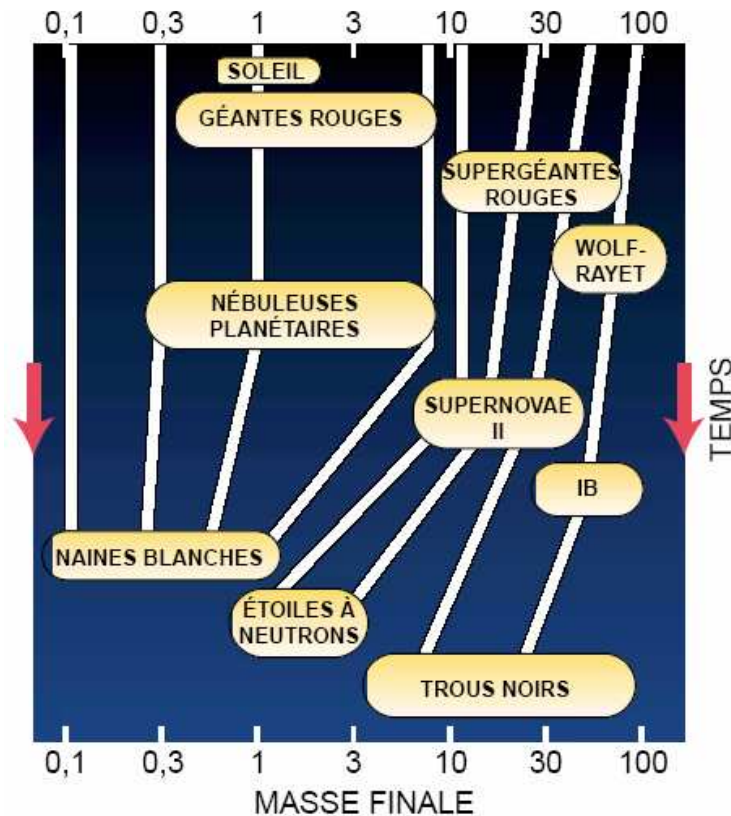


FIGURE 5.1 – Résumé des différentes phases de l'évolution stellaire, en fonction du temps (ordonnée) et de la masse initiale et de la masse finale des étoiles (abscisse).

Pour les étoiles de masse initiale supérieure à $0,5 M_{\odot}$, quand la température au centre devient assez élevée, la combustion de l'hélium du cœur devient possible. Si la masse est plus faible que $2 M_{\odot}$, cette combustion commence dans un milieu dégénéré et est violente dans un premier temps (*flash de l'hélium*). Suite à ce dégagement d'énergie, les conditions deviennent similaires à celles des étoiles plus massives (levée de la dégénérescence) et

l'hélium brûle normalement. Pendant cette phase, l'étoile redescend vers la base de la branche des géantes (ou sur la branche horizontale pour les étoiles de faible métallicité).

Au sein des étoiles massives ($m > 10 M_{\odot}$), après l'épuisement de l'hélium, les nouveaux éléments produits (C, Ne, O, Si) sont eux aussi rapidement consommés dans des réactions nucléaires jusqu'à l'obtention d'un cœur de fer. Parallèlement, d'autres éléments brûlent dans différentes couches selon une structure en pelures d'oignon (supergéantes rouges). Le fer étant le plus stable des éléments, aucune autre réaction nucléaire ne peut fournir l'énergie nécessaire pour contrebalancer la gravité du cœur de l'étoile. Ainsi, le cœur de l'étoile s'effondre. Les étoiles les plus massives (au delà de $35 M_{\odot}$) dont la métallicité Z est supérieure à $0,1 Z_{\odot}$ connaissent en fin d'évolution des vents stellaires très intenses expulsant une grande partie de leur masse – en particulier l'hydrogène des parties externes de l'atmosphère (étoiles Wolf-Rayet) – et explosent sous la forme de supernovæ de type Ib (dans le spectre de ces supernovæ, on ne détecte pas d'hydrogène puisqu'il a été éjecté auparavant). Les autres étoiles massives explosent en supernovæ de type II.

Dans les étoiles de masse inférieure à $8 M_{\odot}$, les réactions dans le cœur de l'étoile ne peuvent pas se poursuivre après l'épuisement de l'hélium. Celui-ci brûle alors en couche (dans une situation analogue à la combustion de l'hydrogène en couche dans les géantes rouges), et l'étoile évolue d'une manière similaire en remontant le long de la branche des géantes : c'est la phase AGB (*branche asymptotique des géantes*). La combustion en double couche (hydrogène et hélium) est instable. Des *pulsations thermiques* se développent et expulsent une grande partie de l'atmosphère de l'étoile. Celle-ci devient ensuite une nébuleuse planétaire, avec une naine blanche comme résidu.

L'évolution stellaire est résumée dans la figure 5.2 qui doit être lue en gardant à l'esprit que les échelles de temps des différentes phases sont très différentes : la séquence principale domine l'existence de l'étoile, et les phases avancées sont de plus en plus courtes. D'autre part, la durée de l'évolution des étoiles dépend très fortement de la masse, ce qui n'apparaît pas sur ce schéma. Une étoile de masse comparable à celle du Soleil possède une durée d'évolution d'environ 10 milliards d'années, une étoile de la séquence principale de $0,1 M_{\odot}$ a une durée d'évolution plus longue que l'âge de l'univers (c'est-à-dire que toutes celles qui sont apparues existent encore aujourd'hui). Les étoiles plus massives que $10 M_{\odot}$ n'évoluent que quelques dizaines de millions d'années.

Enfin, on peut lire cette figure en consultant en parallèle la figure 5.1 sur laquelle on voit schématiquement l'évolution des étoiles en fonction de leur masse initiale.

En ce qui concerne l'abondance des éléments fabriqués, les étoiles massives jouent le plus grand rôle : elles fabriquent de grandes quantités de *métaux*^(a) dont une grande partie est éjectée dans le milieu interstellaire par vents ou après leurs explosions en supernovæ. En raison de leurs courtes durées d'évolution, cet enrichissement en éléments lourds se produit presque immédiatement après la formation des étoiles à l'échelle de la

(a). Pour les astrophysiciens, les métaux correspondent à tous les éléments pour lesquels $Z > 2$, soit plus de 90 % des éléments dans l'Univers.

Galaxie (après quelques dizaines de millions d'années). Les étoiles de masses intermédiaires (de 1 à $10 M_{\odot}$) contribuent cependant à la fabrication de certains isotopes peu produits dans les étoiles massives. C'est le cas de l'hélium 3 (^3He), des isotopes du carbone ^{12}C et ^{13}C , de l'azote 14 (^{14}N), et de l'oxygène 17 (^{17}O). Les étoiles de plus faible masse ne fabriquent pratiquement pas d'éléments lourds, mais leur rôle est important : elles piègent de grandes quantités de gaz (d'autant qu'elles sont favorisées en nombre par la forme décroissante de la fonction de masse initiale) qui ne sont plus *disponibles* pour former de nouvelles étoiles qui fabriqueront de nouveaux éléments chimiques...

Il existe donc un lien évolutif entre les différentes étoiles du diagramme H-R résultant de la transmutation des éléments au sein des étoiles. Les réactions nucléaires conduisent à la modification progressive, non seulement de leur composition chimique, mais aussi de leur structure et de leur aspect extérieur. L'étude des vestiges de supernovæ (éjecta et objets compacts) sont des clés observationnelles des modèles de l'évolution stellaire.

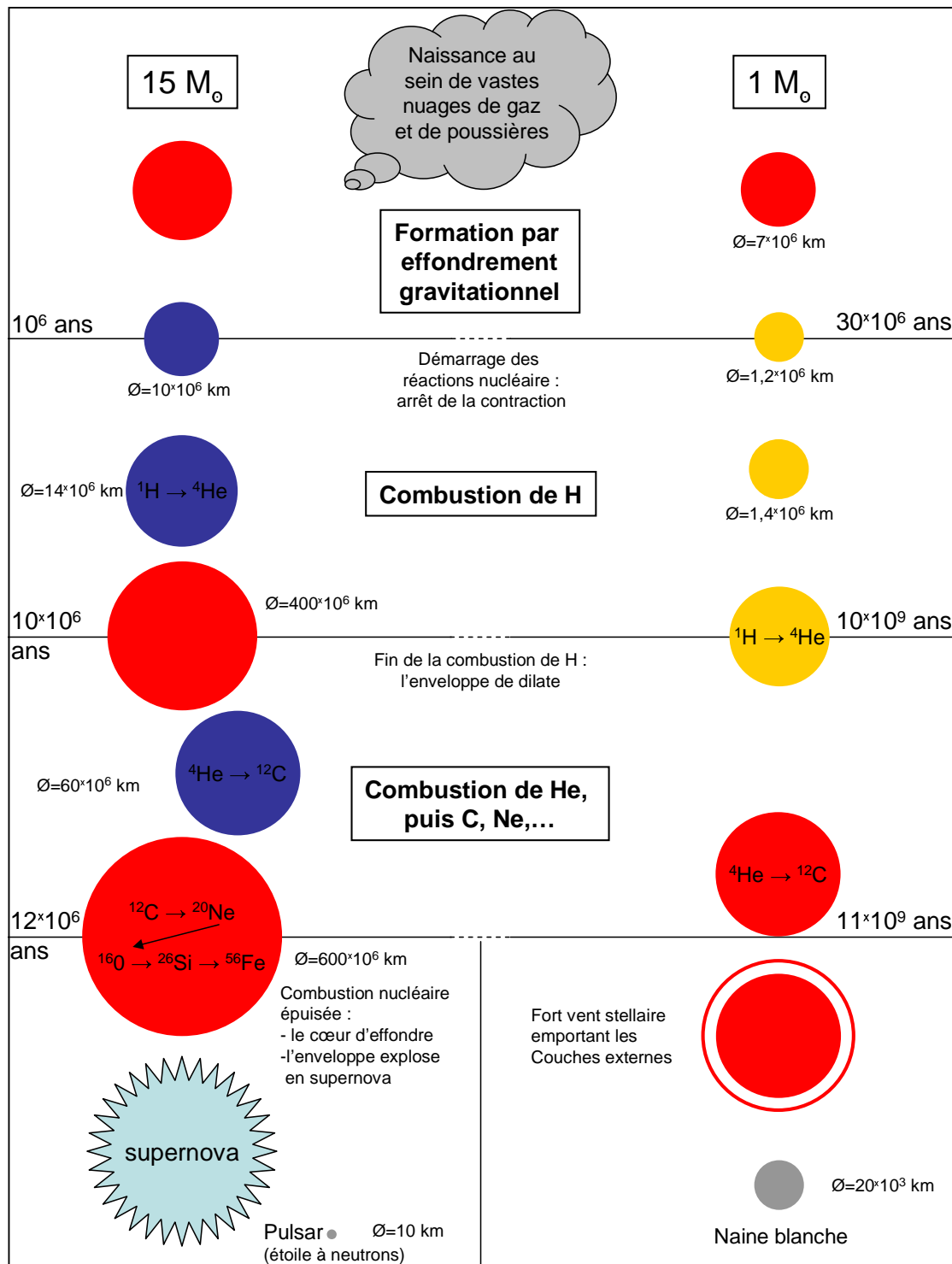


FIGURE 5.2 – Phases de l'évolution stellaire pour deux étoiles de masses différentes. Sur la partie gauche, est représentée l'échelle de temps d'une étoile de 15 M_⊙ qui s'étend sur quelques millions d'années, alors que sur la partie droite, l'échelle de temps d'une étoile de type solaire est plutôt de quelques milliards d'années.

5.2 Raies gamma comme traceurs de la nucléosynthèse

Les raies gamma nucléaires sont les sous-produits de la désexcitation des noyaux atomiques. Comme évoqué dans le paragraphe 1.1.3.2, les mécanismes de nature à peupler les niveaux d'énergie des noyaux atomiques sont les désintégrations de nucléides instables, les collisions impliquant des noyaux (collisions inélastiques et réactions de spallation) et les captures neutroniques. Pour qu'une détection des éléments radioactifs soit possible, ces derniers doivent tout d'abord être créés dans des sites astrophysiques, puis ils doivent s'échapper avant de se transmuter et d'émettre des rayons γ . La détection et l'étude de raies de décroissance de certains éléments sont les clés permettant de faire avancer l'astrophysique nucléaire.

Les différents processus de nucléosynthèse sont le plus souvent actifs dans des milieux opaques au rayonnement gamma. Les photons γ produits par désexcitation des noyaux fils interagissent ensuite avec le milieu environnant où ils perdent de l'énergie par diffusions Compton jusqu'à leur absorption par effet photoélectrique, l'énergie ainsi dissipée étant finalement émise sous forme de rayonnement électromagnétique à plus grande longueur d'onde. Les radionucléides détectables par les émissions de raies gamma qu'ils suscitent sont donc ceux dont la durée de vie est suffisamment longue pour se désintégrer dans des milieux plus transparents au rayonnement gamma, qu'ils soient convoyés hors des sites où ils ont été synthétisés ou que leurs milieux d'origine se diluent au cours du temps.

Les processus de perte de masse qui affectent les étoiles peuvent dans certains cas se révéler très efficaces pour faire émerger les nucléides synthétisés dans les zones plus profondes des intérieurs stellaires et pour les répandre dans le milieu interstellaire. Les transferts de matière qui peuvent s'opérer entre deux étoiles d'un système binaire comptent parmi les processus de perte de masse les plus efficaces, mais ils ne peuvent se dérouler que dans des circonstances très particulières, comme par exemple lorsque sous l'effet d'une expansion rapide, les couches externes de l'une des deux composantes du système déborde son *lobe de Roche*.

Les vents stellaires sont des processus de perte de masse plus aptes à expliquer la présence de certains radionucléides hors des intérieurs stellaires où ils ont été synthétisés. Très ténus dans le cas des étoiles de type solaire de la séquence principale, avec un taux de perte de masse $\dot{M} \sim 10^{-14} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ dans le cas du Soleil, les vents stellaires peuvent se révéler beaucoup plus intenses (avec des taux de perte de masse $\dot{M} \sim 10^{-9}$ à $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$) lors des phases géantes rouges qui marquent la dernière partie de la vie active des étoiles. Les étoiles de masse initiale $M_0 > 40 M_{\odot}$ au contraire, pour peu que leur métallicité ne soit pas trop petite, sont à l'origine de puissants vents stellaires (avec des taux de perte de masse jusqu'à $\dot{M} \sim 10^{-6}$ à $10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$) dès qu'elles rejoignent la séquence principale.

Ce dernier processus de perte de masse résulte de la très forte pression de radiation qui s'exerce sur l'enveloppe externe des étoiles les plus massives, une couche dont la température effective atteint 30 000 Kelvins. Dépouillant ainsi les étoiles massives de leurs

Chaîne de décroissance	$t_{1/2}$ (ans)	Energie γ (Mev)	Br (%)	Site de production
${}^7\text{Be} \longrightarrow {}^7\text{Li}^*$	0,146	0,478	10	Novae
${}^{56}\text{Ni} \longrightarrow {}^{56}\text{Co}^* \longrightarrow {}^{56}\text{Fe}^* + e^+$	0,216	0,847	100	SN
		1,238	68,5	
		1,771	45	
		2,598	17	
${}^{57}\text{Co} \longrightarrow {}^{57}\text{Fe}^*$	0,742	0,122	86	SN
${}^{22}\text{Na} \longrightarrow {}^{22}\text{Ne}^* + e^+$	2,60	1,275	100	Novae
${}^{44}\text{Ti} \longrightarrow {}^{44}\text{Sc}^* \longrightarrow {}^{44}\text{Ca}^* + e^+$	86	0,068	100	SN
		0,078	100	
		1,771	98	
${}^{26}\text{Al} \longrightarrow {}^{26}\text{Mg}^* + e^+$	$7,21 \cdot 10^5$	1,809	100	WR, Novae, SNG
${}^{60}\text{Fe} \longrightarrow {}^{60}\text{Co}^* \longrightarrow {}^{60}\text{Ni}^*$	$1,17 \cdot 10^6$	1173	100	SN
		1332	100	

TABLE 5.1 – Principales raies γ de décroissance radioactive. SN pour novae, supernovae. WR pour étoiles Wolf-Rayet. SNG pour supernovae gravitationnelles (type II, Ib, Ic, etc.). L’astérisque (*) désigne que le noyau est dans un état excité.

enveloppes externes, les vents stellaires font émerger à la surface des étoiles certaines couches internes abandonnées lors du retrait du cœur convectif de l’étoile en question. Ces couches se retrouvent donc enrichies de nucléides (dont certains sont radioactifs) synthétisés lors des réactions de fusion thermonucléaire, nucléides que les vents stellaires contribuent à disperser dans le milieu interstellaire. Cependant, en raison des temps caractéristiques des processus de perte de masse évoqués ci-dessus, seuls les radionucléides à très longue durée de vie sont susceptibles d’échapper aux milieux opaques aux rayons γ où ils ont été synthétisés.

Cependant, lorsqu’il s’agit de radionucléides synthétisés lors des phases explosives, cette contrainte n’est plus valide. C’est ainsi que dans le cas d’explosion d’étoiles massives (supernovae de type II et Ib), la matière éjectée ne reste opaque que pendant quelques mois aux photons γ émis par les noyaux créés lors de l’évènement. Seuls sont bloqués les photons γ émis à la suite de la désintégration des noyaux dont les durées de vie sont les plus courtes. Dans le cas d’explosions d’étoiles de petite masse (supernovae de type Ia), expulsant donc peu de matière, cette phase d’absorption dure beaucoup moins longtemps et certaines raies émises par des éléments à vie plus courte sont alors parfaitement observables. Il en va de même de ces novae qui impliquent des explosions de nature thermonucléaire à la surface de naines blanches en système binaire accrétant la matière de leur étoile compagnon.

La table 5.1 présente les caractéristiques des chaînes de désintégration de radionu-

cléides cosmiques susceptibles de produire les raies gamma nucléaires les plus facilement détectables. La mesure de l'intensité de ces raies gamma fournit des informations uniques sur les processus de nucléosynthèse aptes à créer les radionucléides impliqués et donc sur les conditions physiques (telles que température, densité, excès de neutrons) qui règnent au sein des sites stellaires correspondants. La mesure des décalages spectraux des raies gamma permet en outre d'estimer les mouvements d'ensemble des milieux où les radionucléides se désintègrent, tandis que la connaissance de leurs profils renseigne sur la dispersion de vitesse au sein des milieux en question.

Lorsque la durée de vie des radionucléides n'est pas trop grande vis-à-vis de la fréquence des événements cosmiques durant lesquels ils sont synthétisés, les sites où ces radionucléides ont été relâchés apparaissent aux observateurs gamma comme autant de sources qu'ils peuvent alors identifier aux sites en question. Au contraire, dans le cas des radionucléides à très longue période relâchés au sein de notre propre galaxie, on s'attend plutôt à observer une émission de nature interstellaire, globalement alignée le long de l'équateur galactique. L'émission se présente alors sous un aspect diffus qui résulte des contributions accumulées des très nombreux sites de production actifs dans toute la Galaxie pendant la vie moyenne de ces radionucléides à très longue période.

Dans notre Galaxie, il s'écoule de une à deux semaines entre deux événements de type novæ, environ 30 ans entre deux explosions de supernovæ de type II et Ib, et 150 ans s'agissant des supernovæ de type Ia. Suivant la table 5.1, on constate donc que les seules émissions pouvant se présenter sous un aspect diffus sont celles issues des désintégrations de l'aluminium-26 et du fer-60, et éventuellement du sodium-22 que doivent produire les novæ. Les autres désintégrations de radionucléides cosmiques présentées en table 5.1 sont plutôt susceptibles d'apparaître comme des sources ponctuelles, compte tenu du pouvoir séparateur souvent médiocre des spectromètres gamma spatiaux.

5.2.1 Sites de nucléosynthèse

Ainsi, grâce aux rayons γ produits lors de la décroissance de ces noyaux radioactifs, les observations dans ce domaine d'énergie permettent de recueillir des indices contraignants pour la théorie. La théorie prédit que des éléments radioactifs ayant une période longue comme l'aluminium-26 devraient être produits par les **novæ**, les explosions de **supernovæ** ou les vents d'étoiles massives telles que les étoiles **Wolf-Rayet**. Le titane-44 avec sa période plus courte ne devrait être produit que pendant les premières phases des supernovæ. Des incertitudes sur le taux de production et sur le moment où les photons s'échappent du milieu demeurent.

5.2.1.1 Les novæ

Les *novæ* – *étoiles nouvelles* observées depuis l'antiquité – sont le résultat d'une explosion thermonucléaire à la surface d'une naine blanche dans un système d'étoiles binaires en interaction (voir section 5.3.1.1). Elles conduisent à des événements beaucoup

moins violents que les supernovæ mais leur fréquence élevée (quelques dizaines par an dans la Galaxie) en font des objectifs de choix pour l'astronomie gamma.

Typiquement, on considère un couple serré, formé d'une étoile massive A, peu dense et riche en hydrogène, et d'une étoile B très dense, type naine blanche à surface riche en carbone, azote et oxygène ayant perdu son enveloppe d'hydrogène et d'hélium suite à une explosion. Lorsque le taux d'accrétion de la matière de l'étoile A tombant sur l'étoile B dépasse une certaine limite, la température à la surface de la naine blanche monte brutalement et une violente explosion survient dans l'atmosphère. Cette température peut atteindre 10^8 K pendant environ 1 heure, ce qui permet aux réactions nucléaires de s'enclencher. Ainsi, l'accroissement de la luminosité peut atteindre 10^7 (par exemple, Nova Cygni, 1975). L'explosion, qui éjecte environ $10^{-4} M_{\odot}$ n'est cependant que superficielle, et, au contraire des supernovæ, ne détruit pas l'étoile. Le phénomène peut se répéter au bout de quelques années : ce sont les novæ *récurrentes*.

Ce qui caractérise les novæ, ce sont, non seulement, la production d'énergie, mais aussi l'éjection de matière. Les vitesses d'éjection peuvent aller de quelques centaines de kilomètres par seconde (novæ lentes) à environ 1000 km/s (novæ rapides).

Ainsi, les novæ sont à l'origine de la combustion explosive de l'hydrogène qui produit des noyaux radioactifs dont certains sont émetteurs de rayons γ retardés. Ces photons γ issus de la décroissance radioactive des noyaux comme le ^{22}Na (1,275 MeV) pourraient être détectés par SPI en provenance d'une nova ([Hernanz et al., 2001](#)).

Nous ne rentrons pas plus dans les détails, mais nous reviendrons sur ces objets dans la section 6.1.1.1 au cours de la discussion sur les novæ comme candidats potentiels de ^{26}Al dans la région des Voiles.

5.2.1.2 Les supernovæ

Une supernova est une étoile dont l'intensité lumineuse augmente considérablement en l'espace de quelques jours, la faisant apparaître comme une *nouvelle* étoile naissante (d'où *nova*). Le préfixe *super* la distingue d'une simple nova, qui désigne également une étoile dont l'intensité lumineuse augmente, mais de façon beaucoup moins importante et suivant un mécanisme assez différent.

- **Type des supernovæ**

Dans un premier temps, la présence, ou non, d'hydrogène dans le spectre permet de classer les supernovæ en deux types : I (absence d'hydrogène) et II (présence d'hydrogène) d'après la classification faite par Minkowski en 1940 ([Minkowski, 1941](#)). Parmi ces groupes, il y a des divisions par rapport aux autres éléments (voir table 5.2). Mais à cette classification spectroscopique traditionnelle, s'est substituée récemment une distinction physique caractérisant le mode d'explosion : *thermonucléaire* ou *gravitationnel*.

Les supernovæ thermonucléaires (SNT) surviennent dans les systèmes binaires lorsqu'une des deux étoiles est une naine blanche. La matière de la première tombe sur la naine blanche, dont la masse atteint alors 1,4 fois celle du Soleil. Elle s'effondre et

explose. Toute la matière est dispersée dans l'espace, il ne reste rien au centre de la supernova.

Les supernovæ gravitationnelles (SNG) correspondent à l'explosion d'une étoile en fin de vie. Elle explique la formation des éléments les plus lourds de l'Univers. L'énergie libérée en une journée correspond à celle de notre Soleil durant ces trois derniers millions d'années. Elle éjecte d'énormes quantités de gaz et de poussière. L'implosion du cœur d'une étoile massive, suivie immédiatement d'une expulsion de l'enveloppe, libère une fabuleuse énergie, essentiellement sous forme de neutrinos. Seul un dix-millième de l'énergie totale se manifeste sous forme de lumière visible. Selon la masse initiale de l'étoile qui explose, l'implosion du cœur de fer d'une étoile massive laisse subsister un objet dense que l'on peut identifier à une étoile à neutrons ou à un trou noir.

Les supernovæ de type Ia n'ont pas d'hélium présent dans leurs spectres mais du silicium. On pense généralement qu'elles sont causées par l'explosion d'une naine blanche approchant ou ayant atteint la limite de Chandrasekhar. Un scénario expliquant ce phénomène est une naine blanche qui orbite autour d'une étoile.

Les supernovæ de type Ib et Ic ne montrent pas de silicium dans leur spectre et l'on ne connaît pas encore le mécanisme de leur formation. On pense qu'elles correspondent à des étoiles en fin d'évolution (comme le type II) et qui auraient déjà épuisé leur hydrogène. Les supernovæ de type Ib sont sûrement le résultat de l'effondrement d'une étoile de Wolf-Rayet.

Une supernova de type II apparaît quand le fer présent dans le cœur d'une étoile très massive entre en fusion, ce qui consomme de l'énergie au lieu d'en produire. Quand la masse du cœur de fer atteint la limite de Chandrasekhar, ce qui ne prend que quelques jours, il se décompose spontanément en neutrons et s'effondre. Une immense quantité de neutrinos (soit 99 % de l'énergie) est libérée à cette occasion, consommant l'énergie de l'étoile. Par un processus encore mal compris, une partie de l'énergie libérée par les neutrinos est transférée dans les couches extérieures de l'étoile. Quand l'onde de choc atteint la surface de l'étoile, plusieurs heures après, il se produit une très grande augmentation de sa luminosité. Le cœur de l'étoile peut devenir une étoile à neutrons ou un trou noir, selon sa masse initiale. Notons que ces produits d'explosion sont un sujet d'étude très important pour le satellite *INTEGRAL*. La thématique des objets compacts a pour but de comprendre l'environnement de ces objets (disques d'accrétion et jets), et les observations dans le domaine gamma participent aux études multi-longueurs d'onde de ces objets.

Quelques étoiles exceptionnellement massives peuvent produire une supernova de type Ic quand elles se retrouvent au stade ultime de leur évolution. L'explosion peut donner lieu à une *hypernova* avec une éjection très asymétrique. Ces jets émettent d'intenses rayons γ et pourraient expliquer l'origine des sursauts gamma. Notons que les hypernovæ ont été aussi invoquées comme candidats potentiels pour expliquer l'émission diffuse à 511 keV vu par le spectromètre SPI en direction du centre galactique (Schanne *et al.*, 2004).

Les supernovæ thermonucléaires (type Ia) sont, toutes proportions gardées, consi-

Nature	type	Caractéristiques	Progéniteur
Thermonucléaire	Ia	<ul style="list-style-type: none"> • pas d'H dans le spectre • Forte absorption vers 6550 Å • Raies du Fe en émission dans le spectre tardif 	<ul style="list-style-type: none"> • Naine blanche accrétante > masse Chandrasekhar • Collision de 2 naines blanches
	Gravitationnelle	Ib	<ul style="list-style-type: none"> • pas d'H dans le spectre • Absorption vers 5700 Å, due à l'He (et autre raies d'He) • Raies de O-I, Ca-II en émission dans le spectre tardif
Ic		<ul style="list-style-type: none"> • pas d'H dans le spectre • pas d'He dans le spectre • Raies de O-I, Ca-II en émission 	<ul style="list-style-type: none"> • Etoiles massives ayant brûlées tout leur H avant effondrement ? • Etoiles Wolf-Rayet
II-P		<ul style="list-style-type: none"> • H dans le spectre avec profil type P-Cygni • Plateau dans la courbe de lumière 30-90 jours après le maximum 	<ul style="list-style-type: none"> • Etoile massive supergéante rouge
II-L		<ul style="list-style-type: none"> • Peu d'H dans le spectre pas de profil type P-Cygni • Courbe de lumière linéaire après le maximum 	<ul style="list-style-type: none"> • Etoile supergéante moins massive ? • Etoile ayant perdu son enveloppe
IIb		<ul style="list-style-type: none"> • Peu d'H dans le spectre • He dans le spectre • Raies de O-I, Ca-II, H en émission 	<ul style="list-style-type: none"> • Etoile ayant perdu presque toute son enveloppe (à l'intérieur d'un système binaire ?)
II-n		<ul style="list-style-type: none"> • H dans le spectre, avec raies étroites en émission sur forme élargie • Lent déclin tardif de la courbe de lumière 	<ul style="list-style-type: none"> • Etoile massive issue d'un <i>outflow</i> d'étoiles massives

TABLE 5.2 – Les supernovæ ont chacune une courbe de lumière et un spectre distincts, mais elles peuvent être divisées en deux familles, celles de nature gravitationnelle et celle de nature thermonucléaire. Historiquement, elles étaient divisées en deux principaux types. Le premier (type I) regroupe les supernovæ sans raie d'émission d'hydrogène dans leur spectre, et le deuxième (type II) des supernovæ ayant des raies d'émission d'hydrogène dans leur spectre. Ces deux principaux types peuvent aussi être divisés en sous-groupes (a, b, c, L, ...).

dérablement plus brillantes que celles de type gravitationnelle ($\simeq 2,5$ magnitude de différence). La matière expulsée par une supernova s'étend dans l'espace et se refroidit, formant un type de nébuleuse appelé *vestige ou reste de supernova* (SNR).

• Nucléosynthèse explosive

Il est admis que la plupart des éléments plus lourds que l'hélium sont synthétisés dans les étoiles. La nucléosynthèse se produit dans les supernovæ de type II lors du passage de l'onde de choc dans les couches de carbone, d'oxygène et de néon de l'étoile grâce aux processus par capture de protons, ou processus p (Schatzman & Praderie, 1990). Le taux des réactions dépend fortement de la température. Ainsi, pour une température $T \simeq 4.10^9$ K au centre, la combustion du silicium jusqu'à l'équilibre statistique produit du ^{56}Ni , et dans les couches supérieures les éléments précipités ne brûlent que partiellement. Le flux intense de neutrons permet la nucléosynthèse par le processus de capture rapide de neutrons, ou processus r . Enfin, la nucléosynthèse induite par les neutrinos conduit à la formation d'éléments fragiles tels que le ^{19}F .

Les supernovæ thermonucléaires produisent quant à elles de grandes quantités d'éléments du pic du fer et seraient à l'origine de la moitié du fer produit par les supernovæ. Toutefois, elles contribuent de manière non négligeable à l'abondance des éléments intermédiaires.

Les étoiles qui engendrent des SNT et SNG ont des durées d'évolution différentes. Ainsi, leurs participations à l'évolution chimique des galaxies se font sur des échelles de temps différentes. Les SNG sont responsables de l'enrichissement en éléments lourds pendant les premières phases de l'évolution galactique, alors que les SNT contribuent plutôt pendant les phases tardives de l'évolution galactique.

L'énergie de la courbe de lumière des SNT provient du dépôt d'énergie par le choc dans l'enveloppe, puis plus tard, de la décroissance radioactive du ^{56}Co au moment où l'enveloppe devient transparente. Les courbes de lumière des SNG suivent alors une loi de décroissance exponentielle. Une SNG produit beaucoup moins de ^{56}Co qu'une SNT de type Ia qui synthétise $\simeq 0,7 M_{\odot}$ lors de son explosion.

Une mesure précise des raies gamma nucléaires de supernova constitue un test pour tous les modèles de nucléosynthèse explosive. Ceci reste un objectif prioritaire pour le spectromètre SPI, seul instrument fournissant à la fois une bonne résolution spatiale et en énergie. Ici, nous ne parlerons pas de la nucléosynthèse des isotopes radioactifs noyau par noyau et réaction par réaction. Ces réactions sont décrites en détail par exemple dans Timmes *et al.* (1996) et Kumagai & Nomoto (1997). D'après la théorie de la nucléosynthèse (Arnett, 1996), les isotopes du pic du fer ne sont pas produits directement, mais sous la forme de leurs progéniteurs radioactifs riches en protons. Au cours de l'explosion de la supernova, le fer est synthétisé sous forme de ^{56}Ni , qui éjecté dans l'espace, décroît via l'émission d'un positon suivie d'une capture électronique : $^{56}\text{Ni}(\beta^+)^{56}\text{Co}(\text{CE})^{56}\text{Fe}$, de même $^{57}\text{Ni}(\beta^+)^{57}\text{Co}(\text{CE})^{57}\text{Fe}$ et enfin $^{44}\text{Ti}(\beta^+)^{44}\text{Sc}(\text{CE})^{44}\text{Ca}$. Ces deux premières chaînes de décroissance ont pu être associées à l'explosion de SN 1987A, la troisième à Cassiopée A qui est le vestige d'une explosion d'étoile massive.

Les explosions d'étoiles massives, supernovæ gravitationnelles, sont les plus prometteuses parmi les sources aptes à injecter de grandes quantités d'aluminium-26 dans la Galaxie. Elles répandent en effet dans le milieu interstellaire une quantité moyenne \dot{M}_{SN} d'aluminium-26 par million d'années qui s'exprime par l'équation suivante :

$$\dot{M}_{\text{SN}} \approx 1,6 \frac{\langle m_{26} \rangle_{\text{SN}}}{8 \times 10^{-5}} \frac{f_{\text{SN}}}{2 \times 10^4} \text{M.} (10^6 \text{ans})^{-1} \quad (5.1)$$

où $\langle m_{26} \rangle_{\text{SN}}$ est la quantité moyenne d'aluminium-26 dispersée par chaque SNG, et f_{SN} la fréquence galactique de tels évènements. On estime que 1 à 2 supernovæ se produisent en moyenne par siècle dans la Galaxie, dont 80 % sont de type SNG, ces dernières relâchant en moyenne une masse d'aluminium-26 $\langle m_{26} \rangle_{\text{SN}} \approx 8 \times 10^{-5} M_{\odot}$. En dépit de l'incertitude (facteur 2 à 3) qui pèse sur cette dernière estimation, l'explosion des étoiles massives pourrait bien être la source majeure des noyaux d'aluminium-26 responsables de l'émission de la raie gamma à 1,809 MeV du disque galactique.

• Taux d'explosion

Les taux d'explosion nous apportent des informations fondamentales sur les populations parentes et sur les processus physiques qui régissent l'explosion. Ils restent cependant assez mal connus.

On pense qu'une supernova thermonucléaire explose tous les 500 à 600 ans dans une galaxie de $10^{10} M_{\odot}$ (Cappellaro *et al.*, 1999). Les supernovæ sont plus fréquentes dans les spirales que dans les elliptiques et les irrégulières. Quand elles explosent dans les spirales, ces explosions ont lieu près des bras spiraux, zones de formation d'étoiles. Il est à noter que ceci va à l'encontre de l'hypothèse de population vieille pour les progéniteurs. Ceci pourrait indiquer que les étoiles progéniteurs sont de durée d'évolution moyenne (0,5 milliard d'années). Ces mesures de taux renseignent non seulement sur la nature des progéniteurs mais aussi sur les mécanismes de formation d'étoiles et sur l'évolution de la composition chimique des galaxies par enrichissement en éléments de masses intermédiaires.

Toutes catégories de supernovæ et de galaxies confondues, il y aurait une à deux explosions de supernova par siècle et par galaxie.

5.2.1.3 Les étoiles Wolf-Rayet

Nommées en l'honneur des astronomes français Charles Wolf et Georges Rayet qui, en 1867, découvrirent dans la constellation du Cygne les 3 premières étoiles de ce type, les étoiles *Wolf-Rayet* – notées couramment WR – sont des objets très chauds ($T_{\text{eff}} \sim 50\,000 \text{ K}$) et très lumineux ($L \sim 3 \times 10^5 L_{\odot}$) dont le spectre présente des caractéristiques très particulières, les rendant facilement identifiables :

- présence de raies d'émission très larges et très intenses de l'hélium, de l'azote, du carbone et de l'oxygène
- absence quasi-générale de raies d'absorption.

Ces objets seraient des étoiles massives de type O qui perdraient leur enveloppe riche en hydrogène par fort vent stellaire ou par perte de masse dans un système binaire serré. La vitesse équatoriale des étoiles massives de la séquence principale varie entre 200 et 250 km·s⁻¹. Ce qui serait la vitesse minimale de l'éjection des éléments.

Toutes les étoiles de métallicité solaire de masse supérieure à 30 M_⊙ évolueraient vers une étoile Wolf-Rayet. Grâce à leur fort vent, ces étoiles en rotation laisseraient échapper à la surface d'abord le produit de la combustion de l'hydrogène puis celui de la combustion de l'hélium qui iraient enrichir le milieu interstellaire (Meynet & Maeder, 2003; Meynet & Maeder, 2004; Vuissoz *et al.*, 2004). D'après Meynet & Maeder (2004), les effets de rotation joueraient un rôle important dans la production d'²⁶Al dans les WR. Ils favoriseraient non seulement la perte de masse mais aussi le mélange des éléments.

• Classification

Les étoiles de type Wolf-Rayet se répartissent en trois catégories (van der Hucht, 2001), définies en fonction des éléments responsables des raies d'émission dominantes : les WN, les WC et – d'introduction plus récente – les WO, elles-mêmes classées en sous-catégories définies par le rapport des intensités de certaines raies (voir tableau 5.3). A l'intérieur de chacune des catégories, on peut classer les objets selon une séquence d'excitation/ionisation, les sous-types étant définis par le rapport des intensités de certaines raies. Par rapport à une composition de type solaire, les WN présentent des abondances fortement renforcées de l'hélium et de l'azote alors que leur abondance en carbone et oxygène est réduite. Dans les WC, par contre, c'est l'hélium, le carbone et l'oxygène qui apparaissent en grande abondance, alors qu'on n'y trouve aucune trace d'azote. L'hydrogène ne semble présent, en très faible proportion, que dans quelques rares WN. Cette absence d'hydrogène dans la quasi-totalité des WR constitue d'ailleurs une des caractéristiques notoires de ce type d'objet.

Sous-classe	Raies dominantes
WN	He I, He II, N III, N IV et N V
WO	He I, He II, C II, C III, C IV, O III, O IV et O V
WC	He II, C IV, O IV, O V et O VI

TABLE 5.3 – Catégories des étoiles Wolf-Rayet

Ces observations de la composition chimique sont en accord qualitatif avec les scénarios selon lesquels, dans les WR, nous observons les produits de réactions nucléaires qui ont eu lieu au cœur de l'étoile (combustion de l'H via le cycle CNO dans le cas des WN; combustion de l'He dans le cas des WC). Il est en effet maintenant généralement accepté que les étoiles de type WR représentent une étape de l'évolution des étoiles massives, essentiellement des étoiles de type O. Une WR passerait successivement du stade de WN à celui de WC puis de WO. Divers scénarios ont été proposés pour expliquer l'apparition en surface des produits de combustion. Le plus populaire pendant longtemps

a été un transfert de masse dans le cas de systèmes binaires serrés, transfert de masse qui met à découvert les couches profondes de la composante initialement la plus massive du système binaire (voir par exemple de [Loore & Vanbeveren \(1994\)](#)). Mais d'autres scénarios ne nécessitant pas la présence d'un compagnon proche ont également été proposés par [Maeder & Meynet \(1995\)](#). A condition que l'étoile de départ soit suffisamment massive, les modèles d'évolution incluant la perte de masse et des processus de mélange des couches internes peuvent conduire à des objets dont les propriétés sont semblables à celles des WR.

• Contribution au milieu galactique

Malgré leur nombre limité (227 objets répertoriés dans le dernier catalogue en date des WR galactiques), les WR jouent un rôle crucial dans leur évolution, dans l'écologie des galaxies. Les caractéristiques spectrales particulières des WR résultent de la conjugaison de deux facteurs. En premier lieu, ces objets éjectent en permanence de grandes quantités de matière dans l'espace interstellaire, et ce, avec des vitesses terminales considérables ($\dot{M} \sim 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$, $v \sim 2500 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$). En second lieu, bien que les modèles permettant de déduire la composition chimique des WR soient encore assez primitifs, il est maintenant établi que ces objets présentent une composition chimique particulière. Par rapport à une composition de type solaire, les WN présentent des abondances fortement renforcées de l'hélium et de l'azote alors que leur abondance en carbone et oxygène est à peu près solaire. Dans les WC, par contre, c'est l'hélium, le carbone et l'oxygène qui apparaissent en grande abondance, alors qu'on n'y trouve aucune trace d'hydrogène ou d'azote

L'énergie cinétique transportée par ce vent correspond à environ 10 % de la luminosité totale de ces objets. Par comparaison, dans le cas du soleil, l'énergie cinétique du vent solaire correspond environ à $10^{-7} L_{\odot}$. Dans un rayon de 3 kpc autour du soleil, là où le dénombrement des WR peut être considéré comme complet, ces étoiles transfèrent au milieu interstellaire de l'énergie cinétique sous forme de vent au taux de $1,1 \times 10^{38} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{kpc}^{-2}$, ce qui représente environ 50 % de l'énergie cinétique totale injectée dans ce milieu, tous types spectraux confondus. C'est pourquoi, ces étoiles peuvent être surnommées *étoiles mécaniques*. Intégrée sur la durée de vie d'une WR, l'énergie cinétique injectée par cette dernière est comparable à celle produite lors de l'explosion d'une supernova. Ce qui rend particulièrement intéressant cet apport de matière au milieu interstellaire par les WR, c'est le fait qu'il s'agit presque essentiellement de résidus de la fusion nucléaire de l'hydrogène ou de l'hélium. Ceci signifie que le vent des WR contribue de façon importante à l'enrichissement du milieu galactique en ^4He , ^{12}C , ^{17}O et ^{22}Ne , et, de façon plus modérée, à son enrichissement en ^{14}N , ^{26}Mg , ^{25}Mg et ^{16}O ([Maeder & Meynet, 1995](#)).

Malgré leur intérêt, les WR restent cependant encore des objets très mal connus. Ainsi, si nous sommes certains que les WR constituent une étape de l'évolution des étoiles massives, l'accord entre les prédictions des modèles théoriques et les observations n'est cependant que qualitatif (localisation des WR dans un diagramme H.R.).

Une autre lacune majeure dans notre compréhension des WR concerne l'origine du vent émanant de ces objets. Nous constatons l'existence d'un vent puissant, nous savons qu'il joue un rôle important dans l'évolution de ces objets, mais nous ne disposons pas d'explication crédible pour une perte de masse aussi importante.

Ces observations de la composition chimique sont en accord qualitatif avec les scénarios selon lesquels, dans les WR, nous observons les produits de réactions nucléaires qui ont eu lieu au coeur de l'étoile (combustion de l'H via le cycle CNO dans le cas des WN ; combustion de l'He dans le cas des WC). Il est en effet maintenant généralement accepté que les étoiles de type WR représentent une étape de l'évolution des étoiles massives, essentiellement des étoiles de type O. Divers scénarios ont été proposés pour expliquer l'apparition en surface des produits de combustion. Le plus populaire pendant longtemps a été un transfert de masse dans le cas de systèmes binaires serrés, transfert de masse qui met à découvert les couches profondes de la composante initialement la plus massive du système binaire. Mais d'autres scénarios ont également été proposés, scénarios qui ne nécessitent pas la présence d'un compagnon proche. A condition que l'étoile de départ soit suffisamment massive, les modèles d'évolution incluant la perte de masse et des processus de mélange des couches internes peuvent conduire à des objets dont les propriétés sont semblables à celles des WR.

5.2.2 Etat des lieux des observations

Nous avons donc dit que les milieux tels que les vestiges d'explosion de supernovæ et les étoiles massives à fort vent (WR) sont des sites où d'une part les noyaux excités sont produits en abondance et d'autre part les milieux dans lesquels se retrouvent ces noyaux sont suffisamment transparents aux photons γ afin qu'ils puissent s'en échapper et devenir observable. Il est possible de diviser les noyaux radioactifs en deux classes :

1. noyaux radioactifs dont la production est déterminée par l'évolution stellaire seulement (stades hydrostatiques) sensible aux incertitudes sur les taux de réactions et les contributions liées au mélange et à la convection : ^{26}Al
2. noyaux sensibles au mécanisme d'explosion comme la taille du coeur de fer de la pré-supernova, la masse des éjecta par rapport à l'étoile à neutrons, l'abondance d'électron et l'excès de neutrons : ^{44}Ti , ^{56}Ni , ^{60}Fe et ^{57}Ni .

La première classe nous renseigne sur l'évolution stellaire et la perte de masse des étoiles alors que la deuxième apporte des contraintes sur les paramètres de l'explosion.

Dans cette section, nous faisons le point sur les raies déjà observées. Elles sont réunies dans le tableau 5.4.

5.2.2.1 Raies du cobalt

Le nickel-56 est le noyau radioactif produit le plus abondamment dans les explosions de supernovæ. Ce noyau est doublement magique (28 protons, 28 neutrons). L'astrophysique nucléaire prédit que le fer est produit dans les explosions d'étoiles sous forme de

Eléments	Période	Raies γ	Sources
^{26}Al	106 ans	1809 keV	Galaxie région du Cygne
^{60}Fe	$2,2 \times 10^6$ ans	1173 keV 1333 keV	Centre galactique (marginal)
^{44}Ti	87 ans	68 keV 78 keV 1157 keV	Cas A RX J0852.0-4622
^{56}Co	112 jours	847 keV	SN 1987A
^{57}Co	392 jours	1238 keV 122 keV	SN 1991 T (?)

TABLE 5.4 – Liste de raies gamma déjà observées.

nickel-56 (Arnett, 1996). L'observation de SN 1987A est venue appuyer cette théorie. Dans les premiers mois l'intensité de la lumière a décliné exponentiellement avec un temps caractéristique de 77 jours identique à la durée de vie moyenne du cobalt-56, noyau fils du nickel-56 (Arnett *et al.*, 1989). Les raies de photons γ résultant de la transmutation du ^{56}Co en ^{56}Fe ont été effectivement détectées (Matz *et al.*, 1988) avec *SMM*; Teegarden (1994) avec les ballons GRIP et EXITE], ainsi que les X issus de la comptonisation de ces raies (Sunyaev *et al.*, 1987b; Sunyaev *et al.*, 1987a). La quantité de ^{56}Ni (^{56}Fe) produite et éjectée dans l'espace a été déterminée à $0,075 M_{\odot}$. La mise en évidence de la raie gamma de désintégration du cobalt-57 en fer-57 (0,122 MeV) a permis de déterminer le rapport isotopique d'une explosion de supernova à $^{57}\text{Fe}/^{56}\text{Fe} \approx 3,6 \times 10^{-2}$ (Clayton *et al.*, 1992), légèrement plus élevé que le même rapport mesuré dans le système solaire : $[^{57}\text{Fe}/^{56}\text{Fe}]_{\odot} \approx 2,4 \times 10^{-2}$. Ce qui renforce l'idée que la synthèse des isotopes du fer est redevable essentiellement des supernovæ (de type II) issues d'étoiles massives comme SN 1987A.

Une supernova de type Ia typique, à en croire l'évolution de sa courbe de lumière, explosa peu après la mise en service de *CGRO*. Il s'agit de SN 1991T, une supernova située dans NGC 4527, une galaxie spirale située à la périphérie de l'amas de la Vierge. Au vu de l'analyse des données alors recueillies par *COMPTEL*, les raies gamma à 847 keV et 1,238 MeV produites par la désintégration du cobalt-56 auraient été détectées lors de deux observations menées respectivement 66 et 176 jours après l'évènement (Morris *et al.*, 1995). Ce résultat, qui demande cependant confirmation, implique une production de nickel-56 compatible avec la plupart des prédictions théoriques, compte tenu des incertitudes de mesure et de celles qui pèsent sur la distance de la galaxie hôte.

En 1993, une autre explosion de supernova (SN 1993J) qui survint dans une galaxie proche (M 81 dans la constellation de la Grande Ourse), témoigna de la quasi impossibilité de détecter les raies gamma émises par une supernova extragalactique qui ne soit pas de type Ia. SN 1993J est en effet de type Ib, c'est-à-dire que la quantité de nickel-56 qu'elle produisit fut sans doute comparable à celle synthétisée par SN 1987A. Même si l'enveloppe de SN 1993J fut très probablement fortement amincie avant l'explo-

sion (sans doute par des mécanismes de perte de masse), comme en témoigne la courbe de lumière de la supernova, et bien que la galaxie hôte ne soit distante que d'environ 3,3 Mpc, l'émission gamma dans les raies du cobalt-56 ne fut pas assez intense pour que l'évènement soit à la portée des instruments embarqués à bord de *CGRO*.

La luminosité gamma est le produit de deux exponentielles :

- la première exprime le taux d'émission instantanée : $\lambda N_0 e^{-\lambda t}$ où λ est la constante radioactive, N_0 le nombre de noyaux radioactifs synthétisés et t le temps écoulé à partir de l'explosion ;
- la seconde rend compte de l'absorption des photons : e^{-xt} où x est la profondeur *optique* qui décroît au fil du temps.

Le maximum d'émission gamma est atteint quand l'enveloppe cesse d'être opaque au rayonnement de 0,847 MeV émanant de la désintégration du cobalt-56 en fer-56. Avant le maximum, le taux d'émission est fort mais les photons γ sont absorbés. Après le maximum, l'émission décroît exponentiellement suivant la vie moyenne de l'isotope radioactif mis en jeu. Cependant, l'émission γ de SN 1987A n'a été détectée plus tôt que prévu. Des modèles complexes qui tiennent compte d'un brassage interne de matière ont été développés afin d'expliquer ce retard (Kumagai *et al.*, 1991).

5.2.2.2 Titane-44

La raie gamma nucléaire caractéristique de la désintégration du scandium-44 (1,157 MeV), fils du ^{44}Ti , a été détectée par *CGRO/COMPTEL* dans la direction de Cassiopée A, le vestige de supernova le plus jeune de la Galaxie. L'intensité observée (Iyudin *et al.*, 1994 ; The *et al.*, 1996) implique que la masse de ^{44}Ti synthétisée est de $1,4 \pm 0,4 \times 10^{-4} M_{\odot}$ pour une demie-vie de ^{44}Ti adoptée de 65 ans, ce qui est nettement supérieur à la valeur calculée sur la base des modèles de nucléosynthèse explosive (Hashimoto *et al.*, 1989 ; Timmes *et al.*, 1996) mais en bon accord avec l'estimation de la quantité de ^{44}Ti nécessaire pour stabiliser la courbe de lumière de SN 1987A au-delà du 1500^e jour (Lehoucq *et al.*, 1989). Cette détection fournit la première estimation directe de la quantité de ^{44}Ti produite lors de l'explosion d'une étoile (voir FIG. 5.3). Connaissant la distance des objets émetteurs de raies gamma nucléaires (SN 1987A, 50 kpc ; Cas A, $2,8 \pm 0,2$ kpc), il est possible de déduire de l'intensité des raies observées les quantités respectives de ^{56}Fe (^{56}Ni), ^{57}Fe (^{57}Ni) et ^{44}Ca (^{44}Ti) synthétisées lors de l'explosion des supernovæ de type II ; soit 0,07, $2,7 \cdot 10^{-3}$ et $1,5 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$.

Le taux de supernovæ dans la Galaxie est de l'ordre d'une à deux supernova par siècle (cf. 5.2.1.2). Cas A, âgée de 300 ans, amène à penser que la plupart des explosions passent inaperçues. L'observation de la raie résultant de la désintégration du ^{44}Ti , avec sa vie moyenne de l'ordre du siècle, permettrait de repérer et de compter les supernovæ récentes cachées dans un ou plusieurs nuages interstellaires. Cependant, depuis mille ans, seules six supernovæ ont été vues et recensées.

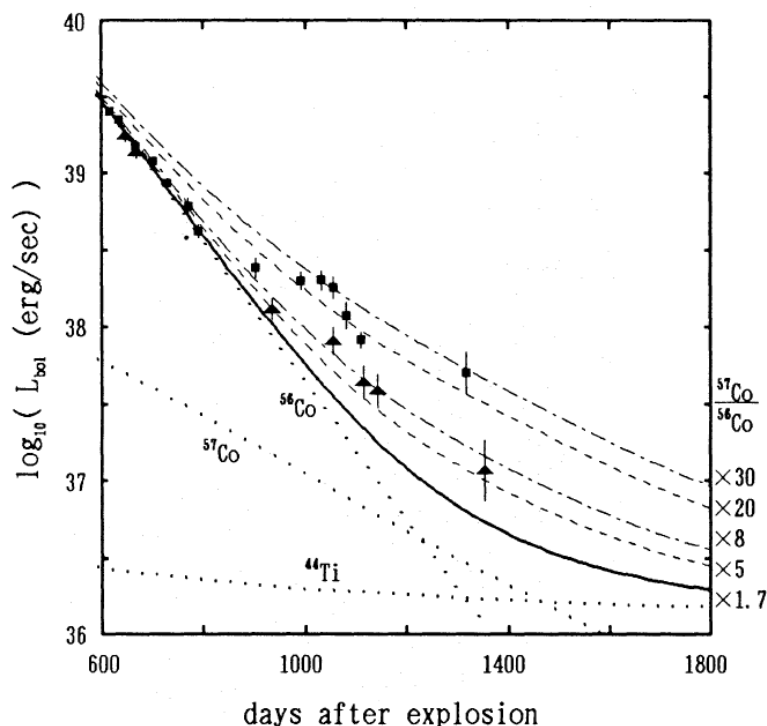


FIGURE 5.3 – Courbe de lumière de SN 1987A après 600 jours.

5.2.2.3 Aluminium-26

L'aluminium-26, d'une durée de vie d'un million d'années, a pour caractéristique d'émettre une raie à 1,809 MeV. L'importance de ^{26}Al a été soulignée par [Ramaty & Lingenfelter \(1977\)](#) bien avant sa première cartographie galactique ([Mahoney et al., 1984](#)). Déjà la découverte du ^{26}Mg , produit de la décroissance de ^{26}Al , dans la météorite Allende ([Lee et al., 1976](#)) fut le départ de nombreux travaux théoriques consacrés à la nucléosynthèse de ^{26}Al . Les sites astrophysiques envisagés pour sa formation sont les étoiles Wolf-Rayet, les étoiles géantes asymptotiques (AGB ou *Asymptotic Giant Branch*), les novæ et les supernovæ. Les mécanismes détaillés de production et de destruction de ce nucléide sont compliqués en raison de l'existence d'un état métastable de courte durée de vie ([Ward & Fowler, 1978](#)). Son mode principal de production est $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$. Cette réaction est susceptible de s'engager lors de la fusion de l'hydrogène dans le cycle Na-Mg-Al (AGB, WR, novæ) et lors de l'explosion des supernovæ de type II dans les couches d'hélium et de carbone.

La nucléosynthèse de ^{26}Al dans les novæ, les supernovæ et les AGB est détaillée respectivement par [Coc et al. \(1995\)](#), [Coc et al. \(1997\)](#), [Timmes et al. \(1995\)](#) et [Meynet et al. \(1998\)](#). Toutes ces sources potentielles font qu'il est difficile de les identifier et d'évaluer précisément la participation de chacune d'entre elles à l'origine de l'émission gamma galactique ([Chen et al., 1996b](#); [Knoedlseder et al., 1996a](#); [Diehl et al., 1996](#)).

L'omniprésence de ^{26}Al dans la galaxie a été mise en évidence par le satellite amé-

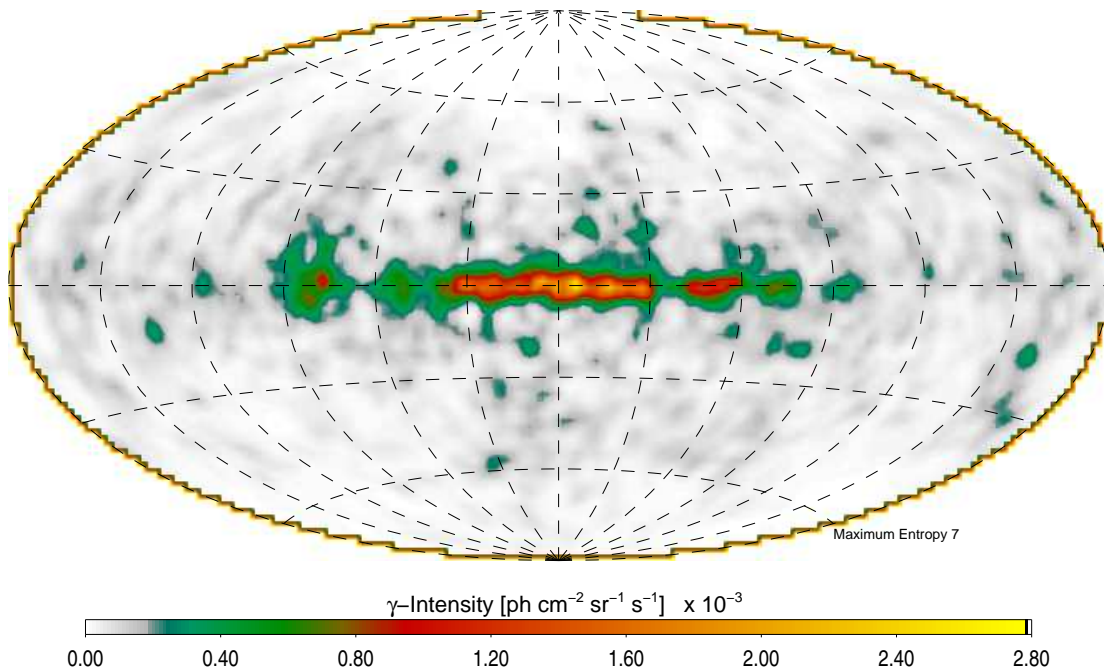


FIGURE 5.4 – Carte de ^{26}Al de la galaxie obtenue après 9 années d’observation avec *CGRO* en utilisant une méthode de maximisation de l’entropie [d’après [Plüschke et al. \(2001\)](#)]

ricain HEAO-3 ([Mahoney et al., 1984](#)). Cette émission a été ensuite cartographiée par l’expérience COMPTEL à bord du satellite *Compton-GRO* ([Oberlack et al., 1996](#); [Diehl et al., 1995b](#); [Plüschke et al., 2001](#)). En utilisant certaines hypothèses sur la distribution des sources, la masse totale de ^{26}Al dans la Galaxie serait de 1,7 à 3,0 M_{\odot} . L’émission est concentrée le long du plan galactique (cf. FIG. 5.4), ce qui exclut toute origine purement locale. Il y est aussi difficile de vouloir faire une corrélation avec les bras de la Galaxie ([Chen et al., 1996a](#); [Knoedlseder et al., 1996b](#)). Il est possible de discerner des structures pouvant être associées à des bras spiraux vus en enfilade ([Prantzos & Diehl, 1996](#)), notamment aux longitudes voisines de -75° , -30° et $+30^{\circ}$. Les surdensités correspondent bien à des directions tangentes de bras galactiques, mais elles n’ont aucune contrepartie dans les régions de longitude positive. Les surdensités dans la partie centrale de la Galaxie (entre les longitudes -30° et $+30^{\circ}$) témoignent de la forte émissivité de l’anneau à 4 kpc. Dans cet anneau, les étoiles WR sont supposées être plus nombreuses qu’ailleurs. D’une part, le taux de formation d’étoiles massives y est particulièrement élevé selon les observations en infrarouge, et d’autre part, les vents stellaires y seraient plus intenses en raison de la forte métallicité ([Meynet et al., 1994](#); [Meynet & Maeder, 2004](#)).

5.2.3 Enjeux pour *INTEGRAL*

La première signature de la nucléosynthèse jamais détectée est la raie de l’aluminium-26 à 1,809 MeV par le satellite HEAO-3 en 1982. En réalité, cette raie correspond à la

désexcitation du noyau $^{26}\text{Mg}^*$ vers son état fondamental. Cet état excité est issu de la décroissance du noyau de ^{26}Al par β^+ + (82 %) ou capture électronique (15 %), avec une durée de vie de 1,05 millions d'années.

Cette détection n'est pas une surprise car elle fait suite à une série d'études menées par divers auteurs dans les années 70 pour clarifier la situation des émetteurs potentiels en photons γ . Il est certain que la nucléosynthèse implique des centaines de noyaux instables, donnant lieu à des milliers de raies. Sur environ 1400 nucléides connus, 260 sont des noyaux stables (période très longue) d'éléments naturels et 1130 sont instables (période courte) dont 65 se trouvent dans la nature, principalement parmi les éléments lourds. Pourtant, seule une poignée de noyaux candidats peut être utilisée comme des traceurs de la nucléosynthèse. L'article de [Ramaty & Lingenfelter \(1977\)](#) est l'un des premiers à dresser un inventaire des raies observables. Le raisonnement des auteurs est le suivant : pour $A < 60$, une liste des candidats potentiels est dressée sur la base des calculs de nucléosynthèse explosive dans les étoiles. En outre, les éléments de cette liste doivent avoir des durées de vie suffisamment longues (> 70 jours) pour pouvoir s'échapper du milieu (au début de la supernova, le milieu est optiquement épais). À partir des abondances mesurées dans le système solaire, il est ensuite possible d'évaluer les abondances relatives des noyaux fils de ces éléments permettant une détermination des abondances des parents, et donc de ceux ayant un flux significatif. La liste finale se réduit à ^{22}Na , ^{26}Al , ^{44}Ti , ^{56}Co et ^{60}Fe .

Chacun des ces éléments est caractérisé par :

1. **la largeur de raie** : elle est déterminée par la vitesse de l'élément lorsqu'il émet le photon γ . Pour le ^{44}Ti et le ^{56}Co qui ont des durées de vie $\sim 10^4$ ans, les vitesses d'expansion dans les SN devraient donner un élargissement de 40 keV à 1 MeV. Par contre, pour ^{26}Al et ^{60}Fe , après quelques 10^5 années, l'expansion est terminée et un élargissement de moins de 3 keV est attendu (c'est ce qui a effectivement été observé par différents instruments).
2. **la distribution spatiale** : encore une fois, la durée de vie de l'élément entre en jeu. Ainsi, le ^{44}Ti , qui n'a pas le temps de s'éloigner de l'endroit où il a été créé, devrait être vu essentiellement en tant que source ponctuelle. À l'opposé, ^{26}Al et ^{60}Fe doivent apparaître comme une émission diffuse.

J'ai mentionné plus haut que les supernovæ ne sont pas les seuls progéniteurs possibles de ces raies. Les novæ, les étoiles massives (e.g. Wolf-Rayet) synthétisent aussi ces éléments. De plus, de nombreuses incertitudes subsistent sur certaines sections efficaces d'interaction nucléaires et certains cycles de réactions nucléaires restent mal connus car les conditions thermodynamiques dans les objets étudiés ne sont pas toujours connues avec exactitude. L'enjeu des observations actuelles est donc de fournir une cartographie des flux ainsi qu'une mesure fine des largeurs de ces raies dans toute la Galaxie. Il s'avère à l'heure actuelle que seule l'émission γ issue des noyaux de ^{26}Al a été cartographiée (par COMPTEL) faisant apparaître en plus d'un signal vers le centre Galactique, deux points *chauds* dans les régions du Cygne et des Voiles (qui sont des régions très actives de formation d'étoiles) : le ^{22}Na n'a jamais été détecté, alors que le ^{56}Co aurait peut-être été

déteecté par COMPTEL (dans les années 90) et le ^{44}Ti probablement ; ^{60}Fe a quant-à lui peut-être été déteecté par *RHESSI* en 2004. La cartographie à haute résolution spectrale de tous ces éléments radioactifs est un enjeu considérable pour le spectromètre SPI à bord du satellite *INTEGRAL*. Cela nous permettrait de mieux comprendre certains points obscurs des modèles d'évolution stellaire et d'explosion d'étoiles. Ainsi, cette astronomie γ devrait faire entrer l'astrophysique nucléaire dans une nouvelle ère.

5.3 Raies cyclotron pour l'étude d'étoiles à neutrons dans les binaires X

Laissons maintenant la nucléosynthèse et tournons-nous vers un type particulier d'objet compact. Dans le chapitre suivant, je rechercherai des raies cyclotron dans le pulsar de la binaire Vela X-1. Cette section présentera dans un premier temps ce type d'objet avant d'expliquer l'origine des raies cyclotron.

5.3.1 Pulsar dans les binaires X

5.3.1.1 Importance des étoiles binaires en astronomie

- Population des étoiles doubles

Il semblerait qu'au moins 50 % des étoiles de la séquence principale de notre galaxie soient des binaires (Jaschek & Gómez, 1970). Elles peuvent être détectées de manière directe ou par la spectroscopie (dédoublment des raies, émission en X, etc.)

Les sources gamma liées aux étoiles effondrées accrétantes sont en général associées à des systèmes binaires connus sous le nom de binaires X. C'est en effet dans le domaine des rayons X que furent d'abord révélés les processus émissifs mis en œuvre par les astres compacts accrétants. Les sources X binaires (ou binaires X) sont donc constituées d'un astre compact (naine blanche, étoile à neutrons ou trou noir d'origine stellaire) et d'une autre étoile, dénommée compagnon dans les pages qui suivent. Grâce aux missions spatiales d'astronomie X des années 1970 et 1980, nous détenons une masse impressionnante de données concernant les systèmes binaires accrétants.

Le scénario admis est que le compagnon cède une partie de sa masse à l'étoile effondrée, soit en débordant son lobe de Roche, soit par vent stellaire. Dans le cas d'un débordement du lobe de Roche, la matière ne tombe pas directement sur l'astre compact, mais forme généralement un disque d'accrétion où le moment cinétique de la matière accrétée se dissipe par des processus de viscosité turbulente. Ainsi porté à très haute température, le disque d'accrétion suscite l'émission d'un intense rayonnement à haute énergie qu'un mécanisme régulateur limite dans le cas d'une émission stable. La quantité d'énergie que dissipent les processus d'accrétion, c'est-à-dire la luminosité d'accrétion L_{acc} , s'exprime par la relation suivante :

$$L_{acc} \approx 11,3 \times 10^{33} \dot{M}_{16} M_1 R_4^{-1} \text{erg} \cdot \text{s}^{-1} \quad (5.1)$$

où M_1 est la masse de l'étoile effondrée en unité de masse solaire, R_4 son rayon en unité de 10^4 km, et \dot{M} le taux d'accrétion en unité de 10^{16} g·s⁻¹ (ce qui équivaut à $1,5^{-10} M_{\odot}$ par an). Ainsi la binarité joue un rôle important à travers l'énergie produite au cours de l'accrétion. Les systèmes binaires sont donc d'excellents candidats pour des sources γ détectables par *INTEGRAL*.

Plusieurs cas de systèmes binaires sont observés et peuvent être envisagés, par exemple des systèmes binaires composés de deux étoiles à neutrons, d'une étoile et d'un trou noir,

d'un pulsar et d'une étoile massive, etc. Mais grâce à l'étude spectrale du rayonnement émis, à l'enregistrement des variations temporelles du flux pour différentes échelles de temps, et à la localisation des sources d'émission, il est possible de mieux comprendre les objets composant ces systèmes (trou noir, étoile à neutrons, pulsar, etc.) mais aussi les mécanismes d'interaction entre les étoiles (accrétion, gravitation, etc.) Ainsi, les propriétés d'un pulsar, n'émettant pas en radio mais se trouvant dans un système binaire, deviennent plus facilement observables.

Certains types d'objets sont associés aux systèmes binaires :

- les *étoiles à raies métalliques* (Abt & Moyd, 1973) ;
- les novæ, les novæ naines, les variables cataclysmiques ;
- les étoiles Wolf-Rayet sont fréquemment présentes dans des binaires (Smith, 1973) ;
- les étoiles évadées (*Run Away Stars*) se seraient échappées d'un système binaire rompu par une explosion de supernova du compagnon (Blaauw, 1961) ;
- les sources X compactes, les étoiles à éclairs gamma (*Soft Gamma Repeater*).

• Intérêts pour l'astrométrie

L'observation de systèmes binaires est cruciale pour déterminer la masse des étoiles. Il est impossible de calculer de manière directe la masse d'une étoile isolée ; mais l'observation des trajectoires individuelles des deux étoiles d'un système binaire permet d'obtenir une estimation de chacune de leur masse en utilisant la troisième loi de Kepler (1618), qui relie le demi-grand axe de l'orbite a d'une des étoiles à sa période orbitale P :

$$\frac{P^2}{a^3} = \frac{4\pi^2}{\mathcal{G}(M_1 + M_2)} = \text{constante.} \quad (5.2)$$

De la troisième loi de Kepler, découle directement un paramètre clé pour tout système binaire, appelé *fonction de masse*. On suppose en outre que les trajectoires des deux astres autour du centre de masse du système sont des orbites circulaires dont les rayons sont respectivement a_1 et a_2 (ce qui implique $a_1 + a_2 = a$ et $a_1 M_1 = a_2 M_2$). La vitesse V du compagnon le long de son orbite s'exprime alors de la manière suivante :

$$V = 2\pi \frac{a_2}{P} \quad \text{soit} \quad V = 2\pi \frac{M_1}{M_1 + M_2} \frac{a}{P} \quad (5.3)$$

À partir du décalage Doppler affectant les raies d'émission produites par le compagnon, des observations menées dans le visible permettent d'estimer la projection de la vitesse V le long de la ligne de visée, soit $V_0 = V \sin i$, où i mesure l'inclinaison du système ($i = 0$ lorsque la ligne de visée est perpendiculaire au plan orbital du système). On définit alors la fonction de masse f par la relation suivante :

$$f = \frac{(M_1 \sin i)^3}{(M_1 + M_2)^2} \quad \text{soit} \quad f = 2\pi \frac{V_0^3 P}{2\pi \mathcal{G}} \quad (5.4)$$

où \mathcal{G} est la constante de la gravitation. D'après l'équation 5.4, on constate que la fonction de masse f est déterminée à partir de deux grandeurs observables, V_0 et P . Dans le cas

où la masse du compagnon est nulle ($M_2 = 0$) et que l'observateur se situe dans le plan orbital du système ($\sin i = 1$), la fonction de masse f est alors égale à la masse M_1 de l'astre compact. En pratique, $M_2 > 0$ et $\sin i < 1$; f est donc toujours plus petite que la masse M_1 de l'étoile effondrée et la fonction de masse fournit alors une limite inférieure de la masse de l'astre compact. D'autre part, il est généralement admis, d'après les travaux théoriques portant sur la matière ultra condensée, que la masse d'une étoile à neutrons ne peut pas dépasser trois fois la masse du Soleil. Toute source X binaire présentant une fonction de masse $f > 3 M_\odot$ est donc présumée comme abritant un trou noir.

Ces cas idéaux, bien que très rares, donnent accès à des valeurs relativement précises qui permettent d'estimer la masse de tous les types d'étoiles de proche en proche. Ainsi, l'intervalle des masses stellaires s'échelonne entre 0,1 et 100 M_\odot . Pour les systèmes binaires proches dont la distance est connue par la mesure de leur parallaxe, il est possible de déduire la luminosité intrinsèque de chaque étoile. Ceci permet alors de calibrer la relation masse-luminosité servant d'étalon pour la mesure des distances des étoiles plus lointaines.

5.3.1.2 Les familles de binaires X

Les binaires X lumineuses ($L > 10^{35}$ erg/s) sont généralement partagées en deux classes dépendant de la masse de l'étoile compagnon de l'objet : système binaire de faible masse ou *Low Mass X-ray Binary* (*LMXB*) et système binaire de masse élevée ou *High Mass X-ray Binary* (*HMXB*). Alors que cette classification ne tient pas compte de la nature de l'objet compact (étoile à neutrons ou trou noir) à l'origine de l'émission X par l'intermédiaire de l'accrétion, elle permet cependant de distinguer la phénoménologie des sources de rayonnement X et leur contrepartie en optique par certaines propriétés intrinsèques (Tab 1). Récemment, une nouvelle famille a vu le jour rassemblant les compagnons de masses intermédiaires (*Intermediate-Mass X-ray Binaries* ou *IMXB*) (Podsiadlowski *et al.*, 2004).

• Les *HMXB*

Sur les 200 sources X galactiques les plus brillantes, environ un tiers sont des *HMXB* qui contiennent une étoile de type OB avec une masse supérieure à 5 M_\odot et a une distribution dans le disque galactique identique à celle des étoiles jeunes (population I). Sur environ 40 sources pulsantes X connues, environ 35 seraient associées à cette classe de binaires X. Le transfert de masse est important dans la plupart de ces systèmes car l'objet compact capture dans son champ gravitationnel la matière éjectée des étoiles OB par leurs forts vents stellaires. La production d'énergie dans les *HMXB* est souvent dominée par la luminosité optique de l'étoile OB, avec l'émission d'un faible flux X au voisinage de l'objet compact à l'origine de petites perturbations. Par conséquent, les spectres optiques observés sont les mêmes que pour des étoiles isolées.

Des pulsations périodiques en X sont donc présentes dans la plupart des *HMXB* ($\simeq 35$ sur 200). Les périodes vont de 0,069 s à 1455 s. Ces signaux proviennent des faisceaux de

photons produits près des pôles magnétiques d'une jeune étoile à neutrons accrétant de la matière. Le champ magnétique à la surface est de l'ordre de 10^{12} Gauss. A cause du non-alignement de l'axe de rotation avec l'axe magnétique, la rotation de l'étoile à neutrons fait varier l'intensité de la même manière qu'un phare. Les changements de période ou de phase des pulsations permet de mesurer certains des paramètres orbitaux de ces systèmes. Aussi, les mesures de la durée des éclipses (présentes dans certaines *HXMBs*) et de l'effet Doppler dans le spectre optique de l'étoile compagnon peuvent apporter des informations sur la période orbitale et la masse des deux objets du système. Des changements de périodes de rotation du pulsar surviennent à cause du couple exercé sur l'étoile à neutrons par la matière accrétante (Frank *et al.* (1992)). Les pulsations X des binaires X lumineuses apportent une signature irréfutable d'un phénomène d'accrétion sur une étoile à neutrons magnétisée.

• Les *LMXB*

Cette classe de binaires X contient habituellement comme étoile compagnon, une étoile de faible masse (type K ou M). Dans le cas des binaires de courte période, il se peut que le compagnon soit une naine blanche. Près de 10 *LXMB* sont proches des cœurs d'amas globulaires et la plupart des autres sont concentrées dans le voisinage du bulbe galactique. Ce qui indique par conséquent qu'elles sont présentes parmi les vieilles étoiles (population II). van Paradijs & White (1995) ont analysé la distribution galactique des *LMXB* contenant des pulsars comme objet compact. Ils ont montré que la largeur z de la distribution (r.m.s $\simeq 1$ kpc au plan galactique) peut être expliquée par la vitesse moyenne de recul de l'étoile à neutrons lors de l'explosion de la supernova dont elle est originaire. La distribution des vitesses de recul nécessaires est en accord avec celles observées pour les pulsars radio (Lyne & Lorimer, 1994). La formation des *LXMB* par accrétion induite par l'effondrement d'une naine blanche semble cohérente avec les propriétés cinématiques des *LXMB*. Les faibles périodes orbitales des *LMXB* (de 0,19 à 398 h) sont en général déduites des modulations orbitales des flux optiques et/ou X, plutôt que des éclipses qui sont rares (Parmar & White, 1988). Dans la plupart des cas les transferts de masse se font à l'intérieur du lobe de Roche où la matière est entraînée avec un moment angulaire J élevé vers l'objet compact, à l'origine de la formation d'un disque d'accrétion. La luminosité optique intrinsèque de l'étoile compagnon de faible masse est à des ordres de grandeurs plus petite que la luminosité en X émise par la matière chauffée par l'accrétion de l'objet compact. Les caractéristiques du spectre des étoiles de type K et M sont masquées par la transformation en des longueurs d'onde optique des flux X interagissant avec le disque d'accrétion et l'étoile.

5.3.1.3 Pulsar X : objet compact magnétisé accrétant

Un pulsar est une étoile à neutrons fortement magnétisée émettant des pulsations. Le terme *étoile à neutrons* est généralement utilisé pour indiquer une étoile avec une masse M de l'ordre de 1,5 masse solaire M_{\odot} , un rayon R de ~ 12 km, et une densité centrale n_c

Propriétés	HMXBs	LMXBs
Etoile compagnon	0-B ($M > 5 M_{\odot}$)	K-M ou NB ($M < 1 M_{\odot}$)
Population	I (10^7 ans)	II ($5 - 15 \times 10^9$ ans)
Lx/Lopt	0,001-10	100-1000
Spectre optique	stellaire	"reprocessing"
Disque d'accrétion	oui, petit	oui
Spectre X	dur ($kT \geq$) 15 keV)	mou ($kT \leq$) 15 keV)
Période orbitale	1-100 jours	10 min - 10 jours
Eclipses en X	commun	rare
Champ magnétique	fort ($\simeq 10^{12}G$)	faible ($10^{12} - 10^{12}G$)
Pulsations	commun (0,1-1000 s)	rare (0,1-100 s)
Sursauts X	absent	commun
QPO X	rare (0,001-1 Hz)	commun (1-1000 Hz)

TABLE 5.5 – Classification des étoiles à neutrons dans les binaires X.

de 5 à 10 fois la densité d'un noyau atomique stable $n_0 \cong 0,16 \text{ fm}^{-3}$ composé de neutrons et de protons mesurés dans les laboratoires de physique nucléaire. Les pulsations qui donnent aux pulsars leur nom proviennent de l'énergie libérée le long des pôles où le champ est statique et le spin du pulsar ralenti. La remarquable stabilité ne peut être expliquée que par une très grande inertie du système émetteur.

Cependant, dans les années 70, il a été observé que certains pulsars s'éteignaient légèrement, ou que, comme le prédisait une partie de la communauté des théoriciens, d'autres pulsars s'accéléraient. Ils peuvent donc perdre ou gagner de l'énergie. Ce fut aussi la preuve que ces pulsars ont des compagnons.

Tous les pulsars ont un champ magnétique relativement fort (de $\sim 10^6$ à $\sim 10^{12}$ gauss) comparés aux champs magnétiques des scanners médicaux qui atteignent 10 000 gauss et celui terrestre de $\sim 0,6$ gauss.

Il a été découvert que certaines sources X émettaient un rayonnement *pulsé* : les périodes de pulsation variant de 0,7 à 835 s. Cette caractéristique a conduit à donner le nom de *pulsars X* à ces sources, par analogie avec les pulsars radio dont l'émission provient d'étoiles à neutrons en rotation sur elles-mêmes. Dans le cas des sources X, le temps d'arrivée des impulsions est modulé, et cette modulation est attribuée à l'effet Doppler-Fizeau dû au mouvement de la source X sur son orbite. Par ailleurs, une localisation précise des sources X permet d'associer la plupart d'entre elles à des étoiles observées dans le visible.

Ainsi, l'étude de ces binaires a permis de mettre au point le modèle (schématique) suivant. Le système binaire est composé d'une étoile à neutrons, tournant sur elle-même et en orbite autour d'une étoile plus massive. Le rayonnement X est produit lors de la capture, de la matière éjectée par l'étoile plus massive sous forme de vent stellaire ou par débordement de son *lobe de Roche*, volume qui détermine l'espace dans lequel la gravitation de l'étoile est prédominante. Cette matière est acheminée par le fort champ

magnétique de l'étoile à neutrons jusqu'à sa surface, formant un plasma chaud près des pôles magnétiques et produisant ainsi deux zones brillantes en X.

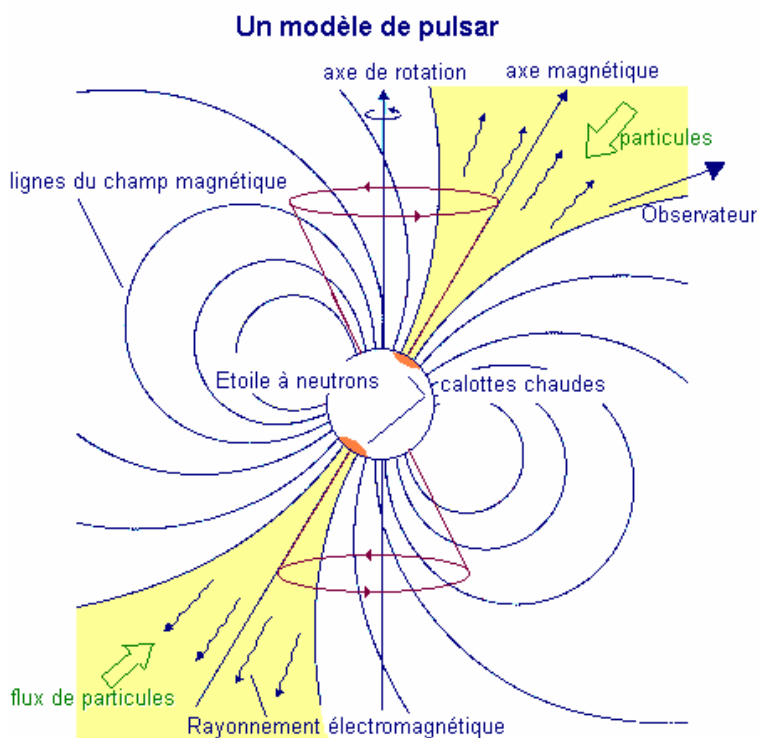


FIGURE 5.5 – Vue schématique d'un pulsar.

• Période des pulsations

Environ 40 périodes de binaires X sont comprises entre 70 ms et 1455 s. Durant les dernières décennies, une mesure précise de la période propre de certains pulsars X a fourni des informations importantes concernant les couples de forces exercées sur l'étoile à neutrons par la matière accrétante. En examinant l'historique des périodes de ces pulsars, il semble que trois types de comportement soient présents : la période d'impulsion montre une diminution linéaire au cours du temps avec des variations erratiques autour de la tendance, une valeur presque constante de la période, et une augmentation régulière de la période (Nagase, 1989). Une tendance à une accélération de la rotation (*spin-up*) dans la plupart des pulsars X suivie d'une diminution de la période peut être comprise en termes de couples exercés par la matière s'accroissant sur l'étoile à neutrons. Cela peut être calculé dans le cas où la matière possède à peu près des vitesses circulaires képlériennes à l'intérieur de la magnétosphère de l'étoile à neutrons. La variation de période \dot{P} , de la période propre P est liée à la luminosité et aux propriétés physiques de l'étoile à neutrons

elle-même

$$\frac{\dot{P}}{P} = -3 \cdot 10^{-5} f\left(\frac{P}{1 \text{ s}}\right) \left(\frac{L_X}{10^{37} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}}\right) \quad (5.5)$$

où la fonction f est une fonction sans dimension de l'ordre de l'unité pour une étoile à neutrons. Les périodes de spin-up observées varient de 100 à 100 000 ans.

• Profil des pulsations dans la courbe de lumière

Une question importante au sujet des pulsars X est l'étude des profils d'impulsion comme indicateur de la géométrie d'émission de rayons X. Le profil d'impulsion des pulsars X montre la grande variété des différentes sources, s'étendant des profils sinusoïdaux, aux modulations fortement structurées et dépendantes en énergie. La période observée des pulsations est identifiée comme étant la signature de la rotation du pulsar. La matière issue de l'étoile compagnon tombe sur le pulsar en suivant les lignes de champs magnétique. La forme du signal périodique contient l'information sur la géométrie des régions d'émission près des pôles magnétiques de l'étoile à neutrons où l'accrétion est concentrée. Des modèles détaillés d'émission émergeant des cylindres polaire (*polar caps*) accrétant d'une étoile à neutrons a prouvé que l'émission rayonnée et les profils complexes d'impulsion peuvent être produits principalement en raison des effets du champ magnétique et de l'interaction du rayonnement avec la matière tombante sur l'objet compact.

Les transferts radiatifs à travers les lignes de champs magnétiques ont été étudiés de manière discrète (?; ?), ou en utilisant des simulations Monte Carlo (?). Dans les modèles, chaque *polar cap* produit un pic de la courbe de lumière. Suivant le type d'émission au niveau des pôles et l'intensité du champ magnétique à chaque pic peut s'ajouter une structure particulière. Pendant sa rotation, nous observons deux l'émission des deux *polar caps*, la courbe de lumière montre alors deux pics distincts et si la géométrie ne laisse apparaître qu'un *polar cap* la courbe de lumière ne contiendra qu'un seul pic. Dans le cas d'émission en provenance de la colonne d'accrétion, la forme de la courbe de la courbe de lumière dépendra de la géométrie et de la forme de la colonne. Même avec une seule colonne, il peut y avoir des courbes de lumières contenant trois ou quatre pics. Chaque pulsar peut être classé en fonction du nombre de pics dans sa courbe de lumière qui dépend de la position de l'observateur et de l'inclinaison entre l'axe magnétique et l'axe de rotation du pulsar. Généralement, on classe les courbes de lumière des pulsars observées en deux groupes : celles ne contenant qu'un seul pic et celles en contenant deux. Dans les gammes d'énergies inférieures à quelques dizaines de keV, la distinction peut ne pas être évidente, cependant dans la gamme d'énergie de SPI (quelques dizaines de keV), on distingue plus facilement les deux catégories (?). Dans cette gamme où l'on trouve des raies cyclotron, il n'existe aucune courbe de lumière contenant plus de deux pics.

Pour les luminosités élevées (10^{37} erg/s), on s'attend à un choc de type radiatif. Dans ce cas, les photons s'échapperont préférentiellement des côtés de la colonne, provoquant un mode de ventilateur-faisceau. Pour les luminosités inférieures ($< 10^{37}$ erg/s), la matière tombante pourrait être ralentie dans un choc sans interaction au-dessus du

polar cap résultant probablement des instabilités dans le plasma, ou par interactions coulombiennes et nucléaires à la surface de l'étoile à neutrons. Si ce dernier se produit, la région d'émission sera située dans une couche mince à la surface de l'étoile à neutrons et les transferts radiatifs dans le fort champ magnétique favoriseront l'échappement des photons dans la direction des lignes de champ, provoquant ainsi un modèle de faisceau mince. Si un choc sans interaction se produit, un faisceau est susceptible de se former comme dans le cas des sources lumineuses (Meszaros, 1984).

5.3.2 Raies cyclotron

L'existence de champs magnétiques intenses (10^{10} à 10^{12} gauss) dans les étoiles à neutrons est démontrée par un ensemble de données directes et indirectes :

- la contraction d'une étoile de quelques M_{\odot} avec un champ magnétique superficiel de 100 gauss jusqu'au rayon d'une étoile à neutrons donne, dans l'hypothèse d'un champ magnétique gelé dans le plasma, un champ de 10^{12} gauss. Cet ordre de grandeur est compatible avec les observations, mais l'ensemble des phases d'évolution stellaire jusqu'à la formation des étoiles à neutrons est si complexe que cet accord n'a qu'un caractère indicatif.
- le ralentissement de la rotation des pulsars est principalement dû au rayonnement électromagnétique à très basse fréquence (la fréquence de rotation de l'étoile à neutrons). En fait, la présence d'un fort champ électrostatique au voisinage de la surface du pulsar a pour effet de créer un plasma chargé qui environne l'étoile à neutrons. L'étude de ce milieu, entraîné dans la rotation par le champ magnétique, pose des problèmes non linéaires difficiles.

Dans un plasma où règne un fort champ magnétique l'énergie des électrons se quantifie en des valeurs particulières, appelées *niveau de Landau*. Ces différentes valeurs sont déduites de l'expression suivant :

$$E_n = m_e c^2 \left[1 + (2n + 1) \frac{h\omega}{m_e c^2} \right] \quad (5.6)$$

où m_e est la masse de l'électron, c la vitesse de la lumière dans le vide, h la constante de Planck et ω la pulsation de la trajectoire de l'électron. Dans l'hypothèse réaliste que $h\omega \gg m_e c^2$, l'énergie du photon émis ou absorbé correspond à la différence entre deux niveaux d'énergie consécutifs vaut :

$$E = E_{n+1} - E_n \simeq \frac{heB}{m_e c^2}. \quad (5.7)$$

En exprimant l'équation 5.8 en unité astrophysique (keV, gauss, cm), l'énergie du photon est directement proportionnelle au champ magnétique B régnant dans le plasma et s'écrit :

$$E = \frac{heB}{m_e c^2} = 11,6 B_{12} \quad (5.8)$$

avec $\omega = \frac{eB}{m_e c^2}$ et B_{12} le champ magnétique en unité de 10^{12} gauss. Cette équation donne une relation simple entre le champ magnétique et l'énergie des photons diffusés dans le milieu.

L'observation de raies cyclotron en absorption dans les spectres est non seulement la signature de la présence d'un champ magnétique fort, mais elle nous apporte aussi une mesure directe de ce champ.



Observations de la région des Voiles

Contents

6.1	Les Voiles, vitrine de la spectroscopie gamma	154
6.1.1	Nucléosynthèse : sources de ^{26}Al , de ^{44}Ti et de ^{60}Fe	154
6.1.2	Recherche de raies cyclotron en champ magnétique fort : Vela X-1	160
6.2	Observations	164
6.2.1	Campagnes d'observation	164
6.2.2	Traitement des données	166
6.2.3	Bruit de fond	168
6.2.4	Méthode générale pour la recherche de raies	171
6.3	Raies astrophysiques nucléaires de la nucléosynthèse explosive	174
6.3.1	Recherche de l' ^{26}Al dans Vela	174
6.3.2	Recherche de titane 44 dans Vela Junior	174
6.3.3	Discussion	175
6.4	Raies cyclotrons dans Vela X-1	180
6.4.1	Etat du système pendant les observations	180
6.4.2	Analyse temporelle	183
6.4.3	Analyse spectrale	189

6.1 Les Voiles, vitrine de la spectroscopie gamma

La région des Voiles est une région dans le ciel d'une taille approximative de 10 degrés. Nous définirons son centre aux coordonnées équatoriales à $\alpha_{J2000} = 8^{\text{h}}52^{\text{m}}45,6^{\text{s}}$ d'ascension droite et $\delta_{J2000} = -44^{\circ}35'24''$ de déclinaison (FIG. 6.1). Cette région comporte bon nombre de sources galactiques présentant un intérêt pour les thèmes d'astrophysique nucléaire introduits dans le chapitre précédent. La plupart des sources susceptibles d'émettre dans le domaine d'énergie du satellite *INTEGRAL* y sont représentées, telles que :

- une étoile de type Wolf-Rayet (γ^2 Velorum) ;
- un vestige d'une éventuelle supernova historique (GRO J0852.0-4642 ou Vela Junior) ;
- un vestige de supernova (Vela SNR) ;
- un pulsar radio en rotation rapide (PSR B0833-45) ;
- des étoiles binaires contenant des objets compacts accrétants (Vela X-1 et GRS 0834-430).

Les paragraphes qui suivent présentent une sélection de sources présentes dans cette région, susceptibles d'émettre dans la bande d'énergie des instruments du satellite *INTEGRAL*, en particulier du spectromètre SPI, et détectables grâce à leur sensibilité.

6.1.1 Nucléosynthèse : sources de ^{26}Al , de ^{44}Ti et de ^{60}Fe

Comme mentionné dans la section 5.2.2.3, COMPTEL est le dernier instrument avant *INTEGRAL* à avoir observé l'émission diffuse de l'aluminium-26 (^{26}Al) dans le disque galactique, en particulier dans la région des Voiles (Diehl *et al.*, 1995a). Les précédents instruments ont chacun observé des flux de photons à 1,8 MeV, signature de la désintégration de ^{26}Al , compatibles entre eux : $4,8 \pm 1,0 \times 10^{-4}$ ph·cm $^{-2}$ ·s $^{-1}$ ·rad $^{-1}$ pour *HEAO 3-C* (Mahoney *et al.*, 1984), $4,0 \pm 0,4 \times 10^{-4}$ ph·cm $^{-2}$ ·s $^{-1}$ ·rad $^{-1}$ pour *SMM* (?), $6,4 \pm 2,6 \times 10^{-4}$ ph·cm $^{-2}$ ·s $^{-1}$ ·rad $^{-1}$ pour *MPI Compton Telescope* (?), $3,9_{-1,7}^{+2,0} \times 10^{-4}$ ph·cm $^{-2}$ ·s $^{-1}$ ·rad $^{-1}$ pour Bell/Sandia (?), $4,5_{-1,6}^{+1,5} \times 10^{-4}$ ph·cm $^{-2}$ ·s $^{-1}$ ·rad $^{-1}$ pour *GRIS* (?) et $4,6 \pm 2,7 \times 10^{-4}$ ph·cm $^{-2}$ ·s $^{-1}$ ·rad $^{-1}$ pour *HEXAGONE* (?).

A part la présence de titane-44 (^{44}Ti) dans les vestiges de Cas A (Iyudin *et al.*, 1994) et Vela Junior (Iyudin *et al.*, 1998) observée pour la première fois par COMPTEL, il n'a pas été observé d'autre émission de ^{44}Ti ni de ^{60}Fe dans la Galaxie (? pour *SMM* ; ? et ? pour *HEAO 3*).

6.1.1.1 Les novæ

Les novæ sont des candidats potentiels de production de ^{26}Al dans la Galaxie. Il existe deux novæ dans la région des Voiles : Nova Vel 1940 ($l = 272,33^{\circ}$, $b = -4,90^{\circ}$) et Nova Vel 1993 ($l = 275,88^{\circ}$, $b = 9,35^{\circ}$). La production de ^{26}Al attendue pour une nova classique est $\lesssim 2 \cdot 10^{-7} M_{\odot}$ dans le meilleur des cas, pour une naine blanche riche

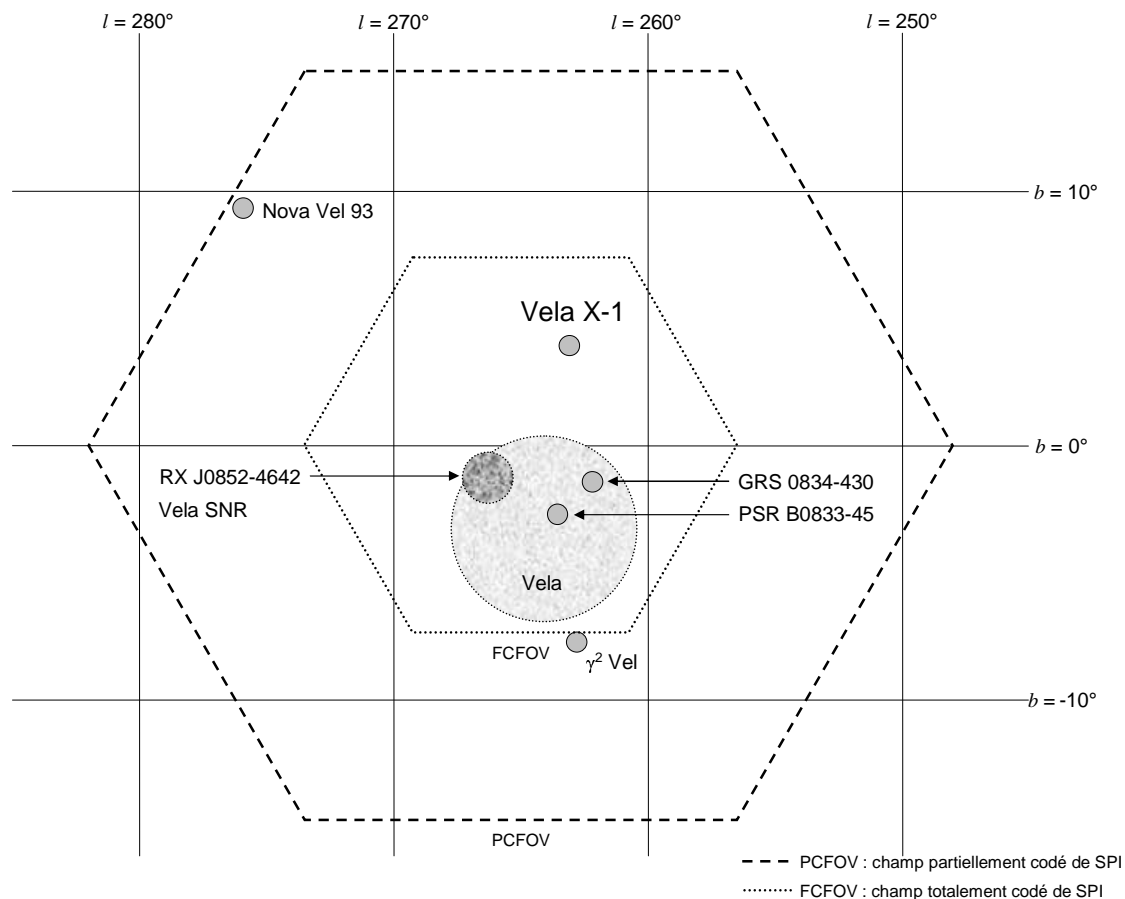


FIGURE 6.1 – Région des Voiles vue par le spectromètre SPI.

en O, Ne et Mg (Leising, 1993). Une telle source de ^{26}Al serait détectable à condition qu'elle soit suffisamment proche. Pour une distance de $\simeq 15$ pc, le flux observable à 1,8 MeV serait de 10^{-5} ph \cdot cm $^{-2}\cdot$ s $^{-1}$. Bien que les distances, ne soient pas bien connues, Duerbeck (1981) estime le maximum de la magnitude absolue de Nova Vel 1940 en utilisant sa courbe de lumière à $M_{V,\text{max}} = -6,35 \pm 0,5$ mag, alors que sa plus brillante magnitude observée est de $9 m_{\text{pg}} = 9$ mag. D'après Neckel *et al.* (1980), l'absorption moyenne est de 2 mag \cdot kpc $^{-1}$, soit 0,6-1,2 mag \cdot kpc $^{-1}$ dans le premier kpc de cette région. En utilisant un *indice de couleur* ($m_{\text{pg}} - m_V$) de 0,35 mag, il est possible d'obtenir une estimation de la distance de Nova Vel 1940 qui est de 2 kpc.

La possibilité que l'émission diffuse de ^{26}Al dans la région des Voiles provienne de la contribution de nombreuses novæ est envisageable. Cependant, le taux de production de ^{26}Al ainsi que la distribution galactique des novæ (Leising, 1993) demeurent incertains. Il est donc difficile d'estimer la contribution des novæ à l'émission diffuse de ^{26}Al .

Trois modèles différents de distribution de novæ riches en O, Ne et Mg ont été

considérés par Oberlack *et al.* (1994) pour estimer une limite supérieure au flux à 1,8 MeV de ^{26}Al , sachant que le flux observé par COMPTEL est de $3 \times 10^{-4} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$:

- $6,0 \times 10^{-6} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ pour une distribution dite *angulaire* (Leising & Clayton, 1985) ;
- $1,1 \times 10^{-5} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ pour une distribution dite *plate* basée sur l’observation des étoiles proches du Soleil (Mahoney *et al.*, 1985) ;
- et, $5,7 \times 10^{-5} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ pour une distribution dite *très plate* proposée par Higdon & Fowler (1989) pour une population de novæ d’âge intermédiaire.

Connaissant sa sensibilité ($2,1 \times 10^{-5} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ à 1,8 MeV), il semble peu probable que le spectromètre SPI puisse mesurer la contribution des novæ à l’émission diffuse de ^{26}Al .

6.1.1.2 L’étoile Wolf-Rayet γ^2 Velorum

Le système binaire γ^2 Velorum contient l’étoile Wolf-Rayet la plus proche (260 pc). Les étoiles Wolf-Rayet (WR) sont l’une des principales sources potentielles de ^{26}Al à l’origine de l’émission galactique de la raie à 1,8 MeV. Cependant, la non-détection par COMPTEL d’émission dans la raie à 1,8 MeV en provenance de γ^2 Velorum remet en doute la capacité des étoiles WR à produire suffisamment d’aluminium-26.

Le système binaire γ^2 Vel a une période $P = 78,5002 \pm 0,0001$ jours (Niemela & Sahade, 1980) et des masses de $M_{\text{WR}} = 22^{+9}_{-4} M_{\odot}$ et $M_{\text{O}} = 40^{+14}_{-7} M_{\odot}$ d’après les mesures spectroscopiques de Moffat *et al.* (1986) en utilisant une inclinaison d’orbite $i = 70^{\circ} \pm 10^{\circ}$ (St.-Louis *et al.*, 1988).

La limite supérieure de la perte de masse s’élève à environ $2 \times 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ d’après Abbott *et al.* (1986) et $12,3 \times 10^{-5} M_{\odot} \cdot \text{an}^{-1}$ suivant van der Hucht *et al.* (1986). Récemment, Palacios *et al.* (2004a,b) a estimé qu’entre 20 et 50 % (soit 0,6 à $1,4 M_{\odot}$ selon la métallicité de l’étoile) de l’aluminium-26 présent dans la Galaxie seraient produits par les vents stellaires des étoiles WR. En considérant que la métallicité galactique est égale à celle du Soleil, Knödlseeder (1999) prédit une masse totale dans la Galaxie de ^{26}Al de $1,6 \pm 0,3 M_{\odot}$, parmi laquelle ~ 60 % serait produite par explosions de supernovæ, et ~ 40 % par les étoiles Wolf-Rayet. En tenant compte d’un gradient de métallicité galactique, la masse de ^{26}Al serait alors de $2,2 \pm 0,4 M_{\odot}$, ce qui est cohérent avec le flux à 1,8 MeV observé par COMPTEL ($\approx 3 \times 10^{-4} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{sr}^{-1}$).

6.1.1.3 Vela SNR

Cette source est une supernova proche (~ 250 pc) et relativement jeune ($\simeq 10^4$ ans). Grâce à la spectro-imagerie on espère estimer la quantité de ^{26}Al émise et étudier l’émission continue de cette source au-delà de 400 keV, limite de détection par les instruments précédents INTEGRAL, dont le spectre suit une loi de puissance (d’indice $\sim 1,6$), et qui est probablement produit par la nébuleuse synchrotron qui entoure le pulsar PSR B0833-45.

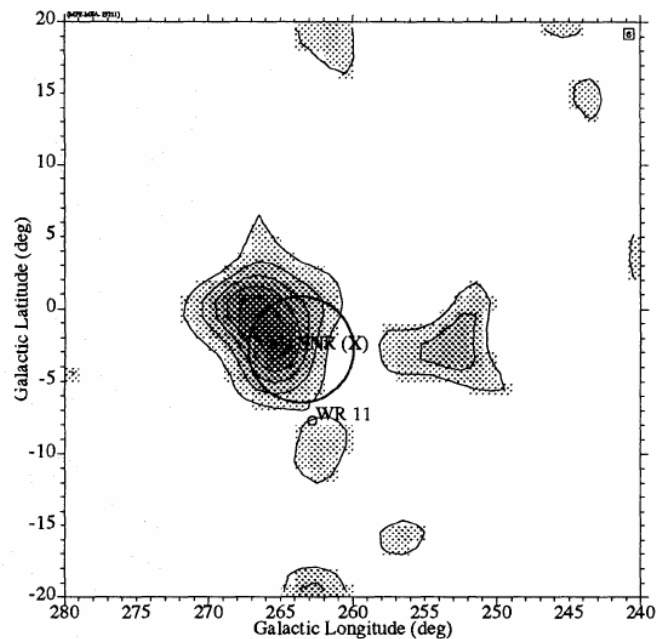


FIGURE 6.2 – Carte de ^{26}Al dans la région des Voiles obtenue avec les données de *CGRO* en utilisant une méthode de maximisation de l'entropie. La position du vestige de supernova de Vela (SNR) ainsi que celle de l'étoile Wolf-Rayet γ^2 Velorum (WR11) y sont indiquées par des cercles. Les iso-contours indiquent les flux en dessous de $4 \times 10^{-4} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ par pas de $2 \cdot 10^{-4}$ (d'après Diehl *et al.* (1995a)).

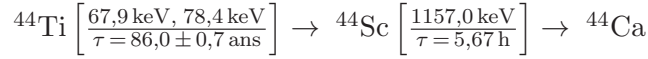
La présence de ^{26}Al dans la région des Voiles a été mise en évidence par COMPTEL (Diehl *et al.*, 1995a). La figure 6.2 montre la carte de cette région de l'émission dans la raie à 1,8 MeV. Le maximum de l'émission vaut $4 \times 10^{-4} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}$ et s'étend sur une dizaine de degrés de rayon. La position de l'émission est corrélée avec celle du vestige de supernova Vela SNR.

6.1.1.4 Le reste de supernova GRO J0852-4642 (Vela Junior)

La source GRO J0852.0-4642 (Vela Junior) est considérée comme le vestige de la supernova la plus proche ($\simeq 200 \text{ pc}$) et l'une des plus jeunes ($\simeq 680 \text{ ans}$). Ce vestige de supernova fut découvert en X avec ROSAT (? , voir FIG. 6.3). COMPTEL a identifié à la position de cette source une émission dans la raie de 1157 keV (Iyudin *et al.* (1998), voir FIG. 6.4), interprétée comme provenant de la décroissance radioactive de noyaux de ^{44}Ti synthétisés lors de l'explosion. Cette détection a donc montré qu'il est possible de découvrir un vestige de supernova grâce au rayonnement γ émis par les produits radioactifs synthétisés lors de son explosion. Il est alors possible de bâtir un programme de recherche de supernovæ jeunes (explosions ayant eu lieu il y a moins de 1000 ans) non encore identifiées dans la Galaxie en utilisant comme traceur le ^{44}Ti synthétisé lors de l'explosion. Dans le cas où le ^{44}Ti est relâché abondamment par la supernova dans le milieu interstellaire, il devient décelable en rayons γ grâce à sa désintégration radioactive.

La Galaxie est transparente aux rayons γ , par conséquent des rayons γ produits par la décroissance de ^{44}Ti donnent l'espoir d'observer tous les vestiges de supernovæ jeunes dans la Galaxie, invisibles à d'autres longueurs d'ondes car obscurcis par des poussières (Renaud *et al.*, 2004). Un dénombrement des supernovæ jeunes permettra ensuite d'estimer le taux galactique actuel d'explosion de supernovæ. Notons que l'observation de supernovæ historiques (en visible) donne un taux déficitaire (5 en 1000 ans) par rapport à celui attendu (1 à 2 par siècle) et estimé grâce aux observations d'autres galaxies (cf. paragraphe 5.2.1.2).

La chaîne de décroissance du ^{44}Ti produit avec des rapports d'embranchement égaux et $\sim 100\%$, des raies à 68 keV, 78 keV et 1,156 MeV :



Par rapport à l'observation de ^{44}Ti dans la région des Voiles par COMPTEL, les deux principaux instruments d'*INTEGRAL* sont capables de fournir de nouvelles informations. La précision de localisation d'*IBIS* pourrait confirmer l'identification de la source de ^{44}Ti avec GRO J0852-46 et contraindre la morphologie de la zone d'émission, alors que *SPI* mesurerait quant à lui les profils des trois raies du ^{44}Ti , dont les largeurs, si elles sont cohérentes entre elles, donneraient une mesure de la vitesse d'expansion des éjecta et dont les flux permettraient de déterminer la masse de ^{44}Ti éjectée. Cette mesure sera alors confrontée aux prédictions des modèles d'explosions de supernovæ par effondrement de cœur. Une détection confirmée de ^{44}Ti dans GRO J0852-46 permettra également d'estimer le taux galactique d'explosion supernovæ récentes (< 1000 ans).

L'âge t et la distance d de GRO J0852-46 peuvent être déduits de l'intensité ϕ du flux observé dans l'une des raies de décroissance du ^{44}Ti , ou bien de la vitesse angulaire θ de la coquille du reste de supernova, utilisant les relations

$$\phi = \frac{1}{4\pi d^2} \frac{Y_{\text{Ti}}}{m_{\text{Ti}}} \tau_{\text{Ti}} \exp \left[-\frac{t}{\tau_{\text{Ti}}} \right], \quad \theta = \frac{v_{\text{m}} t}{d} \quad (6.1)$$

si la masse produite de ^{44}Ti (Y_{Ti}) de la supernova et la vitesse moyenne d'expansion de son enveloppe (v_{m}) sont connus. Les paramètres τ_{Ti} et m_{Ti} sont respectivement la période et la masse atomique du ^{44}Ti . La vitesse v_{m} peut être estimée par une mesure de la luminosité X émise des régions où se produit une onde de choc issue de la rencontre des éjecta avec le milieu interstellaire et la quantité Y_{Ti} de ^{44}Ti est donnée par des modèles d'explosion de supernovæ. Les valeurs de d et t obtenues de cette manière montrent une grande dispersion puisque la masse de ^{44}Ti éjectée est très variable selon les modèles de supernovæ et la luminosité X dépend des modèles de chocs entre les éjecta et le milieu interstellaire. On obtient alors une incertitude de quelques centaines d'années sur l'âge du vestige.

Cependant, si l'on considère que les pics de concentration de nitrate dans les glaciers du Pôle Sud ^(a) sont dus à la supernova GRO J0852-46, on obtient une information

(a). La technique de datation des supernovæ proches dans les glaciers utilise la corrélation entre l'abon-

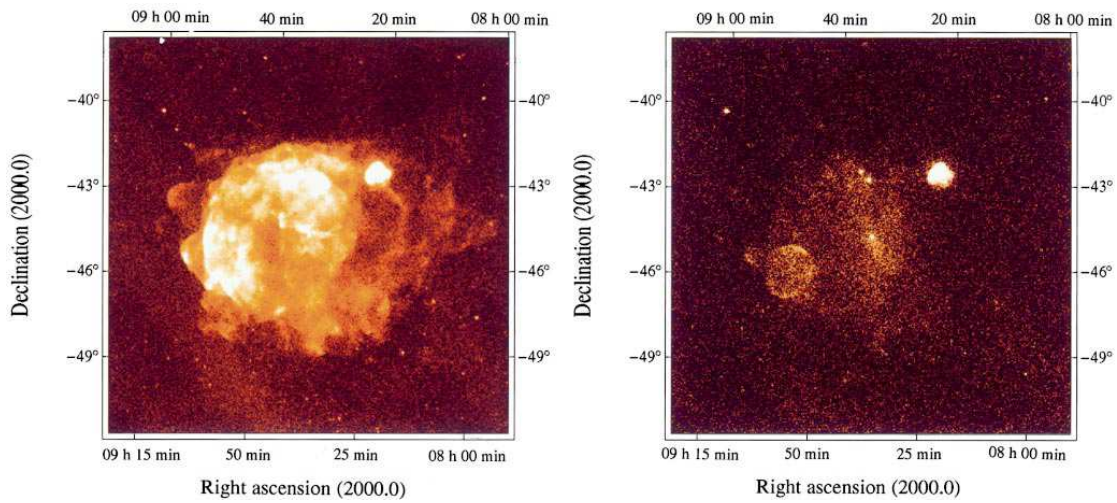


FIGURE 6.3 – Carte en X dans la région des Voiles vue par *ROSAT*. À gauche, image pour $0,1 < E < 2,4$ keV, GRO J0852-46 n'est pas visible et à droite, image pour $E > 1,4$ keV où l'on voit distinctement le vestige (?)

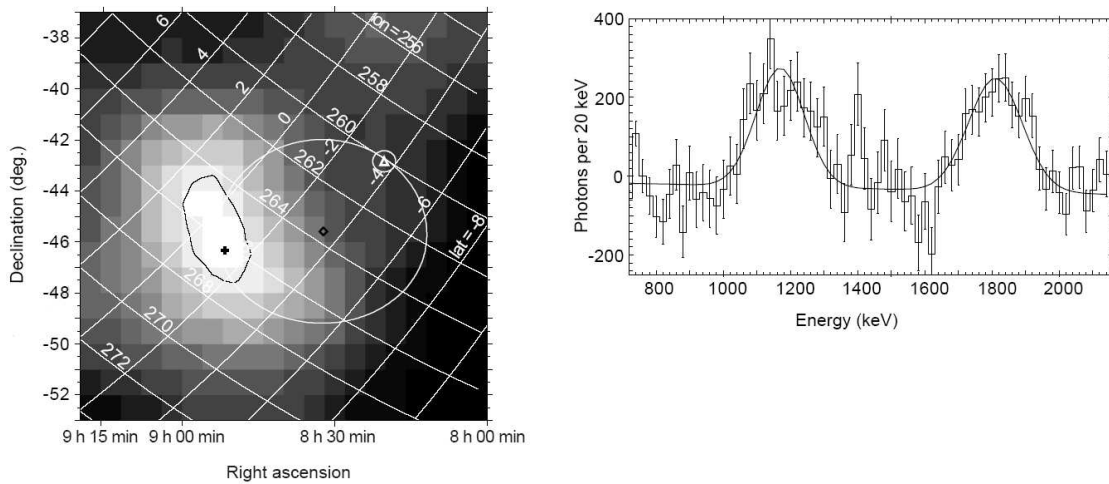


FIGURE 6.4 – Carte du ^{44}Ti dans la région des Voiles vue par *CGRO/COMPTEL* [à gauche] et émission de la raie correspondante à 1157 keV pour le ^{44}Ti et 1809 keV pour le ^{26}Al (Iyudin *et al.*, 1998).

supplémentaire (Rood *et al.*, 1979; Burgess & Zuber, 2000). Ainsi, une masse Y_{Ti} de $5 \times 10^{-5} M_{\odot}$ peut être directement déduite de la datation des pics de concentration de nitrate (en utilisant une vitesse moyenne d'expansion de $5000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$). Par ailleurs, en connaissant avec une meilleure précision la date du pic de nitrate on peut déduire

dance de nitrate produit dans l'atmosphère par réaction photochimique puis déposé dans les glaciers de l'Antarctique au moment où le rayonnement de la supernova arrive dans l'atmosphère terrestre (Whitten *et al.*, 1976).

directement la vitesse d'expansion des ejecta. Ainsi, ces mesures (Rood *et al.*, 1979) indiquent que la vitesse moyenne d'expansion des éjecta est proche de $5000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$, en accord avec Iyudin *et al.* (1998).

Étant donné que le rapport entre les intensités des différentes raies gamma est indépendant de la distance du vestige de supernova, il est intéressant de comparer l'intensité des raies de ^{44}Ti avec la raie de ^{26}Al qui a aussi été observée dans la région. En prenant les périodes $\tau_{\text{Ti}} \approx 90 \text{ ans} \ll \tau_{\text{Al}} \approx 1,07 \times 10^6 \text{ ans}$, on trouve alors

$$\frac{\phi_{\text{Ti}}}{\phi_{\text{Al}}} = \left(\frac{\tau_{\text{Ti}} m_{\text{Ti}} Y_{\text{Ti}}}{\tau_{\text{Al}} m_{\text{Al}} Y_{\text{Al}}} \right) e^{-t/\tau_{\text{Ti}}} \quad (6.2)$$

Si, de part sa courte période de $\sim 90 \text{ ans}$, la source observée de ^{44}Ti peut sans aucun doute être associée à GRO J0852-46, le même niveau de confiance d'association ne peut être obtenu entre GRO J0852-46 et la source de ^{26}Al du fait de la très longue période de cet isotope $1,07 \times 10^6 \text{ ans}$. Une bonne partie de ^{26}Al observé pourrait également provenir d'autres sources (Vela SNR, étoiles WR).

D'après Burgess & Zuber (2000), la datation par les glaciers nous apprendrait deux choses sur GRO J0852-42 :

(1) en utilisant les résultats des modèles numériques qui suggèrent une limite supérieure du rapport $Y_{\text{Ti}}/Y_{\text{Al}} < 100$ (ou < 10) et la valeur du flux de ^{44}Ti observé par COMPTEL $\phi_{\text{Ti}} = (3,8 \pm 0,7) \times 10^{-5} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$, une limite inférieure du flux de ^{26}Al en provenance de GRO J0852-42 (voir 6.2) serait $\phi_{\text{Ti}} > 10^{-7} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ (ou $> 10^{-6} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$);

(2) si le flux de ^{26}Al observé provient de la seule source GRO J0852-42, alors le rapport $Y_{\text{Ti}}/Y_{\text{Al}} \approx 0,5$.

D'après ?, une vitesse d'expansion des ejecta de l'ordre de $5000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ indique que la supernova est de type II (gravitationnelle), engendrée par une étoile de $15 M_{\odot}$. De plus, en considérant un âge de 680 ans, une distance de moins de 250 pc donne une quantité de ^{44}Ti produit de moins de $10^{-4} M_{\odot}$. La distance d est déterminée par le flux gamma ϕ_{Ti} et la masse éjectée de ^{44}Ti , $Y_{\text{Ti}} = 4\pi d^2 \phi_{\text{Ti}} m_{\text{Ti}} \tau_{\text{Ti}} \exp \frac{t}{\tau_{\text{Ti}}}$ (voir FIG. 6.5). Les périodes utilisées sont 87,5 ans (?) et 90,4 ans (?). Ainsi, pour des distances inférieures à environ 250 pc de GRO J0852-42 la masse de ^{44}Ti éjectée est toujours en dessous de $10^{-4} M_{\odot}$. Ceci qui rejette le cas d'une explosion de supernova thermonucléaire (type Ia) à l'intérieur d'une région dense.

L'enjeu est de déterminer avec précision la masse éjectée de ^{44}Ti (Y_{Ti}), qui donne une contrainte forte sur le type de supernova et la fraction de masse de ^{44}Ti éjectée par rapport à la masse totale de ^{44}Ti synthétisée, sachant que selon les modèles de nucléosynthèse explosive, le ^{44}Ti est synthétisée très près de la coupure entre la portion de l'enveloppe de la supernova qui retombe sur l'objet compact et celle qui est éjectée (*mass cut*).

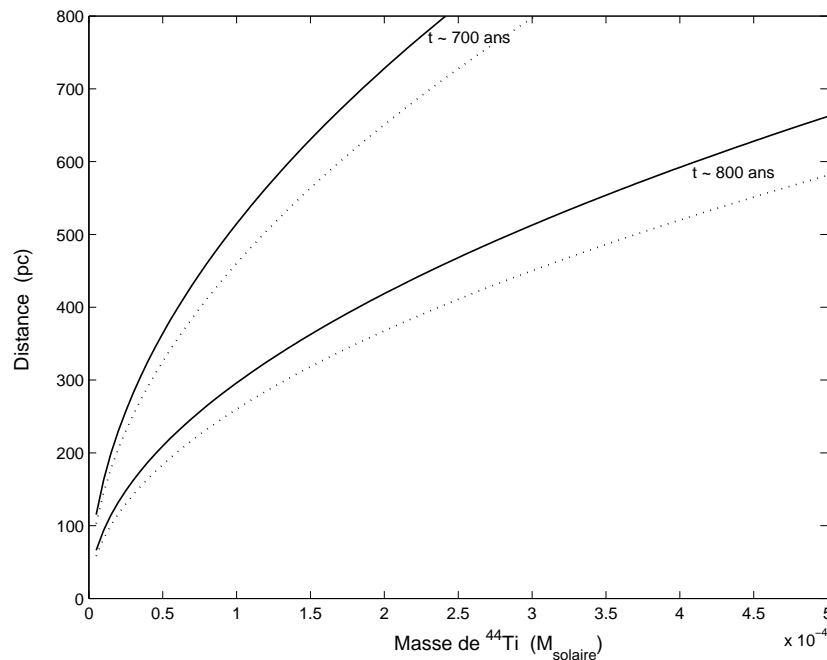


FIGURE 6.5 – Distance en fonction de la masse de ⁴⁴Ti produite pour un âge supernova de 700 et 800 ans. La distance d est déterminée par la relation 6.2 pour deux périodes de ⁴⁴Ti : 90,4 ans (en trait plein) et 87,5 ans (en pointillé).

6.1.1.5 Le pulsar de Vela : PSR B0833-45

Ce jeune pulsar présente un spectre en loi de puissance similaire à celui du Crabe avec un changement d'indice vers 100 keV, correspondant à l'énergie des électrons présents dans le milieu. Cependant, il n'émet presque pas à basse énergie (domaine d'*INTEGRAL*). Au-delà de 100 MeV, son spectre est comparable en pente et en flux à celui du Crabe.

6.1.2 Recherche de raies cyclotron en champ magnétique fort : Vela X-1

6.1.2.1 Présentation

Vela X-1 (4U 0900–40) est une binaire X serrée, composée d'une étoile supergéante (HD 77581) de type B0.5Ib qui éclipse son compagnon, une étoile à neutrons magnétisée. Ce système, situé à une distance d'environ 2 kpc (Nagase, 1989), a une période orbitale de 8,96437 jours (Barziv *et al.*, 2001). L'accrétion est soutenue grâce au vent de l'étoile compagnon qui émet $4 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$ (Nagase *et al.*, 1986). L'étoile à neutrons a une masse de $1,8 M_{\odot}$ (Barziv *et al.*, 2001) et une période de rotation d'environ 283 s (McClintock *et al.*, 1976), son compagnon a une masse de $\sim 23 M_{\odot}$ et un rayon de $\sim 30 R_{\odot}$. La période et la dérivée de la période varient avec le temps en relation avec la variation du taux d'accrétion de la matière tombant sur le pulsar.

La luminosité X de Vela X-1 est en moyenne de $\sim 4 \times 10^{36}$ erg·s⁻¹. Il a été observé des sursauts (Haberl & White, 1990; Kreykenbohm *et al.*, 1999) et des diminutions de plus de 90 % du flux moyen (Inoue *et al.*, 1984; Lapshov *et al.*, 1992; Kreykenbohm *et al.*, 1999). Le spectre X et γ de Vela X-1 a la forme typique d'un spectre de pulsar accrétant ayant une composante continue en loi de puissance à basse énergie et une limite exponentielle à haute énergie.

Cet objet compact, possédant un très fort champ magnétique, a un spectre continu comportant deux raies de résonance cyclotron variables, en énergie et en intensité, dont le facteur entre l'énergie du fondamental et l'énergie de la première harmonique est supérieur à 2 (cf. section 5.3.2).

6.1.2.2 Raies cyclotrons attendues

Une raie cyclotron (*Cyclotron Resonant Scattering Feature* ou CRSF) à ~ 55 keV a été observée par *HEXE* (Kendziorra *et al.*, 1992). Makishima *et al.* (1999) et Choi *et al.* (1996) ont rapporté une faible raie à ~ 25 keV dans le spectre observé par *Ginga*. L'existence de la raie à basse énergie a été remise en question par les observations de *BeppoSAX* (Orlandini *et al.*, 1998) mais soutenue par une étude par phase de *HEXE* (Kretschmar *et al.*, 1997) montrée sur la figure 6.6 et confirmée des données de *XTE* (Kreykenbohm *et al.*, 2002).

L'observation de *HEXE* a montré que la forme continue du spectre, bien que variable, était assez stable d'une observation à l'autre. Les principales variations entre deux observations ont été remarquées sur le flux total du spectre et sur les paramètres des deux raies cyclotron (intensité relative et position) visibles sur la figure 6.6. Il semblerait que l'énergie de la résonance du fondamental soit de ~ 23 keV, ce qui correspondrait à un champ magnétique de 2×10^{12} G (voir section 5.3.2). Cette valeur est compatible avec les autres mesures de champ magnétique déterminées par observations de raies cyclotron (?).

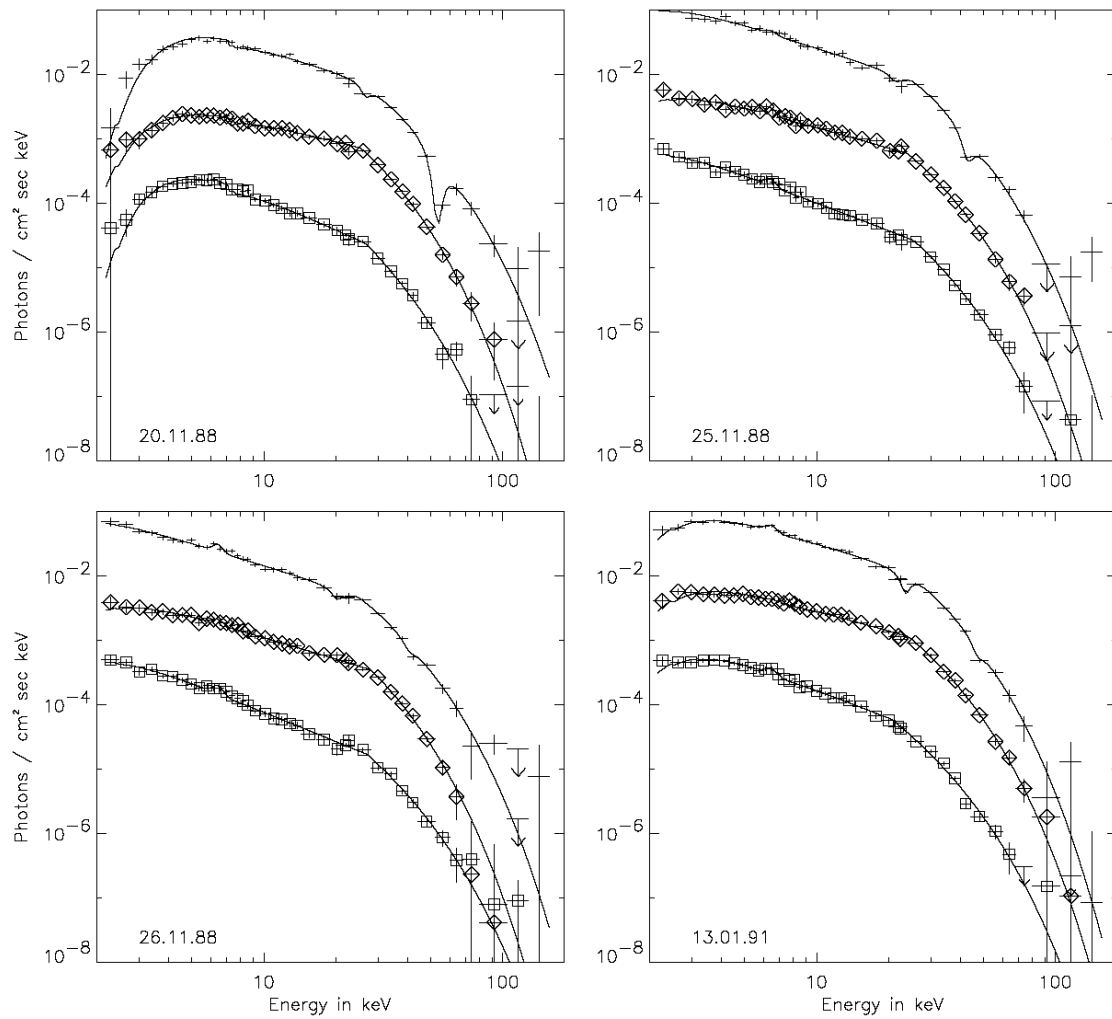


FIGURE 6.6 – Spectre par phase en photons de Vela X-1 vu par *HEXE* pour des observations à différentes dates (Kretschmar *et al.*, 1997). Pour une meilleure visualisation, les spectres correspondant au deuxième pic (\diamond) et à la phase entre les deux pics (\square) de la courbe de lumière ont été multipliés respectivement par 0,1 et 0,01. Suivant la date, les intensités des deux raies cyclotron à ~ 25 keV et ~ 50 keV varient.

6.2 Observations

6.2.1 Campagnes d'observation

En 2003 la région des Voiles a été observée par *INTEGRAL* à deux reprises dans le cadre du temps d'observation réservé aux équipes instrumentales d'*INTEGRAL* (*Core Program* de l'Appel d'Offre I (AO-I)).

La première campagne d'observation de cette région a eu lieu durant les révolutions 81 à 88, du 12 juin au 6 juillet, soit un temps d'exposition d'environ 1,3 Ms. Le motif du dithering 5×5 était centré dans la région des Voiles à $\alpha_{J2000} = 8^{\text{h}}52^{\text{m}}45,6^{\text{s}}$ et $\delta_{J2000} = -44^{\circ}52'45,6''$, à $\sim 2^{\circ}$ de la position du vestige de supernova GRO J0862-4642 et $\sim 4,5^{\circ}$ de Vela X-1 (voir FIG. 6.8). Durant les révolutions 82 et 83 un sursaut solaire a pollué les observations, ce qui nous a contraint de laisser de côté une partie des données pour l'analyse.

La deuxième campagne s'est déroulée durant les révolutions 137 à 141, du 27 novembre au 11 décembre pour un total d'environ 1 Ms. Le motif du dithering 5×5 était cette fois centré à $\alpha_{J2000} = 8^{\text{h}}27^{\text{m}}54,7^{\text{s}}$ et $\delta_{J2000} = -46^{\circ}18'18,4''$, soit à $\sim 4^{\circ}$ de la position du vestige de supernovæ GRO J0852-42 et $\sim 8,5^{\circ}$ de Vela X-1. Suite à l'apparition d'un sursaut dans la courbe de lumière de Vela X-1 le 28 novembre (Krivonos *et al.*, 2003), une observation fut lancée à la fin de la révolution 138 le 2 décembre. Cette observation fut centrée sur Vela X-1 ($\alpha_{J2000} = 9^{\text{h}}2^{\text{m}}6,9^{\text{s}}$ et $\delta_{J2000} = -40^{\circ}33'7,2''$) suivant un motif hexagonal. Au début de la révolution 140 (6 décembre 2003), le détecteur n° 2 s'est malheureusement éteint. Outre la diminution de l'aire efficace du plan de détection, dans le cas d'un évènement multiple impliquant le détecteur 2, du fait de son absence de réponse, l'évènement considéré peut devenir évènement simple. Par conséquent, le bruit de fond, dans les détecteurs voisins du détecteur 2 est augmenté de ces évènements simples. Aussi, une nouvelle matrice de réponse a donc dû être générée. Comme dans le cas de la première campagne, dans la deuxième campagne un bref sursaut solaire qui a commencé à la fin de la révolution 138 et qui duré jusqu'au début de la révolution 139 a été supprimé de l'analyse de données.

La région des Voiles a été observée pendant une durée totale de 2435 ks (FIG. 6.7). En excluant les pointés durant les sursauts solaires, les entrées et les sorties de ceintures de radiations, le temps d'exposition passe alors à 1962 ks. Avec un temps mort moyen pour les détecteurs de $\simeq 12\%$, le temps effectif disponible pour l'analyse spectrale des différentes sources de la région est de 1727 ks (soit 71 % du temps total d'observation). La figure 6.7 montre la carte de l'exposition effective totale dans la région et la figure 6.8 le motif du *dithering* réalisé pour les deux campagnes d'observations.

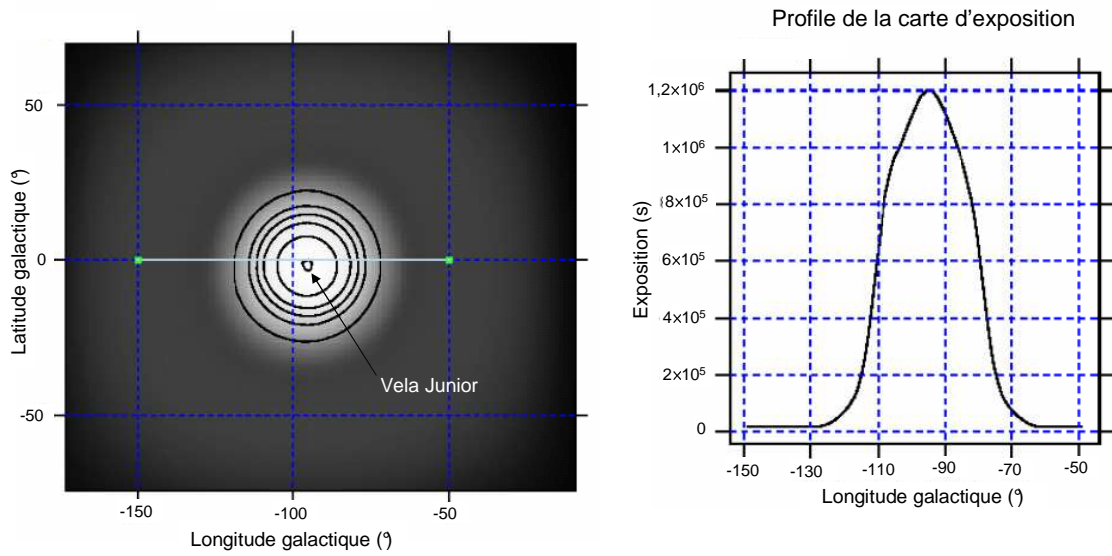


FIGURE 6.7 – Carte d'exposition des deux campagnes d'observations de la région des Voiles [à gauche] et un profil de cette carte pour une latitude galactique $b = 0$ [à droite].

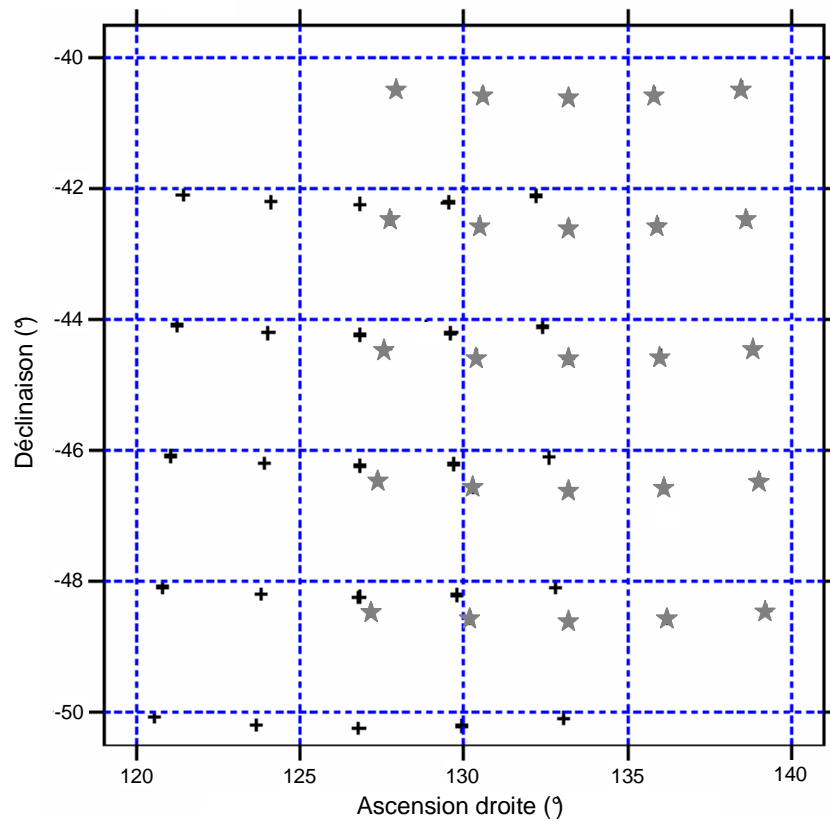


FIGURE 6.8 – Coordonnées des différents pointés lors des deux campagnes d'observation de la région des Voiles (★ pour la première et + pour la deuxième).

6.2.2 Traitement des données

6.2.2.1 Logiciels standards ISDC

Les étapes successives de la chaîne standard de traitement des données des observations du spectromètre SPI sont exposées dans le tableau 6.1 avec les différents étapes (de *PRP* à *IMA*) et leur programmes associés disponibles dans l’OSA 4.0 par défaut.

<i>Niveau</i>	Programmes	Action
<i>PRP</i>	og_create	création d’un groupe d’observations contenant les observations à traiter
<i>POIN</i>	spipoint	sélection des périodes où l’attitude du satellite est suffisamment stable
<i>GTI</i>	spi_gti_creation	sélection et fusion des intervalles de temps à utiliser, calcul du temps d’exposition, choix du type d’évènements à traiter
<i>DEAD</i>	spidead	calcul de la fraction de temps morts
<i>COR</i>	spi_gain_corr spi_psd_optimise spi_psd_postprocess	calcul de l’énergie des évènements via l’utilisation d’une table de calibration “keV-canal”
<i>BIN_I</i>	spibounds spihist	choix des canaux d’énergie, calcul du nombre d’évènements par canal, par détecteur et par pointé
<i>BKG_I</i>	spiback	création d’un modèle de bruit de fond
<i>CAT_I</i>	cat_extract	extraction de sources du catalogue
<i>RSP_I</i>	spi_psd_effigen spi_psd_respgen	calcul de la réponse de la PSD
<i>IMA</i>	spiros	recherche de sources, déconvolution, ajustement du bruit de fond, extraction d’images, de spectres ou de courbes de lumière

TABLE 6.1 – Etapes du traitement standard des données SPI.

Les notions et les paramètres fondamentaux utilisés pour l’analyse standard des données SPI sont les suivants :

- **use_gtis** est le critère de sélection des intervalles de temps utiles, en fonction de l’attitude du satellite ou des pertes de télémétrie ; ce paramètre permet également de spécifier un intervalle de temps particulier au sein d’un pointé, ce qui est particulièrement utile pour l’étude des sursauts gamma (GRB). En définissant une liste de temps utile correspondant une certaine phase de la courbe de lumière replié, j’ai aussi pu extraire les spectres par phase (voir plus loin) ;
- **det_id** est la liste des (pseudo)-détecteurs utiliser pour l’analyse (évènements simples SE et multiples ME). On utilise généralement uniquement les SE pour l’imagerie et tous les évènements pour l’extraction de spectres. La PSD n’est pas prise en compte du fait de sa faible efficacité (cf. 2.2.5.5).

- **deadtimecorrection** est la valeur de temps mort déterminée par *spidead* (voir 2.2.5.5). L'origine des temps morts est multiple : certains sont dus aux véto de l'ACS, d'autres au délai de codage par le plan de détection (les détecteurs sont bloqués pendant 30 μ s après chaque évènement) et enfin à la saturation des détecteurs pour des évènements de plus de 8 MeV (temps de blocage de 100 μ s). Le calcul de ces temps morts pour chacun des détecteurs demande beaucoup de temps mais peut s'avérer utile pour identifier les pointés de mauvaise qualité ;
- **coeffDOL** est le fichier contenant les tables d'étalonnage en énergie employée pour l'analyse. Il permet de relier celui des 32768 canaux dans lequel est tombé un évènement (la hauteur du pulse correspondant) et à l'énergie de ce dernier (cf. section 3.2.2.5). La relation *keV-canal* est déterminée par ajustement d'un groupe de raies instrumentales choisies d'énergie connue. Elle subit une dérive progressive due au *vieillessement* des cristaux de Ge (cf. 4.3). Ce travail d'étalonnage doit donc être effectué régulièrement. L'ISDC fournit des tables d'étalonnage par révolution, ce sont ces tables que j'ai utilisées dans le cas de l'extraction des spectres et des courbes de lumière ;
- **nregions**, **regions** et **nbins** permettent de spécifier respectivement le nombre des domaines d'énergie, le nombre de canaux d'énergie par domaine et la finesse de l'échantillonnage. Par exemple, pour l'extraction d'un spectre entre 20 et 100 keV avec 80 canaux logarithmiques (signe -), les paramètres utilisés sont : `nregions = 1`, `regions = 20,100` et `nbins = -80` ;
- le modèle de bruit de fond est produit par le logiciel **spiback** pour être utilisé dans la suite par **SPIROS** ;
- **fluxmin** est le flux minimum permettant de sélectionner dans les catalogues de sources connues des sources à extraire des images détecteurs ;
- dans **SPIROS**, il est possible de choisir la méthode d'ajustement du bruit de fond, l'algorithme d'optimisation (méthode du χ^2 ou maximum de vraisemblance), le mode (imagerie, extraction de spectres ou de courbes de lumière), le nombre de nouvelles sources à rechercher, le champ de vue (totalement ou partiellement codé). On doit également préciser la réponse instrumentale à utiliser. Par exemple, lors de la perte du détecteur 2, il a fallu changer la réponse.

Parallèlement à ces programmes standards d'autres programmes ont été développés par Jürgen Knödlseher^(a) pour, d'une part, simplifier l'utilisation de la chaîne de traitement et d'autre part accroître significativement le temps d'une analyse. À l'avenir, ces programmes, déjà présent dans l'OSA 4.1, vont progressivement devenir les programmes standard dans la chaîne de traitement ISDC.

(a). Ces programmes sont disponibles à : <http://www.cesr.fr/~jurgen/isdc/>.

6.2.2.2 Méthode IROS

La méthode utilisée pour localiser les sources dans les images est la soustraction itérative des sources – *Iterative Removal Of Sources* ou IROS. Elle consiste à rechercher le maximum de l'image déconvoluée ; ce maximum est alors considéré comme une première estimation de la position de la nouvelle source ; le flux et la position de toutes les sources ainsi que le bruit de fond sont ensuite réévalués ; on réitère ensuite en recherchant une autre source (cf. 3.3.2).

6.2.2.3 Etalonnage en énergie

Le gain des détecteurs varie bien sûr avec les valeurs de la haute tension, mais également avec la température (voir section 3.2.2.5). Par conséquent, l'objectif est de stabiliser la température des détecteurs à ± 1 K près (la température nominale est d'environ 85 K). Les machines cryogéniques de SPI sont utilisées pour garantir cet objectif. À l'intérieur de la plage de tolérance, on constate une dérive lente de la température (augmentation) avec le temps. Lorsqu'elle dépasse le seuil haut, l'action de la machine ramène la température au seuil bas assez rapidement (FIG. 6.9). Cette dérive est de 0,1 K/jour, 1 mois après le lancement, et de 0,03 K/jour, 4 mois après le lancement (Roques *et al.*, 2003). La variation de la température est à prendre en compte, surtout lorsque les observations durent plusieurs jours comme pour la région des Voiles. Il faut donc faire un étalonnage en énergie à des périodes suffisamment rapprochées.

On peut mettre en évidence l'influence de la température sur la variation du gain des détecteurs en soustrayant deux spectres du bruit de fond instrumental pris à des instants où la température est différente (FIG. 6.10). Il est remarquable que les résidus sont plus importants lorsque que l'on garde les mêmes coefficients pour l'équation 3.2. Il est donc nécessaire d'effectuer un à deux étalonnages en énergie par révolution.

6.2.3 Bruit de fond

6.2.3.1 Exclusion de paquets

Durant la première campagne d'observation de la région des Voiles s'est produit un sursaut solaire. Il a débuté à la fin de la révolution 82 et s'est poursuivi pendant toute la révolution 83. La figure 6.11 montre les comptages enregistrés par le moniteur de radiation du satellite (IREM) pour les électrons de plus de 0,5 MeV et les protons compris entre 11 et 30 MeV. Il est remarquable que le flux d'électrons a seulement doublé alors que celui des protons entre 11 et 20 MeV a été multiplié par 5 et qu'entre chaque révolution, au moment de l'entrée et de la sortie des ceintures de radiations terrestres, zone où des particules ionisées sont piégées, le flux mesuré par l'IREM augmente considérablement. Ce sont ces protons qui, par interactions avec les matériaux constituant le satellite, vont créer des isotopes instables. Au bout d'un certain temps ces derniers vont décroître en émettant dans le domaine des rayons γ .

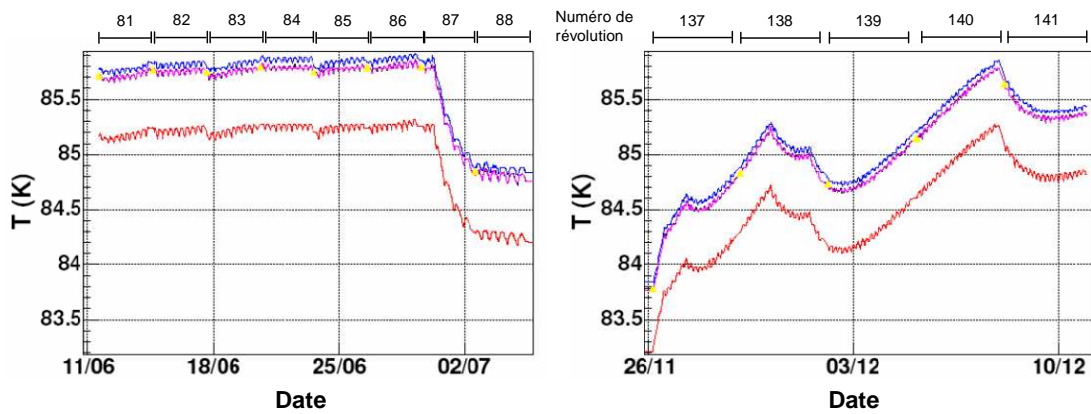


FIGURE 6.9 – Variation des quatre sondes de température proches des détecteurs pendant les deux campagnes d’observation de la région des Voiles.

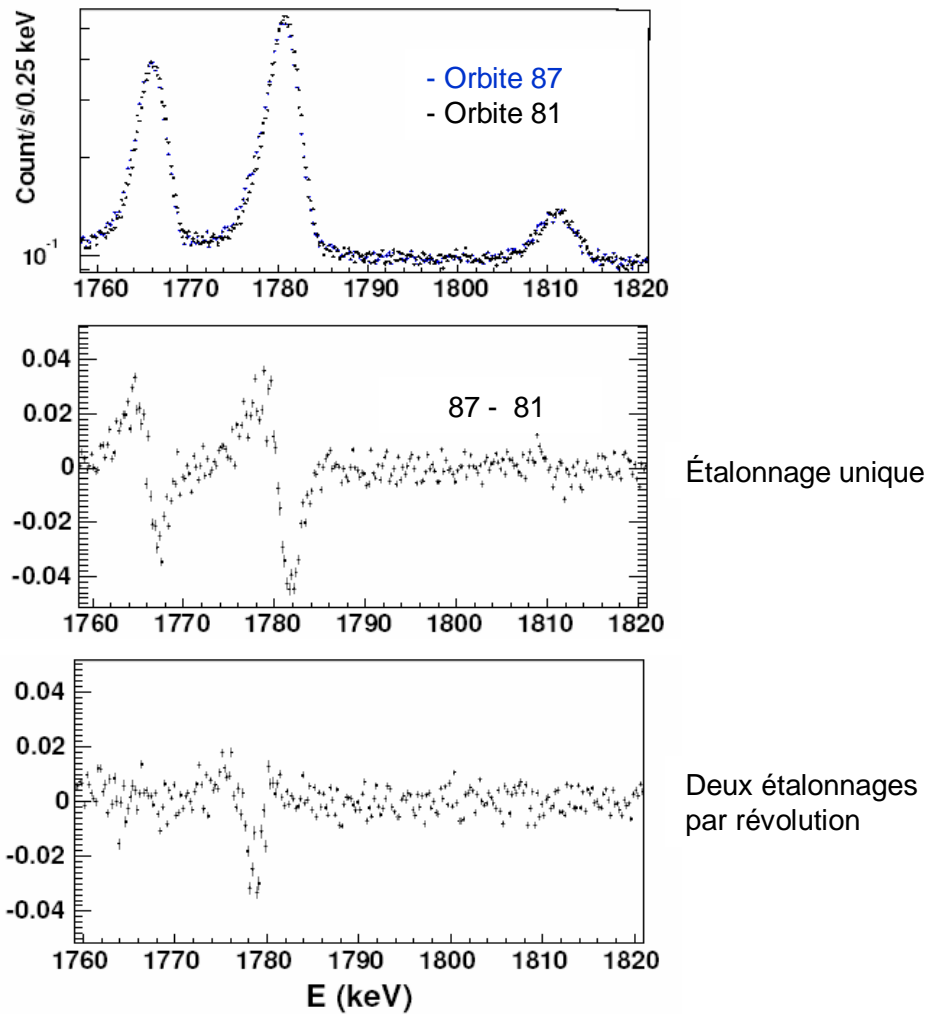


FIGURE 6.10 – Etalonnage en énergie des détecteurs. Pour mettre en évidence la variation, on effectue une soustraction de spectres pris à deux moments où la température a varié, par exemple révolution 81 et 87 (même étalonnage pour les deux révolutions ; deux étalonnages par révolution).

Depuis le lancement, le satellite a connu plusieurs sursauts solaires dont les deux principaux ont eu lieu pendant la révolution 9 (9-12 novembre 2002) et la révolution 127 (28 octobre 2003). Ce deuxième a permis la détection de photons γ solaires (Gros *et al.*, 2004).

Dans les données brutes, certains paquets de données peuvent contenir un nombre exceptionnel d'évènements issus de particules du rayonnement cosmique ou du fait de la proximité du satellite des ceintures de radiations. J'écarte de l'analyse de données les paquets (SCW) présentant une augmentation excessive du taux de comptage dans l'ACS ou dans le plan de détection, ou dans le cas d'une SCW présentant un nombre important de césures (*good time intervals*), avant de poursuivre l'analyse. En effet, j'ai constaté que la présence de ces paquets de données influence sensiblement les résultats de l'analyse surtout au niveau de la déconvolution par le logiciel d'imagerie SPIROS qui produit des ajustements de mauvaise qualité (χ^2 important). Dans la suite, tous les résultats présentés sont issus d'une analyse excluant ce type de données.

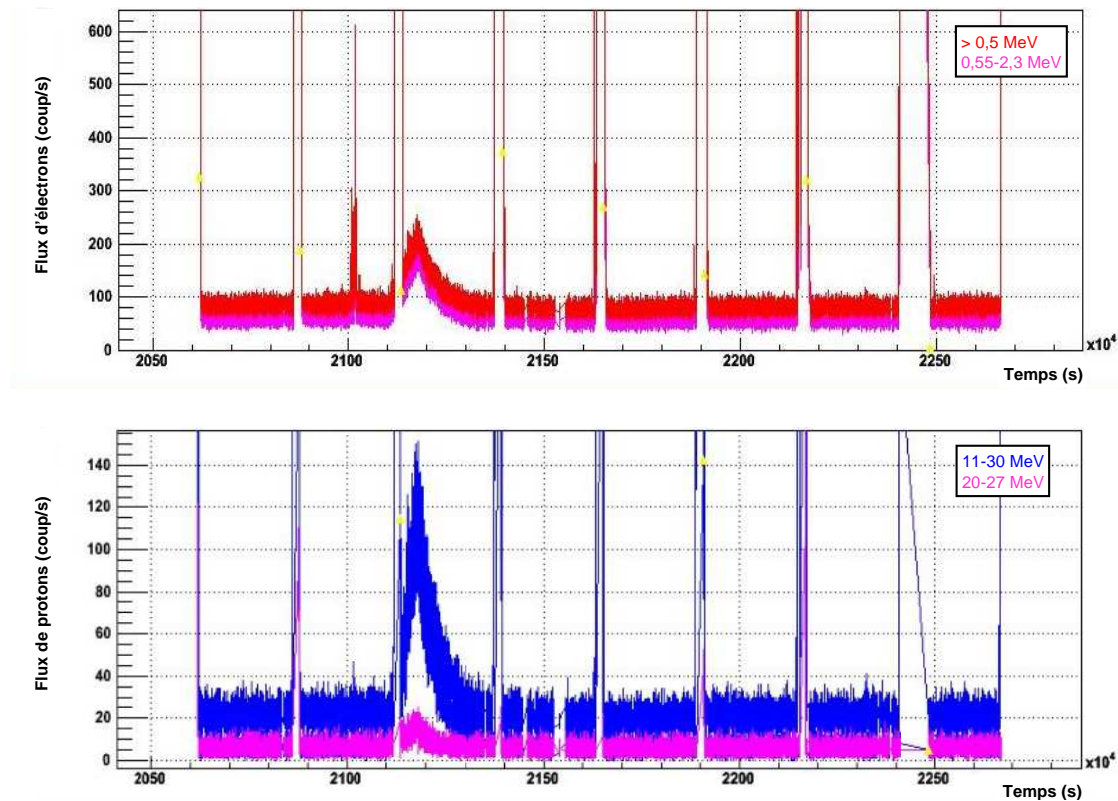


FIGURE 6.11 – Taux de comptage du moniteur de particules du satellite *INTEGRAL* (IREM) durant les révolutions 81 à 88. Un sursaut solaire est survenu à la fin de la révolution 82 et a duré toute la révolution 83. Entre chaque révolution, lors de l'entrée et la sortie des ceintures de radiations où les particules ionisées sont piégées, le flux de mesuré par l'IREM augmente considérablement.

6.2.3.2 Evolution des taux de comptages

Les figures 6.12 et 6.13 montrent les variations normalisées des taux comptages du plan détecteur dans deux bandes d'énergies 30-50 keV et 80-90 keV en fonction du temps. Ces deux zones du spectre ont été choisies car elles présentent peu de raies de bruit de fond instrumentales. Les raies présentes ont des intensités très faibles par rapport au continu du bruit de fond. Le taux de comptage dans la bande 80-90 keV est beaucoup plus stable que dans la bande 30-50 keV. Ceci s'explique par la présence dans le champ de la source variable Vela X-1 qui émet jusqu'à environ 70 keV. La première campagne d'observation montre une décroissance correspondant à la fin du sursaut solaire (FIG. 6.12). Au début de la deuxième période d'observation, à la révolution 139, le pic observé correspond au sursaut de Vela X-1 dont l'intensité a atteint environ 5 fois celle du Crabe sur tout le spectre.

6.2.4 Méthode générale pour la recherche de raies

Le spectromètre étant un instrument à grand champ il est nécessaire de transformer les évènements dans les détecteurs en photons provenant d'une région du ciel afin d'en obtenir une image, un spectre ou une courbe de lumière. Comme je l'ai signalé plus tôt, avant toute analyse approfondie, j'ai systématiquement exclu les parties des données contenant des variations de fond intenses (sursauts solaires, etc.). La suite de l'analyse dépend de la nature de la source que l'on veut étudier. On distingue alors trois types de sources : (1) une source ponctuelle et invariable dans le temps (Vela Junior), (2) une source ponctuelle et variable dans le temps (Vela X-1) et enfin (3) une source diffuse (Vela SNR).

6.2.4.1 Sources ponctuelles

Pour les sources ponctuelles, j'ai analysé les données en utilisant les logiciels standards de l'ISDC contenant le logiciel de déconvolution SPIROS (voir section 3.3.2) afin d'en extraire une image dans la bande d'énergie où les raies étaient attendues. Lorsque la source comprenait un spectre continu comme c'est le cas de Vela X-1, j'ai aussi extrait son spectre global.

6.2.4.2 Analyse temporelle

Lorsque que la source est ponctuelle et variable dans le temps, cas de Vela X-1, j'ai développé des outils personnels afin d'extraire les évènements (énergie et temps de chaque photon) dans chacun des détecteurs. Étant donné que Vela X-1 est une source pulsante périodique, j'ai fait une recherche de la période, en utilisant les logiciels χ RONOS développés à la NASA. Connaissant précisément la période, il est alors possible de ranger les évènements dans des canaux temporels en les *repliant* modulo la période (courbes de lumières repliées). J'ai effectué ceci dans plusieurs bandes d'énergie.

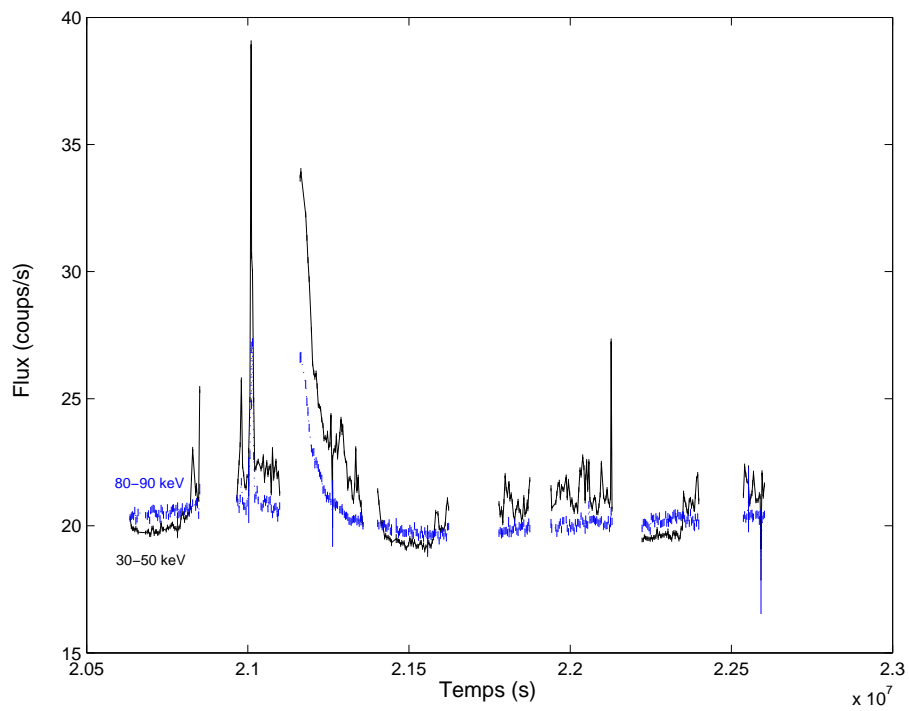


FIGURE 6.12 – Variations du taux de comptage du plan détecteur dans deux bandes d'énergie 30-50 keV et 80-90 keV pendant la première période d'observation de la région des Voiles.

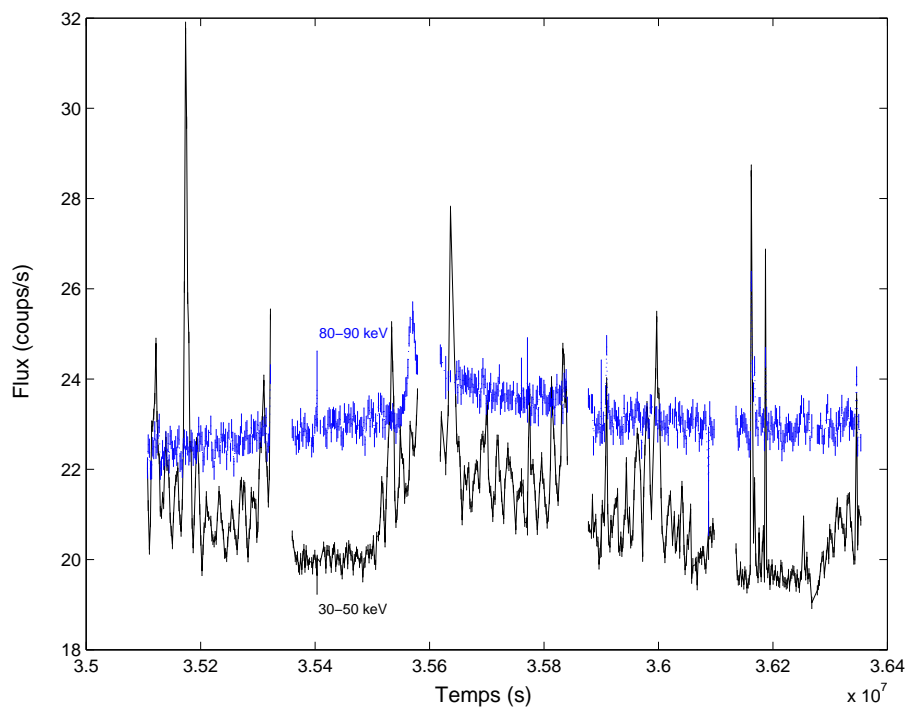


FIGURE 6.13 – Variations du taux de comptage du plan détecteur dans deux bandes d'énergie 30-50 keV et 80-90 keV pendant la deuxième période d'observation de la région des Voiles.

6.2.4.3 Sources diffuses

Dans le cas des sources diffuses (aluminium-26 dans Vela), le logiciel SPISKYMAX consacré au diffus a été développé par [Strong *et al.* \(2003\)](#) pour les données de SPI basées sur la maximisation de l'entropie. Cependant, l'utilisation de ce logiciel et l'interprétation des résultats ont été fort délicates. C'est pourquoi aucun résultat d'analyse faite avec ce logiciel ne sera présenté ici. L'extraction d'informations des sources diffuses par l'intermédiaire d'un masque codé demeure un exercice difficile. Plusieurs méthodes alternatives à la maximisation de l'entropie existent et sont en cours développement pour l'appliquer aux données du spectromètre.

Ainsi, on a choisi d'utiliser une méthode empirique qui consiste à construire un spectre en utilisant les données enregistrées en direction de la région du ciel à étudier (données ON), et à lui retrancher un spectre normalisé du bruit de fond. Pour construire ce dernier, il faut utiliser des pointages pour lesquels on n'attend pas de signal (données OFF), et tenir compte de l'évolution de l'étalonnage en énergie mais surtout de la variabilité temporelle du bruit de fond. Ce dernier variant fortement au cours du temps, et différemment pour les données OFF que pour les données ON, un bon modèle de bruit de fond est à développer pour prédire le bruit présent dans les données ON à partir de celui des données OFF et de traceurs d'activité disponibles dans les phases ON. Ce travail est en cours au sein du groupe SPI au CEA de Saclay.

6.3 Raies astrophysiques nucléaires de la nucléosynthèse explosive

6.3.1 Recherche de l' ^{26}Al dans Vela

Le vestige de supernova Vela SNR, d'environ 8° de diamètre, est une source étendue pour le spectromètre SPI. Le logiciel de déconvolution SPIROS n'est donc pas adapté à son étude. Pour essayer de mettre en évidence la présence de ^{26}Al , nous avons tenté d'extraire le flux de la source en soustrayant la partie du spectre observé d'un spectre de fond enregistré lorsque le satellite pointait vers des régions du ciel ne contenant pas de sources émettant dans la raie de l'aluminium-26 (par exemple révolution 77). Cette analyse n'est pas terminée puisque la construction d'un modèle de bruit de fond à 1,8 MeV est en cours.

6.3.2 Recherche de titane 44 dans Vela Junior

Avec une taille d'environ 2° le vestige de supernova Vela Junior est une source ponctuelle pour le spectromètre (d'après la morphologie observée par ROSAT sur la FIG. 6.3). J'ai donc utilisé SPIROS pour extraire le signal des données dans plusieurs bandes d'énergie. Les positions de trois sources connues ont été fixées dans le catalogue : Vela X-1, Vela Junior (GRO 0852-4642) et GRS 0836-429 (Aoki *et al.*, 1992). Une recherche de 5 nouvelles sources au dessus de 3σ de significativité a été réalisée avec SPIROS.

La figure 6.14 montre les différentes bandes d'énergie choisies. Deux bandes 66-70 keV et 77-80 keV recouvrent respectivement les raies de ^{44}Ti à basse énergie centrées à 67,9 keV et à 78,4 keV. Deux autres bandes 30-50 keV et 80-90 keV correspondent à deux parties du spectre ne contenant que de très faibles raies de fond. Ces deux dernières bandes ont été choisies afin de mettre en évidence les effets systématiques de la déconvolution, à savoir, à basse énergie, le résidu de l'émission continue des sources présentes dans le champ, comme Vela X-1 qui émet jusqu'à $\sim 70\text{keV}$ et à haute énergie la variation de la composante continue du bruit de fond. Les figures 6.12 et 6.13 montrent l'évolution de ces deux bandes durant les deux campagnes d'observations.

Lorsque l'on extrait l'image en significativité (σ) dans les deux bandes du continuum, les deux sources Vela X-1 et GRS 0836-429 sont détectées (FIG. 6.15, en haut). Dans la bande d'énergie 30-50 keV, Vela X-1 apparaît avec $\sigma > 45$ et dans la bande 80-90 keV avec $\sigma > 3$. Dans les deux bandes où se situent les raies, seule la source GRS 0836-429 est visible avec $\sigma \geq 6$. Le pulsar de Vela (PSR B0833-45) a été trouvé sans avoir été mentionné dans le catalogue de SPIROS à $\sim 6\sigma$ dans la bande 80-90 keV, à $0,33^\circ$ de sa position réelle. Des sources dites *fantômes* apparaissent dans les deux images, introduites par SPIROS lors de sa déconvolution. Il n'y a cependant aucune émission dans la direction de Vela Junior, et ce, non seulement dans les quatre bandes d'énergie prises séparément, mais aussi lorsque l'on analyse simultanément les deux bandes où se situent les raies de ^{44}Ti (66-70 keV et 77-80 keV). Le tableau 6.2 récapitule les valeurs en significativité trouvées lors de l'extraction des données. Une image en significativité

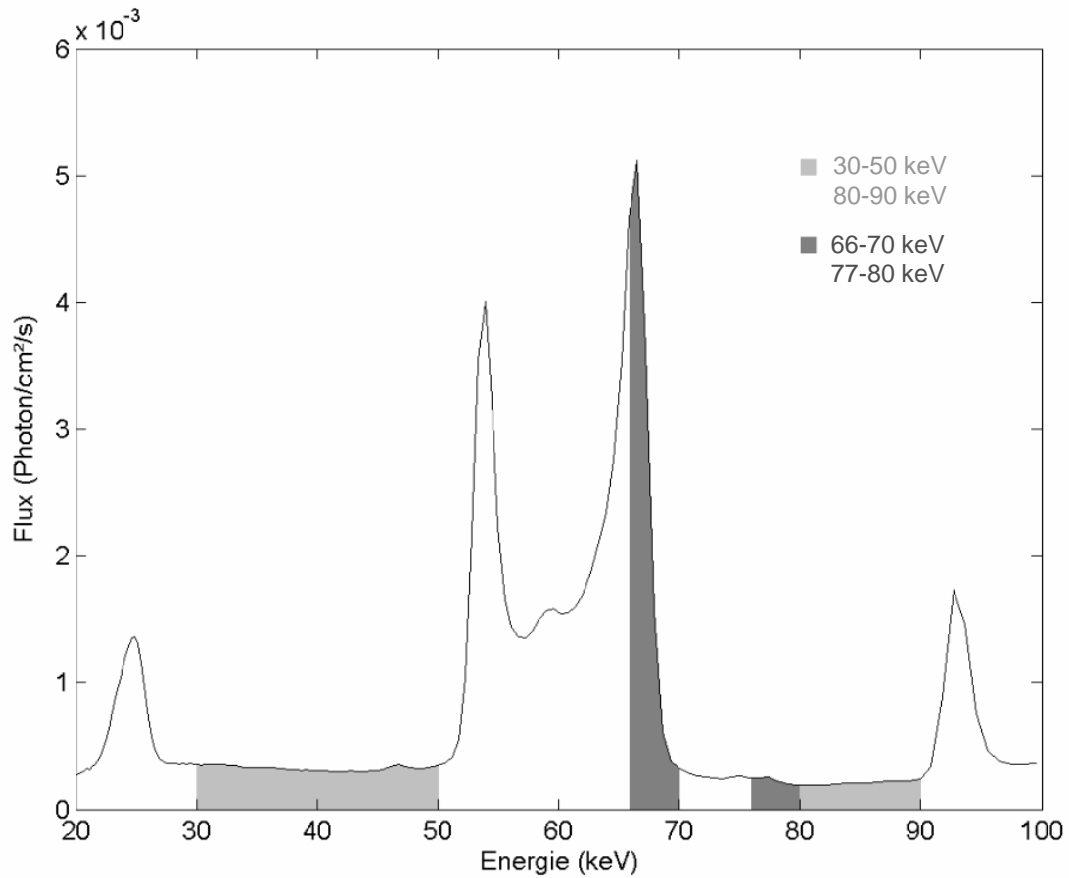


FIGURE 6.14 – Bandes d'énergie utilisées pour l'analyse des données. Deux bandes représentent le continuum : 30-50 keV et 80-90 keV. Deux autres sont choisies dans les zones du spectres où devraient se trouver les raies du ^{44}Ti de 68 keV et 78 keV à basse énergie.

dans la bande 1150-1165 keV a été réalisée. Elle non plus ne montre aucun excès pour Vela Junior.

De plus, nous avons extrait des données couvrant les deux périodes d'observation de la région des Voiles une image de l'instrument IBIS/ISGRI, dans la bande 60-80 keV en utilisant les logiciels standards fournis par l'ISDC (voir FIG. 6.16). Cette image ne montre aucune détection de l'émission des raies à basse énergie du ^{44}Ti pour GRO J0852-4642.

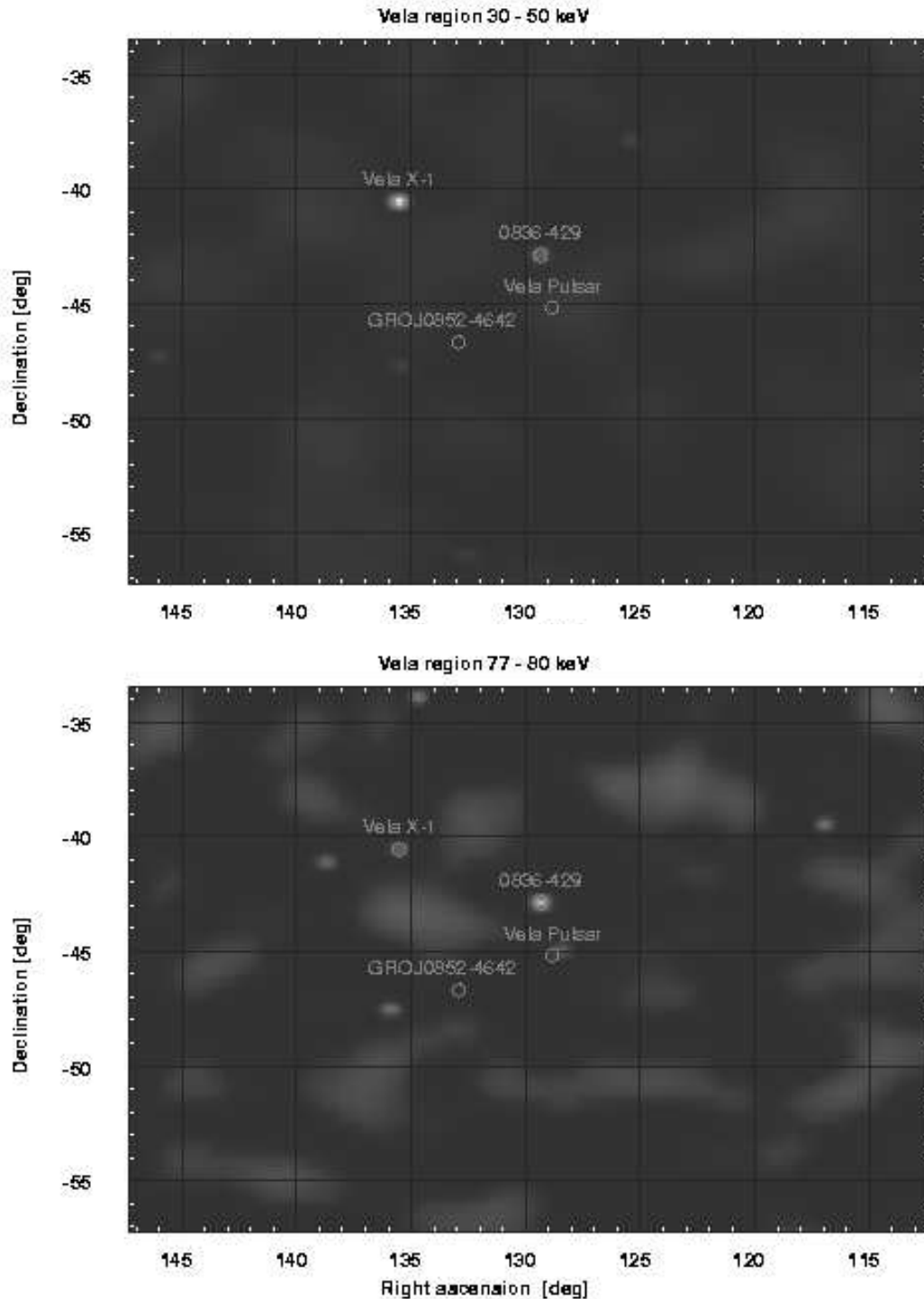
Les résultats obtenus montrent donc que ni le spectromètre SPI et ni l'imageur IBIS/ISGRI ne détectent une émission de ^{44}Ti dans la limite de leurs sensibilités et compte-tenu du temps d'observation disponible pour le moment.

6.3.3 Discussion

Le résultat de cette analyse avec les données du spectromètre montre que l'on ne détecte pas de source de ^{44}Ti dans la région des Voiles à plus de 3σ . Considérons la raie à 78,4 keV pour laquelle la sensibilité de SPI à la mesure de sa largeur est la meilleure

Source	Flux [10 ⁻⁴ ph/cm ² /s]			
	continu	1 ^{re} raie ⁴⁴ Ti	2 ^e raie ⁴⁴ Ti	continu
Energies	30-50 keV	66-70 keV	77-80 keV	80-90 keV
Vela X-1	145,5 ± 0,7	0,6 ± 0,2	0,4 ± 0,2	1,4 ± 0,3
0836-429	46,4 ± 0,7	1,3 ± 0,2	1,2 ± 0,2	1,5 ± 0,3
GROJ0852-4642	-	-	0,0 ± 0,0	-
Pulsar de Vela	-	-	0,4 ± 0,2	1,9 ± 0,3
Fantômes	<16 ± 0,7	< 0,6 ± 0,2	< 0,7 ± 0,2	< 1,1 ± 0,3

TABLE 6.2 – Tableau récapitulatif des significativités des bandes choisies pour le traitement des données de la région des Voiles pour l’observation des raies du ⁴⁴Ti à basse énergie.



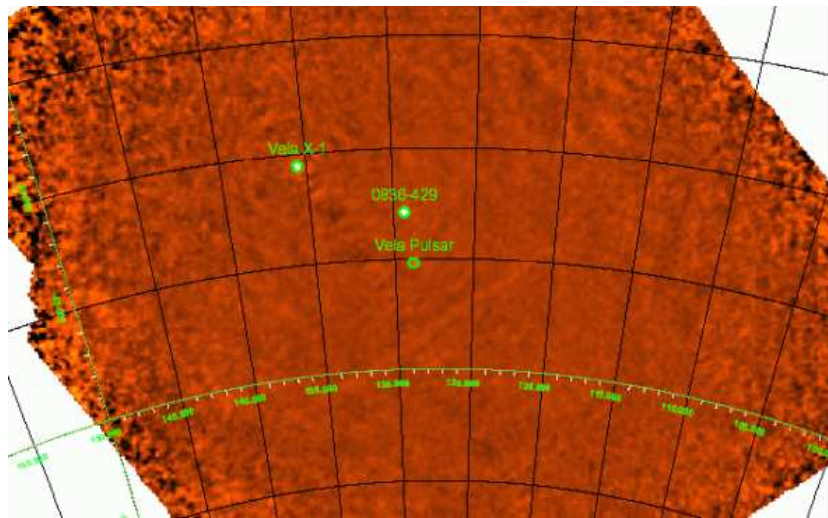


FIGURE 6.16 – Image de l'instrument IBIS dans la bande 60-80 keV de la région de Vela. Trois sources sont présentes : Vela X-1, le sursauter GRS 0836-429 et le pulsar de Vela (PSR B0833-45). Cependant, il n'y a aucune trace de Vela Junior dont l'émission des raies du ^{44}Ti à basse énergie y est attendue.

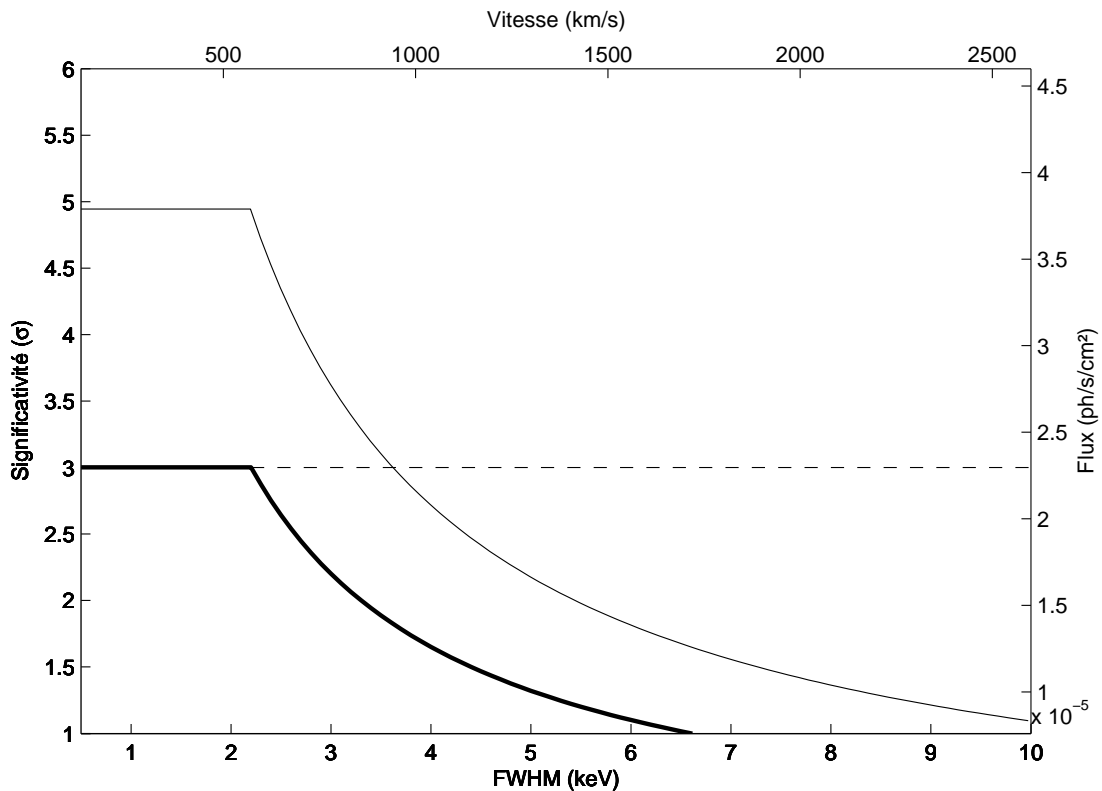


FIGURE 6.17 – Simulation de la détection de la raie à 78,4 keV par SPI. Le trait plein correspond à une source dont la significativité serait à 3σ , elle diminue lorsque la largeur (FWHM) de la raie augmente. Dans l'hypothèse du flux observé par COMPTEL (en pointillé) et pour une non détection de SPI, la raie serait large d'au moins 2,4 keV à 78,4 keV, soit une vitesse d'expansion du ^{44}Ti de $\sim 4500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

parmi les trois raies du ^{44}Ti . À 78,4 keV, la sensibilité à 3σ est de $2,5 \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$. Supposons que le flux de ^{44}Ti est bien de $3,8 \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ pour la raie à 1157 keV comme mesurée par COMPTEL, le flux attendu pour la raie à 78,4 keV est donc le même. Par conséquent, la non-détection de cette raie par SPI permet de déduire que cette raie est élargie et que la valeur minimale de sa largeur (FWHM) est de 2,4 keV comme on peut le déduire de la figure 6.17. Une telle largeur de raie correspond à une vitesse d'expansion du ^{44}Ti de $4500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$.

À ce stade, on ne peut donner qu'une limite supérieure à certains paramètres de la supernova (distance et type). D'après la figure 6.18, une vitesse d'expansion supérieure à $4500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ pour une quantité de ^{44}Ti éjectée de $5 \times 10^{-5} M_{\odot}$ (d'après le flux de COMPTEL donné par [Iyudin et al., 1998](#)) place GRO J0852-4642 à une distance minimale d'environ 200 pc et lui donne un âge inférieur à 700 ans. Cette limite reste compatible avec l'observation de COMPTEL ([Iyudin et al., 1998](#)) qui donne une distance de ~ 200 pc et un âge de ~ 680 ans. D'après ?, une vitesse d'expansion d'au moins $4500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ implique que ce vestige de supernova se trouve à la limite d'observabilité de la raie du ^{44}Ti dans le cas d'une supernova de type II (partie hachurée de la FIG. 6.19).

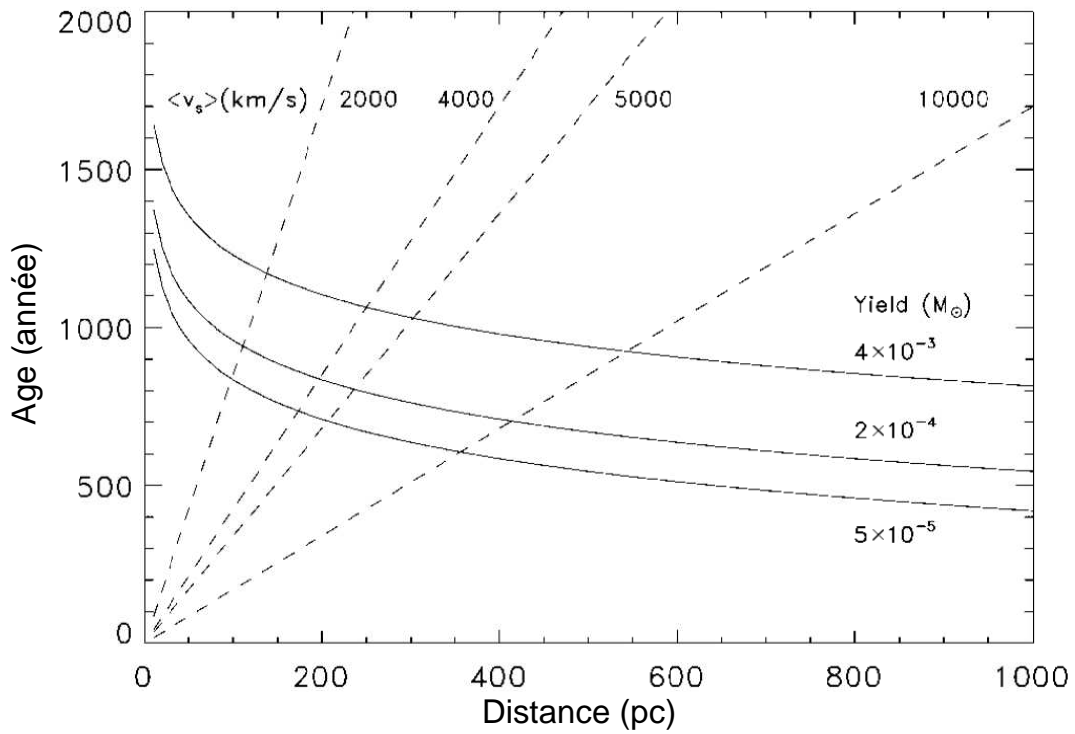


FIGURE 6.18 – Contraintes sur l'âge et la distance d'un vestige de supernova en fonction de la vitesse d'expansion et de la quantité de ^{44}Ti produit (?).

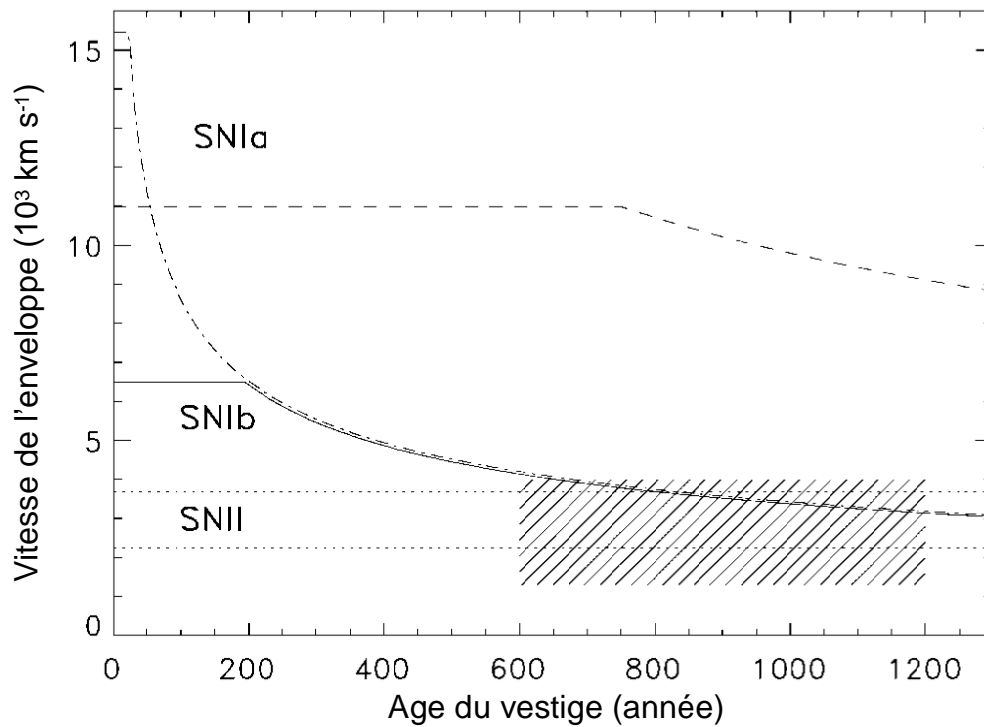


FIGURE 6.19 – Vitesse d'expansion de l'enveloppe d'un vestige de supernova en fonction de son âge pour les modèles à base de SNIa, SNIb (incluent SNIc) et SNII. La région hachurée représente les observations possibles (?).

6.4 Raies cyclotrons dans Vela X-1

6.4.1 Etat du système pendant les observations

6.4.1.1 Variation de la période

Le pulsar de Vela X-1 est une source doublement périodique. À sa période orbitale autour de son compagnon, de l'ordre de 9 jours, s'ajoute sa période de rotation propre qui est d'environ 283 s. Cependant, cette dernière varie au cours du temps en fonction du taux d'accrétion. La figure 6.20 montre la fréquence de rotation propre de Vela X-1 enregistrée par l'instrument BATSE pendant la durée d'exploitation de la mission *GRO* (1991-2000). Durant ce laps de temps les périodes varient, en augmentant et diminuant, entre 282,725 s et 283,487 s.

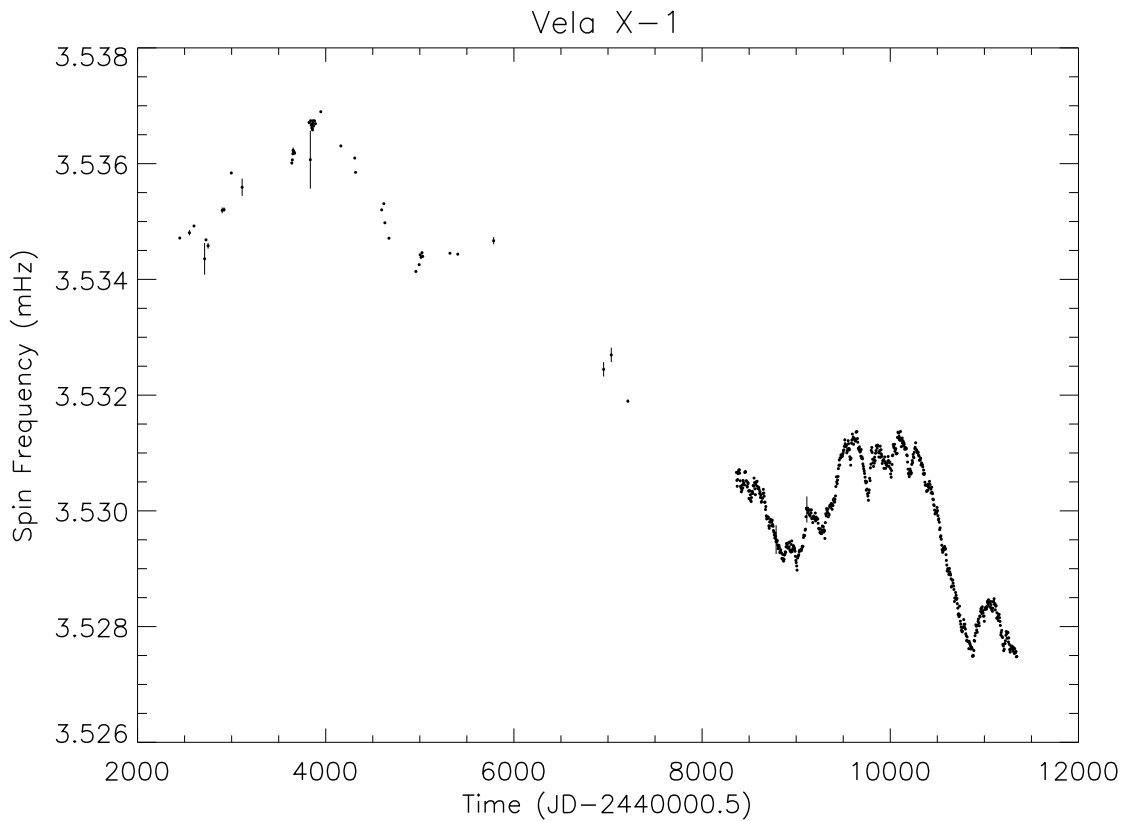


FIGURE 6.20 – Variation de la fréquence de Vela X-1 enregistrée par BATSE

6.4.1.2 Eclipses : position du pulsar sur son orbite

Le pulsar de Vela X-1 est périodiquement éclipsé par son étoile compagnon pendant environ 40 heures. Durant les deux campagnes d'observations de la région des Voiles par *INTEGRAL*, le pulsar était éclipsé 5 fois, soit un total d'environ 200 heures. Les figures 6.21 et 6.22 (Kretschmar *et al.*, 2004) représentent les trajectoires du pulsar autour de

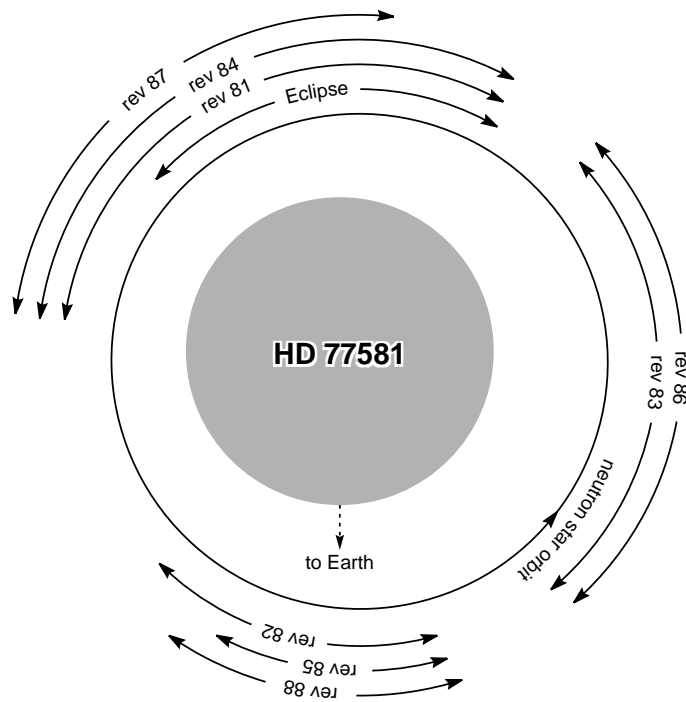


FIGURE 6.21 – Position du pulsar durant l’observation de juin 2003 (d’après [Kretschmar et al. \(2004\)](#)).

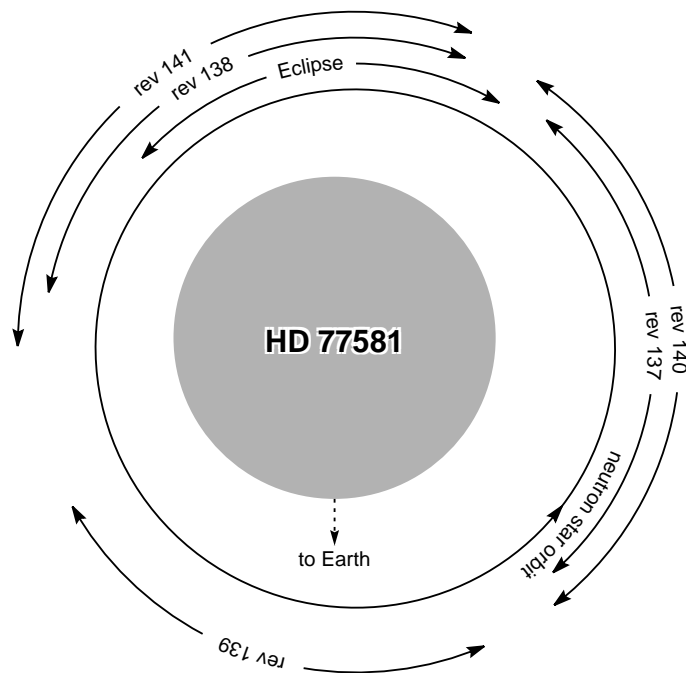


FIGURE 6.22 – Position du pulsar durant l’observation de décembre 2003 (d’après [Kretschmar et al. \(2004\)](#)).

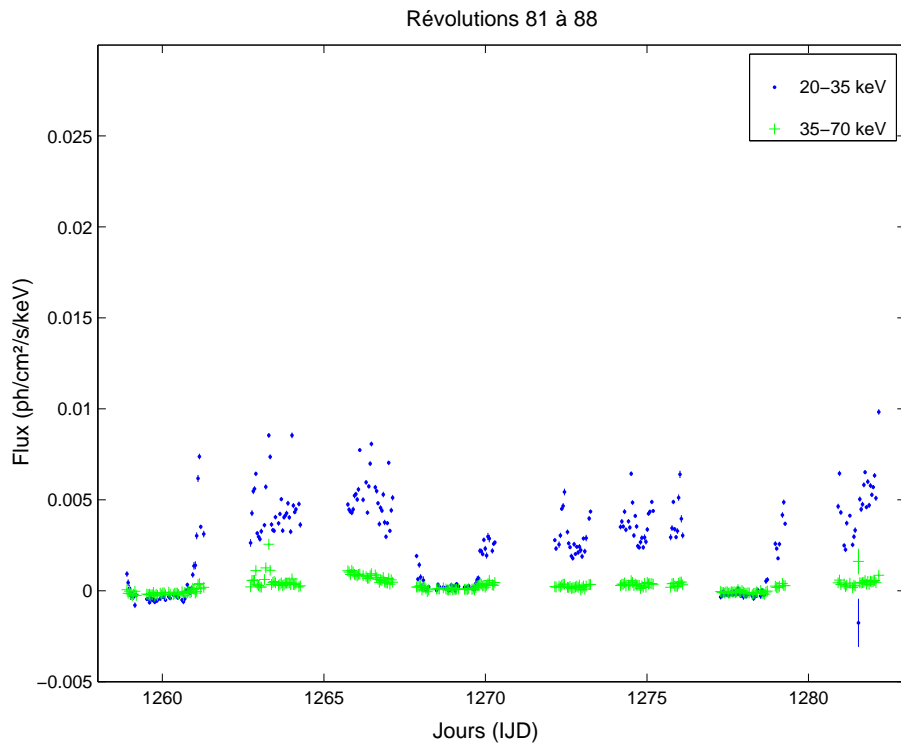


FIGURE 6.23 – Courbe de lumière de l’observation de juin 2003. Les éclipses du pulsar sont visibles aux alentours des jours 1260, 1269 et 1278.

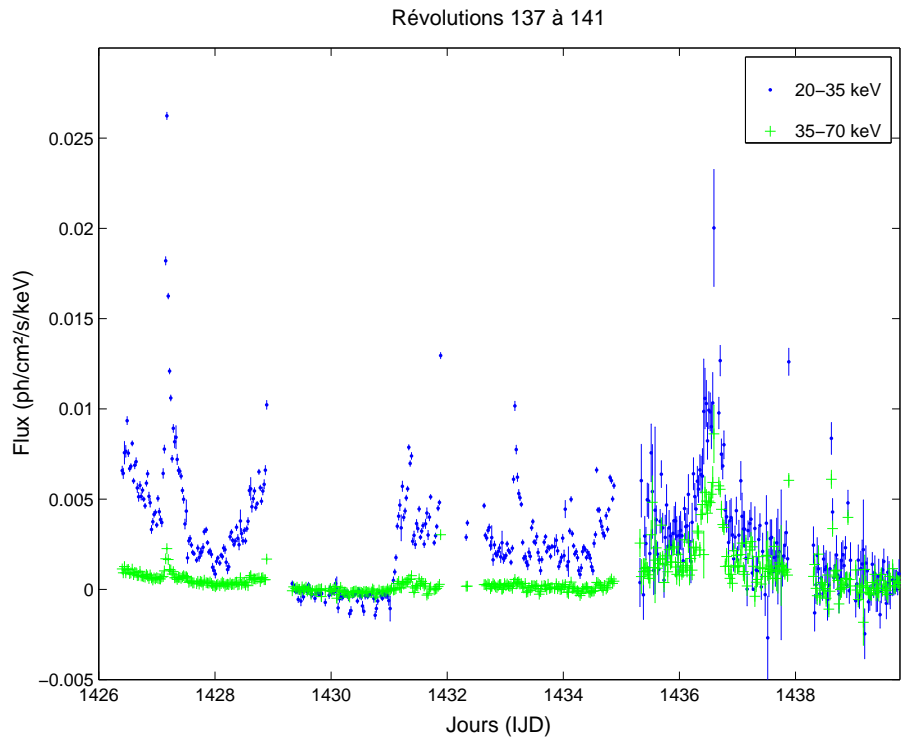


FIGURE 6.24 – Courbe de lumière de l’observation de décembre 2003. Un sursaut s’est produit pendant la révolution 139 (au jour 1427). Les éclipses du pulsar sont visibles aux alentours des jours 1430 et 1439.

son compagnon durant les deux campagnes d'observations au cours desquelles le pulsar est en partie éclipsé (pendant les révolutions 81, 84, 87, 138 et 141).

Dans la suite, une analyse temporelle et une analyse spectrale ont été réalisées. Alors que toutes les données ont été utilisées pour les courbes de lumières non repliées, lors de l'extraction spectrale, les données prises pendant les éclipses (correspondant à environ un tiers du temps) ont été retirées pour ne pas ajouter de bruit de fond.

6.4.2 Analyse temporelle

6.4.2.1 Courbes de lumière

Dans un premier temps, j'ai extrait les courbes de lumières de Vela X-1, pour deux bandes d'énergie 20-35 keV et 35-70 keV en utilisant le logiciel de déconvolution SPIROS auquel on donne la liste des pointés et un catalogue contenant la position de la source Vela X-1 recherchée. SPIROS calcule le flux de cette source pour chaque pointé, ce qui permet de tracer la courbe de lumière de la source. Les courbes de lumières pour les deux bandes d'énergie sont représentées FIG. 6.23 et FIG. 6.24 avec la même échelle en ordonnée. La majeure partie de l'émission et de sa variabilité est située dans la bande 20-35 keV. Il est à noter que durant les éclipses le flux est quasi nul. Durant la première campagne, la source semble plus calme.

6.4.2.2 Courbe de lumière *repliée*

Dans un premier temps, je prépare les données à l'étude temporelle. Pour cela, je crée des intervalles temporels successifs de 5 secondes (intervalle petit devant la période du pulsar, mais suffisamment large pour obtenir une bonne statistique). Pour chaque intervalle, j'extrais des données le nombre total de coups ayant touchés le plan de détection dans chacune des bandes d'énergie considérées (20-60 keV, 20-40 keV, 30-40 keV et 40-60 keV).

À partir de cette liste temporelle, j'effectue la transformée de Fourier à l'aide des outils χ RONOS (utilisation de **powspec**). Dans le spectre en puissance, on obtient, à différentes fréquences, plusieurs harmoniques dont celle avec l'amplitude la plus importante correspond à la double fréquence propre du pulsar Vela X-1 (voir FIG. 6.25). La période P_0 de Vela X-1 ainsi obtenue est de 283,695 s pour la première époque d'observation (juin 2003) et 283,720 s pour la seconde (décembre 2003). Entre ces deux époques, on constate une variation relative de 10^{-4} de la période mesurée. L'erreur relative obtenue sur la mesure des périodes est de 10^{-5} .

Une telle précision permet d'effectuer un *repli* de la courbe de lumière sur une seule période. Pour ce faire, la liste temporelle précédemment utilisée est découpée en tranches temporelles d'une période qui sont ensuite additionnées et normalisées pour obtenir la variation au cours d'une période du taux de comptage de l'ensemble du plan détecteur de SPI, en additionnant les taux de comptage des 19 détecteurs (utilisation de **efold**). Les courbes de lumière repliées des deux époques d'observations sont présentées sur

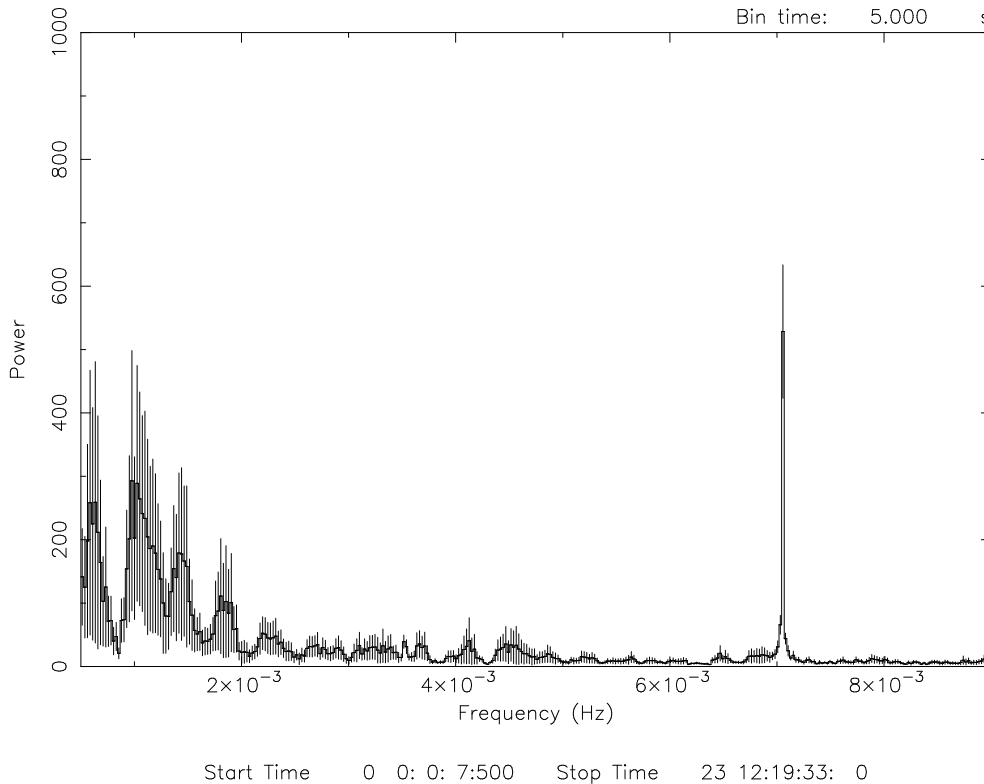


FIGURE 6.25 – Recherche de la période dans l’espace de Fourier la première époque d’observation de la région de Vela X-1. Le pic correspondant à la double fréquence de rotation propre du pulsar se situe à $7,0498 \times 10^{-3}$ Hz.

les figures 6.30 et 6.31 pour différentes bandes d’énergies (20-60 keV, 20-40 keV, 30-40 keV et 40-60 keV) en utilisant les périodes moyennes précédemment déterminées pour chacune des deux époques. Chacune des courbes de lumières comporte un fond important (tous les photons dans la bande d’énergie considérée sont présents), du fait qu’aucune déconvolution n’a été effectuée. Le fond est modulé par le signal variable de la source Vela X-1 qui ne constitue que de 2 à 6 % du flux total (dépendant de la bande d’énergie considérée). Au cours d’une période on constate la présence de deux maxima, correspondant chacun à l’émission γ issue des régions de plasma chaud localisées aux deux pôles magnétiques du pulsar, visibles successivement au cours d’une période de rotation propre. Les différences relatives entre ces deux maxima s’échelonneront entre 0,5 et 2,5 %. Elles sont plus faibles à basse énergie et dans le cas de la deuxième observation, ce qui indiquerait une modification de la configuration des plasmas.

Remarquons que l’effet Doppler induit par les mouvements de rotation de la Terre autour du Soleil, du satellite autour de la Terre et de l’étoile à neutrons autour de son compagnon introduisent un déphasage $\Delta\Phi = 2\pi \frac{\Delta\nu}{\nu} = 2\pi \frac{v}{c}$ où v est la vitesse de relative entre l’étoile à neutrons et le satellite. Si on effectue le repli de N périodes P_0 du pulsar pour un temps d’observation T_{obs} ($N = \frac{T_{\text{obs}}}{P_0}$), le déphasage cumulé $N \times \Delta\Phi$ doit rester

bien inférieure à 2π pour ne pas délayer la courbe de lumière repliée :

$$\frac{v}{c} \times N \lesssim 1 \quad (6.1)$$

Avec un nombre de replis $N \simeq 1000$, l'effet Doppler induit par la vitesse du satellite (de l'ordre de $1 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) et par celle de la Terre autour du Soleil (au plus de $30 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$) est négligeable. Cependant, avec une vitesse $v = \frac{2\pi d}{P_1} \simeq 300 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ du pulsar autour de son compagnon (situé à $d \sim 50 R_\odot$ et avec une période orbitale $P_1 \sim 9$ jours), l'effet Doppler associé n'est plus négligeable. Il devrait être pris en compte dans un travail ultérieur.

6.4.2.3 Sursaut durant la révolution 139.

Durant la deuxième campagne d'observation, Vela X-1 semblait plus *agitée*. Un sursaut d'une intensité maximale d'environ 5 Crab sur tout le spectre – soit plus de 50 fois sa luminosité moyenne – s'est produit pendant de la révolution 139 (voir FIG. 6.24). Profitant de ce rapport signal/bruit important, j'ai extrait une courbe de lumière avec un pas temporel de 20 s alors que les courbes de lumière présentées précédemment (FIG. 6.23 et FIG. 6.24), utilisant de manière standard les logiciels d'analyse SPI, ont un pas temporel défini par la durée d'un paquet de données (SCW d'environ 30 min).

Pour pouvoir utiliser SPIROS sur des durées inférieures à la SCW, j'ai défini des intervalles de temps successifs d'une durée de 20 s. J'ai ensuite effectué l'intersection de ces intervalles avec les périodes de données utiles (*good time intervals*). Pour chacun des intervalles ainsi obtenus, j'ai extrait une mesure du flux de Vela X-1 à l'aide de la chaîne de traitement fournie par l'ISDC, basée sur SPIROS. Ainsi, on obtient une courbe de lumière (flux de Vela X-1 en fonction du temps) avec une résolution temporelle inférieure à la SCW, présentée sur la figure 6.26 sur laquelle apparaît le sursaut de Vela X-1 avec une résolution temporelle fine et la modulation du flux due à la rotation propre du pulsar (voir aussi un agrandissement sur la figure 6.28).

En utilisant un logiciel récemment développé par l'équipe d'IBIS/ISGRI, j'ai aussi extrait des mêmes données, avec le même pas temporel de 20 s, la courbe de lumière correspondante afin de la comparer à celle de SPI (voir FIG. 6.27). Les deux courbes de lumières se superposent parfaitement. Cette étude conjointe est une première, impossible à réaliser à partir des logiciels standards proposés par l'ISDC. Cette figure 6.27 montre le potentiel de la mission *INTEGRAL* pour observer simultanément avec les deux instruments IBIS et SPI une même source avec une bonne précision temporelle. Des personnes de l'équipe d'*INTEGRAL* ont par ailleurs étudié les courbes de lumière repliées du pulsar du Crabe dont la période (environ 33 ms) est bien inférieure à celle de Vela X-1.

Le sursaut observé dans Vela X-1 est la signature d'une augmentation soudaine de la masse accrétée par l'étoile à neutrons depuis son compagnon. Je constate que le rapport entre le maximum et le minimum de l'émission au cours d'une période reste constant, et égal à la valeur moyenne, pendant la durée du sursaut. Cette constatation s'interprète par le fait que toute la matière qui est accrétée par le pulsar est ensuite intégralement rejetée par les régions polaires de l'étoile à neutrons via les lignes de champ magnétique (FIG. 6.29).

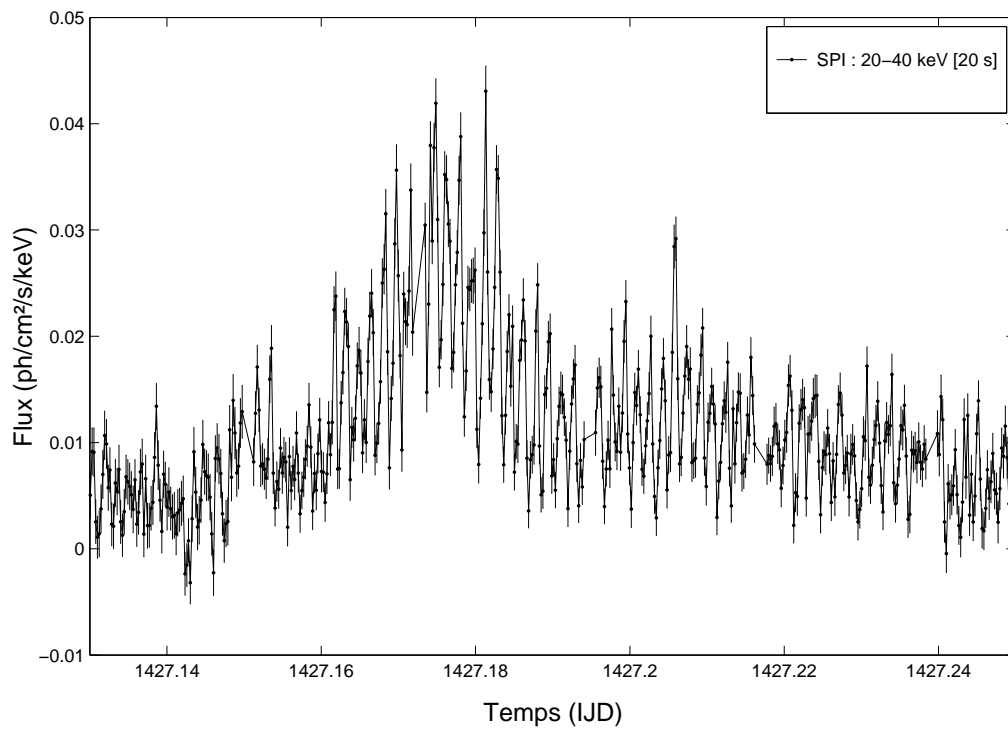


FIGURE 6.26 – Courbe de lumière SPI du sursaut de Vela X-1 durant l’orbite 139 avec une résolution en temps de 20 s.

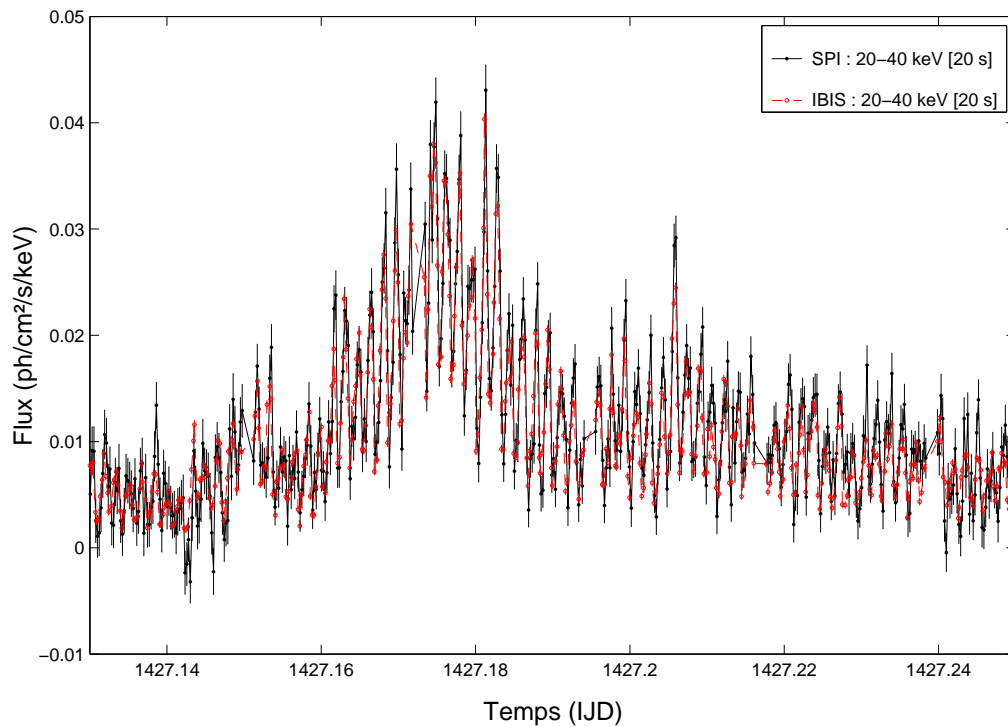


FIGURE 6.27 – Courbe de lumière SPI et IBIS du sursaut de Vela X-1 durant l’orbite 139 avec une résolution en temps de 20 s. Les barres d’erreurs augmentent pour la révolution 141 à cause de l’utilisation de la première réponse instrumentale tenant compte de la perte du détecteur 2, encore en test à cette époque de l’analyse.

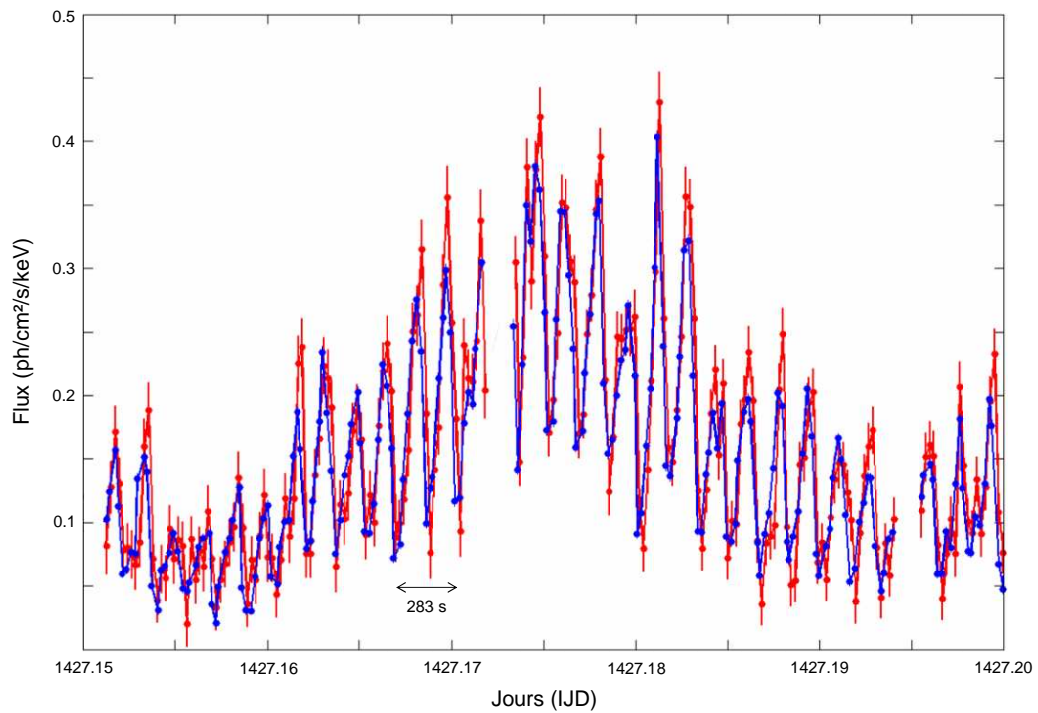


FIGURE 6.28 – Agrandissement de la courbe de lumière du sursaut de Vela X-1 durant l’orbite 139 avec une résolution de en temps de 20 s.

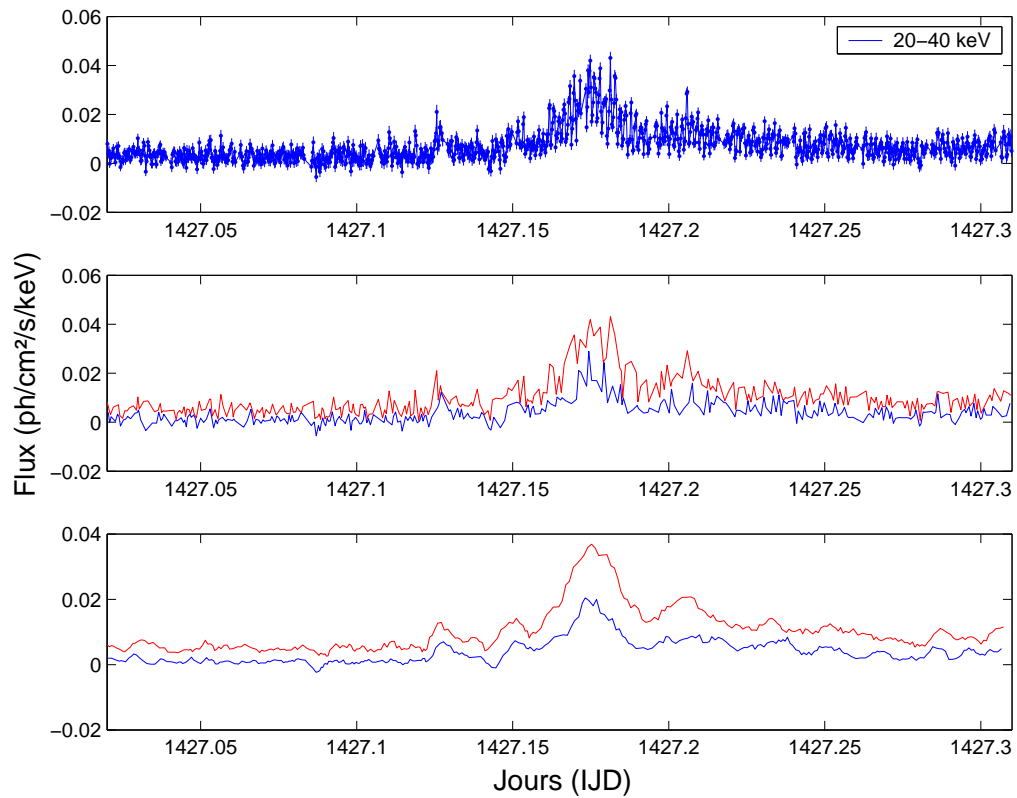


FIGURE 6.29 – Courbe de lumière détaillée enregistrée par SPI pendant le sursaut de Vela X-1 durant l’orbite 139 avec une résolution de en temps de 20 s.

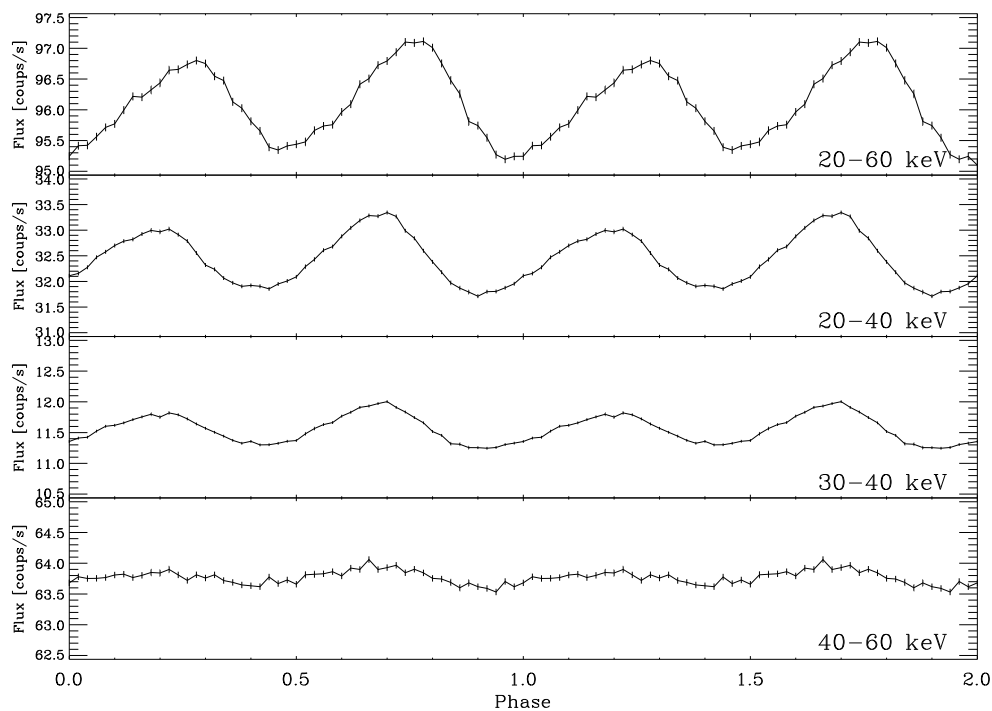


FIGURE 6.30 – Courbe de lumière repliée sur une période de 283,695 s en utilisant les données de l'été 2003; deux périodes sont représentées ici.

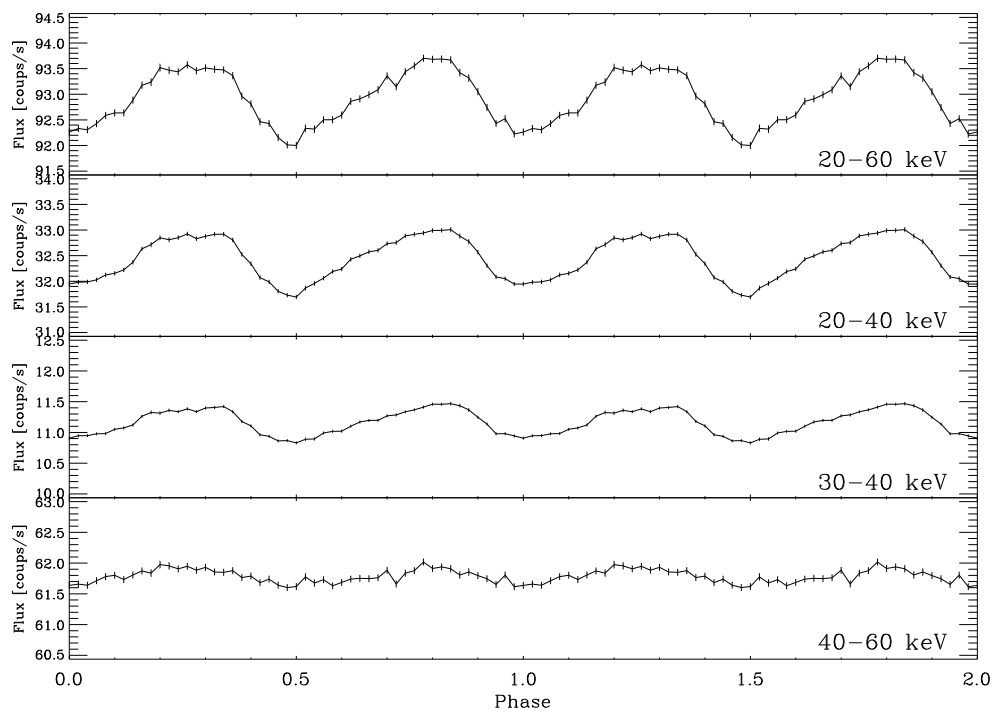


FIGURE 6.31 – Courbe de lumière repliée sur une période de 283,72 s en utilisant les données de l'hiver 2003; deux périodes sont représentées ici.

6.4.3 Analyse spectrale

Tout comme les courbes de lumière non repliées, les spectres de Vela X-1 sont extraits des données du spectromètre SPI à l'aide de SPIROS. Pour chacun des spectres j'ai choisi des canaux en énergies logarithmiques de telle sorte que l'on ait la même largeur de canal pour un spectre en représentation logarithmique.

6.4.3.1 Spectre *INTEGRAL* de Vela X-1

La figure 6.33 présente le spectre de Vela X-1 obtenu avec toutes les données (hors éclipses) pour chacun des instruments de l'observatoire *INTEGRAL* (SPI, IBIS/ISGRI et JEM-X). Les spectres, en taux de comptage, n'ont pas été normalisés en utilisant les efficacités des détecteurs des différents instruments. Ils ont été ajustés par une simple loi de puissance ($\phi = N \times E^{-\alpha}$). La courbe donnant le $\chi(E) = \frac{x-m}{\sigma}$ pour chaque valeur de l'énergie (où x est la valeur du flux observé et σ sa variance, et m la valeur du flux ajusté par le modèle) montre qu'aucun écart significatif (à plus de 3σ) entre les données et le modèle en loi de puissance n'existe pas en dessous de 30 keV et notamment aux alentours de 25 keV, énergie à laquelle une raie cyclotron (et donc une déviation à la loi de puissance) est attendue. Autour de 50 keV, un écart important apparaît dans les deux instruments, SPI et IBIS/ISGRI, couvrant cette gamme d'énergie. Cet écart pourrait être la signature d'une raie cyclotron attendue vers 50 keV (1^{re} harmonique du fondamental à 25 keV).

Cependant, dans le cas de SPI, lorsque l'on superpose le bruit de fond présent dans les détecteurs (FIG. 6.34), on constate la présence de raies de bruit de fond vers 50 keV provenant de l'activation d'isotopes de ^{73}Ge des détecteurs par les rayons cosmiques. Une mauvaise soustraction de ce bruit de fond peut par conséquent induire l'effet observé dans le spectre. De plus, dans le cas d'IBIS/ISGRI, la réponse utilisée présente un défaut baptisé *snake* aux alentours de 50 keV comme il apparaît dans l'un des premiers spectres publiés de Cygnus X-1 (?).

6.4.3.2 Spectre SPI de Vela X-1 et modèles NPEX et CRSF

Pour aller au-delà d'un ajustement des données de SPI par une simple loi de puissance, j'ai utilisé le modèle appelé NPEX (*Negative and Positive EXponent*), introduit par Mihara (1995) et utilisé par Makishima *et al.* (1999) :

$$F_{\text{NPEX}}(E; A_n, A_p, \alpha, \beta, kT) = (A_n E^{-\alpha} + A_p E^{+\beta}) \exp\left[-\frac{E}{kT}\right] \quad (6.2)$$

où A_n et A_p sont des coefficients de normalisation, α et β sont des indices d'exponentielles, T est l'énergie de coupure (*cut-off*) et E est l'énergie des photons. A_n, A_p, α, β et T sont les paramètres d'ajustement (tous positifs), et k est la constante de Boltzmann. Ce modèle consiste en deux lois de puissance, une positive et une négative, avec pour facteur commun une exponentielle de coupure. NPEX modélise la partie continue

du spectre de photons provenant d'une comptonisation insaturée dans un plasma à la température T (Sunyaev & Titarchuk, 1980). À basse température, cela est représenté par une simple loi de puissance à pente négative ($-\alpha$). À mesure que l'énergie augmente, la limite positive de la loi de puissance devient progressivement dominante ($+\beta$), ainsi le modèle peut avoir une courbure concave sur une représentation log-log. À l'énergie $E \simeq kT$, le terme en loi de puissance positive modélise la bosse de Wien dans le rayonnement comptonisé, particulièrement quand $\beta = 2$. Ainsi, pour $E \gg kT$, le modèle montre un renversement thermique avec la température T , selon les exigences des données. Ce modèle peut donc reproduire le spectre de pulsar sur un grand domaine d'énergie.

Dans un premier temps, j'utilise ce modèle pour l'ajuster au spectre moyen de SPI obtenu avec les données des deux périodes d'observation de Vela X-1, et ce pour deux largeurs de canaux en énergie, couvrant 30 et 120 canaux sur une bande d'énergie de 20 keV à 70 keV (FIG. 6.35). Pour les deux ajustements, la qualité est mesurée par la variable χ^2/ndf (proche de 1 pour un ajustement idéal). Les valeurs sont de 19,7 et de 5,2 pour 30 et 120 canaux d'énergie, ce qui suggère par conséquent que le modèle NPEX est insuffisant pour expliquer les données. De plus, pour un nombre plus important de canaux l'écart observé vers 50 keV diminue. Rappelons que les spectres sur la figure 6.35 présentent les mêmes déviations à la position où se situe la raie de ^{73}Ge dans le bruit de fond (voir FIG. 6.34).

On peut alors compléter le modèle, avec une ou deux raies cyclotron représentées par un modèle CRSF (*Compton Resonance Scattering Feature*), définie par :

$$F_{\text{CRSF}}(E; E_c, w, D) = \exp \left[-\frac{D(W E/E_c)^2}{(E - E_c)^2 + W^2} \right]$$

où $F_{\text{CRSF}}(E)$ est le nombre de photons à l'énergie E , tandis que E_c , D , et W sont respectivement l'énergie, la profondeur, et la largeur de la raie cyclotron. Le facteur exponentiel représente la CRSF. Le modèle complet d'ajustement est donc le suivant :

$$F(E) = F_{\text{NPEX}}(E; A_n, A_p, \alpha, \beta, kT) \prod_i F_{\text{CRSF}_i}(E; E_{c_i}, w_i, D_i). \quad (6.3)$$

Après avoir ajouté le modèle CRSF dans le spectre continu NPEX, l'ajustement s'améliore et donne des valeurs de χ^2/ndf de 4,3 et 2,5 pour 30 et 120 canaux respectivement. Les énergies des deux raies cyclotron trouvées sont $E_{c_1} = 28,3 \pm 0,8$ keV et $E_{c_2} = 53,9 \pm 3,3$ keV, les largeurs $W_1 = 2,6 \pm 2,3$ keV et $W_2 = 2,2 \pm 3,5$ keV et les profondeurs $D_1 = 0,21 \pm 0,15$ et $D_2 = 2,1 \pm 5,1$ (voir tableau 6.4). On constate que les largeurs W et les profondeurs D présentent des erreurs statistiques de plus de 100 %, si bien que l'on ne peut pas conclure quant à la détection de raies cyclotron.

Pour aller plus loin dans l'analyse, j'ai décidé d'effectuer une sélection des photons en fonction de la phase de la courbe de lumière repliée. Cette sélection permettrait d'améliorer le rapport signal sur bruit.

6.4.3.3 Spectres par phase

Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit dans un premier temps et d'observer une variation des raies cyclotron en intensité et en énergie, j'ai donc extrait différents spectres en fonction de la phase. J'ai séparé la courbe de lumière en quatre phases d'environ ~ 71 s (\mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C} et \mathcal{D}) comme indiqué sur la figure 6.32, où \mathcal{B} et \mathcal{D} correspondent aux deux pics de la courbe de lumière repliée et \mathcal{A} et \mathcal{C} aux deux creux. J'ai calculé les intervalles correspondant puis les intersections avec les phases où les données sont valides (niveau *GTI* de la chaîne de traitement, voir paragraphe 6.2.2.1).

Du fait de la faible statistique, un découpage de la courbe de lumière en un nombre de phases plus important que quatre n'a pas été fait dans un premier temps. Comme pour [Kreykenbohm et al. \(2002\)](#), une étude des différents paramètres des spectres (continuum et intensités, énergies, et positions des raies cyclotron) pourra être envisagée à l'avenir.

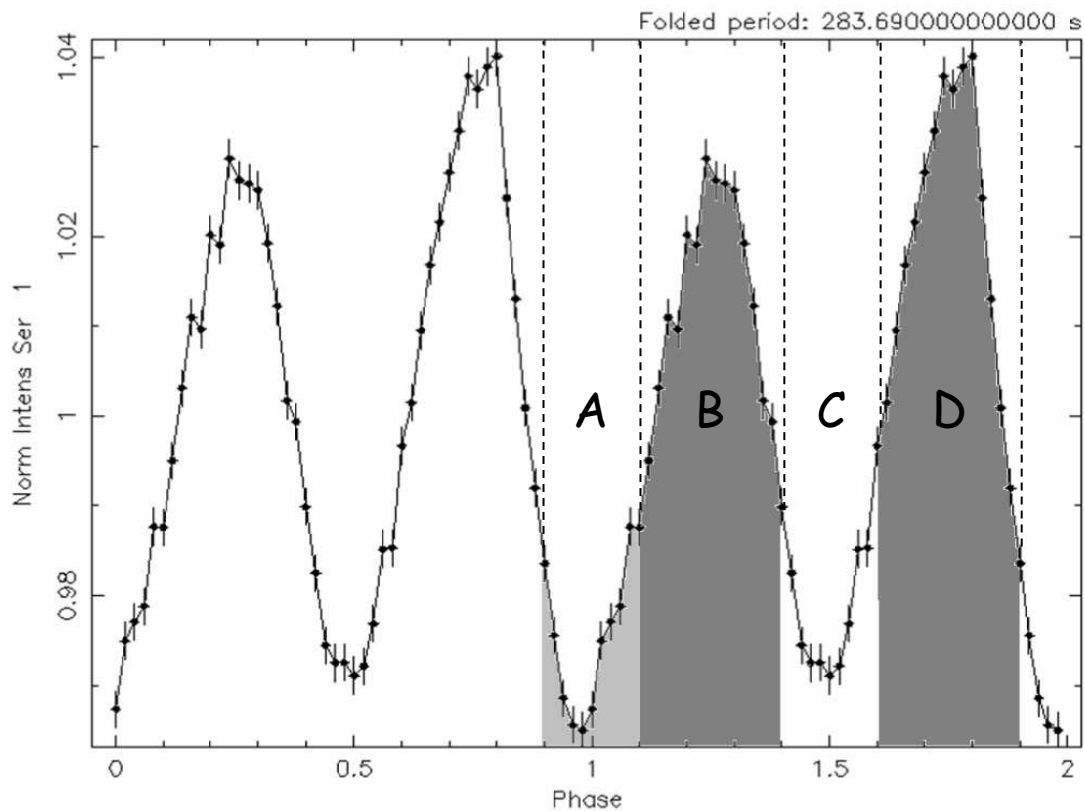


FIGURE 6.32 – Découpage de la courbe de lumière repliée en quatre phases \mathcal{A} , \mathcal{B} , \mathcal{C} et \mathcal{D} .

Les résultats des ajustements dans les différentes phases sont récapitulés dans les tableaux 6.3 et 6.4. Le tableau 6.3 présente les χ^2 réduits (le rapport χ^2 sur le nombre de degrés de liberté ou ndf) trouvés pour l'ajustement des spectres par un modèle de continu NPEX seul et par un modèle NPEX+CRSF² contenant le modèle de continu

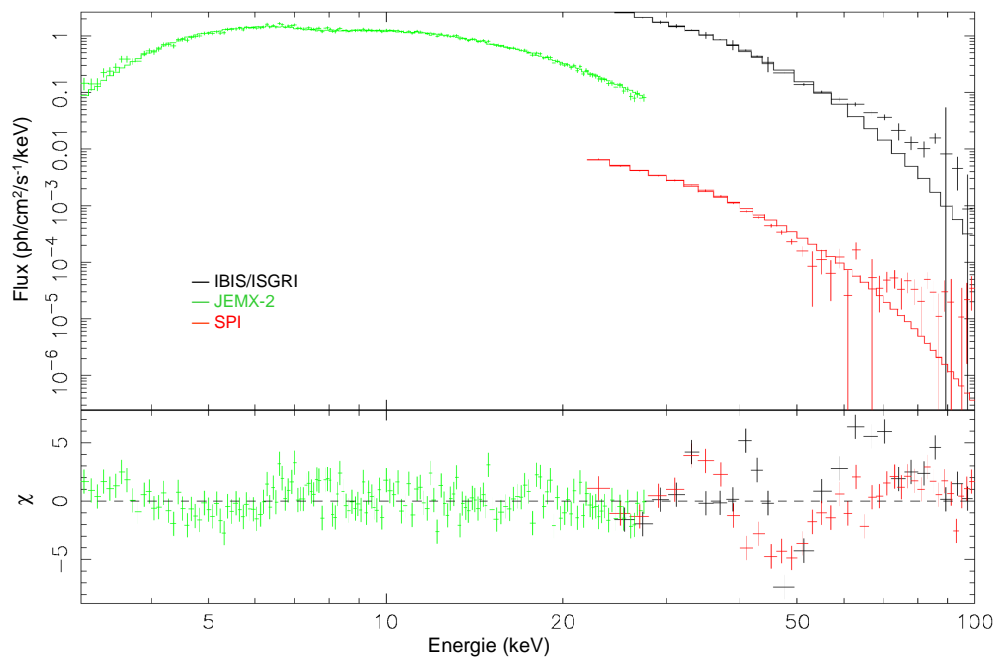


FIGURE 6.33 – Spectres en coups des différents instruments d'*INTEGRAL* de Vela X-1 ajusté par une simple loi de puissance. Les trois instruments SPI, IBIS et JEM-X ne sont pas normalisés en flux.

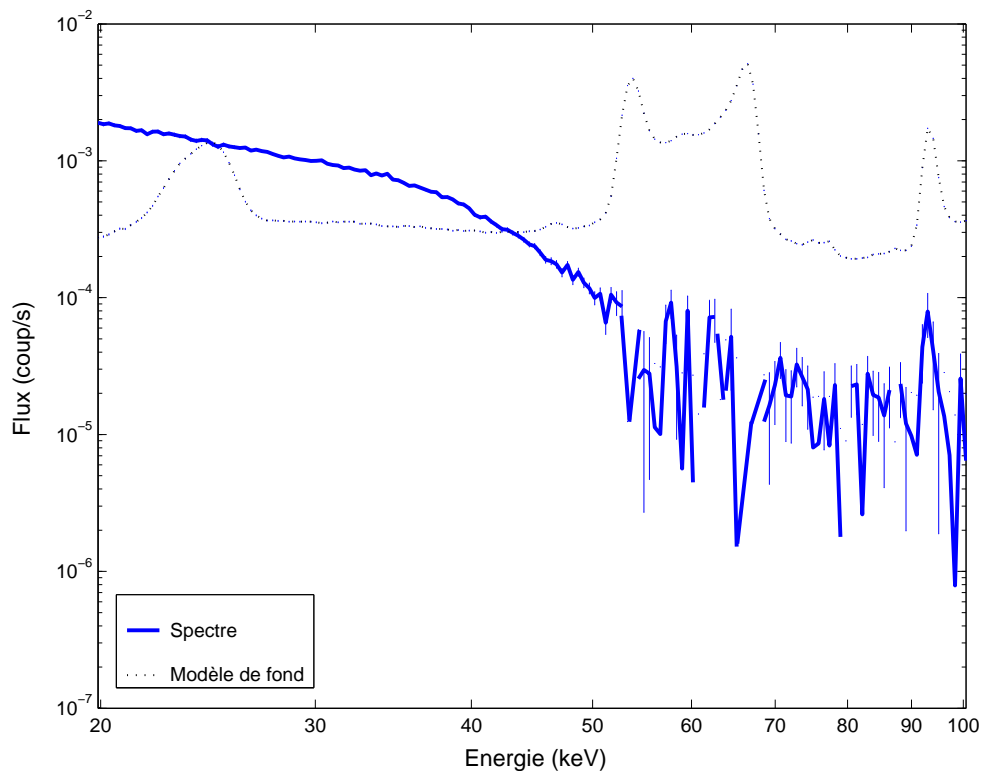


FIGURE 6.34 – Spectre en coups entre 20 et 100 keV de Vela X-1 et modèle de fond associé utilisé par SPIROS pour la déconvolution. Il faut noter la présence d'une raie dans le spectre de fond qui influence le spectre.

auquel on a ajouté les deux raies cyclotron en absorption, et ce dans le cas d'un seul spectre pour toute la durée d'observation présenté précédemment et dans le cas de la sélection des données par phase. Chaque ajustement a été effectué pour deux découpages en canaux différents (30 et 120). Dans le cas d'un nombre important de canaux, l'écart entre le modèle et les données diminuent, ce qui se traduit par une valeur de χ^2/ndf plus faible. L'ajustement par phase donne globalement des χ^2/ndf meilleurs.

Par contre, malgré la sélection des photons par phase correspondant aux deux pics de la courbe de lumière (\mathcal{B} et \mathcal{D}), les résidus des ajustements de CRSF ne semblent pas être plus significatifs, mais au contraire ils sont moins importantes (voir 6.36). Ce qui souligne bien que le résidu observé à 50 keV (FIG. 6.35) est bien en partie originaire d'une mauvaise soustraction du bruit de fond pendant la déconvolution de SPIROS. Une étude pour mettre en évidence les différentes composantes du bruit de fond et leur variabilité est en cours. Une meilleure connaissance du bruit de fond permettrait alors de minimiser son influence sur la mesure des paramètres des raies cyclotron.

Modèles	Canaux	χ^2/ndf			
		Spectre Moyen	Spectre par phase		
			\mathcal{B}	\mathcal{C}	$\mathcal{B} + \mathcal{D}$
NPEX	30	19,7	1,78	1,98	3,15
	120	5,2	1,8	1,92	2,9
NPEX*CRSF ²	30	4,3	1,58	1,67	1,66
	120	2,5	1,56	1,37	1,55

TABLE 6.3 – Tableau récapitulatif des χ^2 réduits des spectres par phase.

Raies	Paramètres	Spectre Moyen	Spectre par phase		
			\mathcal{B}	\mathcal{C}	$\mathcal{B} + \mathcal{D}$
CRSF ₁	E ₁	28,3 ± 0,8	27,7 ± 0,3	29,4 ± 1,7	27,8 ± 0,3
	W ₁	2,6 ± 2,3	2,4 ± 0,8	3,6 ± 5,4	1,9 ± 0,6
	D ₁	0,21 ± 0,15	0,21 ± 0,04	0,13 ± 0,2	0,1 ± 0,02
CRSF ₂	E ₂	53,9 ± 3,3	52,6 ± 3,6	56,2 ± 275,3	53,0 ± 2,8
	W ₂	2,2 ± 3,5	0,22 ± 5,0	1,4 ± 41,9	5,0 ± 2,0
	D ₂	2,1 ± 5,1	6,4 ± 265,1	23,7 ± 1373	0,8 ± 1,0

TABLE 6.4 – Tableau récapitulatif des paramètres d'ajustement des spectres.

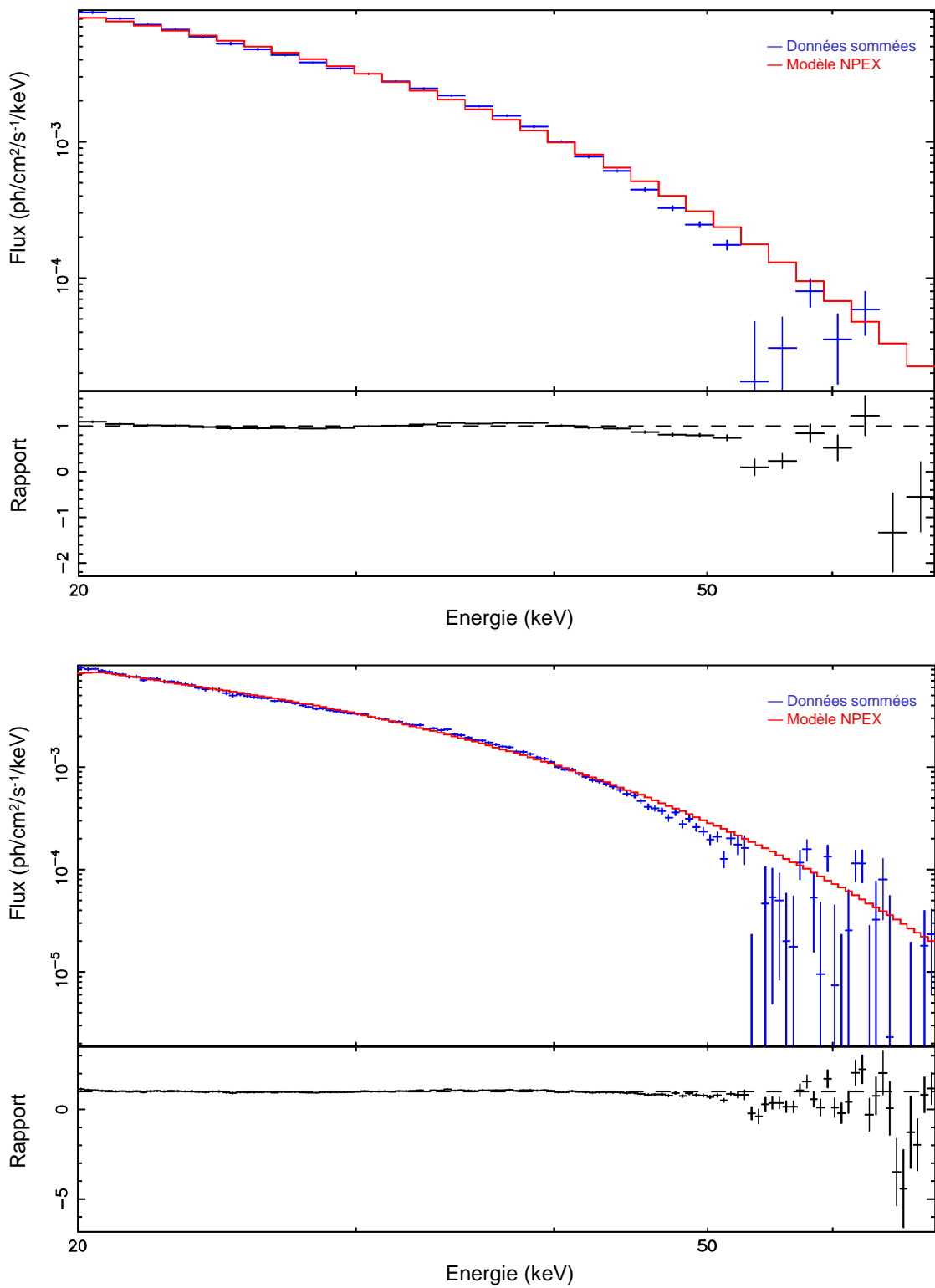


FIGURE 6.35 – Spectres de Vela X-1 (été 2003) entre 20 et 70 keV en prenant 30 canaux [en haut] et [en bas] 120 canaux logarithmiques. Tous deux ont été ajustés par un modèle NPEX.

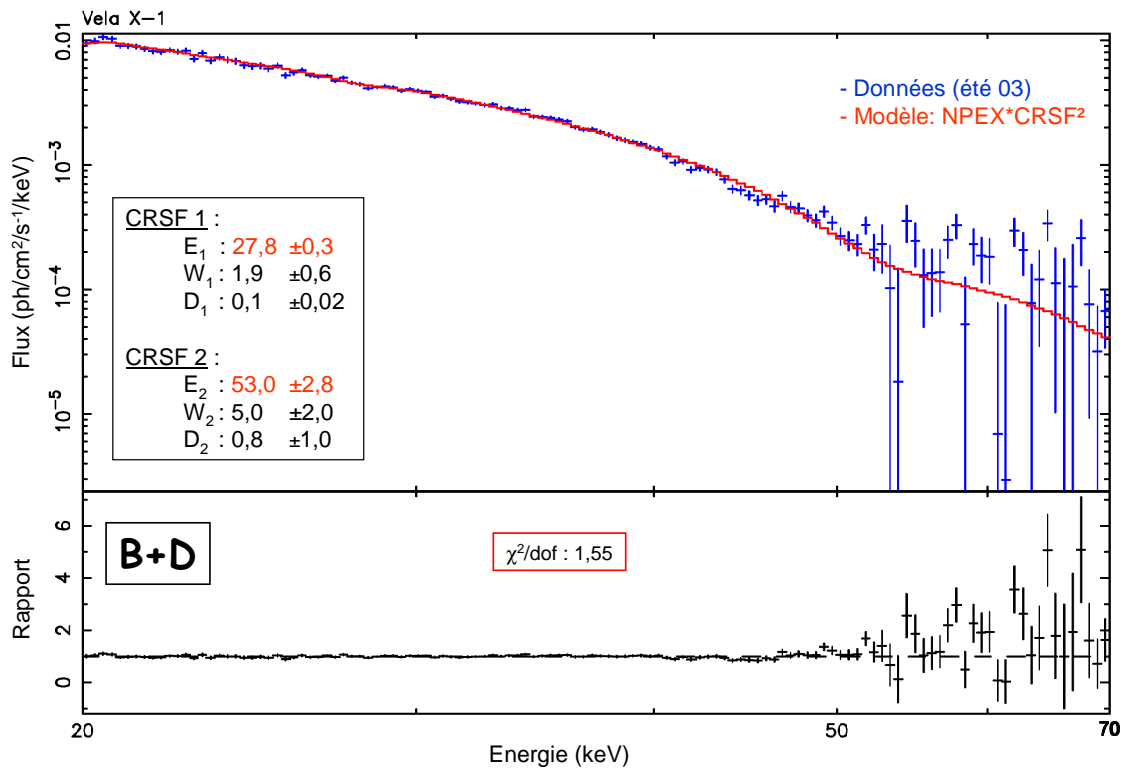
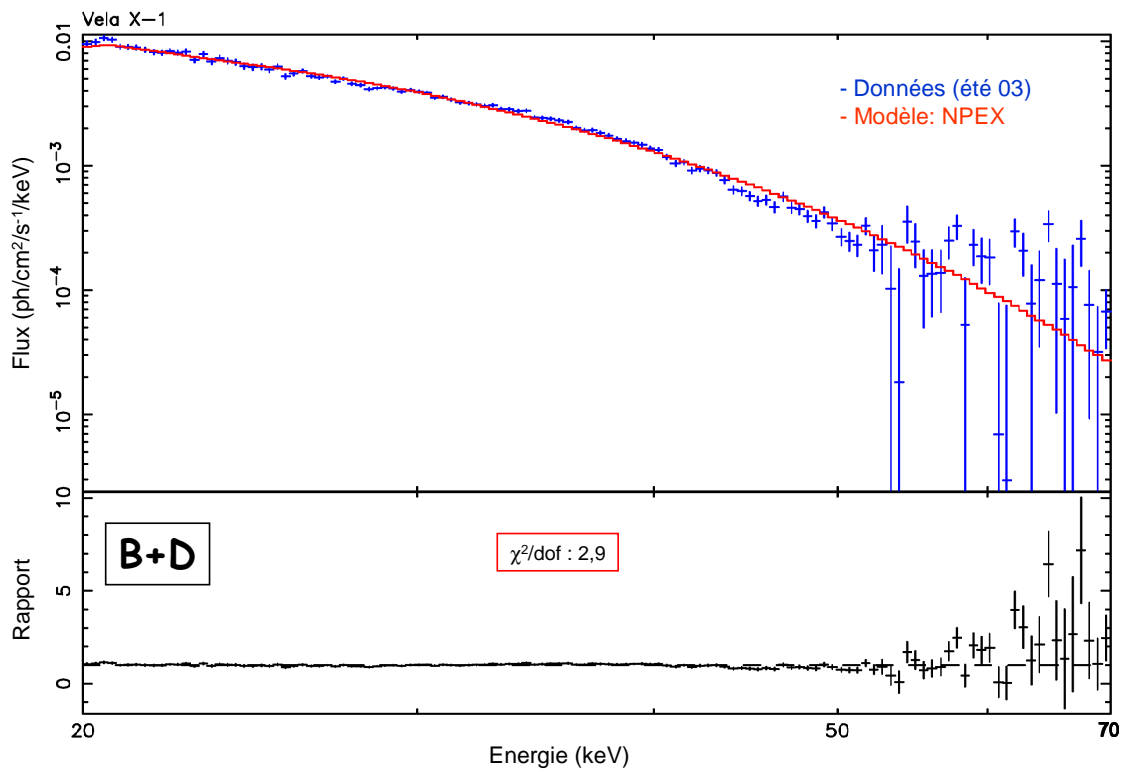
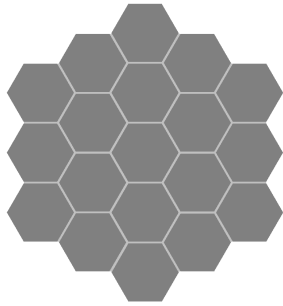


FIGURE 6.36 – Spectres par phase de Vela X-1 (été 2003) entre 20 et 70 keV en prenant 30 canaux [en haut] et 120 canaux logarithmiques [en bas]. Tous deux ont été ajustés par un modèle NPEX.

Quatrième partie

Conclusion



Conclusions et Perspectives

Résultats et limites

Au cours de cet ouvrage, nous avons discuté, dans un premier temps, de l'étalonnage du spectromètre SPI de la mission *INTEGRAL*. À travers l'exposé de cette partie de ma thèse, mon souhait était de souligner l'importance de l'étalonnage pour une bonne connaissance de la réponse instrumentale de SPI.

Dans un deuxième temps, j'ai parlé de l'observation de la région des Voiles à travers deux thématiques scientifiques liées à la spectroscopie gamma, à savoir l'étude des raies gamma issues de la décroissance de noyaux radioactifs comme traceurs de la nucléosynthèse et l'étude des raies cyclotron dans les spectres de pulsars accrétants comme indicateurs sur leur environnement (par exemple le champ magnétique).

• Détermination de la réponse instrumentale

J'ai donc pris en charge l'analyse des mesures d'étalonnage (enregistrées au sol et en orbite) afin de valider les simulations de la réponse instrumentale à travers les mesures de l'efficacité dans le pic photoélectrique. Ainsi, le spectre du Crabe observé par le spectromètre est désormais une référence pour les autres instruments du satellite *INTEGRAL*. Par conséquent, l'un des points les plus importants de cette thèse a été d'apporter une garantie à la communauté scientifique sur la validité de la réponse instrumentale de SPI.

• Etat des lieux des performances

Bien que le bruit de fond instrumental soit plus important que les prévisions, il a été par la suite mieux étudié. Une nouvelle estimation de la sensibilité a ainsi été déduite. Par exemple à 1 MeV, la sensibilité dans le continu est de $8,8 \times 10^{-7} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{keV}^{-1}$ et dans la raie de $2,4 \times 10^{-5} \text{ ph}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ où seules les erreurs statistiques ont été

considérées. Si l'on ajoute les erreurs systématiques dans l'estimation de la sensibilité, on estime que ces valeurs de sensibilité doivent être diminuées d'environ un facteur 2. Les différents recuits effectués périodiquement maintiennent la résolution spectrale à la valeur attendue de 2,3 keV à 1 MeV.

À la date d'aujourd'hui, le spectromètre fonctionne avec 17 détecteurs. Une nouvelle réponse instrumentale a été simulée.

- **Applications à l'observation de la région des Voiles**

Durant la deuxième période de ma thèse, j'ai joué le rôle d'observateur sur la région des Voiles, région du ciel présentant des objets susceptibles d'émettre en rayons γ . Je me suis particulièrement intéressé à deux types d'objets : les vestiges de supernovæ et les pulsars accrétants. Mes objectifs étaient d'utiliser les observables de la spectroscopie gamma pour servir l'intérêt de deux thématiques, à savoir, la décroissance des isotopes radioactifs comme traceurs de nucléosynthèse et l'étude d'étoiles à neutrons dans les binaires X par l'intermédiaire des raies cyclotron.

Dans le cas de la recherche de ^{44}Ti dans *Vela Junior* avec les programmes standards d'analyse, la non-détection nous donne une vitesse d'éjecta minimale de $4500 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$ qui reste en accord avec la précédente observation faite par COMPTEL. L'étude des raies cyclotron dans Vela X-1 a souligné l'influence du bruit de fond dans l'analyse des données SPI. J'ai ensuite extrait des spectres en fonction de différentes phases de la courbe de lumière pour, d'une part, diminuer cette influence, et, d'autre part, étudier la variabilité des raies. J'ai ajusté ces spectres avec un modèle de raies cyclotron. Bien que la présence de raies cyclotron dans les spectres ne soit pas significative, les paramètres des ajustements des raies donnent néanmoins des valeurs compatibles avec les précédentes observations.

Améliorations et perspectives envisagées

- **Autres études possibles pour compléter l'étalonnage**

En ce qui concerne l'étalonnage au sol, toutes les données n'ont pas été regardées en détail. Par exemple, certaines mesures avaient été prises dans le but d'étudier l'efficacité en fonction de l'influence de l'angle entre l'axe du spectromètre et la direction de la source, dans l'objectif d'étudier les influences mutuelles des différents instruments à bord d'*INTEGRAL*. Bien que cela représente un important effort, ces données sont disponibles pour des études plus détaillées.

Aussi, durant la détermination de l'efficacité, seul le pic photoélectrique a été considéré. Il est possible de raffiner ce travail en étudiant l'efficacité des autres composantes du spectre, comme par exemple le front Compton et de les comparer ensuite aux simulations.

- **Performances à venir**

Afin de minimiser les effets systématiques sans pouvoir bien entendu les faire disparaître, des études sont en cours sur les composantes du bruit de fond et sur sa variabilité,

ainsi que la recherche de nouvelles méthodes d'analyse.

Il faut aussi ajouter que nous nous dirigeons vers une période durant laquelle l'activité solaire sera minimale, ce qui se traduira par une augmentation du rayonnement cosmique arrivant au satellite et donc une hausse significative du bruit de fond instrumental (jusqu'à 2 fois plus).

Les origines de la perte de deux détecteurs restent pour le moment un mystère. On peut penser que ces dysfonctionnements n'ont été que des accidents.

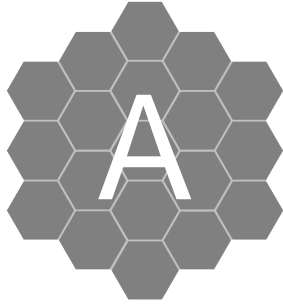
- **Dépasser les limites**

Dans l'attente de données supplémentaires dans la région des Voiles, des modèles de bruit de fond sont en cours de développement afin de pouvoir prédire le bruit de fond à partir de traceurs présents dans les données. L'utilisation de ces modèles de bruit de fond permettront, d'une part, d'améliorer la sensibilité, et d'autre part, de diminuer les erreurs systématiques.

L'élaboration de modèles de fond adaptés est la clé pour l'obtention de résultats liés à l'observation de sources diffuses, en particulier la raie à 1,8 MeV de ^{26}Al dans Vela SNR. Dans le cadre de l'émission des trois raies du ^{44}Ti , nous espérons alors pouvoir confirmer ou infirmer la détection de COMPTEL et ainsi affiner les limites contraignantes pour les modèles, et dans le cas du pulsar de Vela X-1, nous pourrions alors mesurer avec plus de certitudes les paramètres spectroscopiques des raies cyclotron.

Cinquième partie

Annexes



Quelques précisions

A.1 Ajustement par moindres carrés

Soit une série de N points expérimentaux (x_i, y_i) avec des incertitudes σ_i . À ces données, on associe un modèle $F(p_k, x)$ qui contient n paramètres p_k . Une procédure d'optimisation consiste à trouver le jeu de paramètres $p_{k_{\text{opt}}}$ qui minimise le χ^2 , avec

$$\chi^2 = \sum_i \frac{[y_i - F(x_i)]^2}{\sigma_i}$$

Bien entendu, dans le cas où $F(p_k, x)$ dépend linéairement des paramètres ajustables p_k , une procédure de régression linéaire telle que décrite dans le cas d'un ajustement polynômial peut être appliquée. Sinon, la procédure d'optimisation consiste à partir d'un jeu de paramètres p_{k_0} initiaux et de les faire varier jusqu'à ce qu'un minimum du χ^2 ait été obtenu. Il est à noter que toutes les méthodes utilisées ne peuvent trouver qu'un minimum local du χ^2 . Il revient à l'utilisateur de s'assurer que ce minimum est effectivement global.

Une fois le jeu de paramètres optimal $p_{k_{\text{opt}}}$ trouvé, les incertitudes Δp_k peuvent encore être obtenues de la matrice d'erreur ϵ :

$$\Delta p_k = \sqrt{\epsilon_{kk}}$$

avec

$$\epsilon = \alpha^{-1}$$

et

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \chi^2}{\partial p_i \partial p_j} \Big|_{\{p_k\}_{\text{opt}}} \cong \sum_l \frac{\partial F(x_l)}{\partial p_i} \frac{\partial F(x_l)}{\partial p_j} \Big|_{\{p_k\}_{\text{opt}}}$$

où α est la matrice de courbure. Celle-ci peut être calculée analytiquement si la fonction à ajuster est suffisamment simple, ou numériquement selon :

$$\frac{\partial F}{\partial p_i} \approx \frac{F(\dots, p_i + \Delta p_i, \dots) - F(\dots, p_i, \dots)}{\Delta p_i}$$

(i) Si le modèle $F(p_k, x)$ est approprié, le χ^2 normalisé $\chi_N^2 = \chi^2/(N - n - 1)$ doit être voisin de 1. Cela signifie tout simplement que si le modèle est approprié, l'écart entre celui-ci et les points expérimentaux doivent être de l'ordre de σ_i , en considérant bien sûr que les incertitudes soient réalistes.

(ii) Si les incertitudes σ_i ne sont pas a priori connues, on peut quand même effectuer l'optimisation en posant

$$\chi^2 = \sum [y_i - F(p_k, x_i)]^2$$

et

$$\sigma^2 = \chi_N^2 = \chi^2/(N - n - 1)$$

On ne pourra par contre tester la validité du modèle puisque χ_N^2/σ^2 vaut d'office 1.

A.2 Différents champs de vue d'un instrument à masque codé

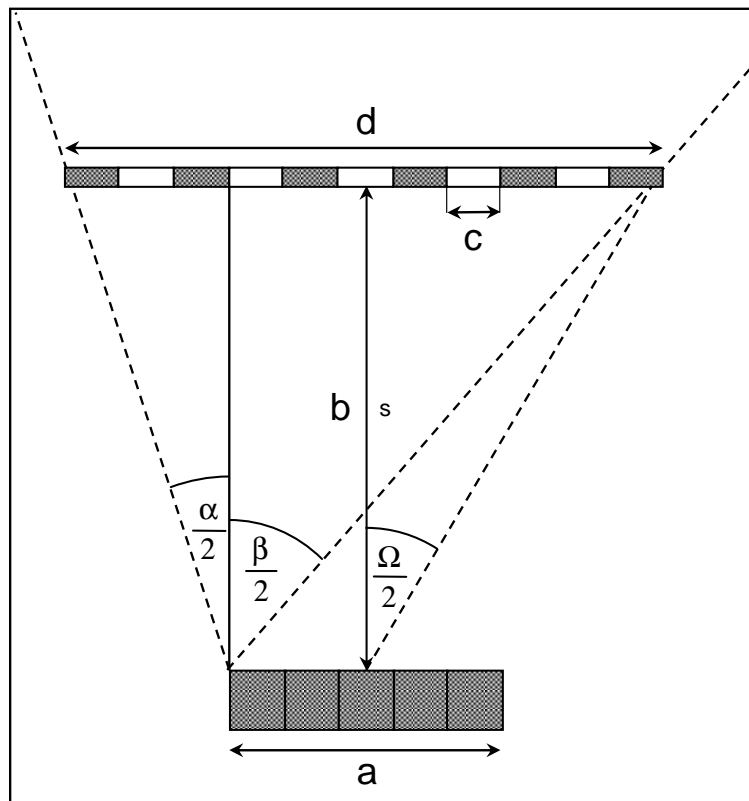


FIGURE A.1 – Différents champs de vue d'un télescope à masque codé.

- Champ de vue : *Field Of View* (FOV)

$$\Omega = 2 \arctan \frac{d}{2b} \quad (\text{A.1})$$

- Champ de vue totalement codé : *Fully Coded FOV* (FCFOV)

$$\alpha = 2 \arctan \frac{d - a}{2b} \quad (\text{A.2})$$

- Champ de vue partiellement codé : *Partially Coded FOV* (PCFOV)

$$\beta = 2 \arctan \frac{a + d}{2b} \quad (\text{A.3})$$

- Résolution angulaire :

$$\Delta\theta = \arctan \frac{c}{b} \quad (\text{A.4})$$

A.3 Tableaux d'efficacité

Décteur	Efficacité pour chaque détecteur en % par valeur d'énergie en keV																	
	20,80	26,35	30,80	35,07	59,54	122,06	165,86	356,02	383,85	514,01	661,7	834,84	898,04	1115,55	1173,24	1274,5	1332,5	1836,06
0	6,4	15,8	26,7	31,1	41,8	45,1	41,9	29,9	28,5	23,3	20,6	18,3	17,0	15,1	14,6	14,4	13,4	10,9
1	10,3	27,3	43,2	49,3	61,1	63,8	58,6	39,8	36,8	30,3	26,4	22,9	21,0	18,5	17,9	17,4	16,3	13,1
2	9,4	30,2	40,2	47,6	58,2	61,4	56,6	38,2	36,4	29,5	25,7	22,2	20,7	18,1	17,6	17,0	16,0	12,8
3	10,2	28,7	39,7	44,5	57,6	60,0	54,6	38,3	36,4	29,3	25,8	22,0	20,6	18,2	17,5	17,2	16,1	12,9
4	12,3	33,6	44,2	50,2	63,0	64,5	60,0	40,0	36,9	30,6	26,4	23,2	21,4	19,0	18,0	17,7	16,7	13,2
5	9,7	34,4	44,2	47,6	62,4	63,5	59,4	40,4	38,4	30,8	26,8	23,1	21,5	18,8	18,1	17,6	16,7	13,1
6	12,1	32,2	44,1	49,7	62,7	63,7	60,7	40,2	38,5	30,8	26,9	23,3	21,6	18,8	18,2	18,0	16,7	13,3
7	12,2	33,6	43,7	49,1	62,2	63,1	58,7	39,8	37,1	30,4	26,3	22,7	21,2	18,5	17,9	17,4	16,3	12,8
8	10,6	30,1	43,6	48,2	61,8	64,1	61,1	39,9	38,0	30,4	26,7	22,9	21,1	18,3	17,8	17,3	16,3	12,8
9	10,0	34,8	44,4	50,1	62,0	63,7	58,9	40,3	37,8	30,4	26,2	22,8	21,1	18,3	17,6	17,3	16,4	12,9
10	13,2	32,9	44,6	49,3	62,4	64,0	60,1	40,4	37,6	30,4	26,5	23,0	21,1	18,5	17,9	17,4	16,6	13,0
11	12,0	37,2	43,9	47,1	62,5	64,9	62,0	40,3	37,7	30,4	26,4	23,0	21,3	18,5	18,1	17,6	16,5	13,0
12	11,0	32,4	42,6	46,6	61,9	63,3	57,6	39,2	36,9	29,6	25,5	22,1	20,4	18,0	17,3	16,9	15,8	12,5
13	11,8	33,6	42,9	46,7	61,1	62,6	59,6	38,6	36,9	29,2	25,3	22,0	20,4	17,9	17,2	16,8	15,7	12,3
14	10,5	32,0	43,9	48,6	63,3	63,6	59,4	40,4	37,6	30,6	26,7	23,1	21,4	18,7	18,1	17,5	16,4	13,0
15	9,0	29,9	43,7	46,4	62,1	63,9	58,0	39,6	36,6	29,9	26,1	22,4	20,7	18,2	17,5	17,0	16,0	12,8
16	10,4	26,5	41,3	44,2	60,0	61,6	57,5	38,4	36,9	30,0	25,5	22,0	20,5	18,1	17,5	17,0	15,9	12,6
17	9,7	30,7	42,4	49,5	61,3	63,2	59,5	40,2	37,6	30,5	26,4	23,0	21,4	18,7	18,1	17,7	16,7	13,3
18	9,8	30,9	43,2	47,3	61,5	63,4	59,9	39,8	38,6	30,6	26,3	23,0	21,1	18,5	17,8	17,3	16,1	12,8
Err	0,7	1,7	1,7	1,9	2,4	2,5	2,5	1,6	1,5	1,2	1,1	0,9	0,9	0,8	0,7	0,7	0,7	0,5

A.4 Courbes de transparence

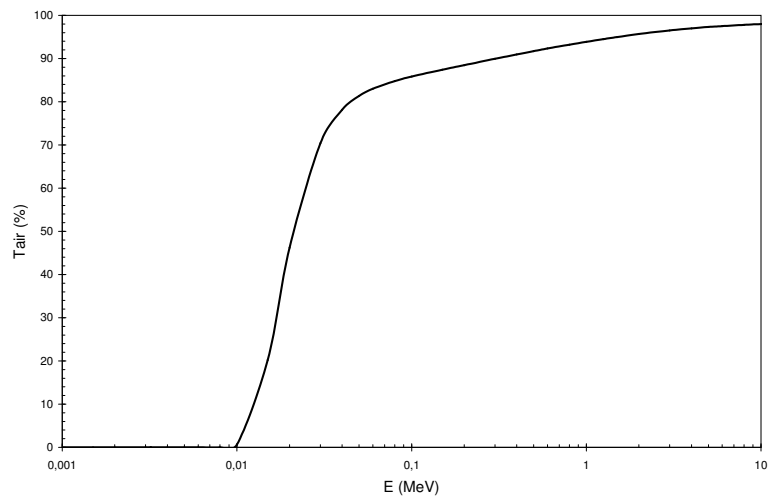


FIGURE A.2 – Transparence de l'air.

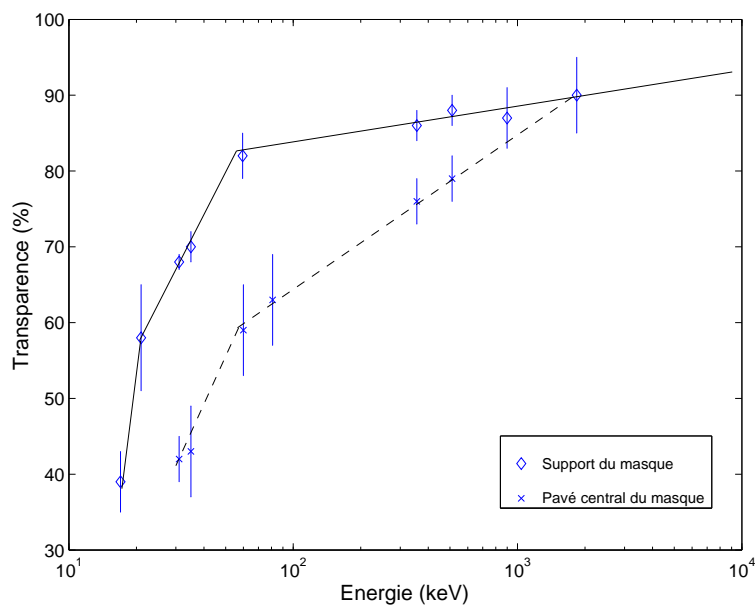


FIGURE A.3 – Transparence mesurée du masque de SPI.

A.5 Raies de bruit de fond pendant un sursaut solaire

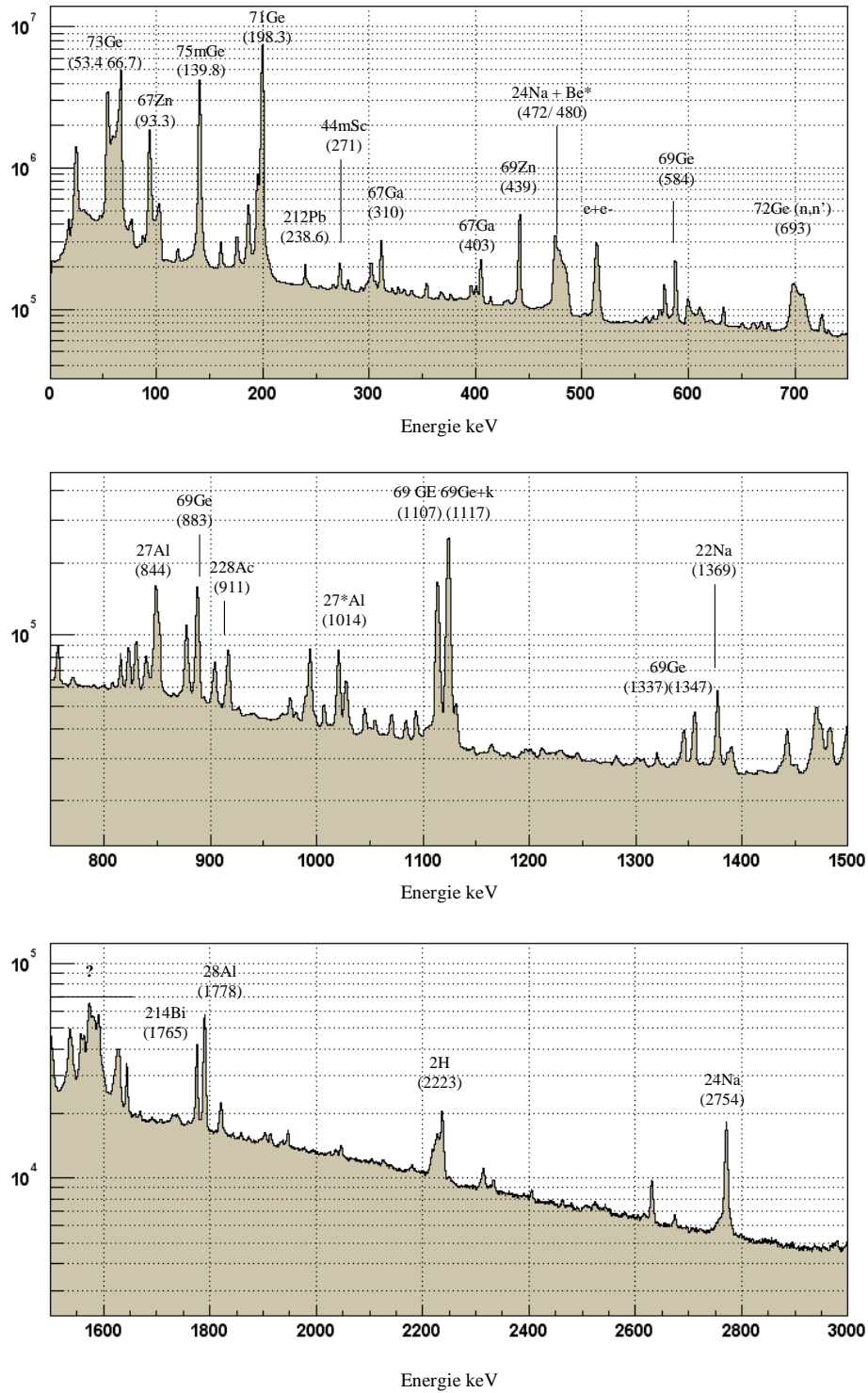


FIGURE A.4 – Spectres du bruit de fond dans les détecteurs lors d'un sursaut solaire (1).

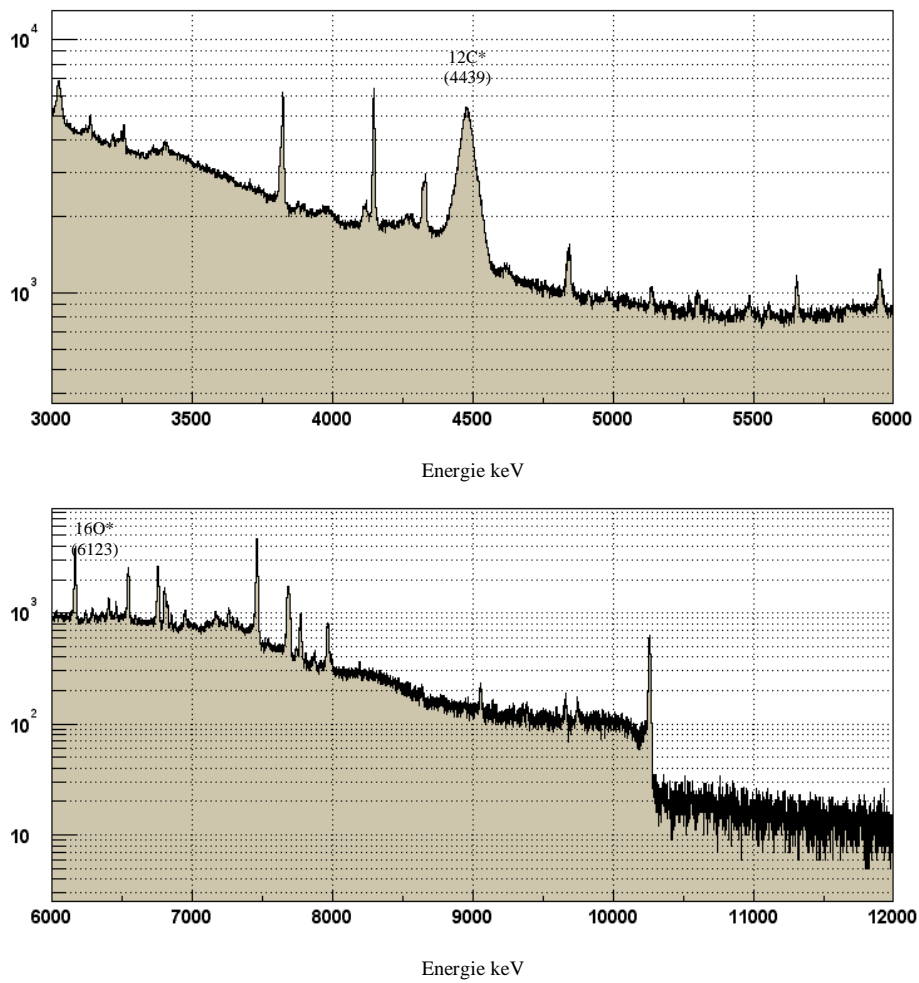


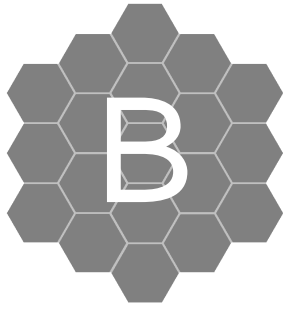
FIGURE A.5 – Spectres du bruit de fond dans les détecteurs lors d'un sursaut solaire (2).

A.6 Sensibilité dans le continu et dans les raies

Energie (keV)	Résolution (keV)	Sensibilité	
		continu ($10^6 \cdot \text{ph} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{keV}^{-1}$)	raie ($10^5 \cdot \text{ph} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)
50	1,531	9,2	5,6
100	1,563	3,3	3,3
200	1,654	2,6	3,1
300	1,76	1,4	2,5
400	1,85	1,4	2,8
500	1,926	1,2	2,3
511	1,933	1,2	4,6
600	1,992	1,2	2,6
700	2,051	1,2	3,0
800	2,106	0,88	2,5
900	2,158	0,88	2,7
1000	2,209	0,88	2,4
1100	2,257	0,88	2,5
1200	2,303	0,88	2,3
1300	2,347	0,59	2,3
1400	2,389	0,59	2,3
1500	2,432	0,59	2,7
1600	2,473	0,59	2,5
1700	2,513	0,59	2,1
1800	2,553	0,59	2,1
1900	2,593	0,59	2,2
2000	2,634	0,59	2,0
2250	2,73	0,28	1,9
2500	2,821	0,28	1,8
3000	2,997	0,28	1,6
3500	3,162	0,14	1,5
4000	3,32	0,14	1,3
4500	3,471	0,14	1,2
5000	3,616	0,14	1,1
5500	3,757	0,14	1,2
6000	3,889	0,12	1,5
6500	4,018	0,12	1,7
7500	4,26	0,12	1,5
8000	4,376	0,12	1,1

TABLE A.1 – Tableau récapitulatif de la résolution et de la sensibilité dans les raies et dans le continu en fonction de l'énergie.

Article paru dans *A&A* :



INTEGRAL/SPI
ground calibration

INTEGRAL/SPI ground calibration

D. Attié¹, B. Cordier¹, M. Gros¹, Ph. Laurent¹, S. Schanne¹, G. Tauzin¹, P. von Ballmoos², L. Bouchet², P. Jean², J. Knödlseider², P. Mandrou², Ph. Paul², J.-P. Roques², G. Skinner², G. Vedrenne², R. Georgii³, A. von Kienlin³, G. Lichti³, V. Schönfelder³, A. Strong³, C. Wunderer³, C. Shrader⁴, S. Sturmer⁴, B. Teegarden⁴, G. Weidenspointner⁴, J. Kiener⁵, M.-G. Porquet⁵, V. Tatischeff⁵, S. Crespin⁶, S. Joly⁶, Y. André⁷, F. Sanchez⁸, and P. Leleux⁹

¹ DSM/DAPNIA/Service d'Astrophysique, CEA Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France,

² Centre d'Études Spatiales des Rayonnements, 9 avenue du Colonel Roche, 31028 Toulouse, France

³ Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, Giessenbachstraße, 85748 Garching, Germany

⁴ NASA/Goddard Space Flight Center, code 661, Greenbelt, MD 20771, USA

⁵ Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse, IN2P3-CNRS, 91405 Orsay Campus, France

⁶ CEA Bruyères-le-Châtel, BP 12, 91680 Bruyères-le-Châtel, France

⁷ CNES/Centre Spatial de Toulouse, 18 avenue E. Belin, 31401 Toulouse, France

⁸ Universitat de Valencia, IFIC, Dr Moliner 50, 46100 Burjassot, Valencia, Spain

⁹ Univ. of Louvain, chemin du Cyclotron, 1348 Louvain-La-Neuve, Belgium

Received 14 July 2003 / Accepted 26 August 2003

Abstract. Three calibration campaigns of the spectrometer SPI have been performed before launch in order to determine the instrument characteristics, such as the effective detection area, the spectral resolution and the angular resolution. Absolute determination of the effective area has been obtained from simulations and measurements. At 1 MeV, the effective area is 65 cm² for a point source on the optical axis, the spectral resolution ~ 2.3 keV. The angular resolution is better than 2.5° and the source separation capability about 1°. Some temperature dependant parameters will require permanent in-flight calibration.

Key words. instrumentation: detectors – instrumentation: spectrographs – space vehicles: instruments – gamma rays: observations

1. Introduction

During the SPI ground calibration at Bruyères-Le-Châtel (BLC), low intensity radioactive sources were used at short distances (up to 8 meters) for energy resolution, camera efficiency and homogeneity measurements. In addition, specific tests were included using high intensity radioactive sources at 125 meters for imaging performance measurements and photon beams generated with a Van de Graaf accelerator were used for high energy ($E_\gamma > 2.7$ MeV) calibration (Mandrou & Cordier 1997; Schanne et al. 2002). Some additional runs with standard detectors were necessary to understand the high energy lines. Different GEANT¹ simulations which provided the Instrument Response Function (IRF) (Sturmer et al. 2003) have been compared to measurements.

The spectrometer SPI is described in Jean et al. (2000) and Vedrenne et al. (2003). In the text that follows the term *camera* refers to the Ge detector plane enclosed by the

Anti Coincidence System (ACS)² and the Plastic Scintillator Anticoincidence sub-assembly (PSAC)². The term *telescope* refers to the whole system of the camera with the mask. The description of the camera and its events types (SE and ME) is given in Vedrenne et al. (2003).

2. Calibration campaigns

The SPI imaging capability has been tested using high intensity sources (²⁴¹Am, ¹³⁷Cs, ⁶⁰Co, ²⁴Na), located at 125 m from the telescope, outside the experiment hall through a transparent window. For security reasons, the beam was strongly collimated with a diameter of ~ 2.5 m at the SPI position. In order to ensure that the entire telescope was inside the beam, a scanner using a NaI detector measured the vertical and horizontal beam profiles. Before each SPI run, a standard Ge detector, whose efficiency had been thoroughly calibrated, was used for 10 min in order to obtain the real γ -ray flux entering SPI, thus avoiding

Send offprint requests to: D. Attié,

e-mail: David.Attie@cea.fr

¹ <http://wwwinfo.cern.ch/asdoc/geant.html3/geantall.html>

² Spectrometer user manual is available at:

<http://sigma-2.cesr.fr/spi/download/docs/mu/mu-5-2/>: ACS: vol. 1, p. 25, PSAC: vol. 1, p. 50.

Table 1. Energies of the radioactive sources used at 8.533 meters and the associated efficiency calibration obtained at Bruyères-Le-Châtel. The efficiencies camera for the SE and ME is respectively given by ϵ_{SE} and ϵ_{ME} . The transparency of the mask support is T_{ms} and the transparency of the central pixel is T_{cp} . Using this transmission factors and with an air density $\rho = 1.205 \times 10^{-3} \text{ g cm}^{-3}$ the effective area of the SPI telescope is given by A_{eff} with the error ΔA_{eff} in cm^2 .

E (keV)	Source	ϵ_{SE} (%)	ϵ_{ME} (%)	T_{ms} (%)	T_{cp} (%)	A_{eff} (cm^2)	ΔA_{eff} (cm^2)
20.80	²⁴¹ Am	10.5	0.0	57.1	30.2	15.3	1.4
26.35	²⁴¹ Am	30.8	0.0	63.6	36.6	50.0	4.2
30.80	¹³³ Ba	42.2	0.0	67.2	40.8	72.5	5.7
35.07	¹³³ Ba	47.0	0.0	70.1	44.3	84.4	6.4
59.54	²⁴¹ Am	60.4	0.0	82.1	59.5	128.1	8.6
122.06	⁵⁷ Co	62.2	0.4	83.7	66.1	136.2	8.9
165.86	¹³⁹ Ce	58.1	2.0	84.4	68.9	131.9	8.4
356.02	¹³³ Ba	39.1	9.5	86.1	75.9	110.0	5.9
383.85	¹³³ Ba	36.9	10.1	86.3	76.6	106.6	5.6
514.01	⁸⁵ Sr	29.8	10.9	86.9	79.2	93.3	4.7
661.7	¹³⁷ Cs	25.9	11.5	87.5	81.6	86.7	4.2
834.84	⁵⁴ Mn	22.4	11.4	88.0	83.7	79.8	3.8
898.04	⁸⁸ Y	20.8	10.9	88.1	84.3	75.2	3.5
1115.55	⁶⁵ Zn	18.2	10.6	88.6	86.3	69.8	3.2
1173.24	⁶⁰ Co	17.6	10.3	88.7	86.8	68.0	3.1
1274.5	²² Na	17.1	10.4	88.9	87.6	67.9	3.0
1332.5	⁶⁰ Co	16.1	10.0	89.0	88.0	64.4	2.9
1836.06	⁸⁸ Y	12.7	8.9	89.7	90.9	55.3	2.4

the need for any correction for the absorption within the 125 m air column.

The energy calibration and efficiency measurements were performed with the mask removed so that the whole camera was illuminated uniformly from a distance of about 8 m. A preliminary 6-day monitoring campaign in the calibration hall with a Ge standard detector demonstrated the absence of significant background variations.

For the low energy measurements, eleven radioactive sources were used in the range from 60 keV to 1.8 MeV. Sources emitting single γ -ray lines or well separated lines were preferentially selected. All source characteristics are listed in Table 1. In these data acquisitions, the sources were placed at 8.533 m from the Ge detector plane. At this distance, we can consider that each Ge detector is illuminated under the same solid angle.

For the high energy range calibration, a high intensity proton beam was directed onto a water-cooled thick ¹³C target ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), with SPI at 45° from the beam axis. Two resonances of the ¹³C(p, γ)¹⁴N nuclear reaction at $E_p = 550$ and 1747 keV produce photons up to 9 MeV with sufficient intensities. Relative line intensities at an angle of 45° depend on the angular dependence of the γ -ray emission. This effect has been measured taking into account all absorption processes (Gros et al. 2003). Since the intensity of the proton beam on the target and the photon yield are not well known, absolute efficiencies are not directly calculable. Thus we used a two step process. The efficiencies obtained from accelerator spectra were normalized to the 1638 keV line efficiency (Table 2 for 550 keV). The absolute efficiency at this energy was calculated from the interpolation of the low-intensity source efficiencies, the absolute efficiencies could then be derived for the other accelerator lines.

A calibration phase with the *INTEGRAL* satellite completely integrated was performed at the ESA center of Noordwijk (ESTEC). During the measurements *INTEGRAL* was operated vertically and irradiated by the sources previously used for the 8 m distance measurements at BLC permitting a comparison with the BLC calibration results corrected for the mask.

3. Line fitting

The natural radioactivity background spectrum is subtracted from the source spectrum. The photopeaks in the resulting spectrum are fit by:

$$F(x) = \frac{N}{\sigma \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\frac{1}{2}z^2} dz + \text{erfc}\left(\frac{z}{\sqrt{2}}\right) + ax + b \quad (1)$$

where $z = \frac{x-\mu}{\sigma}$, and x is the channel number in the spectrum. The five parameters to be fit are N , μ , σ , a and b , where N is the amplitude of the Gaussian profile, μ is the mean channel, σ the Ge detector resolution, a and b the coefficients of the linear function modelling the residual background below the line. Inside the Ge crystal, losses in the charge collection introduce a low energy tail on the photopeak which is taken in account by the complementary error function *erfc*. Note that μ and σ are temperature dependent.

4. Energy restitution and energy resolution

The spectral resolution and the energy-channel relation have been measured during thermal tests for each Ge detector (Paul 2002). They are temperature dependent. The mean resolution can be fit by a quadratic function of E :

$$FWHM = F1 + F2 \times \sqrt{E} + F3 \times E. \quad (2)$$

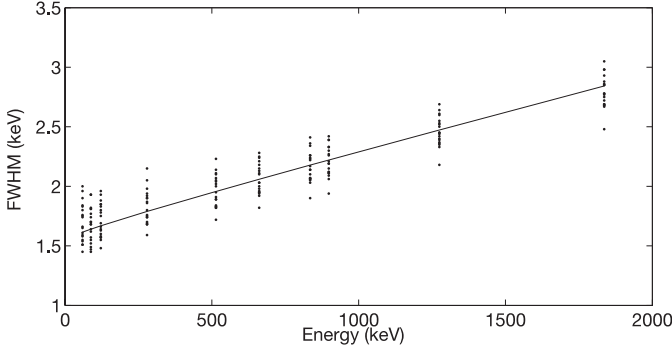


Fig. 1. Spectral resolution ($FWHM$) for the flight model camera at 90 K. For each energy, the resolutions for the 19 individual detectors are plotted. The fit function is given by Eq. (2).

For $T = 90$ K, $F1 = 1.54$, $F2 = 4.6 \times 10^{-3}$ and $F3 = 6.0 \times 10^{-4}$. At 1 MeV, $FWHM \sim 2.3$ keV (Fig. 1).

The energy-channel relations are almost linear for all detectors. The variation of the peak position with temperature was 0.13 keV/K at 1.3 MeV (measured in the temperature range 93 K–140 K). The relations obtained in the calibration process are useless for in-flight data. The energy-channel relations will change following the temperature differences.

5. Full-energy peak efficiency of the SPI telescope

To obtain the full-energy peak efficiency of the SPI telescope we corrected the efficiency of the camera alone for the absorption of photons by the mask. These results are compared to simulations.

5.1. Individual detector efficiencies

For a Ge detector i , and a γ -ray line at energy E produced by a source, the full-energy peak efficiency ϵ_i is defined by the ratio

$$\epsilon_i = \frac{\phi_{\text{measured}}}{\phi_{\text{incident}}} \quad (3)$$

where $\phi_{\text{measured}} = \mathcal{A}/T_m$. \mathcal{A} is the number of photons in the photopeak. We consider \mathcal{A} to be the integral of the Gaussian part of the function $F(x)$ fitted to the background subtracted photopeak ($\mathcal{A} = \sqrt{2\pi}N\sigma$). T_m is the effective measurement duration (i.e. the total duration of the measurement corrected for the dead time).

In the case of a source, the absolute flux ϕ_{incident} at the detector plane is given by

$$\phi_{\text{incident}} = a_0 \times 2^{-\frac{T_1 - T_0}{\tau}} \times \mathcal{B}r_E \times \Omega \times e^{-\frac{\mu_E}{\rho} x} \quad (4)$$

where a_0 is the source activity at the reference date T_0 , T_1 is the date of the measurement and τ the half-life of the source, $\mathcal{B}r_E$ is the branching ratio of the line at energy E . The air transmission coefficient is computed using the air mass attenuation coefficient μ_E at energy E , the air density ρ and the distance x between the source and the Ge detection plane. Ω is the relative area of the detector viewed from the source $\Omega = \frac{A_{\text{Ge}}}{4\pi x^2}$ where A_{Ge} is the geometric area of a Ge detector, $\langle A_{\text{Ge}} \rangle = 26.75$ cm².

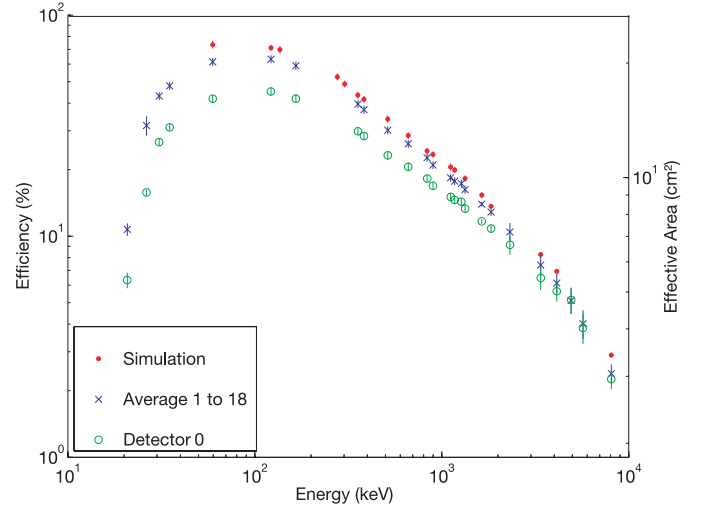


Fig. 2. Full-energy peak efficiency for sources on the SPI optical axis ($\alpha = 0^\circ$), without mask. An average for detectors 1 to 18 is shown; detector 0 is plotted separately (see Sect. 5.2). The measurements are compared to Monte-Carlo simulations.

For the accelerator case, the intensities $\mathcal{I}r_E$ of the lines in the accelerator spectrum, corrected for all absorption effects, are relative to the 1638 keV line intensity (Table 2). The efficiency is:

$$\epsilon_i(E) = \frac{\phi_{\text{measured}}(E)}{\mathcal{I}r_E \times \phi_{\text{measured}}(1638)} \times \epsilon_i^{\text{int}}(1638) \quad (5)$$

where $\epsilon_i^{\text{int}}(1638)$ is the detector efficiency at 1638 keV obtained from the interpolation of source data.

For detectors 1 to 18, efficiencies are comparable. The value $\langle \bar{\epsilon} \rangle = \frac{1}{18} \sum_{i=1}^{18} \epsilon_i$ is representative of the efficiency of a single detector. Efficiencies ϵ_0 and $\langle \bar{\epsilon} \rangle$ are compared to the GEANT simulation average efficiency $\langle \bar{\epsilon} \rangle_{\text{sim}}$. $\langle \bar{\epsilon} \rangle_{\text{sim}}$ is $\sim 10\%$ higher than $\langle \bar{\epsilon} \rangle$ (Fig. 2).

5.2. Homogeneity of the camera

Using 14 of the 18 energies of Table 1, we compared for each detector i the efficiency homogeneity functions $h_i(E) = \left[\frac{\epsilon_i - \langle \bar{\epsilon} \rangle}{\langle \bar{\epsilon} \rangle} \right]_E$ to the corresponding mass homogeneity functions $M_i = \frac{m_i - \langle m \rangle}{\langle m \rangle}$ where $\langle m \rangle = \frac{\sum_i m_i}{n}$. In Fig. 3 we display the homogeneity functions and their energy dependence for sources for a range of energies E on the optical axis ($\alpha = 0^\circ$) and for $\alpha = 8^\circ$.

If $\alpha = 0^\circ$, the efficiency of detector 0 seems to be ~ 10 to 20% less than $\langle \bar{\epsilon} \rangle$, and the deviation increases when the energy decreases. This behaviour is the signature of absorption, which in the case is due to an Hostaform plastic device inserted in the center of the plastic anticoincidence scintillator (PSAC) for alignment purposes. Detectors 2 and 3 are also affected. It was subsequently found that during these calibration runs the sources were actually slightly off-axis, causing the alignment device to partially shadow detectors 2 and 3. This explains the slight attenuation observed for them (Fig. 3, left panel).

If $\alpha \neq 0^\circ$, the alignment device is projected on one or more other detector(s). During measurements at $\alpha = 8^\circ$, it is

Table 2. Strongest γ -ray lines of the 550 keV resonance of the $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ reaction. I_0 is the relative intensity emitted by the target under 45° , I_{r_E} is the relative intensity at SPI position after absorption in the target backing and holder, the cooling water, 8 m of air and the window separating SPI from the experimental hall (normalized to the 1637.9 keV line). The 8076 keV line is Doppler shifted from its nominal 8060 keV, as all lines coming from the 8062 keV level. For the others values see Table 1.

E_γ (keV)	I_0	I_{r_E}	ϵ_{SE} (%)	ϵ_{ME} (%)	T_{ms} (%)	T_{dev} (%)	A_{eff} (cm 2)	ΔA_{eff} (cm 2)
1637.9	100	100	13.8	9.3	89.5	89.8	58.4	2.3
2316	139 ± 4.3	149 ± 4.6	10.4	7.9	90.2	93.0	47.6	1.8
3383.8	23.7 ± 0.8	27.0 ± 0.9	7.4	6.8	91.1	96.5	37.4	1.4
4123	102 ± 3.2	119 ± 3.7	6.1	6.5	91.5	98.3	33.5	1.2
4922.8	16.3 ± 0.6	19.1 ± 0.7	5.1	5.9	91.9	99.9	29.3	1.1
5700.1	12.8 ± 0.5	15.1 ± 0.6	4.0	5.2	92.2	99.9	24.5	1.0
8076	627 ± 20	752 ± 24	2.4	4.1	93.0	99.9	17.0	0.7

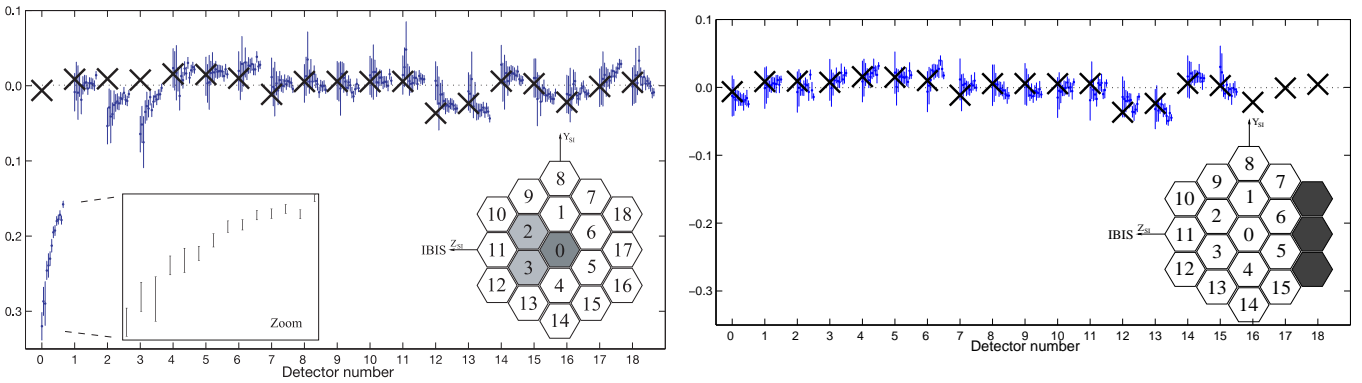


Fig. 3. For each detector, a plot of the efficiency versus energy is shown (in each plot, the line energy increases from left to right according to the 14 energies used). The crosses represent the mass of the crystal. When the detector is not shadowed, the efficiency depends mainly on its mass. *Left panel:* at 0° , source on axis, the detectors 0, 2 and 3 are partially shadowed by the PSAC-alignment device. *Right panel:* when the source is at 8° , detectors 16 to 18 are shadowed by the ACS. The alignment device is projected outside the detection plane.

projected outside the camera, detector 0 shows a normal efficiency. The very low efficiency of detectors 16 to 18 is due to the shadow of the ACS (Fig. 3, right panel).

5.3. Full-energy efficiency of the camera for the Multiple Events (ME)

In the case of ME, the incoming photon cannot be associated with a specific detector. So, the whole camera must be considered. We constructed a spectrum for each calibration source and multiplicity m using events from the whole camera. We then fit the lines in the background corrected spectra. The ME efficiency for a multiplicity m , ϵ_{ME}^m , is defined as for the SE in Eq. (3). We find that above ~ 4 MeV, the total ME efficiency is greater than the SE efficiency. The contribution of different multiplicities is displayed in Fig. 4.

5.4. Full-energy peak efficiency of the telescope

During the acquisition of the data used in the previous sections, the mask was removed to let all detectors be illuminated by the sources. Deriving the telescope efficiency from the camera and detector efficiencies need to be corrected for the absorption of photons by the open and closed elements of the mask. This correction is evaluated for on-axis sources at infinite distance, thus the rays are considered to arrive parallel on the mask.

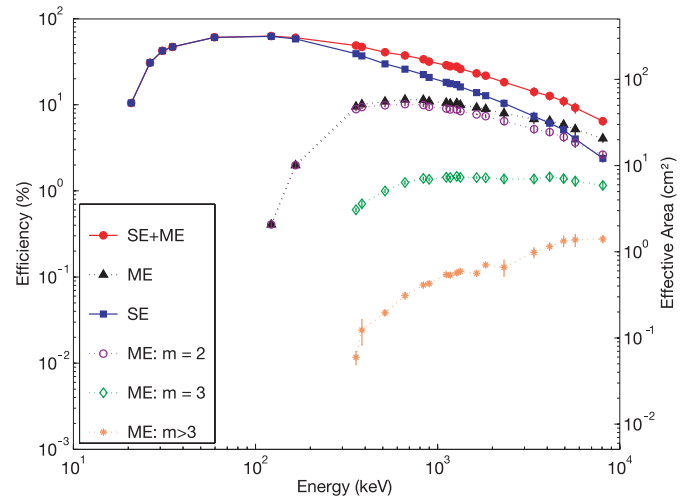


Fig. 4. Full-energy peak efficiency for SE, ME and all events (SE+ME) and for ME with multiplicity $m = 2, 3$ and >3 , for the camera without mask. The effective area is the geometric area multiplied by the efficiency.

The transparency of the 63 open mask pixels have been measured individually with different radioactive sources from 17 keV to 1.8 MeV (Sánchez et al. 2003). Using these data, a mathematical model was fit to reproduce the mask absorption for the open pixels and especially for the central pixel, affected

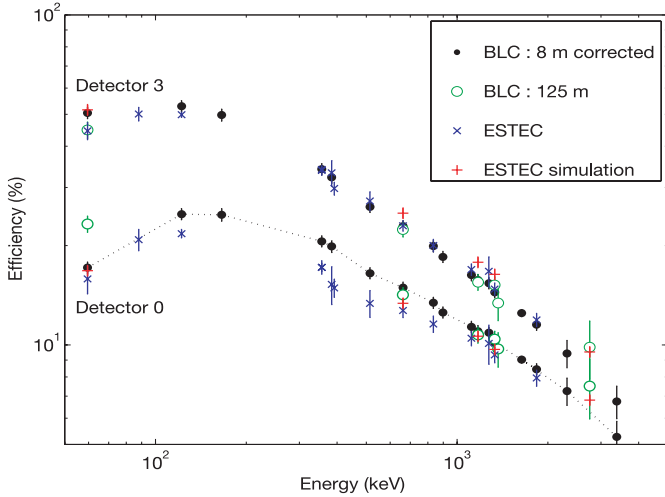


Fig. 5. The on-axis, full-energy peak efficiencies of detector 0 and 3 for SPI with its mask. The data are: 8 m BLC data without mask corrected for the mask absorption (\cdot), 125 m BLC data with mask, (\circ) and 8 m ESTEC data with mask (\times). For detector 0, the disagreement between the curves shows the difficulty of alignment device modelisation.

also by the alignment device. Note that above 2 MeV the absorption values have been extrapolated.

The efficiencies computed from on-axis 8-meter source data analyses for the detectors 0 and 3 were corrected for absorption due to the mask support (Fig. 5). For detector 3, these efficiencies are in good agreement with the efficiencies obtained with the mask installed at ESTEC and at BLC using the 125-meter source data. Thus, for an unshadowed detector, the correction method can be applied. For detector 0, when the source is on axis, the presence of the alignment devices in the PSAC and the mask complicates the efficiency calculation. Below 1 MeV, we adjusted the correction (Sánchez et al. 2003) to fit the BLC and ESTEC measurements.

Let $M_o(E)$ be the mask support transmission for the illuminated detectors, $M_\bullet(E)$ the mask element transmission multiplied by the mask support transmission for the shadowed ones. For SE, $M_i(E)$ is the transmission of the element i of the mask at the energy E for the detector i ($M_i(E) = M_o(E)$ or $M_\bullet(E)$). For SE we correct the efficiency for each detector. For ME we correct the global camera efficiency obtained in Sect. 5.3 by the global mask absorption. The total effective area \mathcal{A}_{eff} of the telescope is then:

$$\mathcal{A}_{\text{eff}} = \sum_{i=0}^{18} A_i^{SE}(E) \times M_i(E) + A^{ME}(E) \times \left[\frac{A_\bullet}{A} M_\bullet(E) + \frac{A_o}{A} M_o(E) \right] \quad (6)$$

$A_i^{SE}(E)$ is the effective area of detector i for the SE, $A^{ME}(E)$ is the camera effective area for the ME. A_o , A_\bullet and A are the total geometric area of the illuminated detectors, of the shadowed detectors and of the whole camera. In the case of a source on axis at infinity, $A_o = 240.9 \text{ cm}^2$, $A_\bullet = 267.4 \text{ cm}^2$ and $A = 508.3 \text{ cm}^2$.

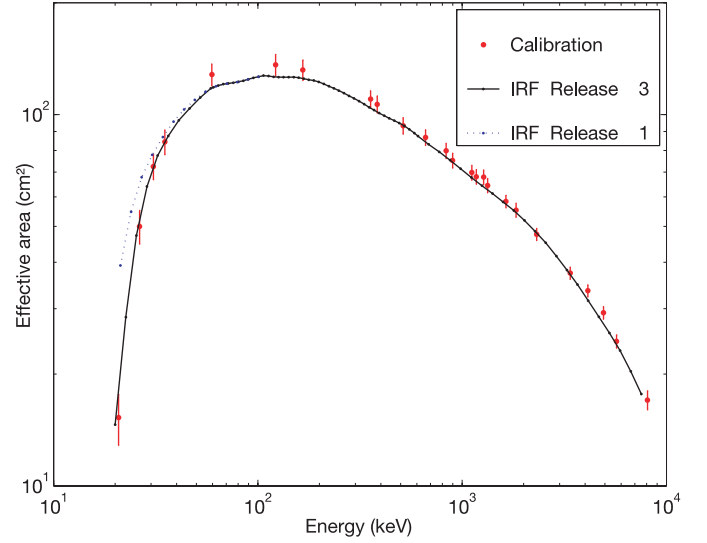


Fig. 6. Full-energy peak effective area of SPI telescope using all events (SE+ME). This curve is representative of the in flight effective area for an on-axis source. We compare it to the response matrix before the launch (release 1, Nov. 2002) and after the launch (release 3, July 2003).

For imaging, Eq. (6) is not fully valid for ME. In this case, the number of the detector where the photon had its first interaction can be known only with a probability $p < 1$. The $(1 - p)$ fraction is attributed to other pixels of the mask (closed or open), and so the real ME efficiency is always less than $(ME \text{ camera efficiency}) \times (\text{mask absorption corrections})$.

We have compared the measured effective areas of the SPI telescope to those found in the SPI Imaging Response Files (IRFs), see Fig. 6. Here we have limited our comparison to the on-axis full-energy peak effective areas. The IRFs used in the ISDC data analysis pipeline have been simulated using a GEANT-based software package (Sturmer et al. 2003). Note that the version of the IRFs released in November 2002 have subsequently been corrected at low energies using calibration data. The total effective area is about 125 cm^2 at 100 keV and 65 cm^2 at 1 MeV.

6. Imaging capabilities

The long-distance source tests were designed to verify the capabilities of the entire instrument in the imaging mode, the response matrix derived from Monte Carlo simulations, and the performance of the instrument/software/response matrix combination. For 125 m, the beam divergence was about $\pm 4'$ and the angular size of the sources $\sim 1'$.

6.1. Angular resolution and Point Spread Function

The angular resolution and Point Spread Function (PSF) of an instrument such as SPI is a function not only of the characteristics of the instrument but of the sequence of pointings (the ‘‘dithering pattern’’) used and the image reconstruction technique adopted. Here we take the PSF to be the response in an image obtained by correlation mapping

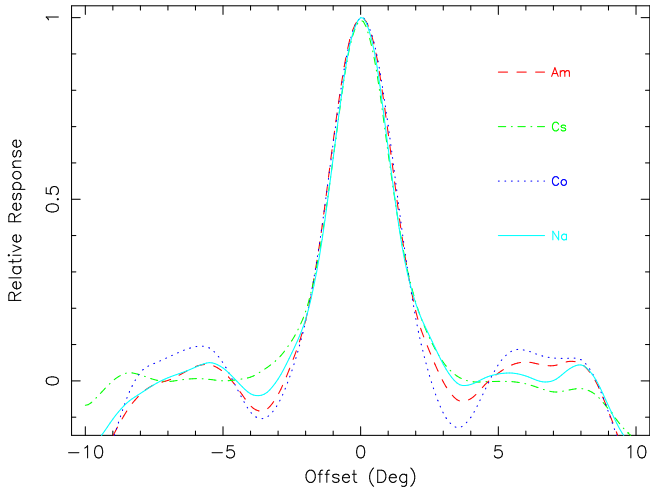


Fig. 7. The PSF determined from measurements of 4 different sources at 125 m. Each curve is the mean of cross-sections through the response in two orthogonal directions; a background level has been subtracted from each and the curves normalized to the same peak height. The mean *FWHM* is 2.55° . (^{241}Am : 60 keV; ^{137}Cs : 662 keV; ^{60}Co : 1332 keV; ^{24}Na : 2754 keV).

(Skinner & Connell 2003) to a point source observed according to a specific dither pattern. We then take as the angular resolution the full width at half maximum (*FWHM*) of this response. Figure 7 shows some results.

Given that the hexagonal mask elements are 60 mm “across flats” and that the mask-to-detector distance is 1710 mm, the expected angular resolution is 2.0° . But because of the finite detector spatial resolution, the *FWHM* will be larger. Although the detector pitch is equal to the mask element size, the detectors are somewhat smaller (56 mm). This gives an expected *FWHM* of about 2.5° . The measured values are consistent with predictions. The *FWHM* does not vary significantly with energy for the sources used (59–2754 keV).

6.2. Single source localisation precision

The source location accuracy depends on the signal-to-noise ratio, N_σ , of the measurement as well as the angular resolution of the instrument. Some analysis results of the analysis software Spiros (Connell et al. 1999; Skinner & Connell 2003) are shown in Fig. 8. The signal-to-noise ratio of the BLC data is extremely high. It is important to verify the performances with values of N_σ more representative of flight values. To do this, random subsets of events were taken. These subset were also diluted by adding increasing amounts of Poisson-distributed noise. We found that the position accuracy does not increase when the signal-to-noise ratio exceeded 50–100 σ . This suggests that there are systematic effects, which limit the accuracy to $>2.5'$. This could be due to uncertainties in the telescope stand alignment, which are about that level. Assuming that the reference axis was displaced from the source direction by a fixed $2.5'$, the residual errors suggest that the intrinsic limit of the instrument may be about five times lower (filled symbols).

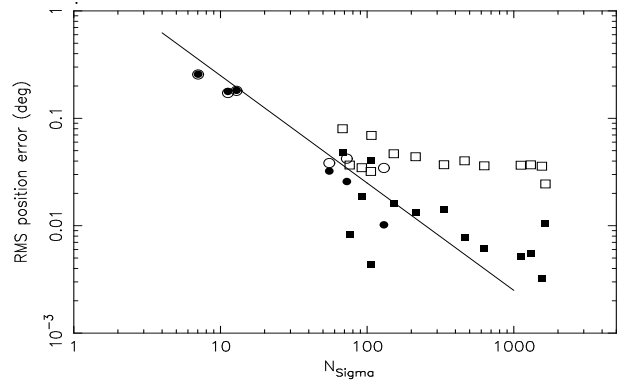


Fig. 8. The error in the determination of a narrow line source position from analysis of calibration data. Squares: subsets of data, circles: mean of 10–20 trials with samples of random noise added. Open symbols: deviations from the nominal position, filled symbols: deviations from an assumed displaced source position. The line corresponds to $2.5^\circ/N_\sigma$.

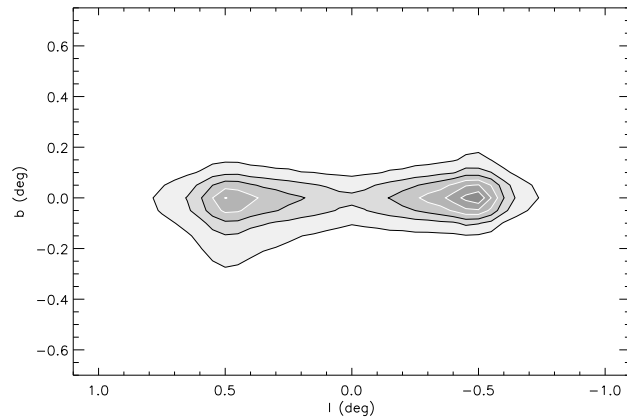


Fig. 9. Maximum entropy image in the 1173 keV ^{60}Co line shows the capability of the instrument to separate sources closer than the angular resolution, where the signal-to-noise ratio is good. The sources are separated by 1° .

6.3. Source separation capability

Even if the angular resolution is about 2.5° , one can distinguish sources separated by less than this angle if data have a good signal-to-noise ratio. The BLC calibration runs were restricted to single sources, but it is possible to combine the data from runs at different source angles to emulate data for double sources. Figure 9 shows Spiskymax (Strong 2003) image for sources separated by 1° using the 1173 keV line of ^{60}Co . The source are clearly separated, thus showing that SPI, in the very high signal-to-noise regime of BLC, is able to resolve sources at least as closely spaced as 1° . With the lower signal-to-noise flight conditions the same performance will not always be achieved.

7. Anti-Coincidence System performance

A threshold calibration was performed using two radioactive sources (^{203}Hg : 279 keV; ^{137}Cs : 662 keV) placed close to each of the 91 BGO crystals. The redundant cross-connections between pairs of crystals, PMTs (photomultiplier tube) and

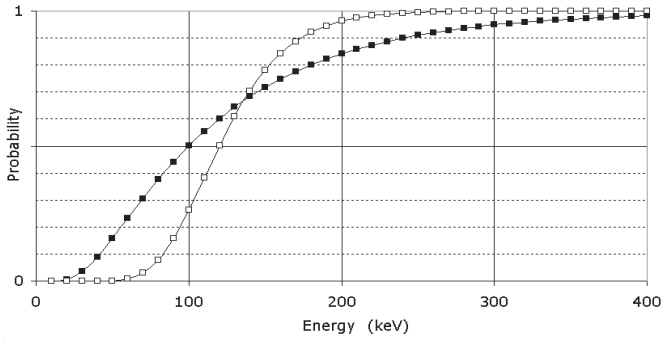


Fig. 10. For PMT_1 (solid), $E_{\text{th}} = 100$ keV and $a = \sqrt{50}$, for PMT_2 (open), 120 keV and $\sqrt{10}$. These curves illustrate the large differences between ACS crystals and PMTs combinations.

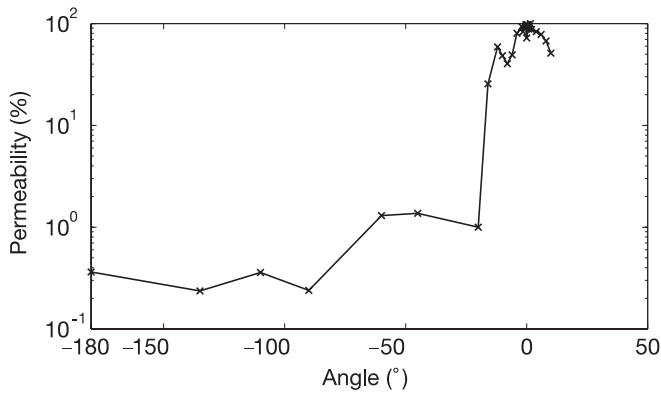


Fig. 11. ACS permeability as a function of the angle from the axis (BLC, ^{137}Cs source)

electronics give a broad threshold function, which can be approximated by

$$s(E, E_{\text{th}}) = \frac{1}{\sigma(E) \times \sqrt{2\pi}} \times \int_{E_{\text{th}}}^{+\infty} e^{-\frac{(E' - E)^2}{2\sigma^2(E)}} dE' \quad (7)$$

where s is the probability that a γ -ray with energy E exceeds the threshold energy E_{th} . A relation $\sigma(E) = a \times \sqrt{E}$ has been assumed (Fig. 10).

The light yield of BGO crystals varies with the temperature. This has a significant effect on two main characteristics of the ACS:

- the self-veto effect is the rejection of true source counts by the anticoincidence shield, due to Compton leakage from the camera. It decreases when the ACS threshold energy raises as more scattered events are accepted. For a detector located on the edge of the camera, the influence is larger than for an inner one.
- the veto-shield permeability is the fraction of γ -rays, which go through the ACS shield undetected and then hit a Ge detector. If a strong source is outside the field of view, it will be *imaged* through the structure of the veto shield, which will act as a kind of mask (Fig. 11).

These two ACS effects will modify the in-flight sensitivity of the telescope: variations of temperature on the orbit will affect

the Compton background under the lines and the dead time. Current in-flight variations are about 10 K. They are permanently monitored so that these effects could be further quantified.

8. Background lines

We produced a catalogue of all the γ -ray lines detected by SPI on the ground (Table 3) by summing over all of the background data. Some never before observed very-high energy lines were detected. These lines are also visible in the $E_p = 1747$ keV spectra, but not in the $E_p = 550$ keV ones. A careful study of BLC environment excluded any kind of non-natural emission during our background tests. A complementary test of 3×10^5 s using an isolated standard Ge detector did not produce these lines. So their observation in the SPI background spectra must be related to the presence of low energy or thermal neutrons and the Ge detector array structure of the camera.

During background measurements, the neutron flux comes mainly from the spallation of SPI materials by cosmic rays. Thermal neutron capture for Ge isotopes has been studied in details by Islam et al. 1991. They give the neutron separation energies: $S_n(^{71}\text{Ge}) = 7415.9$ keV, $S_n(^{74}\text{Ge}) = 10\,196.3$ keV, $S_n(^{75}\text{Ge}) = 6505.2$ keV. Lines are detected in SPI at these energies, but the most striking feature is that the 10 196 keV line corresponds to a forbidden transition between the S_n level and the ground state.

A simulation of some of the numerous possible cascades in the de-excitation of ^{74}Ge nuclei showed that such a line can only be observed due to the summation of different transitions of the cascade by at least two detectors close to one another, i.e. in coincidence. On the other hand, the line corresponding to $S_n(^{73}\text{Ge}) = 6782.9$ keV is not observed, but a 6717 line is. This line corresponds also to the summation of transitions, but only down to the 67 keV level of the isomeric $^{73\text{m}}\text{Ge}$ which decays independently with a lifetime of 0.499 s.

The determination of line origins is necessary to understand the SPI camera behaviour in space, where neutron and spallation induced lines will affect the observations. The relative intensities obtained in the ground calibration can then be used when subtracting the background from astrophysical data.

9. Conclusion

SPI will be able to detect nuclear astrophysics lines and continuum. The total effective area of SPI was found to be >100 cm^2 in the energy range 40 keV to 300 keV with a maximum of 136 cm^2 at 125 keV. At 1 MeV the resolution of the instrument is ~ 2.5 keV with an effective area of ~ 65 cm^2 , (at 511 keV: 90 cm^2 ; at 1.8 MeV: 52 cm^2).

The angular resolution of SPI was found to be roughly 2.5° and it has been shown that SPI will be able to resolve sources with a separation of 1° and probably less.

Using ground calibration data and GEANT simulations, we derived an absolute calibration of the SPI effective area.

Table 3. Background environment lines observed by SPI in absence of sources.

Energy (keV)	Nuclide	Emission probability (%)	Half-life	Others gammas (keV) (%)	Origin	Fluxes (s ⁻¹)
46.5	²¹⁰ Pb	4.05	22.3 y		²³⁸ U series (226Ra)	0.276
59.5	²⁴¹ Am	36.0	432.2 y			0.094
63.3	²³⁴ Th	4.5	24.1 d		²³⁸ U series (226Ra)	0.365
66.7	^{73m} Ge	100	0.499 s		activation	-
72.8	Pb X-ray	[100]		75.0[100]	fluorescence K α 1	0.765
75.0	Pb X-ray	[60]		72.8[60]	fluorescence K α 2	0.822
75.0	²⁰⁸ Tl	3.6	3.053 m	2614.6(99.8)	fast neutron activation	0.822
84.8	²⁰⁸ Tl	1.27	3.053 m	2614.6(99.8)	fast neutron activation	-
84.9	Pb X-ray	[35]		75.0[100]	fluorescence K β 1	-
87.3	Pb X-ray	[8.5]		75.0[100]	fluorescence K β 2	-
93.3	²²⁸ Ac	5.6	6.15 h	911.2(29.0)	²³² Th series	0.696
143.8	²³⁵ U	10.9	7 \times 10 ⁸ y	185.7(57.2)	natural	0.132
162.7	²³⁵ U	4.7	7 \times 10 ⁸ y	185.7(57.2)	natural	0.090
185.7	²³⁵ U	57.2	7 \times 10 ⁸ y	143.8(10.9)	natural	0.835
186.1	²²⁶ Ra	3.28	1600 y		²³⁸ U series	0.835
198.3	^{73m} Ge	100	0.499 s		activation	0.033
205.3	²³⁵ U	4.7	7 \times 10 ⁸ y		natural	0.086
209.4	²²⁸ Ac	4.1	6.15 h	911.2(29.0)	²³² Th series	-
238.6	²¹² Pb	43.6	10.6 h	300(3.34)	²³² Th series	0.753
240.8	²²⁴ Ra	3.9	3.66 d		²³² Th series	-
269.4	²²³ Ra	13.6			²³⁵ U series	0.014
270.3	²²⁸ Ac	3.8			²³² Th series	-
295.1	²¹⁴ Pb	19.2	26.8 m	3351.9(35.1)	²³⁸ U series (226Ra)	0.176
300.0	²¹² Pb	3.34	10.6 h	238.6(43.6)	²³² Th series	0.044
338.4	²²⁸ Ac	12.4	6.13 h	911.2(29)	²³² Th series	0.124
351.9	²¹⁴ Pb	37.1	26.8 m	285.1(19.2)	²³⁸ U series (226Ra)	0.323
409.6	²²⁸ Ac	2.2	6.15 h	911.2(29.0)	²³² Th series	-
432.8	²¹² Bi	6.64	1.1 h	727.2(6.65)	²³² Th series	-
463.1	²²⁸ Ac	4.6	6.15 h	911.2(29.0)	²³² Th series	0.011
510.8	²⁰⁸ Tl	22.8	3.053 m	2614.6(99.8)	²³² Th series	-
511.0	many				annihilation e ⁺ /e ⁻	-
569.6					-	0.125
583	²⁰⁸ Tl	84.5	3.053 m	2614.6(99.8)	²³² Th series	0.100
609.3	²¹⁴ Bi	46.1	19.9 m	1120.3(15.0)	²³⁸ U series (226Ra)	0.137
661.7	¹³⁷ Cs	85.1	30.17 y		-	0.016
665.5	²¹⁴ Bi	1.55	19.9 m	609.3(46.1)	²³⁸ U series (226Ra)	0.015
726.8	²²⁸ Ac	0.62	6.13 h	911.2(29)	²³² Th series	-
727.2	²¹² Bi	6.65	1.1 h	1620.7(1.51)	²³² Th series	0.085
755.3	²²⁸ Ac	1.32	6.13 h	911.2(29)	²³² Th series	0.008
766.4	²¹⁴ Bi	4.83	19.9 m	609.3(46.1)	fission (⁹⁵ Zr)	0.066
766.4	²³⁴ Pa	0.29	0.79 s	1001.0(0.83)	²³⁸ U series	0.125
784.0	¹²⁷ Sb	14.5	3.85 d	685.7(35.3)	fission	0.032
794.8	²²⁸ Ac	4.6	6.13 h	911.2(29)	²³² Th series	0.021
834.8	⁵⁴ Mn	99.98	312.3 d		charged particle reaction	0.023
860.6	²⁰⁸ Tl	12.52	3.053 m	2614.6(99.8)	²³² Th series	0.025
904.3	²¹⁴ Bi	0.1	19.9 m	609.3(46.1)	²³⁸ U series (226Ra)	0.318
904.3	²²⁸ Ac	0.89	6.13 h	911.2(29)	²³² Th series	0.318
911.2	²²⁸ Ac	29.0	6.13 h	969.0(17.4)	²³² Th series	0.320
934.1	²¹⁴ Bi	3.1	19.9 m	609.3(46.1)	²³⁸ U series (226Ra)	0.014
964.6	²²⁸ Ac	5.8	6.13 h	911.2(29)	²³² Th series	0.225
969	²²⁸ Ac	17.4	6.13 h	911.2(29)	²³² Th series	0.259
1001.0	²³⁴ Pa	0.83	0.79 s	766.4(0.29)	²³⁸ U series	-
1063.6					-	0.059
1120.3	²¹⁴ Bi	15	19.9 m	609.3(46.1)	²³⁸ U series (226Ra)	0.107
1155.2	²¹⁴ Bi	1.7	19.9 m	609.3(46.1)	²³⁸ U series (226Ra)	0.011
1237	²¹⁴ Bi	5.96	19.9 m	609.3(46.1)	²³⁸ U series (226Ra)	0.043
1281	²¹⁴ Bi	1.48	19.9 m	609.3(46.1)	²³⁸ U series (226Ra)	0.010
1292					-	0.004
1377	²¹⁴ Bi	4.15	19.9 m	609.3(46.1)	²³⁸ U series (226Ra)	0.050
1401.5	²¹⁴ Bi	1.39	19.9 m	609.3(46.1)	²³⁸ U series (226Ra)	0.010
1408	²¹⁴ Bi	2.51	19.9 m	609.3(46.1)	²³⁸ U series (226Ra)	0.020
1460.8	⁴⁰ K	10.67	1.28 \times 10 ⁹ y	-	natural	2.056
1492					-	0.015
1496	²²⁸ Ac	1.05			²³² Th series	0.009
1508						0.027
1580	²²⁸ Ac	0.71			²³² Th series	0.012
1764.5	²¹⁴ Bi	16.07			²³⁸ U series (226Ra)	0.229
2614.4	²⁰⁸ Tl	99.79	3.053 m	2614.6(99.8)	²³² Th series	0.545
3197.0	²⁰⁸ Tl		3.053 m	2614.6(99.8)	²³² Th series	0.011
3475	²⁰⁸ Tl		3.053 m	2614.6(99.8)	²³² Th series	-
3708.1	²⁰⁸ Tl		3.053 m	2614.6(99.8)	²³² Th series	<0.001
6129.2	¹⁶ O				-	<0.001
6505.2	⁷⁵ Ge				⁷⁴ Ge(n, γ)	<0.001
6716.5	⁷³ Ge				⁷² Ge(n, γ)	<0.001
7415.9	⁷¹ Ge				⁷⁰ Ge(n, γ)	0.001
7631.7	⁵⁷ Fe				⁵⁶ Fe(n, γ)	<0.001
7645.5	⁵⁷ Fe				⁵⁶ Fe(n, γ)	<0.001
10196	⁷⁴ Ge				⁷³ Ge(n, γ)	<0.001

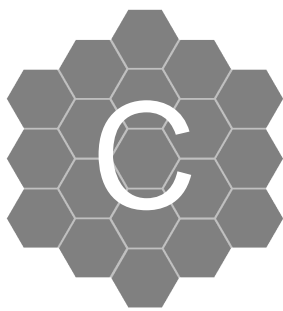
We noticed the temperature influence on ACS effects and energy restitution. For these two points, we must underline that permanent in-flight calibration is required. Neutron or spallation induced background lines will be used as tracers to extract the background component of some lines of astrophysical interest.

Acknowledgements. The authors would like to thank: C. Amoros, E. André, A. Bauchet, M. Civitani, P. Clauss, I. Deloncle, O. Grosjean, F. Hannachi, B. Horeau, C. Larigauderie, J.-M. Lavigne, A. Lefèvre, O. Limousin, M. Mur, J. Paul, N. de Séreville, J.-P. Thibault who took part in the shifts at BLC, J.-P. Laurent (CISBIO) for the very tight logistics of high intensity ^{24}Na sources, the BLC Van de Graff team, M. A. Clair (CNES), our project manager, R. Carli (ESA) ESTEC calibration manager, D. Chambellan, B. Rattoni (DIMRI) for their essential contribution to source preparation, P. Guichon and S. Leray (CEA-Saclay), P. Bouisset, R. Gurrarian and E. Barker (IRSN – Orsay) for fruitful discussion about nuclear physics.

References

- Connell, P. H., Skinner, G. K., Teegarden G. B., & Naya, E. J. 1999, *Astrophys. Lett. Commun.*, 39, 397
- Gros, M., Kiener, J., Tatischeff, V., et al. 2003, NIME, submitted
- Islam, M. A., Kennett, T. J., & Prestwich, W. V. 1991, *Phys. Rev. C*, 43-3, 1086
- Jean, P., Vedrenne, G., Schönfelder, V., et al. 2000, *Proc. fifth Compton Symp.*, American Institute of Physics AIP, 510, 708
- Mandrou, P., & Cordier, B. 1997, SPI document SPI-NS-0-9768-CSCI
- Paul, Ph. 2002, Thesis, Université P. Sabatier, Toulouse
- Sánchez, F., Chato, R., Gasent, et al. 2003, *Nucl. Instr. and Meth.*, A500(2003)253-262
- Schanne, S., Cordier, B., Gros, M., et al. 2002, *SPIE Proc.*, 4851-2, 1132
- Skinner, G. K., & Connell, P. H. 2003, 411, L123
- Strong, A. W. 2003, 411, L127
- Sturmer, S. J., Shrader, C. R., Weidenspointner, G., et al. 2003, 411, L81
- Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., et al. 2003, 411, L63

Rapport de conférence
COSPAR 2004 soumis :



Cyclotron lines in
INTEGRAL/SPI
spectra of Vela X-1

Cyclotron lines in *INTEGRAL*/SPI spectra of Vela X-1

D. Attié^a S. Schanne^a P. Sizun^a P. Kretschmar^{c,d}
I. Kreykenbhom^{b,d} R. Staubert^b A. von Kienlin^c
M. Chernyakova^d

^a*CEA Saclay, DSM/DAPNIA/SAP, 91191 Gif sur Yvette, France.*

^{ba}*Institut für Astronomie und Astrophysik - Astronomie, Univ. of Tübingen,
72076 Tübingen, Germany*

^{cb}*Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik, PO Box 1312, 85741
Garching, Germany*

^{dc}*INTEGRAL Science Data Centre, 1290 Versoix, Switzerland*

Abstract

The wind-accreting X-ray binary pulsar Vela X-1 has been observed during the two *INTEGRAL* Core Program observations of the Vela region in June-July and November-December 2003.

Preliminary results on time averaged and time resolved spectra of *INTEGRAL*/SPI for the two observation epochs are presented. Time averages have been used in order to increase the signal to noise ratio, but cyclotron line features expected at ~ 20 - 25 keV and ~ 53 keV are not clearly detected in the *INTEGRAL*/SPI spectra. This work shows that the detection of cyclotron feature as given in [11] should be taken with caution due to background modelling uncertainties. Further work using a better in-flight energy calibration and background monitoring is planned to improve the analysis.

Key words: Vela X-1, pulsar, cyclotron lines, *INTEGRAL*, SPI.

1 Introduction

Vela X-1 (4U 0900–40) is an eclipsing high mass X-ray binary with an orbital period of 8.96437 days [2] at a distance of ~ 2.0 kpc [19]. This system is composed of a B0.5Ib supergiant (HD 77581) and an accreting magnetized neutron star. The accretion on the neutron star is provided by the wind of its

companion emitting $4 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}$ [18]. The optical companion has a mass of $\sim 23 M_{\odot}$ and a radius of $\sim 30 R_{\odot}$ while the neutron star mass is estimated to $\sim 1.8 M_{\odot}$ [2] with a spin period of ~ 283 s [15]. Both the spin period and its derivative vary erratically between two measurements as expected for a wind accreting system.

The typical X-ray luminosity of Vela X-1 is $\sim 4 \times 10^{36}$ erg/s, but both sudden flux reductions to less than 10 % of its normal value [6, 14, 12] and flaring activity [8, 5, 12] have been observed in the past. The broadband X-ray spectrum of Vela X-1 has the typical shape of an accreting pulsar spectrum with a power law continuum at low energy and an exponential cutoff at higher energies. A cyclotron resonant scattering feature (CRSF) at ~ 55 keV was first reported from observations with *Mir-HEXE* [9]. Makishima et al. [16] and Choi et al. [3] reported a weak absorption feature at ~ 25 keV using *Ginga* data. This low energy feature has been disputed by *BeppoSAX* observations [20] but supported by phase resolved analysis of *Mir-HEXE* [10] and *RXTE* data [13].

2 *INTEGRAL*/SPI observations of Vela X-1

The spectrometer SPI [24] onboard *INTEGRAL*, ESA's latest gamma-ray satellite launched in October 2002, has high spectral resolution in the 20 keV to 8 MeV energy band. According to [1], at the energy of 25 keV and 50 keV where CRSF are expected, the corresponding effective area is respectively 50 cm^2 and 107 cm^2 , while the energy resolution is 1.6 keV for both lines. The line sensitivity for an observation time of 10^6 s yields $7 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$ and $5 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$ respectively [21, 7], assuming a stable background and taking into account statistical errors only.

During *INTEGRAL*'s first year core program, the Vela region has been observed during two campaigns, in June-July 2003 (revolutions 81 to 88) and November-December 2003 (revolutions 137 to 141) corresponding to an exposure time of $\sim 2.44 \times 10^6$ s, where the dead time of 11.2 % has been taken into account. The data during the periods of solar flares as well as the pointings just before or after the crossing of the radiation belts are excluded, reducing the available live time to ~ 1.96 Ms. Furthermore the Vela X-1 pulsar is eclipsed by its companion during one third of the time. Those phases are removed in order to improve the signal from the pulsar. Therefore, the effective observation time available for Vela X-1 spectral analysis is ~ 780 ks. For the available time, the line sensitivity decreases to $8.5 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$ at 25 keV and to $6 \times 10^{-5} \text{ ph cm}^2 \text{ s}^{-1}$ at 50 keV.

3 Data analysis

For the Vela X-1 spectra extraction with SPI, the data reduction was performed using the *OSA 4* release of the scientific analysis software (with one calibration file for each revolution) provided by the ISDC¹ [4]. The background was modelled using as an activity tracer the rate of events saturating the Ge detectors (GEDSAT). Spectra from the source located at Vela X-1 position were extracted with the standard SPI reconstruction software SPIROS [22]. Those spectra are fitted by a NPEX (Negative and Positive Exponent) model proposed by Makishima et al. [17]. Fig. 1 shows the Vela X-1 spectrum obtained with SPI averaged over all observations. If this spectrum is fit by a sole NPEX model (without CRSF), a deviation seems to appear centered at the energy of ~ 52 keV (Fig. 3), which could be interpreted as being the signature of a CRSF [11]. However, a strong instrumental background line at 53.44 keV is present in the raw spectrum acquired by the Ge detectors before source extraction. Indeed Ge nuclei in the detectors are activated by cosmic rays, producing $^{73\text{m}}\text{Ge}$ isotopes, which decay via the reaction $^{73\text{m}}\text{Ge}(\text{IT})^{73}\text{Ge}$ and emit photons at the observed background line energy. Therefore the interpretation of the deviation at ~ 52 keV between the data and the NPEX model does not allow to draw any firm conclusion concerning the detection of a CRSF, unless a more refined background model is used.

In order to perform a detailed timing analysis, not foreseen in the standard SPI software, specific tools have been developed to extract Ge detector events together with their time, and build folded light curves of the Vela X-1 pulsar using the XRONOS software. Those folded light curves are shown in Fig. 2 for the June-July observation in several energy bands (20-40 keV; 30-40 keV; 40-60 keV; 20-60 keV). In order to increase the signal to noise ratio, we selected data from the phases corresponding to the two main pulses (A, B) in the 20-60 keV energy band of the June-July observation. Figures 3 & 4 show the phase resolved spectra for two different binnings between 20 keV and 70 keV. Using the fine binning (Fig. 4) removes considerably the feature which remained previously at 50 keV with the coarse binning (Fig. 3).

Notice that during revolution 140 an intense flare of the Vela X-1 source was observed, increasing the average luminosity by a factor of ~ 10 [23] leading to a flux of ~ 5 Crab. A study of the SPI spectra just before and during this large flare has been performed in [11] and it shows that CRSF feature detection can not be established due to the short integration time.

¹ ISDC web site: <http://isdc.unige.ch>

4 Discussion

The cyclotron-like feature presented in this paper should be carefully interpreted because its presence can equally well be explained by an insufficiently precise modelling of the background in SPI. Furthermore, the corresponding residual seems to depend on the binning chosen, which also emphasizes the influence of low statistics.

A refined analysis is in progress. Some improvements are expected when using a better energy calibration, flux reconstruction and background modelling. The outcome could be a better characterization of the Vela X-1 cyclotron feature by *INTEGRAL*/SPI observations.

References

- [1] Attié, D., Cordier, B., Gros, M. et al.: 2003, *A&A* 411, L71
- [2] Barziv O., Kaper L., Van Kerkwijk, M. H. et al.: 2001, *A&A*, 377, 925
- [3] Choi, C.S., Dotani, T., Day, C.S.R., Nagase, F.: 1996, *ApJ*, 471, 447
- [4] Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Beckmann, V. et al.: 2003, *A&A* 411, L53
- [5] Haberl F. & White N.: 1990, *ApJ*, 361, 225
- [6] Inoue, H., Ogawara, Y., Ohashi, T. et al.: 1984, *PASJ*, 36, 709
- [7] Jean, P., Vedrenne, G., Roques, J. P. et al.: 2003, *A&A* 411, L107
- [8] Kendziorra, E., Mony B., Maisack M., et al.1990: Proc. of the 23rd ESLAB Symposium on Two Topics in X-ray Astronomy, ESA SP-296, (1)467–471, ESA Publications Division
- [9] Kendziorra, E., Mony, B., Kretschmar, P. et al.: 1992, Tanaka Y., Koyama K. (eds.), *Frontiers of X-Ray Astronomy*, *Frontiers Science Series 2*, Tokyo, 51–52
- [10] Kretschmar, P., Pan, H.C., Kendziorra, E. et al.: 1997, *A&A*, 325, 623
- [11] Kretschmar, P., Staubert R., Kreykenbohm, I. et al.: 2004, proceedings of 5th *INTEGRAL* Workshop
- [12] Kreykenbohm, I., Kretschmar, P., Wilms, J. et al.: 1999, *A&A*, 341, 141
- [13] Kreykenbohm, I., Coburn, W., Wilms, J. et al.: 2002, *A&A*, 395, 129
- [14] Lapshov, I.Y., Sunyaev, R.A., Chichkov, M.A. et al.: 1992, *Sov. Astron. Lett.*, 18, 16
- [15] McClintock J., Rappaport, S., Joss, P. et al.: 1976, *ApJ*, 206, L99
- [16] Makishima, K., Mihara, T., Nagase, F., Murakami, T.: 1992, Tanaka Y., Koyama K. (eds.), *Frontiers of X-Ray Astronomy*, *Frontiers Science Series 2*, Tokyo, 23–32
- [17] Makishima, K., Mihara, T., Nagase, F., Tanaka, Y.: 1999, *ApJ*, 525, 978
- [18] Nagase, F., Hayakawa, S., Sato, N.: 1986, *PASJ*, 38, 547
- [19] Nagase, F.: 1989, *PASJ*, 41, 1

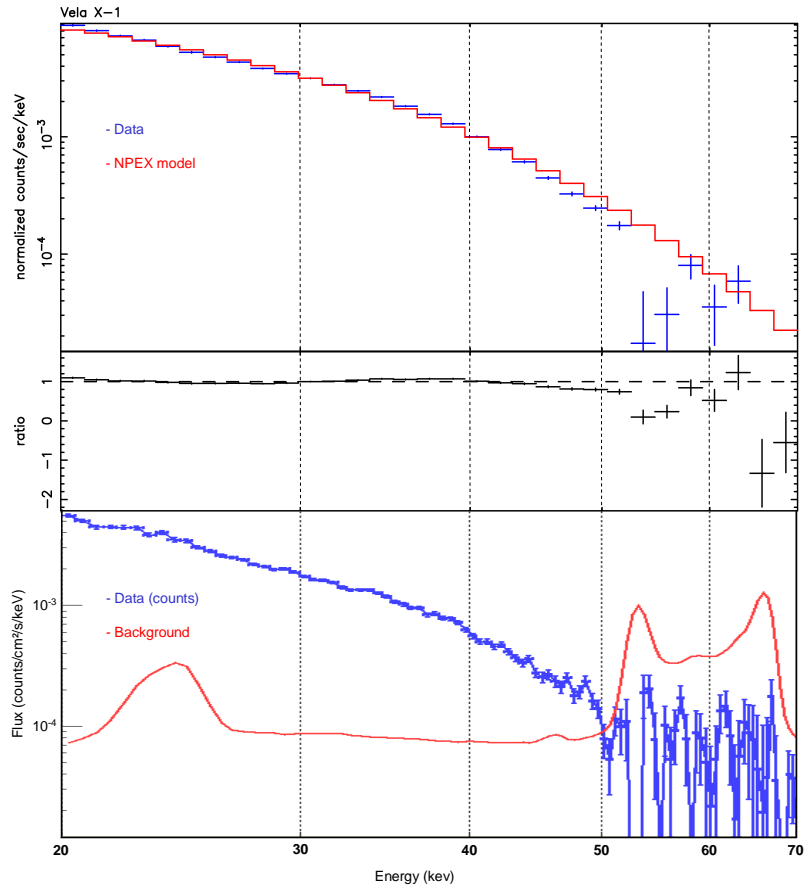


Fig. 1. SPI averaged spectrum of Vela X-1 [top] and spectrum in counts with the background associated [bottom]

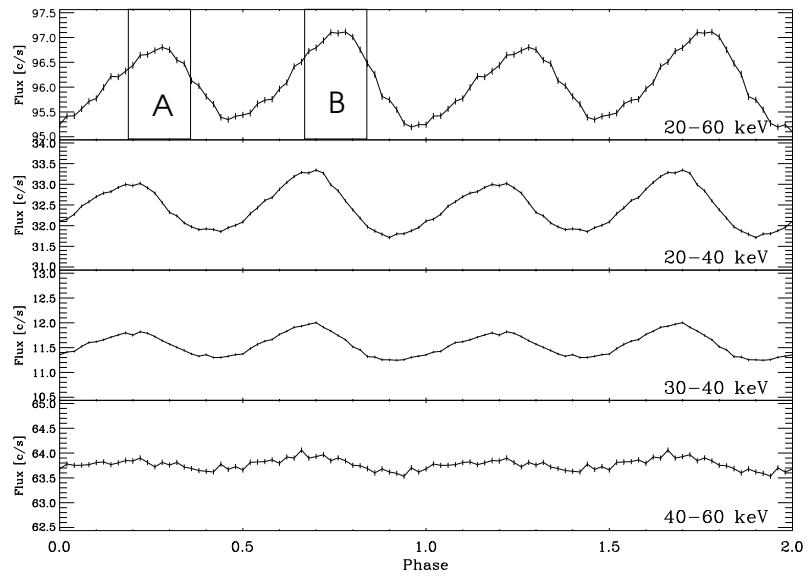


Fig. 2. SPI folded light curves of the summer observation of Vela X-1. A & B are the phase intervals chosen for the pulse phase resolved spectroscopy.

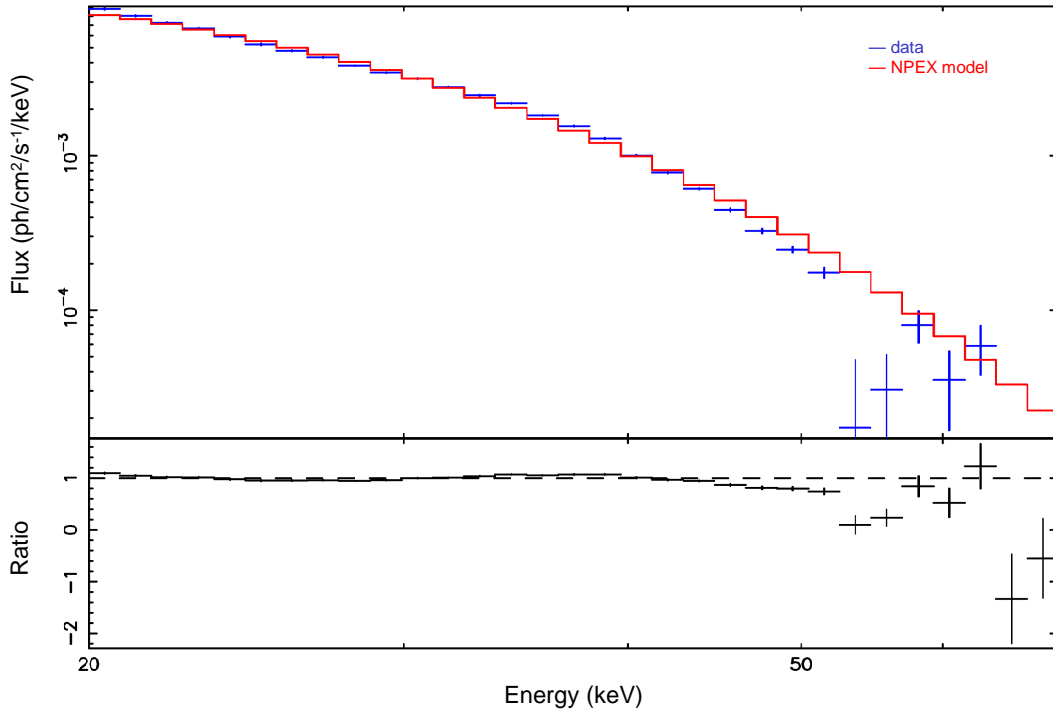


Fig. 3. Phase resolved spectra of the SPI summer observation of Vela X-1 (40 channels). We plot the ratio of the data to the NPEX model.

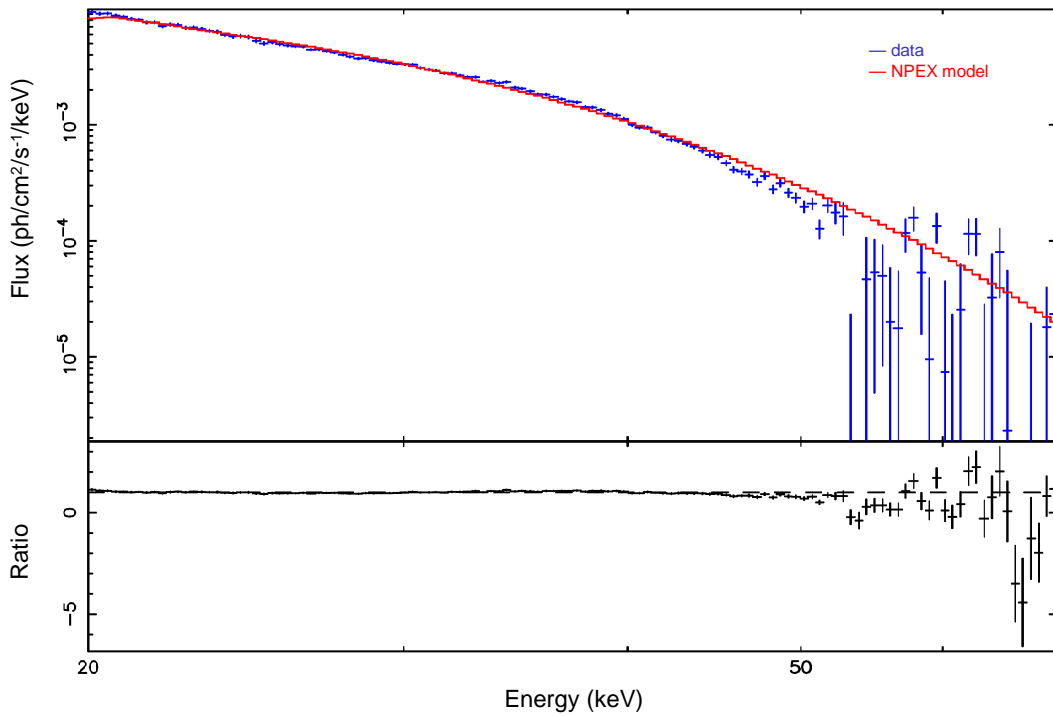
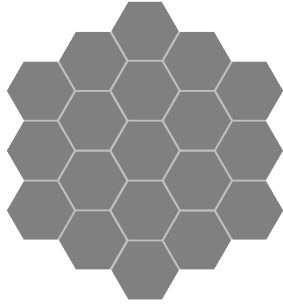


Fig. 4. Phase resolved spectra of the SPI winter observation of Vela X-1 (160 channels)

- [20] Orlandini, M., Dal Fiume, D., Frontera, F. et al.: 1998, A&A, 332, 121
- [21] Roques, J.-P., Schanne, S., von Kienlin, A. et al.: 2003, A&A 411, L91
- [22] Skinner, G. & Connell, P.: 2003, A&A 411, L123
- [23] Staubert, R., Kreykenbohm I., Kretschmar, P. et al.:2004, The INTEGRAL Universe, no. SP-552 in ESA, ESA Publications Division, ESTEC, Noordwijk, The Netherlands
- [24] Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V. et al.: 2003, A&A 411, L63



Bibliographie

- Abbott, D. C., Torres, A. V., Biegging, J. H., & Churchwell, E.
1986, *Radio emission from galactic Wolf-Rayet stars and the structure of Wolf-Rayet winds*, *ApJ*, 303, 239 – Non cité.
- Abt, H. A. & Moyd, K. I.
1973, *Rotation and shell spectra among A-type dwarfs.*, *ApJ*, 182, 809 – Non cité.
- Aoki, T., Dotani, T., Ebisawa, K., Itoh, M., Makino, F., Nagase, F., Takeshima, T., Mihara, T., & Kitamoto, S.
1992, *Discovery of two transient X-ray sources in the Vela-Puppis region - Pulsar GS 0834-430 and burster GS 0836-429*, *PASJ*, 44, 641 – Non cité.
- Arnett, D.
1996, *Supernovae and nucleosynthesis. an investigation of the history of matter, from the Big Bang to the present* (Princeton series in astrophysics, Princeton, NJ : Princeton University Press, |c1996) – Non cité.
- Arnett, W. D., Bahcall, J. N., Kirshner, R. P., & Woosley, S. E.
1989, *Supernova 1987A*, *ARA&A*, 27, 629 – Non cité.
- Attié, D., Cordier, B., Gros, M., Laurent, P., Schanne, S., Tauzin, G., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Jean, P., Knödlseher, J., Mandrou, P., Paul, P., Roques, J.-P., Skinner, G., Vedrenne, G., Georgii, R., von Kienlin, A., Lichti, G., Schönfelder, V., Strong, A., Wunderer, C., Shrader, C., Sturmer, S., Teegarden, B., Weidenspointner, G., Kiener, J., Porquet, M.-G., Tatischeff, V., Crespín, S., Joly, S., André, Y., Sanchez, F., & Leleux, P.
2003, *INTEGRAL/SPI ground calibration*, *A&A*, 411, L71 – Non cité.
- Barziv, O., Kaper, L., Van Kerkwijk, M. H., Telting, J. H., & Van Paradijs, J.
2001, *The mass of the neutron star in Vela X-1*, *A&A*, 377, 925 – Non cité.

- Bird, A. J., Barlow, E. J., Bazzano, A., Blondel, C., Del Santo, M., Di Cocco, G., Gabriele, M., Laurent, P., Lebrun, F., La Rosa, G., Malaguti, G., Quadrini, E., Segreto, A., Tikkanen, T., Ubertini, P., & Volkmer, R.
2003, *IBIS ground calibration*, *A&A*, 411, L159 – Non cité.
- Blaauw, A.
1961, *On the origin of the O- and B-type stars with high velocities (the "run-away" stars), and some related problems*, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 15, 265 – Non cité.
- Briet, R.
1999, *Titre*, dans *Cryogenic Engineering Conference, 1999* – Non cité.
- Burgess, C. P. & Zuber, K.
2000, *Footprints of the newly discovered Vela supernova in Antarctic ice cores?*, *As-troparticle Physics*, 14, 1 – Non cité.
- Busboom, A., Elders-Boll, H., & Schotten, H. D.
1998, *Uniformly Redundant Arrays*, *Experimental Astronomy*, 8, 97 – Non cité.
- Cappellaro, E., Evans, R., & Turatto, M.
1999, *A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation*, *A&A*, 351, 459 – Non cité.
- Chen, W., Gehrels, N., Diehl, R., & Hartmann, D.
1996a, *On the spiral arm interpretation of COMPTEL ^{26}Al map features.*, *A&AS*, 120, C315+ – Non cité.
- Chen, W., Naya, J., Gehrels, N., Tueller, J., & Hartmann, D.
1996b, *Probing the ISM Structure with Radioactive ^{26}Al* , *Bulletin of the American Astronomical Society*, 28, 1428 – Non cité.
- Choi, C. S., Dotani, T., Day, C. S. R., & Nagase, F.
1996, *Pulse Phase-dependent Spectroscopic Study of VELA X-1*, *ApJ*, 471, 447 – Non cité.
- Chupp, E. L.
1984, *High-Energy Neutral Radiations from the Sun*, *ARA&A*, 22, 359 – Non cité.
- Chupp, E. L., Forrest, D. J., Higbie, P. R., Suri, A. N., Tsai, C., & Dunphy, P. P.
1973, *Solar Gamma ray lines observed during the solar activity on August 2 to August 11, 1972*, *Nature*, 241, 333 – Non cité.
- Clark, G. W., Woo, J. W., Nagase, F., Makishima, K., & Sakao, T.
1990, *Discovery of a cyclotron absorption line in the spectrum of the binary X-ray pulsar 4U 1538 - 52 observed by GINGA*, *ApJ*, 353, 274 – Non cité.
- Clayton, D. D., Leising, M. D., The, L., Johnson, W. N., & Kurfess, J. D.
1992, *The Co-57 abundance in SN 1987A*, *ApJ*, 399, L141 – Non cité.

- Coc, A., Hernanz, M., Isern, J., Mochkovitch, R., Oberto, Y., Thibaud, J. P., & Vangioni-Flam, E.
1997, *Nucleosynthesis in Novae : Production of ^{26}Al , ^{22}Na and ^7Be* , dans ESA SP-382 : The Transparent Universe, 101–+ – Non cité.
- Coc, A., Mochkovitch, R., Oberto, Y., Thibaud, J.-P., & Vangioni-Flam, E.
1995, *ONeMg novae : nuclear uncertainties on the ^{26}Al and ^{22}Na yields.*, *A&A*, 299, 479 – Non cité.
- Connell, H. P., Skinner, K. G., Teegarden, G. B., Naya, E. J., & Sturmer, S.
1999, *Imaging and Spectral Reconstruction for the Integral Spectrometer*, *Astrophysical Letters Communications*, 39, 397 – Non cité.
- Courvoisier, T. J.-L., Walter, R., Beckmann, V., Dean, A. J., Dubath, P., Hudec, R., Kretschmar, P., Mereghetti, S., Montmerle, T., Mowlavi, N., Paltani, S., Preite Martinez, A., Produit, N., Staubert, R., Strong, A. W., Swings, J.-P., Westergaard, N. J., White, N., Winkler, C., & Zdziarski, A. A.
2003, *The INTEGRAL Science Data Centre (ISDC)*, *A&A*, 411, L53 – Non cité.
- de Loore, C. & Vanbeveren, D.
1994, *Massive close binary evolution in the Galaxy and in the Magellanic Clouds*, *A&A*, 292, 463 – Non cité.
- Diallo, N.
1999, *Etude, simulation et modélisation d'un détecteur de photons gamma placé sur une orbite excentrique de type INTEGRAL.*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse – Non cité.
- Diehl, R., Bennett, K., Bloemen, H., Dupraz, C., Hermsen, W., Knoedlseder, J., Lichti, G., Morris, D., Oberlack, U., Ryan, J., Schoenfelder, V., Steinle, H., Varendorff, M., & Winkler, C.
1995a, *1.809 MeV gamma-rays from the VELA region.*, *A&A*, 298, L25+ – Non cité.
- Diehl, R., Bennett, K., Dupraz, C., Knoedlseder, J., Lichti, G., Morris, D., Oberlack, U., Ryan, J., Schoenfelder, V., Strong, A., von Ballmoos, P., Winkler, C., Chen, W., Hartmann, D., & Prantzos, N.
1996, *Modelling the 1.8 MeV sky : Tracers of massive star nucleosynthesis.*, *A&AS*, 120, C321+ – Non cité.
- Diehl, R., Dupraz, C., Bennett, K., Bloemen, H., Hermsen, W., Knoedlseder, J., Lichti, G., Morris, D., Ryan, J., Schoenfelder, V., Steinle, H., Strong, A., Swanenburg, B., Varendorff, M., & Winkler, C.
1995b, *COMPTEL observations of Galactic ^{26}Al emission.*, *A&A*, 298, 445 – Non cité.

- Duerbeck, H. W.
1981, *Light curve types, absolute magnitudes, and physical properties of galactic novae*, *PASP*, 93, 165 – Non cité.
- Ferguson, C., Barlow, E. J., Bird, A. J., Dean, A. J., Hill, A. B., Shaw, S. E., Stephen, J. B., Sturmer, S., Tikkanen, T. V., Weidenspointner, G., & Willis, D. R.
2003, *The INTEGRAL Mass Model - TIMM*, *A&A*, 411, L19 – Non cité.
- Frank, J., King, A., & Raine, D.
1992, *Accretion Power in Astrophysics* (Accretion Power in Astrophysics, ISBN 0521408636, Cambridge University Press, 1992.) – Non cité.
- Gehrels, N.
1985, *Instrumental background in balloon-borne gamma-ray spectrometers and techniques for its reduction*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 239, 324 – Non cité.
-
- 1992, *Instrumental background in gamma-ray spectrometers flown in low Earth orbit*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 313, 513 – Non cité.
- Gros, M., Tatischeff, V., Kiener, J., Cordier, B., Chapuis, C., Weidenspointner, G., & Bykov, A.
2004, *SPI observations of the 2003 oct 28 solar flare : preliminary results*, 5th Integral Workshop Proceedings – Non cité.
- Haberl, F. & White, N. E.
1990, *The X-ray absorption spectrum of VELA X-1*, *ApJ*, 361, 225 – Non cité.
- Hashimoto, M., Nomoto, K., & Shigeyama, T.
1989, *Explosive nucleosynthesis in supernova 1987A*, *A&A*, 210, L5 – Non cité.
- Heitler, W.
1954, *Quantum theory of radiation* (International Series of Monographs on Physics, Oxford : Clarendon, 1954, 3rd ed.) – Non cité.
- Hernanz, M., Gómez-Gomar, J., José, J., & Coc, A.
2001, *Prospects for detectability of classical novae with INTEGRAL*, dans *ESA SP-459 : Exploring the Gamma-Ray Universe*, 65–68 – Non cité.
- Hernanz, M., Jose, J., Coc, A., & Isern, J.
1996, *On the Synthesis of ${}^7\text{Li}$ and ${}^7\text{Be}$ in Novae*, *ApJ*, 465, L27+ – Non cité.
- Higdon, J. C. & Fowler, W. A.
1989, *Angular distribution of 1.809 MeV gamma rays generated in the decay of Al-26 produced by Galactic novae*, *ApJ*, 339, 956 – Non cité.

- Hubbell, J. H., Veigele, W. J., Briggs, E. A., Brown, R. T., Cromer, D. T., & Howerton, R. J.
1975, *Atomic form factors, incoherent scattering functions, and photon scattering cross sections*, Journal of Physical and Chemical Reference Data, 4, 471 – Non cité.
- Hurley, K.
1997, *INTEGRAL as a Gamma-Ray Burst Detector in the Fourth Interplanetary Network*, dans ESA SP-382 : The Transparent Universe, 491–+ – Non cité.
- Inoue, H., Ogawara, Y., Waki, I., Ohashi, T., Hayakawa, S., Kunieda, H., Nagase, F., & Tsunemi, H.
1984, *Sudden disappearance of VELA X-1 pulses*, PASJ, 36, 709 – Non cité.
- Iyudin, A. F., Diehl, R., Bloemen, H., Hermsen, W., Lichti, G. G., Morris, D., Ryan, J., Schoenfelder, V., Steinle, H., Varendorff, M., de Vries, C., & Winkler, C.
1994, *COMPTEL observations of Ti-44 gamma-ray line emission from CAS A, A&A*, 284, L1 – Non cité.
- Iyudin, A. F., Schonfelder, V., BeFnnett, K., Bloemen, H., Diehl, R., Hermsen, W., Lichti, G. G., van der Meulen, R. D., Ryan, J., & Winkler, C.
1998, *Emission from 44Ti associated with a previously unknown Galactic supernova.*, Nature, 396, 142 – Non cité.
- Jaschek, C. & Gómez, A. E.
1970, *The Frequency of Spectroscopic Binaries*, PASP, 82, 809 – Non cité.
- Jean, P., Naya, J. E., & von Ballmoos, P.
1997, *Performance of an INTEGRAL Spectrometer Model*, dans ESA SP-382 : The Transparent Universe, 635–+ – Non cité.
- Jean, P., Vedrenne, G., Roques, J. P., Schönfelder, V., Teegarden, B. J., von Kienlin, A., Knödseder, J., Wunderer, C., Skinner, G. K., Weidenspointner, G., Attié, D., Boggs, S., Caraveo, P., Cordier, B., Diehl, R., Gros, M., Leleux, P., Lichti, G. G., Kalemci, E., Kiener, J., Lonjou, V., Mandrou, P., Paul, P., Schanne, S., & von Ballmoos, P.
2003, *SPI instrumental background characteristics*, A&A, 411, L107 – Non cité.
- Jean, P., von Ballmoos, P., Vedrenne, G., & Naya, J. E.
1996, *Performance of advanced Ge-spectrometer for nuclear astrophysics*, dans Proc. SPIE Vol. 2806, p. 457-471, Gamma-Ray and Cosmic-Ray Detectors, Techniques, and Missions, Brian D. Ramsey ; Thomas A. Parnell ; Eds., 457–471 – Non cité.
- Kandel, B.
1999, *Study of Integral/spi Detection Plane Response*, Astrophysical Letters Communications, 39, 385 – Non cité.

- Kandel, B., Albernhé, F., Borrel, V., & et al.
 1997, *First INTEGRAL HP-GE Detector Prototype : Characteristics and Modelisation*, dans ESA SP-382 : The Transparent Universe, 623–+ – Non cité.
- Kendziorra, E., Mony, B., Kretschmar, P., Maisack, M., Staubert, R., Doebereiner, S., Englhauser, J., Pietsch, W., Reppin, C., & Truemper, J.
 1992, *Hard X ray observations of VELA X-1 and A0535+26 with HEXE : Discovery of cyclotron lines*, dans The Compton Observatory Science Workshop, 217–+ – Non cité.
- Kiener, J., Gros, M., Tatischeff, V., Attié, D., Bailly, I., Bauchet, A., Chapuis, C., Cordier, B., Deloncle, I., Porquet, M. G., Schanne, S., de Sereville, N., & Tauzin, G.
 2003, *New determinations of gamma-ray line intensities of the $E_p = 550$ keV and $E_p = 1747$ keV resonances of the $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ reaction*, ArXiv Nuclear Experiment e-prints – Non cité.
- Knödlseeder, J.
 1999, *Implications of 1.8 MEV Gamma-Ray Observations for the Origin of ^{26}Al* , *ApJ*, 510, 915 – Non cité.
- Knoedlseeder, J., Oberlack, U., Diehl, R., Chen, W., & Gehrels, N.
 1996a, *Search for 1.809MeV emission of ^{26}Al from nearby supernova remnants using COMPTEL*, *A&AS*, 120, C339+ – Non cité.
- Knoedlseeder, J., Prantzos, N., Bennett, K., Bloemen, H., Diehl, R., Hermsen, W., Oberlack, U., Ryan, J., & Schoenfelder, V.
 1996b, *Modelling the 1.8MeV sky : Tests for spiral structure.*, *A&AS*, 120, C335+ – Non cité.
- Koushiappas, S. M., Zentner, A. R., & Walker, T. P.
 2004, *Observability of gamma rays from neutralino annihilations in the Milky Way substructure*, *Phys. Rev. D*, 69, 043501 – Non cité.
- Kretschmar, P., Pan, H. C., Kendziorra, E., Maisack, M., Staubert, R., Skinner, G. K., Pietsch, W., Truemper, J., Efremov, V., & Sunyaev, R.
 1997, *Phase resolved X-ray spectra of VELA X-1.*, *A&A*, 325, 623 – Non cité.
- Kretschmar, P., Staubert, R., Kreykenbohm, I., Chernyakova, M., Kienlin, A. v., Larsson, S., Pottschmidt, K., Wilms, J., Sidoli, L., Santangelo, A., Segreto, A., Attie, D., Sizun, P., & Schanne, S.
 2004, *INTEGRAL broadband spectroscopy of Vela X-1*, ArXiv Astrophysics e-prints – Non cité.
- Kreykenbohm, I., Coburn, W., Wilms, J., Kretschmar, P., Staubert, R., Heindl, W. A., & Rothschild, R. E.
 2002, *Confirmation of two cyclotron lines in Vela X-1*, *A&A*, 395, 129 – Non cité.

- Kreykenbohm, I., Kretschmar, P., Wilms, J., Staubert, R., Kendziorra, E., Gruber, D. E., Heindl, W. A., & Rothschild, R. E.
1999, *VELA X-1 as seen by RXTE*, *A&A*, 341, 141 – Non cité.
- Krivonos, R., Produit, N., Kreykenbohm, I., Staubert, R., von Kienlin, A., Winkler, C., & Gehrels, N.
2003, *A very intense X-ray outburst of Vela X-1 detected with INTEGRAL*, *The Astronomer's Telegram*, 211, 1 – Non cité.
- Kumagai, S. & Nomoto, K.
1997, *Line x- and γ -RAY Emission from Supernova Remnants*, dans *X-Ray Imaging and Spectroscopy of Cosmic Hot Plasmas*, 387–+ – Non cité.
- Kumagai, S., Shigeyama, T., Nomoto, K., & Hashimoto, M.
1991, *Implications of the recent light curve of SN 1987 A*, *A&A*, 243, L13 – Non cité.
- Labanti, C., Di Cocco, G., Ferro, G., Gianotti, F., Mauri, A., Rossi, E., Stephen, J. B., Traci, A., & Trifoglio, M.
2003, *The Ibis-Picisit detector onboard Integral*, *A&A*, 411, L149 – Non cité.
- Lafond, E., Mur, M., & Schanne, S.
1998, *The digital ASIC for the Digital Front End Electronics of the SPI astrophysics gamma-ray experiment*, dans *Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume : 45, Issue : 4, 1836–1839* – Non cité.
- Lapshov, I. Y., Syunyaev, R. A., Chichkov, M. A., Dremin, V. V., Brandt, S., & Lund, N.
1992, *Two Years of Observation of the X-Ray Pulsar VELA-X-1 with the Watch Instrument on the GRANAT Observatory*, *Soviet Astronomy Letters*, 18, 16 – Non cité.
- Lavigne, J. M., Jean, P., Kandel, B., Borrel, V., Roques, J. P., Lichti, G., Schönfelder, V., Diehl, R., Georgii, R., Kirchner, T., Durouchoux, P., Cordier, B., Diallo, N., Sanchez, F., Payne, B., Leleux, P., Caraveo, P., Teegarden, B., Matteson, J., Slassi-Sennou, S., Skinner, G., & Connell, P.
1998, *The INTEGRAL experiment*, *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 60, 69 – Non cité.
- Lebrun, F., Leray, J. P., Lavocat, P., Créton, J., Arquès, M., Blondel, C., Bonnin, C., Bouère, A., Cara, C., Chaleil, T., Daly, F., Desages, F., Dzitko, H., Horeau, B., Laurent, P., Limousin, O., Mathy, F., Mauguen, V., Meignier, F., Molinié, F., Pointron, E., Rouger, M., Sauvageon, A., & Tourrette, T.
2003, *ISGRI : The INTEGRAL Soft Gamma-Ray Imager*, *A&A*, 411, L141 – Non cité.
- Lee, T., Papanastassiou, D. A., & Wasserburg, G. J.
1976, *Demonstration of Mg-26 excess in Allende and evidence for Al-26*, *Geophys. Res. Lett.*, 3, 41 – Non cité.

- Lehoucq, R., Casse, M., & Cesarsky, C. J.
1989, *The radioactivity of SN 1987 A*, *A&A*, 224, 117 – Non cité.
- Leising, M. D.
1993, *Hard emission from classical novae*, *A&AS*, 97, 299 – Non cité.
- Leising, M. D. & Clayton, D. D.
1985, *Angular distribution of interstellar Al-26*, *ApJ*, 294, 591 – Non cité.
- Leleux, P., Alberne, F., Borrel, V., Cordier, B., Coszach, R., Crespin, S., Denis, J. M., Duhamel, P., Frabel, P., Galster, W., Graulich, J.-S., Jean, P., Kandel, B., Meulders, J. P., Tauzin, G., Vanhorenbeeck, J., Vedrenne, G., & von Ballmoos, P.
2003, *Neutron-induced nuclear reactions and degradation in germanium detectors*, *A&A*, 411, L85 – Non cité.
- Lichti, G. G., Georgii, R., von Kienlin, A., Schönfelder, V., Wunderer, C., Jung, H.-J., & Hurley, K.
2000, *The γ -Ray Burst-Detection System of SPI*, dans American Institute of Physics Conference Series, 722+ – Non cité.
- Lund, N., Budtz-Jørgensen, C., Westergaard, N. J., Brandt, S., Rasmussen, I. L., Hornstrup, A., Oxborrow, C. A., Chenevez, J., Jensen, P. A., Laursen, S., Andersen, K. H., Mogensen, P. B., Rasmussen, I., Omø, K., Pedersen, S. M., Polny, J., Andersson, H., Andersson, T., Kämäräinen, V., Vilhu, O., Huovelin, J., Maisala, S., Morawski, M., Juchnikowski, G., Costa, E., Feroci, M., Rubini, A., Rapisarda, M., Morelli, E., Carrasiti, V., Frontera, F., Pellicciari, C., Loffredo, G., Martínez Núñez, S., Reglero, V., Velasco, T., Larsson, S., Svensson, R., Zdziarski, A. A., Castro-Tirado, A., Attina, P., Gorla, M., Giulianelli, G., Cordero, F., Rezazad, M., Schmidt, M., Carli, R., Gomez, C., Jensen, P. L., Sarri, G., Tiemon, A., Orr, A., Much, R., Kretschmar, P., & Schnopper, H. W.
2003, *JEM-X : The X-ray monitor aboard INTEGRAL*, *A&A*, 411, L231 – Non cité.
- Lyne, A. G. & Lorimer, D. R.
1994, *High Birth Velocities of Radio Pulsars*, *Nature*, 369, 127 – Non cité.
- Maeder, A. & Meynet, G.
1995, *Topical astrophysical problems on massive stars for VLT observations.*, *The Messenger*, 80, 19 – Non cité.
- Mahoney, W. A., Higdon, J. C., Ling, J. C., Wheaton, W. A., & Jacobson, A. S.
1985, *Galactic distribution of interstellar Al-26*, NASA. Goddard Space Flight Center 19th Intern. Cosmic Ray Conf., Vol. 1 p 357-360 (SEE N85-33902 22-93), 1, 357 – Non cité.
- Mahoney, W. A., Ling, J. C., Wheaton, W. A., & Jacobson, A. S.
1984, *HEAO 3 discovery of Al-26 in the interstellar medium*, *ApJ*, 286, 578 – Non cité.

- Makishima, K., Mihara, T., Ishida, M., Ohashi, T., Sakao, T., Tashiro, M., Tsuru, T., Kii, T., Makino, F., Murakami, T., Nagase, F., Tanaka, Y., Kunieda, H., Tawara, Y., Kitamoto, S., Miyamoto, S., Yoshida, A., & Turner, M. J. L.
1990, *Discovery of a prominent cyclotron absorption feature from the transient X-ray pulsar X0331 + 53*, *ApJ*, 365, L59 – Non cité.
- Makishima, K., Mihara, T., Nagase, F., & Tanaka, Y.
1999, *Cyclotron Resonance Effects in Two Binary X-Ray Pulsars and the Evolution of Neutron Star Magnetic Fields*, *ApJ*, 525, 978 – Non cité.
- Mas-Hesse, J. M., Giménez, A., Culhane, J. L., Jamar, C., McBreen, B., Torra, J., Hudec, R., Fabregat, J., Meurs, E., Swings, J. P., Alcacera, M. A., Balado, A., Beiztegui, R., Belenguer, T., Bradley, L., Caballero, M. D., Cabo, P., Defise, J. M., Díaz, E., Domingo, A., Figueras, F., Figueroa, I., Hanlon, L., Hroch, F., Hudcova, V., García, T., Jordan, B., Jordi, C., Kretschmar, P., Laviada, C., March, M., Martín, E., Mazy, E., Menéndez, M., Mi, J. M., de Miguel, E., Muñoz, T., Nolan, K., Olmedo, R., Plessieria, J. Y., Polcar, J., Reina, M., Renotte, E., Rochus, P., Sánchez, A., San Martín, J. C., Smith, A., Soldan, J., Thomas, P., Timón, V., & Walton, D.
2003, *OMC : An Optical Monitoring Camera for INTEGRAL. Instrument description and performance*, *A&A*, 411, L261 – Non cité.
- Matz, S. M., Share, G. H., Leising, M. D., Chupp, E. L., & Vestrand, W. T.
1988, *Gamma-ray line emission from SN1987A*, *Nature*, 331, 416 – Non cité.
- Mazy, E., Defise, J. M., Plessieria, J. Y., Renotte, E., Rochus, P., Belenguer, T., Díaz, E., & Mas-Hesse, J. M.
2003, *Optical design of the Optical Monitoring Camera (OMC) of INTEGRAL*, *A&A*, 411, L269 – Non cité.
- McClintock, J. E., Rappaport, S., Joss, P. C., Bradt, H., Buff, J., Clark, G. W., Hearn, D., Lewin, W. H. G., Matilsky, T., Mayer, W., & Primini, F.
1976, *Discovery of a 283-second periodic variation in the X-ray source 3U 0900-40*, *ApJ*, 206, L99 – Non cité.
- Meszaros, P.
1984, *Radiation from accreting magnetized neutron stars*, *Space Science Reviews*, 38, 325 – Non cité.
- Meynet, G. & Maeder, A.
2003, *Stellar evolution with rotation X : Wolf-Rayet star populations at solar metallicity*, *A&A*, 404, 975 – Non cité.
- 2004, *Stellar evolution with rotation XI : Wolf-Rayet star populations at different metallicities*, *ArXiv Astrophysics e-prints* – Non cité.

- Meynet, G., Maeder, A., Schaller, G., Schaerer, D., & Charbonnel, C.
1994, *Grids of massive stars with high mass loss rates. V. From 12 to 120 M_{sun} at $Z=0.001, 0.004, 0.008, 0.020$ and 0.040* , *A&AS*, 103, 97 – Non cité.
- Meynet, G., Mowlavi, N., & Arnould, M.
1998, *^{26}Al production by AGB and WR stars*, dans Abstracts of the 19th Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, held in Paris, France, Dec. 14-18, 1998. Eds. : J. Paul, T. Montmerle, and E. Aubourg (CEA Saclay). – Non cité.
- Mihara, T.
1995, *Observational study of X-ray spectra of binary pulsars with Ginga*, Ph.D. Thesis – Non cité.
- Mihara, T., Makishima, K., Kamijo, S., Ohashi, T., Nagase, F., Tanaka, Y., & Koyama, K.
1991, *Discovery of a cyclotron resonance feature at 30 keV from the transient X-ray pulsar Cepheus X-4*, *ApJ*, 379, L61+ – Non cité.
- Minkowski, R.
1941, *Spectra of Supernovae*, *PASP*, 53, 224 – Non cité.
- Moffat, A. F. J., Paquin, G., Lamontagne, R., Vogt, N., & Barrera, L. H.
1986, *On the spectroscopic orbit of the bright WC binary γ^2 Velorum, with implications for the evolutionary scenario of Wolf-Rayet stars*, *AJ*, 91, 1386 – Non cité.
- Morris, D. J., Bennett, K., Bloemen, H., Hermsen, W., Lichti, G. G., McConnell, M. L., Ryan, J. M., & Schönfelder, V.
1995, *Evidence for ^{56}Co Line Emission from the Type Ia Supernova 1991 T Using COMPTEL*, dans Seventeenth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics and Cosmology, 397–+ – Non cité.
- Mur, M., Cordier, B., Donati, M., Duc, R., Fallon, J., Larque, T., Louis, F., Schanne, S., & Zonca, E.
2002, *The digital front-end electronics for the space-borne INTEGRAL-SPI experiment : ASIC design, design for test strategies and self-test facilities*, dans Nuclear Science, IEEE Transactions on Volume : 49, Issue : 5, 2492–2496 – Non cité.
- Nagase, F.
1989, *Accretion-powered X-ray pulsars*, *PASJ*, 41, 1 – Non cité.
- Nagase, F., Dotani, T., Tanaka, Y., Makishima, K., Mihara, T., Sakao, T., Tsunemi, H., Kitamoto, S., Tamura, K., Yoshida, A., & Nakamura, H.
1991, *Cyclotron line features in the spectrum of the transient X-ray pulsar X0115 + 634*, *ApJ*, 375, L49 – Non cité.

- Nagase, F., Hayakawa, S., Sato, N., Masai, K., & Inoue, H.
1986, *Circumstellar matter in the VELA X-1/HD 77581 system*, *PASJ*, 38, 547 – Non cité.
- Naya, J. E., Jean, P., Bockholt, J., von Ballmoos, P., Vedrenne, G., & Matteson, J.
1996, *The neutron spectrum inside the shielding of balloon-borne Ge spectrometers*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 368, 832 – Non cité.
- Neckel, T., Klare, G., & Sarcander, M.
1980, *The spatial distribution of the interstellar extinction*, *A&AS*, 42, 251 – Non cité.
- Niemela, V. S. & Sahade, J.
1980, *The orbital elements of Gamma 2 Velorum*, *ApJ*, 238, 244 – Non cité.
- Oberlack, U., Bennett, K., Bloemen, H., Diehl, R., Dupraz, C., Hermsen, W., Knoedlseder, J., Morris, D., Schoenfelder, V., Strong, A., & Winkler, C.
1996, *The COMPTEL 1.809 MeV all-sky image.*, *A&AS*, 120, C311+ – Non cité.
- Oberlack, U., Diehl, R., Montmerle, T., Prantzos, N., & von Ballmoos, P.
1994, *Implications of Al-26 emission at 1.8 MeV from the VELA region*, *ApJS*, 92, 433 – Non cité.
- Orlandini, M., dal Fiume, D., Frontera, F., Cusumano, G., del Sordo, S., Giarrusso, S., Piraino, S., Segreto, A., Guainazzi, M., & Piro, L.
1998, *The VELA X-1 pulse-averaged spectrum as observed by BeppoSAX*, *A&A*, 332, 121 – Non cité.
- Palacios, A., Meynet, G., & Vuissoz, C.
2004a, *Nucleosynthesis of ^{26}Al in rotating Wolf-Rayet stars*, ArXiv Astrophysics e-prints – Non cité.
- Palacios, A., Meynet, G., Vuissoz, C., Knoedlseder, J., Schaerer, D., Cervino, M., & Mowlavi, N.
2004b, *New estimates of the contribution of Wolf-Rayet stellar winds to the Galactic ^{26}Al* , ArXiv Astrophysics e-prints – Non cité.
- Parmar, A. N. & White, N. E.
1988, *X-ray orbital modulations from low-mass X-ray binaries*, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 59, 147 – Non cité.
- Paul, P.
2002, *Etalonnage, mesure et analyse des performances du spectromètre SPI/INTEGRAL*, Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse – Non cité.
- Plüschke, S., Diehl, R., Schönfelder, V., Bloemen, H., Hermsen, W., Bennett, K., Winkler, C., McConnell, M., Ryan, J., Oberlack, U., & Knödlseeder, J.

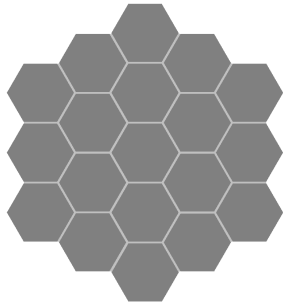
- 2001, *The COMPTEL 1.809 MeV survey*, dans ESA SP-459 : Exploring the Gamma-Ray Universe, 55–+ – Non cité.
- Podsiadlowski, P., Rappaport, S., & Pfahl, E.
2004, *Binaries with Compact Components : Theoretical and Observational Challenges*, dans Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, 97–100 – Non cité.
- Prantzos, N. & Diehl, R.
1996, *Radioactive ^{26}Al in the galaxy : observations versus theory*, *Phys. Rep.*, 267, 1 – Non cité.
- Ramaty, R. & Lingenfelter, R. E.
1977, *Al-26 - A galactic source of gamma-ray line emission*, *ApJ*, 213, L5 – Non cité.
- Reglero, V., Sanchez, F., Perez, F., Rodrigo, J., Collado, V., Peris, J., Doñate, M., Velasco, T., Navarro, A., Sabau, D., Reina, M., Sanchez, A., Eiriz, E., Urteaga, M. J., Sebastian, P., Mayo, L., & Beiztegui, R.
1999, *Integral Signal Multiplexing*, Astrophysical Letters Communications, 39, 381 – Non cité.
- Renaud, M., Lebrun, F., Terrier, R., Prantzos, N., Decourchelle, A., & Ballet, J.
2004, *Search of young remnants of galactic supernovae by line emission of ^{44}Ti with INTEGRAL*, dans SF2A-2004 : Semaine de l’Astrophysique Francaise, meeting held in Paris, France, June 14-18, 2004, Eds. : F. Combes, D. Barret, T. Contini, F. Meynadier and L. Pagani EdP-Sciences, Conference Series, p.90 – Non cité.
- Rood, R. T., Sarazin, C. L., Zeller, E. J., & Parker, B. C.
1979, *X- or gamma-rays from supernovae in glacial ice*, *Nature*, 282, 701 – Non cité.
- Roques, J. P., Schanne, S., von Kienlin, A., Knödseder, J., Briet, R., Bouchet, L., Paul, P., Boggs, S., Caraveo, P., Cassé, M., Cordier, B., Diehl, R., Durouchoux, P., Jean, P., Leleux, P., Lichti, G., Mandrou, P., Matteson, J., Sanchez, F., Schönfelder, V., Skinner, G., Strong, A., Teegarden, B., Vedrenne, G., von Ballmoos, P., & Wunderer, C.
2003, *SPI/INTEGRAL in-flight performance*, *A&A*, 411, L91 – Non cité.
- Sánchez, F.
2001, *SPI Mask FM - Transparency Test Report*, dans Minutes of the SPI Scientific Team Meeting, MPE Garching – Non cité.
- Sánchez, F., Reglero, V., Chato, R., Rodrigo, J., Velasco, T., Gasent, J. L., Alamo, J., Burgos, J. A., Blay, P., Martínez, S., Suso, J., & Doñate, M.
2001, *Determination of SPI coded mask transmission matrix*, dans ESA SP-459 : Exploring the Gamma-Ray Universe, 661–+ – Non cité.

- Schanne, S., Casse, M., Cordier, B., & Paul, J.
2004, *Hypernovae as possible sources of Galactic positrons*, ArXiv Astrophysics e-prints – Non cité.
- Schanne, S., Cordier, B., Gros, M., Attié, D., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Carli, R., Connell, P., Diehl, R., Jean, P., Kiener, J., von Kienlin, A., Knoedlseder, J., Laurent, P., Lichti, G. G., Mandrou, P., Paul, J., Paul, P., Roques, J., Sanchez, F., Schoenfelder, V., Shrader, C., Skinner, G. K., Strong, A. W., Sturmer, S. J., Tatischeff, V., Teegarden, B. J., Vedrenne, G., Weidenspointner, G., & Wunderer, C. B.
2003, *Calibration of the spectrometer aboard the INTEGRAL satellite*, dans X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy. Edited by Joachim E. Truemper, Harvey D. Tananbaum. Proceedings of the SPIE, Volume 4851, pp. 1132-1143 (2003)., 1132–1143 – Non cité.
- Schatzman, E. L. & Praderie, F.
1990, *Les étoiles* (Paris : InterEditions : Editions du CNRS, 1990.), 514+ – Non cité.
- Sizun, P., Shrader, C. R., Attié, D., Dubath, P., Schanne, S., Cordier, B., Sturmer, S. J., Bouchet, L., Roques, J. ., Skinner, G. K., & Connell, P.
2004, *The INTEGRAL/SPI response and the Crab observations*, ArXiv Astrophysics e-prints – Non cité.
- Skinner, G. & Connell, P.
2003, *The Spiros imaging software for the Integral SPI spectrometer*, *A&A*, 411, L123 – Non cité.
- Smith, D. M.
2004, *RHESSI results on γ -ray lines from diffuse radioactivity*, *New Astronomy Review*, 48, 87 – Non cité.
- Smith, L. F.
1973, *Classification and Distribution of WR Stars and an Interpretation of the WN Sequence*, dans IAU Symp. 49 : Wolf-Rayet and High-Temperature Stars, 15+ – Non cité.
- Squillante, M. R., James, R. B., Schlesinger, T. E., Lund, I., & Schieber, M.
1995, *Cd_{1-x}Zn_xTe Spectrometers for Gamma and X-ray Applications*, dans Review Article in Semiconductors for Room Temperature Nuclear Detectors Applications edited by T. E. Schlesinger and R. B. James, Vol. 43, Academic Press, San diego, 470 – Non cité.
- St.-Louis, N., Moffat, A. F. J., Drissen, L., Bastien, P., & Robert, C.
1988, *Polarization variability among Wolf-Rayet stars. III - A new way to derive mass-loss rates for Wolf-Rayet stars in binary systems*, *ApJ*, 330, 286 – Non cité.

- Stecker, F. W. & Tylka, A. J.
1989, *The cosmic-ray antiproton spectrum from dark matter annihilation and its astrophysical implications - A new look*, *ApJ*, 336, L51 – Non cité.
- Strong, A. W.
2003, *Maximum Entropy imaging with INTEGRAL/SPI data*, *A&A*, 411, L127 – Non cité.
- Strong, A. W., Bouchet, L., Diehl, R., Mandrou, P., Schönfelder, V., & Teegarden, B. J.
2003, *Diffuse continuum emission from the inner Galaxy : First results from INTEGRAL/SPI*, *A&A*, 411, L447 – Non cité.
- Sturmer, S. J., Shrader, C. R., Weidenspointner, G., Teegarden, B. J., Attié, D., Cordier, B., Diehl, R., Ferguson, C., Jean, P., von Kienlin, A., Paul, P., Sánchez, F., Schanne, S., Sizun, P., Skinner, G., & Wunderer, C. B.
2003, *Monte Carlo simulations and generation of the SPI response*, *A&A*, 411, L81 – Non cité.
- Sunyaev, R., Kaniovsky, A., Efremov, V., Gilfanov, M., Churazov, E., Brebenev, S., Kuznetsov, A., Melioranskiy, A., Yamburenko, N., Yunin, S., Stepanov, D., Chulkov, I., Pappé, N., Boyarskiy, M., Gavrilova, E., Loznikov, V., & Prudkoglyad, A.
1987a, *Discovery of Hard X-Ray Emission from Supernova 1987A*, *Nature*, 330, 230 – Non cité.
- Sunyaev, R. A., Kaniovskii, A., Efremov, V., Gilfanov, M., Dhurazov, E., Grebenev, S. A., Kuznetsov, A. V., Melioranskii, A. S., Yamburenko, N. S., Yunin, S., Stepanov, D., Chulkov, I., Pappé, N., Boyarskii, M. N., Gavrilova, E. A., Loznikov, V. M., Prudkoglyad, A., Rodin, V. G., Reppin, C., Pietsch, W., Engelhauser, J., Trumper, J., Voges, W., Kendziorra, E., Bezler, M., Staubert, R., Brinkman, A. C., Heise, J., Mels, W. A., Jager, R., Skinner, G. K., Al-Emam, O., Patterson, T. G., & Willmore, A. P.
1987b, *Detection of Hard X-Rays from Supernova 1987A - Preliminary Mir-Kvant Results*, *Soviet Astronomy Letters*, 13, 431 – Non cité.
- Sunyaev, R. A. & Titarchuk, L. G.
1980, *Comptonization of X-rays in plasma clouds - Typical radiation spectra*, *A&A*, 86, 121 – Non cité.
- Teegarden, B. J.
1994, *A review of recent results in gamma-ray astronomy obtained from high-altitude balloons*, *ApJS*, 92, 363 – Non cité.
- The, L.-S., Leising, M. D., Kurfess, J. D., Johnson, W. N., Hartmann, D. H., Gehrels, N., Grove, J. E., & Purcell, W. R.
1996, *CGRO/OSSE observations of the Cassiopeia A SNR.*, *A&AS*, 120, C357+ – Non cité.

- Timmes, F. X., Woosley, S. E., Hartmann, D. H., & Hoffman, R. D.
1996, *The Production of ^{44}Ti and ^{60}Co in Supernovae*, *ApJ*, 464, 332 – Non cité.
- Timmes, F. X., Woosley, S. E., Hartmann, D. H., Hoffman, R. D., Weaver, T. A., & Matteucci, F.
1995, *^{26}Al and ^{60}Fe from Supernova Explosions*, *ApJ*, 449, 204 – Non cité.
- Ubertini, P., Lebrun, F., Di Cocco, G., Bazzano, A., Bird, A. J., Broenstad, K., Goldwurm, A., La Rosa, G., Labanti, C., Laurent, P., Mirabel, I. F., Quadriani, E. M., Ramsey, B., Reglero, V., Sabau, L., Sacco, B., Staubert, R., Vigroux, L., Weisskopf, M. C., & Zdziarski, A. A.
2003, *IBIS : The Imager on-board INTEGRAL*, *A&A*, 411, L131 – Non cité.
- van der Hucht, K. A.
2001, *The VIIth catalogue of galactic Wolf-Rayet stars*, *New Astronomy Review*, 45, 135 – Non cité.
- van der Hucht, K. A., Cassinelli, J. P., & Williams, P. M.
1986, *Influence of abundances on mass-loss determination for WC stars*, *A&A*, 168, 111 – Non cité.
- van Paradijs, J. & White, N.
1995, *The Galactic Distribution of Low-Mass X-Ray Binaries*, *ApJ*, 447, L33+ – Non cité.
- Vedrenne, G., Roques, J.-P., Schönfelder, V., Mandrou, P., Lichti, G. G., von Kienlin, A., Cordier, B., Schanne, S., Knödlseher, J., Skinner, G., Jean, P., Sanchez, F., Caraveo, P., Teegarden, B., von Ballmoos, P., Bouchet, L., Paul, P., Matteson, J., Boggs, S., Wunderer, C., Leleux, P., Weidenspointner, G., Durouchoux, P., Diehl, R., Strong, A., Cassé, M., Clair, M. A., & André, Y.
2003, *SPI : The spectrometer aboard INTEGRAL*, *A&A*, 411, L63 – Non cité.
- von Kienlin, A., Arend, N., & Lichti, G. G.
2001, *A GRB Detection System Using the BGO-Shield of the INTEGRAL-Spectrometer SPI*, dans *Gamma-ray Bursts in the Afterglow Era*, 427+ – Non cité.
- von Kienlin, A., Arend, N., Lichti, G. G., Strong, A. W., & Connell, P.
2003, *Gamma-ray burst detection with INTEGRAL/SPI*, dans *X-Ray and Gamma-Ray Telescopes and Instruments for Astronomy*. Edited by Joachim E. Truemper, Harvey D. Tananbaum. Proceedings of the SPIE, Volume 4851, pp. 1336-1346 (2003)., 1336–1346 – Non cité.
- Vuissoz, C., Meynet, G., Knödlseher, J., Cerviño, M., Schaerer, D., Palacios, A., & Mowlavi, N.
2004, *^{26}Al yields from rotating Wolf-Rayet star models*, *New Astronomy Review*, 48, 7 – Non cité.

- Walton, D. M., Thomas, P. D., Culhane, J. L., Jordan, B., Smith, A., Dibbens, A. P., & Bradley, L. J.
2003, *The CCD and readout electronics for the OMC instrument on Integral*, *A&A*, 411, L275 – Non cité.
- Ward, R. A. & Fowler, W. A.
1978, *Stellar Thermalization of the Isomeric State of ^{26}Al* , *BAAS*, 10, 694 – Non cité.
- Weidenspointner, G., Kiener, J., Gros, M., Jean, P., Teegarden, B. J., Wunderer, C., Reedy, R. C., Attié, D., Diehl, R., Ferguson, C., Harris, M. J., Knödseder, J., Leleux, P., Lonjou, V., Roques, J.-P., Schönfelder, V., Shrader, C., Sturmer, S., Tatischeff, V., & Vedrenne, G.
2003, *First identification and modelling of SPI background lines*, *A&A*, 411, L113 – Non cité.
- Whitten, R. C., Borucki, W. J., Wolfe, J. H., & Cuzzi, J.
1976, *Effect of nearby supernova explosions on atmospheric ozone*, *Nature*, 263, 398 – Non cité.
- Wilkinson, R. M., Briet, R., Ashman, C., Sarri, G., Jones, B. G., & Jewell, C. I.
1999, *A mechanical cooler for the spectrometer experiment on board the integral spacecraft*, *Cryogenics*, 39, 179 – Non cité.
- Winkler, C., Courvoisier, T. J.-L., Di Cocco, G., Gehrels, N., Giménez, A., Grebenev, S., Hermsen, W., Mas-Hesse, J. M., Lebrun, F., Lund, N., Palumbo, G. G. C., Paul, J., Roques, J.-P., Schnopper, H., Schönfelder, V., Sunyaev, R., Teegarden, B., Ubertini, P., Vedrenne, G., & Dean, A. J.
2003, *The INTEGRAL mission*, *A&A*, 411, L1 – Non cité.



Index

- Électron-volt, [9](#)
- HMXB*, [146](#)
- IMXB*, [146](#)
- LMXB*, [146](#)
- dithering*, [40](#)

- absorption cyclotron, [13](#)
- AGB, [140](#)
- annealing, [115](#)
- ARF, [56](#)

- Bremsstrahlung, [9](#)

- Capture neutronique, [12](#)
- Coefficient linéaire d'atténuation, [28](#)
- CRSF, [161](#), [189](#)

- Défectivité, [33](#)
- Demi-vie, [11](#)
- Diffusion Compton, [24](#)

- Effet photoélectrique, [23](#)

- FCFOV, [38](#), [205](#)
- Fonction d'appareil, [54](#)
- fonction de masse, [145](#)
- FOV, [204](#)
- front Compton, [55](#), [66](#)
- FWHM, [67](#)

- Interaction faible, [11](#)

- lobe de Roche, [148](#)

- modèle de masse, [55](#)
- Monte Carlo, simulation, [55](#)

- niveau de Landau, [13](#), [151](#)
- Nombre d'Avogadro, [27](#)

- PCFOV, [205](#)
- pic d'échappement, [55](#), [66](#), [67](#)
- pic de rétrodiffusion, [55](#), [66](#)
- pic photoélectrique, [55](#), [66](#)
- pulsar X, [148](#)

- rétrodiffusion, [25](#)
- Raie cyclotron, [13](#)
- rayonnement gamma, [8](#)
- rayonnement synchrotron, [10](#)
- rayonnement X, [8](#)
- recuit, [117](#)
- RMF, [56](#)

- Seuil de détection, [33](#)
- spallation, [12](#)
- spectre électromagnétique, [8](#)

- Van Allen, ceintures de, [15](#)

- Wolf-Rayet, [135](#)

